KISS DEZSŐ HORVÁTH ÁKOS KISS ÁDÁM

KÍSÉRLETI ATOMFIZIKA

ELTE EÖTVÖS KIADÓ

KISS DEZSŐ-HORVÁTH ÁKOS-KISS ÁDÁM

KÍSÉRLETI ATOMFIZIKA

EGYETEMI TANKÖNYV



ELTE Eötvös Kiadó, Budapest

A tankönyv megjelentetését támogatta a PAKSI ATOMERŐMŰ RT.

Lektorálta: Angeli István, a tudományok doktora Gnädig Péter kandidátus

Nyelvi Lektor: Homonyik Andrea

Fedélterv: Dukay Barna

A címlapon az atommagok "periódusos rendszere", az izotóptérkép látható. A hátlapon a ⁶He β -bomlásának ködkamra-felvétele látható, melyet Csikai Gyula és Szalay Sándor készített Debrecenben.

Az ábrákat rajzolta: Gődér Györgyi Megyeri Dalma Nemesi Szilvia Rudán Pál

ISBN 963 463 166 5

© Kiss Dezső-Horváth Ákos-Kiss Ádám, 1998

ELTE Eötvös kiadó, Budapest Felelős kiadó: H. Nagy Anna

Készült a *mondAt Kft.* nyomdájában Ügyvezető: Nagy László Telefon: 06–30–944–9332

Előszó

Az atomfizika szó szélesebb értelemben magában foglalja a héjfizikát (szűkebben értelmezett atomfizika), a magfizikát és a részecskefizikát. E három területről kíván a könyv általános áttekintést adni *nem fizikus* hallgatóknak. Természetesen az egyes szakok hallgatói számára a közöltek ismeretének különböző mélysége kívántatik meg, így például eltérőek lehetnek a matematika-fizika, fizika-kémia, fizika szakos vagy geofizikus, biofizikus, csillagász stb. hallgatók szempontjai. A könyv bőségesebb anyagot nyújt, mint amit az előadások során fel lehet használni, ugyanakkor meggyőződésünk szerint jó alapot ad arra, hogy a tényleges előadások során alkalmazkodni lehessen a hallgatók igényéhez és az előadó ízléséhez.

A tankönyv kifejezetten kísérleti beállítottságú, bizonyos vonatkozásban alapjául szolgálhat a későbbi elméleti fizikai stúdiumoknak.

A könyv alapjául Kiss Dezső: "Atomfizika" c. jegyzete szolgált (1983).

Köszönettel tartozunk a könyv lektorainak: Angeli Istvánnak, a tudományok doktorának (KLTE Kísérleti Fizika Tanszék professzorának) és Gnädig Péter kandidátusnak (az ELTE Atomfizikai Tanszék docensének) a könyv kéziratának gondos átnézéséért, hasznos tanácsaikért, észrevételeikért. Köszönet illeti mindazon kollégáinkat, akik átnézve a kézirat egy-egy fejezetét, észrevételeikkel, megjegyzéseikkel segítették, hogy a könyv jobb legyen: Rozlosnik Noémi docensnek (ELTE Biológiai Fizika Tanszék), Kürti Jenő docensnek (ELTE Biológiai Fizika Tanszék) és Rajczy Péter szakoktatónak (ELTE Biológiai Fizika Tanszék), Csillag László kandidátusnak (a KFKI-SZFKI tudományos főmunkatársának), továbbá nemrég elhunyt kollégánknak, Erő Jánosnak, a tudományok doktorának (a KFKI-RMKI tudományos tanácsadójának), Temesvári Emese doktornak (Ph. D.), a KFKI-AEKI tudományos munkatársának.

Külön ki kell emelnünk Fehér István professzort (KFKI-AEKI tudományos tanácsadója), aki a sugárvédelem fejezet, továbbá Kardon Bélát, a tudományok doktorát (KFKI-RMKI tudományos tanácsadó), aki a termonukleáris energia című fejezet megírásában részt vett.

Köszönjük az Oxford University Press hozzájárulását a 23.4, 4. és 7. fényképek felhasználásához.

Végezetül szeretnénk köszönetünket kifejezni Kállóné Bartha Ildikónak a kézirat gondos elkészítésének nagy munkájáért, Nagy Piroska Mária és Szép János IV. éves fizika szakos egyetemi hallgatóknak a kézirat átolvasásáért és hasznos megjegyzéseikért.

Budapest, 1998. január 15.

A szerzők

Tartalomjegyzék

ELC	őszó .	
I.	Héjf	izika
1	. Az	atom és a kinetikus gázelmélet
	1.1.	Az atomfogalom fejlődése
	1.2.	A gázok kinetikus elmélete 16
	1.3.	A gáztörvény kinetikus értelmezése
	1.4.	A gázmolekulák közepes sebességének kísérleti
		meghatározása 22
	1.5.	A gázmolekulák közepes szabad úthossza 25
	1.6.	A Brown-mozgás
	1.7.	Az Avogadro-szám meghatározása
2	. Az	elektron
	2.1.	Az elektron felfedezése 34
	2.2.	Az elemi töltés pontos meghatározása
	2.3.	A fajlagos töltés mérése 41
	2.4.	A tömegspektrométerek 49
	2.5.	Az elektron tömegének függése a sebességétől 52
	2.6.	Az elektron sugara
3	. Az	elektromágneses tér hullám- és
	kva	antumos viselkedése 55
	3.1.	A hőmérsékleti sugárzás 59
	3.2.	A fényelektromos hatás
	3.3.	A röntgensugárzás 71
	3.4.	A relativisztikus energiaképlet
	3.5.	A Compton-effektus
	3.6.	A fénynyomás
	3.7.	A fény kettős természete 84
4	. An	yaghullámok
	4.1.	de Broglie hipotézise 88
	4.2.	Az elektroninterferencia
	4.3.	Az anyaghullámcsomag
	4.4.	Határozatlansági relációk 98

5. Kla	sszikus atommodellek	101
5.1.	Atommodellek Rutherford előtt	101
5.2.	A Rutherford-féle szóráskísérletek	102
5.3.	A Franck–Hertz-kísérlet	111
5.4.	Atomi színképekre vonatkozó kísérletek eredményei	113
5.5.	A Bohr-féle atommodell	117
6. Az	atomok hullámmodellje	123
6.1.	Mikrorészecskék perdülete és mágneses momentuma	123
6.2.	A kvantummechanika fogalomköre	135
6.3.	Atomi elektronpályák	144
6.4.	A hidrogénatom energiaszintjeinek szerkezete	150
6.5.	A lézer	162
II. Atom	IMAGFIZIKA	175
7. Az	atommagok általános tulajdonságai	176
7.1.	Az atommagok szerkezete	176
7.2.	Az atommagok mérete	181
7.3.	Atommag egyszerű modelljei	186
7.4.	Az atommagok stabilitása	192
7.5.	Magnyomatékok	193
8. Ate	ommagok bomlása	202
8.1.	Radioaktív bomlások típusai	202
8.2.	A radioaktivitás időbeli lefolyása	207
8.3.	Az α -bomlás	216
8.4.	A β -bomlás	219
8.5.	Az atommagok elektromágneses átmenetei	223
9. Sug	gárzás és anyag kölcsönhatása	232
9.1.	Töltött részecskék kölcsönhatásai	233
9.2.	Gammasugárzás és anyag kölcsönhatása	236
9.3.	Pozitronannihiláció	240
10. Ma	gsugárzások detektálása	246
10.1.	Gáztöltésű számlálók	247
10.2.	A szcintillációs számláló	253
10.3.	A félvezető detektorok	257
10.4.	Cserenkov-számlálók	260
10.5.	Részecskenyom-detektorok (Vizuális detektorok)	261
10.6.	Neutrínódetektorok	266

11. A r	észecskegyorsítók	268
11.1.	Lineáris pályájú gyorsítóberendezések	270
11.2.	Ciklikus részecskegyorsítók	275
11.3.	"Klasszikus" részecskefizikai mamutgyorsítók	280
11.4.	Ütközőnyalábok — tárológvűrűk	281
12. A r	nagreakciók	286
12.1.	Magreakciók általános jellemzése	286
13. Net	utronok	302
13.1.	A neutron tulajdonságai	302
13.2.	Neutronforrások	304
13.3.	A neutronok detektálása	307
13.4.	Neutronspektroszkópia	308
14. Az	atomreaktor	312
14.1.	A maghasadás	312
14.2.	A láncreakció	317
14.3.	A neutronok lassítása	320
14.4.	Reaktorok szabályozása	321
14.5.	Reaktortípusok	324
14.6.	Az erőművi reaktorok, nukleáris energetika	330
15. A t	ermonukleáris energia	336
15.1.	A fúziós reakció	336
15.2.	Fúziós reaktor	337
16. Sug	gárvédelem	343
16.1.	A sugárvédelem feladata	343
16.2.	Dózisfogalmak	345
16.3.	Gyakorlati sugárvédelem	363
III. Rész	ECSKEFIZIKA	371
17. A 1	részecskefizikai kutatások néhány	
saja	átossága	371
18. Tö	rténeti áttekintés	373
18.1.	A kozmikus sugárzás	373
18.2.	A pozitron felfedezése	376
18.3.	A müon felfedezése	376
18.4.	A V-részecskék felfedezése	377
18.5.	A π -mezon felfedezése	379
18.6.	A π^0 -mezon felfedezése	379

7

19. A részecskék osztályozása 3	380
19.1. "Stabil" részecskék	381
19.2. Antirészecskék	386
19.3. Megmaradási törvények	387
19.4. Az antiproton felfedezése	389
20. Leptonok	390
20.1. A τ felfedezése	391
20.2. Neutrínófizika	391
21. Hadronok	106
21.1. A J/Ψ -részecske felfedezése	407
21.2. Az Y-részecske kísérleti megfigyelése	408
22. A kölcsönhatások	108
22.1 A gravitációs kölcsönhatás	408
22.2. Az elektromágneses kölcsönhatás	409
22.3. A gyenge kölcsönhatás	410
22.4. Erős kölcsönhatás	411
23. Torekves a kolcsonnatasi enneletek	119
23.1 A Maxwell almólat	112
23.2 Ag alaktrogrange kälceänhatás almálata	412
23.2. Az elektrogyenge korsonnatas ennelete	118
23.4 A szuperszimmetria-elmélet (SUSV)	410
20.4. A Szuperszimmetrio-emiletet (0001)	115
24. Kvarkok	120
24.1. Kvarkfajták ("ízek")	421
24.2. Szín	423
24.3. Gluonok	424
24.4. A szubelemi részecskék rendszerezése	425
24.5. A kvarkok "bebörtönzése"	426
24.6. Kvarkplazma	428
1. Függelék. Az atomfizikában használatos fontosabb egységek	
átszámítása SI-be	431
2. Függelék. Atomfizikai konstansok	432
3. Függelék. A neutrínóhipotézis születésének történetéből	434
4. Függelék. A feladatok megoldásai	437
5. Függelék. Ajánlott irodalom	455
Névmutató	459
TÁRGYMUTATÓ	461
Fényképek	467

I. rész

HÉJFIZIKA

Feynman Nobel-díjas fizikus "Mai fizika" című könyvének¹ bevezetőjében olvashatjuk: "Ha egy világkatasztrófa következtében minden tudományos ismeretanyag megsemmisülne, és csak egyetlen mondat maradna örökségül a következő civilizációra, mi lenne az a mondat, amely a legtömörebb megfogalmazásban a legtöbb információt sűrítené magába? Úgy vélem, ennek a mondatnak az atomok hipotézisét (vagy ha úgy tetszik, az atomok létezésének tényét) kellene tartalmaznia: azt, hogy minden dolog atomokból épül fel – állandóan mozgó kis részecskékből, amelyek vonzzák egymást, ha kis távolságra vannak egymástól, és taszítják egymást, ha egyiket a másikba préselik. Mint látni fogjuk, ez a megállapítás hihetetlen mennyiségű információt tartalmaz a világról, csupán egy kis logika és fantázia kell hozzá."

1. Az atom és a kinetikus gázelmélet

1.1. Az atomfogalom fejlődése

Az a gondolat, hogy az anyag nem folytonos, nem osztható korlátlanul apróbb részekre, hanem nagyszámú atomból áll, az ókori görögöktől származik (az atom görög szó, jelentése oszthatatlan). Talán Démokritosz (i. e. 460–370) hipotézise jelentette az atom létezésének első feltételezését. A démokritoszi atomelmélet természetesen nem természettudományi, hanem természetfilozófiai jellegű. Az atomelképzelés mint természetfilozófiai hipotézis szinte sosem tűnik el első megjelenése óta. Természettudományos hipotézisként a hőjelenségek értelmezésével kapcsolatban születik meg D. Bernoulli és

¹ R. P. Feynman-R. B. Leighton-M. Sands: Mai fizika, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1970

M. V. Lomonoszov munkáiban (XVIII. század), akik a hőt az anyag részecskéinek mozgásaként magyarázzák. A hő mozgásként való felfogása régebbi keletű, de Bernoulli és Lomonoszov hőtani és az anyag atomos szerkezetére vonatkozó nézeteit azért lehet már természettudományi – és nem természetfilozófiai – hipotézisnek tekinteni, mert ők már elvégezhető kísérletekre utalnak álláspontjuk alátámasztásaként. Nézeteik mégis csak hipotézisek, és nem tekinthetők elméletnek, mert korukban (a XVIII. században) a javasolt kísérleteket senki nem végezte el, így azok nem voltak természettudományosan bizonyítottak.

Az első természettudományos korpuszkuláris elméletet nem is a fizika, hanem a kémia fejlődése hozta létre: ez a XIX. század elején kialakuló kémiai atomelmélet.

J. Dalton felfedezte a többszörös súlyviszonyok törvényét (1808), amelyet az atomelmélet alapján magyarázott, mellékelve az atomsúlytáblázatot is. 1808-ban Gay-Lussac megállapította az egymással reakcióba lépő gázok térfogati arányát, s ehhez csatlakozva A. Avogadro már kimondhatta nevezetes törvényét: a gázok azonos nyomás, térfogat és hőmérséklet esetén azonos számú részecskét tartalmaznak.

Az első fizikai atomelmélet a XIX. század második felében kidolgozott kinetikus gázelmélet. A gáztörvények kísérletileg igazolt törvények voltak már akkor is. A kinetikus gázelmélet a gáztörvényeket az anyag atomos felépítéséből kiindulva tudta magyarázni is. Tehát a kiindulási alapját képező atomhipotézist elméletté szilárdította.

A XIX. század végéig az atomot az anyag tovább már nem osztható részének tekintették. Az atom szerkezetének megismerése a katódsugárcső (légritka térben – gázkisülési csőben – létrehozott elektronnyaláb, amely a gázkisülési cső negatív elektródjáról indul) és a röntgensugárzás (1895), valamint a radioaktivitás (1896) felfedezése nyomán bontakozott ki. Az első tudományos atommodellt J. J. Thomson alkotta meg 1904-ben: az atomot 10^{-10} m átmérőjű pozitív töltésű gömbnek tekintette, amelynek belseje negatív töltésű pontszerű elektronokat tartalmaz. A természetes radioaktivitás ún. α -sugárzása kitűnő eszköznek bizonyult az atom szerkezetének vizsgálatánál. E. Rutherford az α -sugárzásnak vékony fémfóliákon történő áthaladását vizsgálta. A fólián áthaladt, szórt részecskék irányeloszlása nem felelt meg a Thomson-modellnek. Rutherford kísérletileg meghatározta a szóródott részecskék szögeloszlását. Ezt az eloszlást az α -részecske és az atom Coulomb-kölcsönhatása alapján elméletileg is ki lehetett számítani. A Thomson-modell alapján nagy szögekben jóval kevesebb részecskét kellett volna találni, mint amit Rutherford szórási kísérletei mutattak.

Rutherford az α -szórási kísérletek alapján 1911-ben új atommodellt javasolt. Eszerint az atom kis kiterjedésű – körülbelül 10^{-15} m sugarú – középponti elhelyezkedésű, pozitív töltésű magból és a körülötte viszonylag nagy távolságban (10^{-10} m) keringő elektronokból áll. Az atom tömegének túlnyomó része az atommagban koncentrálódik. A Rutherford-modell szembetűnő hasonlóságot mutat a Naprendszerrel. Az elektronok az atommag körül keringenek, hasonlóan ahhoz, ahogy a bolygók keringenek a Nap körül. Míg a bolygókat a Nap gravitációs erőtere, az elektronokat a mag elektrosztatikus erőtere tartja pályájukon.

A körpályán mozgó elektron gyorsulása, bár a sebesség nagysága állandó, nem zérus. A klasszikus elektrodinamika tanítása szerint a gyorsulás miatt az elektronnak sugároznia kellene, s mivel így állandóan energiát vesztene, ezáltal a pálya sugara folyton csökkenne, végül az elektron beleesne a magba. Ez nyilván nem egyezik meg a tapasztalattal, mint ahogy az sem, hogy a Rutherford-modell szerint az atom akármilyen frekvenciájú fényt ki tudna sugározni. Ezen nehézségeket N. Bohr 1913-ban a következő két állítást tartalmazó hipotézissel hidalta át:

1. Az elektronok csak meghatározott pályákon keringhetnek, de ezen pályákon való mozgásnál a klasszikus elektrodinamika már nem érvényes, a pálya stabil, az elektron nem sugároz.

2. Két ilyen pálya közötti átmenetkor a megfelelő energiák különbségével arányos meghatározott frekvenciájú elektromágnes sugárzás kibocsátása következik be.

A Rutherford-atommodell azon állítása, hogy az atom egy központi pozitív elektromos töltésű magból és az a körül elhelyezkedő elektronokból áll, napjainkig is érvényben maradt, noha az újabb elmélet, a kvantummechanika alapján az elektronpályákról alkotott elképzelésünk módosult. Az atomban mozgó elektron esetében a kvantummechanika szerint nem lehet pályán – ún. "trajektórián" – való pontmozgásról beszélni, mert az elektron időben egymást követő megtalálási helyzeteihez nem rendelhetünk egy térbeli <u>r</u>(t) görbét. Az elektron a kvantummechanika által megadott valószínűségeleszlással található meg a tér különböző pontjain.

A neutronok felfedezése (J. Chadwick, 1932) jelentős lépés az atommag szerkezetének megismerésében. Még ugyanabban az évben felismerték, hogy az atommagok protonokból és neutronokból épülnek fel, és őket az elektromos taszítást legyőző magerők tartják össze. A magerők – a tapasztalat szerint – rövid hatótávolságúak és sokkal intenzívebbek, mint bármilyen más ismert erő. A magkölcsönhatásra W. Heisenberg javasolt modellt, eszerint a magot alkotó részecskék, ún. nukleonok, közötti kölcsönhatást az hozza létre, hogy a nukleonok egymásnak egy másfajta részecskét adnak át, ún. részecske-kicserélődés megy végbe. Ezt a gondolatot H. Yukawa fejlesztette tovább (1935). Megmutatta, hogy a magerők alapvető tulajdonságainak értelmezéséhez a kicserélődési részecske tömegének az elektron tömege és a nukleonok tömege közé kell esni. Az ilyen részecskéket a későbbiekben mezonnak (közepes) nevezték el, és a kozmikus sugárzásban fel is fedezték ezeket. A fejlődés szempontjából legfontosabbnak tűnő események időrendjét az I. 1. táblázat tartalmazza.

Év	Kísérleti eredmény	Év	Technikai ugrások	Év	Elméleti mérföldkövek
	-			1811- 14	Az atomok és mo- lekulák fogalmának bevezetése (A. Avo- gadro, A. M. Am- pére)
		1855	H. Geissler-féle szivattyú	1868- 81	A Maxwell-egyen- letek (J. C. Max- well)
				1869	Az elemek osztá- lyozása – a peri- ódusos rendszer (D. I. Mengyelejev)
1895	A röntgensuga- rak felfedezése (W. C. Röntgen)				
1896	A radioaktivitás fel- fedezése (A. H. Bec- querel)				
1897	Az elektron felfede- zése (J. J. Thom- son)				
1898	A Curie házaspár tiszta rádiumot állít elő				
	9			1900	A fekete test sugár- zása (M. Planck)

I. 1. táblázat. Néhány fontosabb esemény

Év	Kísérleti eredmény	Év	Technikai ugrások	Év	Elméleti mérföldkövek
1905	A spektrumvonalak törvényszerűségei (J. J. Balmer, W. Ritz)		15	1905	A fénykvantum fogalmának beveze- tése (A. Einstein) A speciális relativi- táselmélet (A. Eins- tein)
1910	Az elemi töltés meghatározása (R. A. Millikan)				
1910	A kozmikus su- gárzás felfede- zése (A. Gockel, V. H. Hess)				
1911	Az atommag felfe- dezése (E. Ruther- ford)				
ai -		1912	Wilson-kamra (C. T. R. Wilson)		
				1913	A Bohr-modell (N. Bohr)
1919	Az első mesterséges magreakció, ami egyben a proton (mint magalkat- rész) felfedezése (E. Rutherford) ${}^{14}_7\text{N} + \alpha \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + p$				
				1927	A határozatlansági reláció (W. Heisen- berg) Az α-bomlás elmé- lete (G. Gamow)
		1928	GM-számláló (J. Geiger, W. Müller) A lineáris gyorsító elve (R. Wideröe)		
		1929	A koincidencia- módszer (W. Bothe, W. Kolhörster)		

Év	Kísérleti eredmény	Év	Technikai ugrások	Év	Elméleti mérföldkövek
1932	A neutron felfede- zése (J. Chadwick) A pozitron felfede- zése (C. D. Ander- son)	1930- 32	A Cockroft-Walton kaszkádgyorsító (J. D. Cockroft, E. T. S. Walton) Az első ciklotro- nok megépítése (E. O. Lawrence, S. Livingston) Van de Graaff- generátor (J. R. Van de Graaff)	1931	A neutrínóhipotézis (W. Pauli)
1935	A mesterséges ra- dioaktivitás felfede- zése (I. Joliot-Curie és F. Joliot-Curie)	1934- 39	A Cserenkov- effektus felfe- dezése és az első Cserenkov- detektor felépítése (P. A. Cserenkov)	1935	A magerők mezon- elmélete (H. Yu- kawa)
1936	A müon (μ -mezon) felfedezése (C. D. Anderson, S. H. Neddermeyer)			1936	A magreakciók diszperziós elmélete (Wigner Jenő, G. Breit)
1938	A maghasad ás fel - fedezése (O. Hahn, F. Strassman)				
1942	Az első atomre- aktor (E. Fermi, Szilárd Leó)	1940- 43	Az első elektro- nikus számítógép (ANIAC, J. Neu- mann)		
1943	A radioaktív nyom- jelzés kidolgozása (Hevesy György)	1945- 46	A nukleáris emulzió (C. F. Powell, G. P. S. Occhialini)		
1947	A pion felfedezése (C. F. Powell, G. P. S. Occhialini) A V^0 -részecskék felfedczése (G. D. Rochester, C. C. Butler, E. W. Cowen, C. D. Anderson)	1947	A szcintillációs számlálók (F. Marshall)	1947- 48	Az ősrobbanás- (Big Bang) elmélet (G. Gamow)

Év	Kísérleti eredmény	Év	Technikai ugrások	Év	Elméleti mérföldkövek
		1949	A félvezető de- tektorok (K. G. MacKay)	1949	Az atomma- gok héjmodellje (M. Goeppert- Mayer, H. D. Jan- sen)
		1952	A buborékkamra (D. A. Glaser) A Cosmotron, GeV- os protongyorsító Brookhaven-ben (M. H. Blewett)		
1955	Az antiproton felfedezése (E. G. Segré)				
1955- 57	A nukleonok szerke- zete, nagyenergiájú elektronok szóró- dása atommagban (R. Hofstädter)	1955	A dubnai 10 GeV- os protongyorsító (V. J. Vekszler)		
1956	Az antineutrínók kísérleti kimutatása (F. Reines, C. L. Cowan)			1956	A paritássértés felfedezése (T. D. Lee, C. N. Yang)
1957	A CP-sértés kí- sérleti kimutatása (C. S. Wu, Telegdi Bálint, L. Leder- man)				
1958	A Mössbauer- effektus felfedezése (R. L. Mössbauer)				
		1963	Az integrált elekt- ronikus áramkörök		
				1964	A kvarkhipotézis (M. Gell-Mann)

Év	Kísérleti eredmény	Év	Technikai ugrások	Év	Elméleti mérföldkövek
		1967- 68	A proporcionális kamrák (G. Char- pak és mtsai)		
1972	Lézerhologram (Gábor Dénes)	1970	Az ütközőnyalábok, tárológyűrűk	1974	Nagy Egyesített Elméletek, a pro- ton instabilitása (H. Georgi, S. Glas- how)
1983	A W^{\pm} és a Z^{0} bozonok felfedezése (C. Rubbia és mts ai, P. Darriulat és mtsai. és Van der Meer és mtsai.)	1990	Radioaktív részecs- kenyalábok		
1995	A top-kvark felfede- zése (FNAL, CDF, DO kísérletek)				

Az I. 1. táblázatban megkíséreltük vázlatosan összefoglalni időrendi sorrendben az atomfizika, az atommagfizika és a részecskefizika fejlődésének legfontosabb állomásait – a teljesség igénye nélkül. A hangsúlyt a kísérleti eredmények elérésére, a kísérleti felfedezésekre helyeztük, emellett törekedtünk visszaadni a technika (gyorsítók, detektorok) fejlődésének a legfontosabb mérföldköveit is. Viszonylag szűkmarkúan bántunk az elmélet és az elméleti koncepciók fejlődésével, amiben a könyv jellege tükröződik, nem pedig az elméleti eredmények lebecsülése.

1.2. A gázok kinetikus elmélete

1.2.1. A kinetikus gázelmélet alapjai

Valamely adott gázmennyiségben foglalt atomok és mołekulák számát és nagyságát először az ún. *kinetikus gázelmélet* segítségével sikerült megállapítani. Az elmélet kidolgozása nagy részben Ludwig Eduard Boltzmann (1844–1906) osztrák fizikus nevéhez fűződik.

Az elmélet kiindulópontját az a feltevés képezi, hogy az anyag atomos, illetve molekuláris szerkezetű és a részecskék szakadatlan mozgásban vannak. Az elmélet célja a gáz makroszkopikus viselkedésének visszavezetése a gázt alkotó részecskék mozgására, és ezáltal a makroszkopikus törvények levezetése.

A kinetikus gázelmélet atomi-molekuláris szerkezetet tételez fel. A gáztérfogat egyik része sem kitüntetett a másikhoz képest, vagyis a gáz egyensúlyi állapotában, ha külső erő nem hat, a részecskék a rendelkezésükre álló teret átlagosan egyenletes sűrűséggel töltik ki. A kinetikus gázelméletben első közelítésben ideális gázzal foglalkozunk. Az ideális gázban a részecskék elhanyagolható térfogatúak, egymásra vonzóerővel nem hatnak, egymástól függetlenül végzik az egyenes vonalú egyenletes mozgásukat mindaddig, míg össze nem ütköznek, amikor is rugalmas ütközés következik be. Az elmélet feltételezi, hogy egyetlen térbeli irány sem kitüntetett, vagyis a részecskék minden irányban egyenlő gyakorisággal mozognak. A részecskék rugalmasnak feltételezett ütközésénél a részecskék sebessége általában megváltozik, de a sebesség szerinti eloszlás adott hőmérsékleten, egyensúly esetén nem változik meg.

Az előbbiek alapján következik, hogy tetszőleges derékszögű koordinátarendszerben a részecskék sebességkomponenseinek átlaga zérus:

$$\bar{v}_x = \bar{v}_y = \bar{v}_z = 0$$

(az átlagot itt és a későbbiekben is felülvonással jelöljük, egyes esetekben pedig a $\langle \rangle$ zárójelet használjuk). Ugyanezen meggondolások alapján a sebességkomponensek négyzetének átlaga:

$$\bar{v_x^2} = \bar{v_y^2} = \bar{v_z^2} = \frac{1}{3}\bar{v^2}$$

tekintve, hogy $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2$. Ezen három egyenlet azt mondja ki, hogy az egyes részecskék sebességének komponensei függetlenek egymástól, és teljesen egyforma szerepet játszanak. Erre a későbbiek során mint a sebességkomponensek egyenértékűségére fogunk hivatkozni.

1.2.2. A gázok nyomásának értelmezése

A molekulák rendezetlen mozgásuk során sokszor ütköznek a gáztér határoló falaiba is. Az időegység alatt bekövetkező ütközések nagy száma miatt ez egy állandónak tekinthető \vec{F} erőhatást jelent, amiből kiszámítható a gáz nyomása.

Képzeljük el, hogy az egyik oldalon x irányban mozgatható dugattyúval lezárt dobozban adott térfogatú gáz van (1.1. ábra). Mekkora erő hat a dugattyúra annak következtében, hogy a dobozban atomok mozognak? Ha a dugattyúra csak a gáz nyomása hatna, akkor gyorsuló mozgást végezne

kifelé. Ahhoz, hogy ez ne következzék be, $-\vec{F} x$ irányú erővel kell kívülről hatni a dugattyúra.



1.1. ábra. Az atomok mozgásából származó F erő hat a dugattyúra, ami az egyes atomok dugattyúba ütközésének következménye

A dugattyú felé haladó és abba beleütköző részecske impulzusának xkomponense mv_x . Mivel a részecske rugalmasan visszaverődik, az ütközés utáni impulzus x komponense $-mv_x$. Tehát a dugattyúnak átadott impulzus (az impulzus megváltozása):

$$\Delta p_x = 2mv_x.$$

A dugattyú felé v_x sebességgel haladó részecskék közül Δt idő alatt azok üt-

köznek a dugattyúba, amelyek $v_x \cdot \Delta t$ távolságon belül vannak. Ezek száma

$$\hat{n}' = v_x \cdot \Delta t \cdot A \cdot \hat{n} \cdot f(v_x) \cdot dv_x,$$

ahol A a dugattyú felülete, $\hat{n} = N/V$ a részecskék sűrűsége, N az összes részecskék száma, V a teljes térfogat. $f(v_x)dv_x$ annak a valószínűsége, hogy egy részecske x irányú sebességkomponense v_x és $v_x + dv_x$ közötti értékű. Az erő, amellyel ezek a részecskék nyomják a dugattyút:

$$F' = \frac{\Delta p_x}{\Delta t} = \hat{n}' \frac{2mv_x}{\Delta t} = 2mv_x^2 \hat{n} A f(v_x) dv_x.$$

A nyomás:

$$p' = F'/A = 2mv_x^2 \hat{n} f(v_x) dv_x.$$

Mivel a dugattyút egyidejűleg 0-tól $+\infty$ -ig terjedő v_x sebességű részecskék bombázzák, a teljes nyomás

$$p = \int_0^\infty 2m v_x^2 \hat{n} f(v_x) \, dv_x = \hat{n}m \int_{-\infty}^\infty v_x^2 f(v_x) \, dv_x = \hat{n}m \bar{v_x^2}.$$

Az integrál kiszámításánál azért térhetünk át az alsó határnál $-\infty$ -re (a 2es szorzófaktor elhagyásával), mert a részecskék mindkét irányban azonos valószínűséggel repülnek, és ezért $f(v_x) = f(-v_x)$.

Felhasználva, hogy a sebességkomponensek egyenértékűek, a nyomást kifejezhetjük a részecskék sebességnégyzetének átlagával:

(1.1)
$$p = \frac{2}{3}\hat{n} \cdot \frac{1}{2}m\bar{v^2} = \frac{2}{3}\hat{n}\bar{E}.$$

Ez a nyomás és az átlagos mozgási energia összefüggése, ahol

$$\bar{E} = \frac{1}{2}m\bar{v^2}$$

a részecskék átlagos kinetikus energiája (egyatomos ideális gázra). Ezzel egy makroszkopikus adatot, a nyomást sikerült a részecskék átlagsebességével kifejezni, tehát a nyomás molekuláris értelmezését megadni.

1.2.3. A hőmérséklet és a kinetikus energia

Ismeretes, hogy a gázok összenyomásánál a hőmérséklet növekszik. Adjuk meg ennek a tapasztalatnak a magyarázatát a kinetikus gázelmélet alapján, és egyben foglalkozzunk a hőmérséklet kinetikai értelmezésével is!

Tekintsünk két különböző gázt tartalmazó dobozt, amelyet mozgó dugattyúval kettéválasztottunk az 1.2. ábrán látható módon. Az I. részben térfogategységenként \hat{n}_1 atom van, amelyeknek tömege m_1 és sebessége v_1 . A második részben ezen mennyiségek értéke \hat{n}_2, m_2, v_2 . A dugattyú szabadon elmozdulhat mindkét irányban, így akkor áll be egyen-



1.2. ábra. Két különböző gáz dugattyúval szétválasztott dobozban

súlyi helyzetbe, ha a nyomás a két oldalon megegyezik. Ezek után (1.1 - a nyomás és az átlagos mozgási energia összefüggése) alapján:

$$\hat{n}_1 \bar{E}_1 = \hat{n}_2 \bar{E}_2. \tag{1.2}$$

Az 1.2.1. pontban összefoglalt feltevések szerint semmilyen sebességirány nincs kitüntetve. Ha nem szerepel elválasztó dugattyú, akkor két, \vec{v}_1 , ill. \vec{v}_2 sebességgel mozgó atom tömegközéppontja

$$\vec{v} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}$$

sebességgel mozog. A részecskék egymáshoz viszonyított sebessége $\vec{w} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$. Egyensúly esetén a \vec{w} relatív sebességnek a tömegközéppont mozgási irányához viszonyított bármely iránya egyformán valószínű (a sebességkomponensek egyenértékűek). Ezért \vec{w} és \vec{v} által bezárt szög koszinuszának átlaga zérus. Írjuk fel a két vektor skaláris szorzatát:

$$\vec{w} \cdot \vec{v} = (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{(m_1 \vec{v}_1^2 - m_2 \vec{v}_2^2) + (m_2 - m_1)(\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2)}{m_1 + m_2}.$$

Tekintsük először a $\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2$ szorzatot. Mivel valamely molekula bármely irányban egyforma valószínűséggel haladhat, ezért sebességének bármely irányra vett átlaga zérus és v_1 független v_2 -től, tehát a $\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2$ szorzat átlaga zérus. Ezért egyenletünk átlagolásából $\langle \vec{w} \cdot \vec{v} \rangle = 0 = \langle \vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2 \rangle$ következik. Ebből pedig

(1.3)
$$m_1 \bar{v}_1^2 = m_2 \bar{v}_2^2$$
 azaz: $\bar{E}_1 = \bar{E}_2$.

Tehát egy gázkeverékben egyensúlyban a kétféle molekula átlagos kinetikus energiájának egyformának kell lennie. Ez úgy valósul meg, hogy a nehezebb atomok lassabban mozognak, amit kísérletileg is ki lehet mutatni. Annak megmutatására, hogy termikus egyensúly esetén két egymástól elválasztott gáz molekuláinak is egyenlő átlagos kinetikus energiával kell rendelkezniük, tételezzük fel, hogy a két gázt elválasztó dugattyú egy olyan gömb, amely lazán illeszkedik a hengeres gáztartályba. A rés a gömb és a tartály fala között akkora legyen csak, hogy a molekulák ne tudjanak áthatolni az egyik térrészből a másikba. Ekkor a golyó, mint egy óriási molekula, ütközvén az egyik térrészben levő molekulákkal – egyensúly esetén – azok E_1 átlagos kinetikus energiájára tesz szert. Ha egyensúlyban van a másik térrésszel is, akkor átlagos kinetikus energiája egyenlő kell legyen az ott található molekulák \overline{E}_2 átlagos kinetikus energiájával is. Így $\overline{E}_1 = \overline{E}_2$. (Reális elválasztó fal természetesen nem írható le merev golyóként, de a leírt modell jól illusztrálja, hogy az elválasztó fal molekulái milyen szerepet játszanak a termikus egyensúly létrejöttében.)

Tehát: ha két gáz azonos hőmérsékletű, akkor a gázrészecskék átlagos kinetikus energiája egyenlő, függetlenül a részecskék minőségétől. A molekulák átlagos kinetikus energiája – a hőmérséklettel azonos módon – termikus egyensúlyban kiegyenlítődik, és nem a gáz minőségére, hanem csak a hőmérsékletre jellemző mennyiség, ezért felhasználhatjuk a hőmérséklet definiálására. A legegyszerűbb lenne magát az átlagenergiát nevezni hőmérsékletnek. A hőmérséklet empirikus bevezetésekor a hőmérsékleti skálát azonban már másképpen választották meg (például a Celsius-skála). Gay-Lussac törvényeiből azonban az is kiderült, hogy létezik egy abszolút hőmérsékleti skála, amely arányos a Celsius-skálával, de nullpontja kb. 273 °C-kal el van tolva. Az átlagos energia az abszolút hőmérséklettel arányos, és egy átszámítási szorzót kell használni a molekulák átlagos kinetikus energiája és az abszolút hőmérséklet között:

(1.4)
$$\bar{E} = \frac{3}{2}kT$$

Ez a formula értelmezi a hőmérsékletet az atomfizikában úgy, hogy ez a kísérleti gáztörvényekkel (Gay-Lussac, Boyle–Mariotte) is jó egyezésben van. Az arányossági tényező k, az ún. Boltzmann-féle állandó, amelynek értéke

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K}}.$$

1.3. A gáztörvény kinetikus értelmezése

Az eddigiekben megadtuk a nyomás és a hőmérséklet atomfizikai értelmezését. Ezek összevetéséből milyen információhoz jutunk? Ha kiküszöböljük mindkét egyenletből a részecskék átlagos energiáját, akkor egy csak makroszkopikus jellemzőket tartalmazó egyenlethez jutunk: $pV = \frac{2}{3}\bar{E} \cdot N$ és $\bar{E} = \frac{3}{2}kT$, ebből:

$$pV = NkT.$$

Ez az ideális gáz (első) állapotegyenlete néven ismert, és ezt most sikerült a kinetikus gázelmélet keretein belül az egyensúly fogalmának felhasználásával megalapoznunk.

Az ideális gáz állapotegyenletét kísérletekből már meghatározták. Boyle–Mariotte és Gay-Lussac törvényeit egyesítve, és a mólszámot bevezetve kapjuk a pV = nRT egyenletet. Itt R az egyetemes vagy univerzális gázállandó, értéke $R = 8,315 \frac{J}{\text{mol}\cdot\text{K}}$, és a továbbiakban n a mólszámot jelöli. A mól a gáz anyagmennyiségét jellemző szám. Felismerték, hogy az ideálisnak tekinthető gázok standard körülmények között adott térfogaton azonos darab molekulát vagy atomot tartalmaznak. 22,41 dm³ térfogatú ideális gázban lévő molekulák számát nevezzük egy mólnyi mennyiségnek, de ez csak az univerzális gázállandó számértékét állítja be. Milyen kapcsolat áll fenn a fenti atomfizikai jellegű felírás és a hagyományos felírás között? A két egyenlet összevetésével és az Avogadro-szám bevezetésével – N_A az 1 mol anyagmennyiségben lévő részecskék száma – azt kapjuk, hogy $pV = NkT = nN_AkT = nRT$, így:

$$k = \frac{R}{N_A}.$$
(1.5)

Ezt úgy mondhatjuk, hogy k az egy molekulára vonatkoztatott gázállandó.

Az (1.4) összefüggéssel sikerült a hőmérsékletet molekuláris szinten a molekulák mozgásával értelmezni. Ezzel megkaptuk a belső energiának mint energiafajtának a mechanikai energiafajtákkal való összefüggését: amikor a gázt melegítjük, akkor nő a részecskék átlagos kinetikus energiája. Az ideális gáznak van még egy második állapotegyenlete. Ehhez ismernünk kell a belső energia fogalmát. A belső energia a részecskék mozgási energiájának összege, a részecskék tömegközéppontjához rögzített koordináta-rendszerben, azaz hogy egy doboz gázt a dobozhoz képest belülről látjuk, függetlenül attól, hogy a doboz egésze milyen mozgást végez. Egyatomos gáz esetén ez az összes mozgási energia a részecskék transzlációs mozgásából származik csak, azaz $U = \frac{1}{2}m\bar{v^2} \cdot N = (N \cdot \bar{E})$. Tehát:

$$U = \frac{3}{2}NkT.$$

Általánosabb esetben, ha nem egyatomos gázról van szó, akkor nemcsak a gáz részecskéinek transzlációs mozgásából származik a részecskék energiája, hanem például forgásból vagy rezgésből. Azon módusok számát, ahány féleképpen a molekula energiát tud tárolni, szabadsági foknak hívjuk. Például egy kétatomos molekula, melyben az atomok távolsága rögzített, tud két tengely körül forogva energiát (mozgási energiát) tárolni. Saját tengelye körüli forgás esetén az atomok elhanyagolható tömege miatt nem tárol energiát. Így összesen a transzlációval együtt 5 módon tud energiát tárolni egy ilyen molekula (pl. N₂), ezt úgy fejezzük ki, hogy a szabadsági fokainak száma f = 5. Kérdés, hogy ezen további energiatárolási lehetőségek mekkora energiát visznek el. Az ekvipartíció tétele kimondja, hogy minden energiatárolási mód átlagosan azonos energiával rendelkezik. Így összesen, minden molekula mozgási energiájának összege $U = \frac{f}{2}NkT$.

1.4. A gázmolekulák közepes sebességének kísérleti meghatározása

Az egy részecskére jutó mozgási energia és a hőmérséklet kapcsolatát leíró (1.4) összefüggés alapján felírhatjuk az atomok, illetve a molekulák sebességnégyzetének átlagát már ismert mennyiségekkel kifejezve. $\bar{E} = \bar{E}_{\rm transzl} + \bar{E}_{\rm forg} + \bar{E}_{\rm rezg}$, de a transzlációs mozgásra mindig pontosan három szabadsági fok jut, így $\bar{E}_{\rm transzl} = \frac{1}{2}m\bar{v}^2 = \frac{3}{2}kT$ miatt:

(1.6)
$$\bar{v^2} = \frac{3kT}{m} = \frac{3RT}{mN_A} = \frac{3RT}{M^*}.$$

A számolás szempontjából a harmadik alak a legjobban használható, ebben az M^* az egy mol atom vagy molekula tömegét jelenti (móltömeg), amit kg-ban kell érteni, hogy következetesen SI-ben számoljunk.

Például a 273 K hőmérsékletű (0 Celsius-fok) hidrogéngáz (H_2) esetén a móltömeg $M^* = 2$ g = 0,002 kg és az átlagsebesség $\langle v \rangle = \sqrt{v^2} = 1837$ m/s.

A nagyobb tömegű gázok sebessége kisebb, az oxigénmolekulák szintén 273 K-nél 425 m/s, a higanygőzben az atomok pedig 170 m/s átlagsebességgel mozognak.

Kísérletileg megvizsgálható, hogy a gázok molekulái valóban az (1.6) alapján számított sebességgel mozognak-e. A kísérlethez olyan gáztartályt használunk, amelynek falába nagyon kis lyukat fúrunk. Azok a molekulák, amelyek véletlenül a lyukba találnak, kijutnak az edényből, ily módon az edényből széttartó gázsugárnyaláb hatol a külső térbe. (Azért, hogy az edényből kilépő molekulák akadálytalanul mozoghassanak, a külső teret gondosan légteleníteni kell.)

A kis térszögben széttartó nyalábban haladó egyes molekulák sebességének nagyságát a következő módon lehet megmérni: a molekulasugár előtt két, közös tengelyre rögzített, kicsiny lyukkal ellátott tárcsát forgatunk (1.3. ábra). A lyukak mindkét tárcsán egyenlő távolságban vannak a forgástengelytől, de a lyukakat a tárcsa tengelypontjaival összekötő egyenesek egymással φ szöget zárnak be.



1.3. ábra. Molekulák sebességmérése forgótárcsás módszerrel

Az első tárcsára eső molekulasugár csak azon rövid időtartamok alatt jut át a tárcsán, amelyek alatt a lyuk a molekulasugár előtt elvonul. Így tehát az első forgótárcsa szaggatja a ráeső sugarat. A szaggatott molekulasugár a második forgótárcsára esik. Minthogy ezen a lyuk az elsőhöz képest φ szöggel el van forgatva, ezért a második tárcsán csak olyan fordulatszámnál haladhatnak át a molekulák, amelynél a tárcsa φ szöggel való elfordulásának ideje pontosan annyi, mint az az idő, amely alatt a molekulasugár a két tárcsa közötti távolságot befutja. $t = \frac{\varphi}{\omega} = \frac{d}{v}$, ahol d a tárcsák távolsága és ω a szögsebességük. Így az ω -t változtatva a kívánt sebességű gázrészecskék kiválaszthatók.

Ha a molekulák azonos sebességgel mozognának, akkor sebességüket úgy lehetne mérni, hogy a molekulanyalábot a blenderendszerre ejtjük, s a fordulatszámot addig fokozzuk, míg a molekulasugár a blenderendszeren átmegy (pl. a mögéje helyezett fotolemezen feketedést okoz). A molekulák azonban nem azonos sebességgel haladnak. A kísérlet eredménye az, hogy a fordulatszámot növelve a molekulák egy kis része áthalad a blendén, tovább növelve pedig egyre több jut át. Egy elég jól definiált fordulatszámot túllépve azonban az áteresztés fokozatosan csökken, végül elég nagy fordulatszámnál megszűnik.

A blenderendszeren adott fordulatszámnál áthaladó sugárnyaláb intenzitását (az időegység alatt áthaladó molekulák számával arányos mennyiséget) fotolemezzel kényelmesen meg lehet állapítani. A fotolemezbe ütköző molekulák ugyanis feketedést hoznak létre, s a feketedés mértékéből a molekulasugár intenzitására lehet következtetni. A kísérlet eredménye tehát azt mutatja, hogy a gáz molekulái nem egyforma sebességgel mozognak, hanem sebességük bizonyos határok között oszlik el. Azt, hogy például a 300 K-es héliumgáz atomjainak hány százaléka mozog mondjuk 700 m/s és 800 m/s, vagy 800 m/s és 900 m/s stb. közötti sebességgel, az ezen sebességhatárokhoz tartozó fordulatszám-intervallumokból és a lemez feketedésének mértékéből meg lehet határozni. Az így kapott görbét *sebességeloszlási görbének* nevezzük.



1.4. ábra. 300 K hőmérsékletű héliumgáz atomjainak a forgótárcsás módszerrel a feketedés alapján meghatározott sebességeloszlása

Az 1.4. ábra a 300 K hőmérsékletű héliumgáz azon atomjainak felvett sebességeloszlási görbéjét mutatja, melyek a gáztartályból egy adott térszögben lépnek ki. Megjegyezzük, hogy a sebességeloszlási görbe alakja az ún. Maxwell–Boltzmann-féle sebességeloszlási görbe $p(v) \sim v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$. Ez annyit jelent, hogy egy részecske sebességének nagysága p(v) dv valószínű-séggel esik a [v, v + dv] intervallumba. Ezt elméleti alapokról nem túlságosan bonyolult módon (a kanonikus sokaság fogalmának használatával) le lehet vezetni, és a kísérletek ezzel jól megegyező eredményeket adnak.

,

1.5. A gázmolekulák közepes szabad úthossza

A gáz molekulái szüntelen mozgásban vannak, s ennek folytán időnként egymással is ütköznek. Az ütközések között a molekulák egyenes vonalú egyenletes mozgást végeznek.

"Szemeljünk ki" a gázból egyetlen molekulát, s "figyeljük meg", mekkora x távolságot tesz meg két ütközés között. Azt találjuk, hogy az ütközések közötti távolság – véletlenszerűen – egyszer rövidebb, egyszer hosszabb (1.5. ábra). Ezen x utaknak azonban képezhetjük az átlagát, s ezt a $\lambda = \bar{x}$ átlagértéket közepes szabad úthossznak nevezzük. Az átlag képzésekor akár egy darab atomot vizsgálunk hosszabb ideig, akár egy rövid



1.5. ábra. Egy molekula gáztérben történő véletlenszerű mozgása. Az egyes elmozdulások nagyságának hoszszú időre vett átlaga a szabad úthossz

időintervallumban vizsgáljuk meg a sok atom vagy molekula által megtett x utakat és átlagoljuk azokat, ugyanarra a λ átlagértékre jutunk. A szabad úthossz nagysága nyilvánvalóan függ a molekulák méretétől is. Ha a molekulák szigorúan pontszerű (kiterjedés nélküli) testek volnának, sohasem ütköznének egymással. Minél nagyobbak a molekulák, annál rövidebb út megtétele után fogják egymást eltalálni, tehát a szabad úthossz csökken a molekulák méretével. A szabad úthossz attól is függ, hogy hány molekula van a gáztérben. Sok molekula esetén – minthogy a molekulák (vagy atomok) sűrűbben helyezkednek el – a szabad úthossz kicsi. A közepes szabad úthossz a molekuláris rendezetlenség kvantitatív jellemzőjének tekinthető.

Mozogjon egy kiválasztott molekula a többi, mozdulatlannak képzelt molekula között. Kérdés, mennyi a valószínűsége annak, hogy a molekula egy rövid dx útdarabon összeütközik akármelyik gázmolekulával? Hogy ennek a kérdésnek egyáltalán értelme legyen, a valósághoz jobban kell közelíteni feltevéseinket, azaz már nem tehetjük fel, hogy a részecskék kiterjedés nélküliek. Legyen a kiválasztott molekula átmérője D. Ez abban az esetben ütközik egy ugyancsak D átmérőjű molekulával, ha központja annak középpontjához D távolságnyira jutott (1.6. ábra). Vagyis a feladatot átfogalmazhatjuk úgy, hogy vizsgáljuk egy pont (a molekula középpontja) ütközését a 2D átmérőjű molekulákkal.

A helyzet – Max Born hasonlatával élve – ugyanaz, mint mikor vaktában lövünk puskagolyót egy erdő fái közé. Annak a valószínűsége, hogy az erdő bizonyos mélységéig eltaláljuk valamelyik fát, egyenlő az abban a



1.6. ábra. Két atom ütközésének valószínűségét szemléltető geometriai kép

mélységben található fák általunk látható összes felületének és az egész, a lövés rendelkezésére álló A felületnek a viszonyával.



1.7. ábra. A szabad úthossz levezetésének geometriai paraméterei

Tekintsük az 1.7. ábrán látható hasábban x mélységben az A felületre merőlegesen beeső molekulákat vagy a molekulák párhuzamos nyalábját. Az x és x + dx között elhelyezkedő molekulák ütköző felülete $\hat{n} \cdot A \cdot$ $dx \cdot D^2\pi$, ahol \hat{n} a térfogategységben levő molekulák számát jelöli. Legyen a beeső molekulák száma felületegységenként I(x). Annak a valószínűsége,

hogy egy beeső molekula x és x + dx között egy másik molekulába ütközik, a "látszó" felület, azaz a molekulák összes keresztmetszete és az A felület hányadosa, tehát:

$$w = \frac{\hat{n}A \cdot dx \cdot D^2\pi}{A}$$

Az x és x + dx közötti térrészben felületegységenként bekövetkező ütközések száma egyenlő a becső molekulanyalábban található molekulák számának csökkenésével:

$$I(x)w = I(x)\hat{n}D^2\pi \cdot dx = -dI(x).$$

Valamilyen x hosszúságú útszakasz befutása után a párhuzamos nyalábban maradt molekulák számát úgy kapjuk meg, hogy ezt a mérlegegyenletet integráljuk:

$$I(x) = I_0 e^{-\hat{n}D^2\pi x},$$

ahol I_0 egy integrációs állandó, az x = 0 helyen, azaz a bejövő sugárban levő molekulák számát jelenti. Ez az *exponenciális elnyelődési törvény* később röntgensugarak anyagon történő áthaladására is alkalmazható lesz, sőt más semleges részecskék elnyelődésére is. Mekkora a szabad úthossz, amelyet a molekulák ütközés nélkül tesznek meg? Ezt úgy kapjuk meg, hogy meghatározzuk annak a valószínűségét, hogy az első ütközés x és x + dx között következzék be, majd ezzel a valószínűséggel átlagoljuk x-et. A keresett valószínűség két valószínűség szorzata: annak a valószínűsége, hogy x-ig nem következik be ütközés $\frac{I(x)}{I_0}$, azaz $e^{-\hat{n}D^2\pi x}$. Ezt szorozzuk annak a valószínűségével, hogy x és x + dx között az ütközés bekövetkezik. Ez w. Tehát:

$$\lambda = \bar{x} = \int_0^\infty x e^{-\hat{n}D^2\pi x} \hat{n}D^2\pi \, dx = \frac{1}{\hat{n}D^2\pi}.$$
 (1.7)

Mi a fizikai tartalma ennek a kifejezésnek? \hat{n} jelenti az 1 m³-ben lévő gázmolekulák számát, vagyis a molekulasűrűséget, $D^2\pi$ pedig egy molekula ütközést kiváltó keresztmetszete. Azt a szemléletes eredményt kaptuk tehát, hogy a közepes szabad úthossz fordítottan arányos a gázsűrűséggel és a molekulák keresztmetszetével. (1.7) levezetéséhez olyan modellt használtunk, melyben párhuzamos molekulanyaláb álló molekulákba ütközik. A valóságos gázban a molekulák szakadatlan mozgásban vannak a sebességeloszlási törvénynek megfelelően. Ezeket figyelembe véve a közepes szabad úthosszra a következő pontosabb kifejezés adódik:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\hat{n}D^2\pi}.$$

Az ütközési valószínűséget az atomfizikában az ún. hatáskeresztmetszet fogalmával jellemzik. A geometriai keresztmetszet helyett effektív keresztmetszetet (jele σ) rendelünk az ütköző részecskékhez, a kölcsönhatások (reakciók) számát abból határozzuk meg, hogy a pontszerűnek tekintett lövedék beletaláljon ezen keresztmetszetbe (1.6. ábra). Könnyen belátható, hogy

$$\Sigma = \hat{n}\sigma = \frac{1}{\lambda}$$

az egységnyi térfogatra vonatkoztatott ütközési valószínűséget adja meg. Σ elnevezése makroszkopikus hatáskeresztmetszet, míg σ -t gyakran mikroszkopikus hatáskeresztmetszetnek nevezik. Figyelemre méltó, hogy σ és Σ eltérő dimenziójúak, m², ill. $\frac{1}{m}$. σ -t gyakran ún. barn egységekben adják meg: 1 barn = 10^{-28} m² = 100 fermi². A magfizikában és a részecskefizikában a hosszúságméretek és távolságok "testhez álló" egysége a fermi = 10^{-15} m = 1fm (femtométer). Ez körülbelül a proton sugarával egyenlő hosszúság.

1.6. A Brown-mozgás

Az anyag atomos szerkezetét a gázkinetikai jelenségek közül legszembeszökőbben a Brown-mozgás mutatja. Ezt a mozgást Robert Brown angol botanikusról nevezték el, aki észrevette, hogy vízben szuszpendált virágporszemek állandó rendezetlen mozgásban vannak. (Szuszpendált azt jelenti, hogy a folyadékban nem oldódik, de ott elmozdulni képes egy részecske.)

A Brown-mozgás okának kiderítése sok kutatót foglalkoztatott. Megállapították, hogy:

- a mozgás jellege független az időtől, tehát nem valami átmeneti kémiai vagy fizikai jelenség hozza létre egy egyensúlyi állapot beállta előtt,
- független a folyadék kémiai összetételétől,
- biztosan nem a tartóedény esetleges rezdüléseiből adódik,
- a mozgás tökéletesen rendezetlen, tehát nincsen valamilyen áramlás jellege,
- a nagyobb méretű részecskék mozgása lassúbb,
- a mozgás a hőmérséklet növekedésével erősödik,
- a mozgás erősödik, ha a folyadék viszkozitása csökken.

E sajátságok alapján a Brown-mozgás mechanizmusát a következőképpen képzelhetjük el. A részecskéket, amelyek sokkal nagyobbak a hordozó folyadék molekuláinál, az állandó hőmozgásban lévő molekulák minden oldalról lökdösik. Ha a lebegő részecske nagy, akkor a különböző oldalakról kapott impulzusok kiegyenlítik egymást, a részecske tehát nyugalomban van. Ha azonban a részecske kicsi, akkor a különböző oldalakról jövő erőhatások nem tartanak minden időpillanatban egyensúlyt, ezért a részecske mozgásba jön. Az eredő erő pillanatról pillanatra változik, innen a mozgás rendezetlen volta. A Brown-mozgásban tehát nem a molekuláris ütközésekből származó erő középértékét észleljük, mint a gáztartó edény falára ható statikus nyomásnál, hanem középértéktől való eltéréseket leíró szórás következményeit.

M. Smoluchwski 1904-ben statisztikus magyarázatát adta a jelenségnek, majd Einstein 1905-ben és 1906-ban foglalkozott behatóan a kérdéssel. Arra keresett választ, hogy valamely τ idő alatt milyen távolságra jut el a kiszemelt részecske a rendezetlen mozgása során. Az elmozdulás (vektormennyiség) iránya és nagysága is állandóan változik. Einstein ennek egy adott x irányra vonatkozó vetületét vizsgálta, és ennek négyzetének átlagára dolgozta ki képletét:

$$\bar{x^2} = \frac{RT\tau}{3\pi N_A \eta r},$$

ahol r a szuszpendált részecske sugara és η a hordozó folyadék belső súrlódási együtthatója. Megjegyezzük, hogy ez a mérés egyből a Boltzmann-állandó értékét méri, mert $k = \frac{R}{N_A}$ szerepel a képletben.

1.7. Az Avogadro-szám meghatározása

1.7.1. A Brown-mozgás alapján

Einstein fenti képlete alapján meg lehet határozni az Avogadro-számot. Ilyen kísérletet először Perrin végzett 1909-ben. Egyetlen részecske mozgását figyelte mikroszkóp alatt. Megmérte sokszor egymás után, egyenlő τ időközönként a kiszemelt részecske elmozdulásának vetületét: $x_1, x_2, x_3, \ldots, x_n$. Ezen mennyiségek négyzetének átlagát egyenlővé lehet tenni Einstein képletének bal oldalával: $\bar{x}^2 = \frac{1}{n} \sum_{1}^{n} x_n^2$, és ebből:

$$N_A = \frac{RT\tau}{3\pi\eta r \bar{x^2}}.$$

Meghatározva a szuszpenzió hőmérsékletét és a hordozó folyadék belső súrlódási együtthatóját, valamint a megfigyelt részecske sugarát, meg lehet határozni az Avogadro-számot. A Perrin által kapott érték elég közel esik a ma elfogadott, más módszerekkel nyert Avogadro-számhoz, amely:

$$N_A = 6,0221367 \pm 0,0000036 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

(részecske mólonként)². Az Avogadro-számot meg lehet adni részecske/ kilomol egységben is, $\hat{N}_A \cong 6 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$. Ez a fizikai állandónak egy másik reprezentálása, ekkor az R univerzális gázállandót is az ennek megfelelő 8135 $\frac{\text{J}}{\text{kmol}\cdot\text{K}}$ alakjában kell használni. Mindezek előnye, hogy ilyenkor minden szám SI-ben értendő, de ilyenkor a móltömeg helyére annak 1000szerese (kilomóltömeg) kerül.

1.7.2. Folyadékban lebegő részecskék sűrűségeloszlása alapján

Folyadékban lebegő finom részecskék csak lassan ülepednek le, és ülepedés közben a részecskék sűrűségeloszlása változik a magassággal. Oldatok fizikai és kémiai sajátságainak vizsgálata során már régen kiderült, hogy az oldott anyag molekulái, ha nem disszociálnak pozitív és negatív ionokká, lényegében ugyanúgy viselkednek, mint egy ideális gáz molekulái. Perrin vetette fel azt a gondolatot, hogy vajon nem érvényesek-e az ideális gáz

² Physics Today, 1995 August. Vol. **48**, No. 8, Part 2. és Rev. Mod. Phys. **57**, 1121 (1987)

törvényei, és egyáltalán, nem viselkednek-e az ideális gáz molekuláihoz hasonlóan olyan nagyobb méretű kolloid részecskék is, amelyeket valamilyen folyadékban szuszpendálva elegendő nagyítás esetén szemmel is lehet látni? Így a kolloid részecskék alkotta "gáz" parciális nyomásának magassággal való változására ugyanolyan törvényeket állapíthatunk meg, mint amelyek a gázok esetében ismeretesek.



1.8. ábra. Perrin mérésének egyszerűsített rajza az Avogadro-szám meghatározásához

Tekintsünk egy egységnyi alapú függőleges oszlopot a szuszpenzióban. Legyen az 1.8. ábra h magasságában a részecskék parciális nyomása p. Kicsit feljebb, h + dh magasságban pedig p - dp. A nyomáskülönbséget a dh vastagságú rétegben levő részecskékre ható gravitációs erő okozza. Ha a részecskék száma egységnyi térfogatban n, akkor a nehézségi erő (gravitációs erő) $n \cdot dh \cdot m' \cdot g$, ahol m'a részecske effektív tömegét, g pedig a nehézségi gyorsulás értékét jelenti. Azért számolunk a szuszpendált részecskék effektív tömegével, mert fi-

gyelembe kell venni a folyadék felhajtóerejét is. Így $m' = m\left(1 - \frac{\sigma}{\varrho}\right)$ az effektív tömeg, ahol σ a szuszpendált részecskék sűrűsége, ϱ a folyadék sűrűsége. Ekkor a nyomáskülönbség $dp = \frac{F}{A} = n \cdot m' \cdot g \cdot dh$. Ha észrevesszük, hogy $n = \frac{N}{V} = \frac{p}{kT} = \frac{pN_A}{RT}$ az ideális gáz (első) állapotegyenlete alapján, akkor a nyomásra (vagy a részecskesűrűségre) egy differenciálegyenletet kapunk:

$$\frac{dp}{dh} = \frac{m'gN_A}{RT}p(h).$$

Itt a jobb oldalon csak a nyomás függ a magasságtól p(h), a többiek egy konstanst alkotnak. Így ennek a homogén lineáris differenciálegyenletnek a megoldása:

$$p(h) = p_0 e^{-\frac{N_A \cdot m'g(h-h_0)}{RT}}.$$

Itt a peremfeltétel az volt, hogy p_0 a nyomás a h_0 magasságban. Ideális gázokra ezt az összefüggést barometrikus magasságformulának nevezik. Ugyanilyen kapcsolat áll fenn a részecskesűrűségekre is. Mérve h_0 és h magasságban a részecskék sűrűségét, valamint mérve a szükséges konstansokat, az Avogadro-szám meghatározható.

Kolloid szuszpenzióban észlelhető sűrűségeloszlás alapján szintén Perrin határozta meg az Avogadro-számot. Kísérleteiben gumigutti kolloid oldatát használta. A gumigutti alkoholos oldatát vízbe töltve különböző nagyságú, gömb alakú cseppek keletkeznek. Frakcionált desztillálással a különböző szemcsék közül a különböző méretűek szétválaszthatók. Az így készült, tehát már egyenletes szemcseméretű szuszpenziót mikroszkóp alatt lehet vizsgálni. Minthogy a nagy felbontóképességű mikroszkópnak kicsi a mélységélessége, a látómezőben látható cseppek egy igen vékony dh rétegben helyezkednek el. A részecskék számát közvetlen számlálással vagy fotografikus úton lehet meghatározni. A mikroszkóp beállításával a vizsgált folyadékréteg mélysége (h) pontosan mérhető, tehát közvetlenül le lehet számlálni a különböző magassághoz tartozó részecskék számát (n).

A nehézségi gyorsulás, a hőmérséklet és a hordozó folyadék sűrűségének a mérése aránylag egyszerű. Legnehezebb a szuszpendált részecskék tömegének a megállapítása. Ez két lépést igényel: egyrészt meg kell mérni a szuszpendált részecskék sűrűségét, másrészt a térfogatát. A sűrűségmérés végezhető közvetlenül a száraz gumiguttin vagy egyéb módszerekkel. Például a szuszpenzió sűrűségét lehet mérni piknométerrel, vagy a hordozó folyadéknak a sűrűségét só hozzáadásával be lehet állítani olyan értékre, hogy egyenlő legyen a szuszpendált részecskék sűrűségével.

A részecskék méretét közvetlen méréssel, mikroszkóp segítségével nem lehet megkapni, ehhez túl kicsik. Ismerve azonban a részecskék számát és feltéve, hogy az összes részecske azonos méretű, a szuszpendált anyag tömegének mérésével a részecskék sugara kiszámítható. Másik lehetőség a súrlódó közegben eső gömb alakú részecskék sebességét megadó Stokesféle törvény felhasználása. A különböző kísérleti lehetőségeket felhasználva Perrin az Avogadro-számra a $6,5-7,2\cdot10^{23}$ részecske/mol közé eső értéket kapta.

1.7.3. Felfüggesztett tükör

Az Avogadro-szám meghatározásának viszonylag közvetlen módszere a Brown-mozgás vizsgálata. Ezek a mérések azonban nem adnak nagyon pontos eredményt. A Perrin klasszikus vizsgálatai során kapott érték 25%-kal eltér a ma elfogadottól. Sokkal pontosabb értékeket szolgáltat a forgásnál fellépő Brown-mozgás vizsgálata. Ha vékony kvarcszálra igen könnyű tükröt függesztünk, s a tükörről visszavert fényfoltot elég távoli ernyőn figyeljük (1.9. ábra), akkor azt tapasztaljuk, hogy a fényfolt nem marad egy helyben, hanem rendszertelenül ingadozik egy egyensúlyi helyzet körül. A felfüggesztett rendszer nullhelyzetének ez a bizonytalansága a levegőmolekulák löké-



1.9. ábra. Felfüggesztett tükrös mérés az Avogadro-szám meghatározására

seinek hatására létrejövő (forgó) Brown-mozgás eredménye. Ha néhány tized mikron átmérőjű kvarcszálra $0.8 \text{ mm} \times 1.6 \text{ mm-es}$ tükröt függesztünk, azt találjuk, hogy egy 1.5 m távolságra levő skálán a fényfolt több centimétert mozdul el.

A statisztikus mechanika egyik legfontosabb állítása – az ekvipartíció tétele – kimondja, hogy egy T hőmérsékletű környezettel egyensúlyban

lévő rendszer átlagos energiája egyenletesen oszlik el a rendszer energiájában kvadratikusan szereplő szabadsági fokok között. Így a belső energiára vonatkozó (második) állapotegyenlet alapján az egy szabadsági fokra eső átlagos energia $\frac{1}{2}kT$.

Ennél az összefüggésnél teljesen közömbös, hogy milyen szabadsági fokról van szó. Haladó mozgást végző egyatomos gáz atomja esetén a szabadsági fokok az atom tömegközéppontjának koordinátái egy derékszögű koordináta-rendszerben, nyugvó tengely körül forgó rendszernél pedig egyetlen szabadsági fok az elfordulás φ szöge. Termikus egyensúly esetén T hőmérsékleten a haladó mozgást végző levegőmolekula egy szabadsági fokára eső energia és a függesztett tükör forgó Brown-mozgásának egyetlen szabadsági fokára eső energia ugyanazzal az $\frac{1}{2}kT$ értékkel egyenlő. Forgó mozgásnál a mozgási energia $\frac{1}{2}\Theta\omega^2$, ahol Θ a tükör tehetetlenségi nyomatéka a felfüggesztés tengelyére vonatkoztatva. A szálnak φ szöggel történő elfordulásánál a forgó rendszer $\frac{1}{2}A\varphi^2$ helyzeti energiára tesz szert (csavarási energia), ahol A a szál ún. irányító (direkciós) nyomatéka. Az energia egyenletes eloszlásának (avagy az ekvipartíció-) tétele értelmében:

$$\frac{1}{2}\Theta\bar{\omega^2} = \frac{1}{2}A\bar{\varphi^2} = \frac{1}{2}kT.$$

Tehát ismerve az A irányító nyomatékot és φ^2 értékét, közvetlenül meg lehet határozni a k-t és ebből az Avogadro-számot.

A forgó Brown-mozgás alapján Kappler azt kapta, hogy az N_A értéke ±1% pontossággal $6,059 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$. Ez a pontosság sem felel meg azonban azoknak a követelményeknek, amelyeket manapság a fizika az univerzális állandókkal szemben támaszt.

Az N_A értékének modern, pontosabb meghatározását közvetett úton végzik. A következő fejezetben bevezetendő elektrontöltés, avagy az elektromos töltés egysége kifejezhető, mint az F Faraday-állandó és az N_A Avogadro-szám hányadosa, azaz $e = \frac{F}{N_A}$. F a Faraday-állandó, ami megadja egy mol egyszeres töltés elektrolízissel történő kiválasztásához szükséges töltés mennyiségét. Mivel az e töltést Millikan módszerével (2.2. alfejezet) és más módszerekkel elég pontosan meg lehet mérni, ezért az N_A értékét e és F értéke alapján számítják ki. Így N_A pontossága attól függ, milyen pontosan ismerjük az elektron e töltését. Az eddig felsorolt kísérletek az N_A Avogadro-számot az elektromosságtól függetlenül alapozták meg, azonban pontosság szempontjából ma már nem versenyképesek.

Léteznek egyéb módszerek is, amelyekre a továbbiakban már nem térünk ki. Érdekességként említjük meg, hogy az ég kék színéből is meg lehet határozni az Avogadro-számot, ha tudjuk, hogy a kék szín oka az, hogy a Napból származó fehér (kevert frekvenciájú) fény a sűrűség fluktuációi miatt a frekvenciától függően szóródik.

Feladatok

- 1.1. A Nap hőmérséklete a felszínén ~ 6000 K, a magjában kb. 11·10⁶ K. Mekkora a hidrogén- és héliumionok átlagos sebessége a felszínen m/s-ban, és mekkora a mozgási energiájuk eV-ban a magban? (1 eV = $1.6 \cdot 10^{-19}$ J)
- 1.2. A Föld sugara 6350 km, a nehézségi gyorsulás a felszínen 9,81 m/s². Becsüljük meg, hogy a felszínhez képest milyen magasságban lesznek a hidrogénatomok gravitációsan már nem kötöttek a Földhöz, ha a légkör felső rétegeinek hőmérsékletét 200 K-nek tételezzük fel!
- 1.3. Caracas, Venezuela fővárosa, 1100 méterre a tengerszint felett fekszik, de hőmérséklete közelítőleg a tengerparti hőmérséklettel egyezik meg. A tengerszinten a nyomás 1 bar. Mekkora a légnyomás Caracasban? Milyen ott a nitrogén-oxigén összetétel? A felszínen vegyük 78% és 22%-nak az arányukat. Hány oxigénmolekulával jut be kevesebb a tüdőbe egy levegővétel alatt, mint a tengerszinten, ha ekkor 2 liter levegőt lélegzünk be? Adjunk felső becslést a Mount Everesten a légnyomásra és az oxigéntartalomra!
- 1.4. Mekkora egy 100 V feszültséggel felgyorsított elektron szabad úthossza standard állapotú nitrogéngázban? A nitrogénatom sugarát vegyük 1 Å-nek!
- 1.5. Egy kis foltban folyadékra helyezett $r=10^{-9}$ m sugarú pollenszemcsékből álló csomag 2 perc alatt 1 cm sugarú körré nyílik szét. Mekkora a folyadék viszkozitása? (A felületi feszültségtől és a pollenszemcsék egymással történő ütközéseitől tekintsünk el!)
- 1.6. Egy héliumgáz egyensúlyban va
n $T=300~{\rm K}$ hőmérsékleten. Mekkora a maximális valószínűségű se
besség a gázban?
- 1.7. Hány szabadsági foka lehet egy N_2 molekulának, és mennyi egy széndioxidmolekulának?

2. AZ ELEKTRON

2.1. Az elektron felfedezése

2.1.1. Az elemi töltés

Az elektromos töltés kvantumos természetét, az elemi töltést az elektrolízis Faraday-féle törvényeinek vizsgálata során fedezték fel. Számos elektrolit esetében megmérve az elektródokon kivált anyagok tömegét (m), az elektroliton áthaladó stacionárius áram erősségét (I) és időtartamát (t) – azaz az átfolyt Q töltést – M. Faraday 1833-ban az alábbi törvényeket mondta ki:

- Az elektródokon kiválasztott anyag mennyisége arányos az elektroliton átfolyt töltéssel: $m = (\cdots) \cdot It$.
- Egy meghatározott Q töltés által különböző elektrolitoldatokból az egyik elektródon kiválasztott anyag tömege arányos a kiválasztott molekula vagy atom móltömegével, és fordítva arányos annak vegyértékével:

$$m = \frac{M}{FZ}Q.$$

Itt M a kiválasztott anyag móltömege, Z a vegyértéke és F egy a mérésekből meghatározott állandó, ennek a neve Faraday-állandó. Értéke a mérések szerint 96 489 $\cdot 10^3 \frac{C}{\text{kmol}}$. Más szavakkal Faraday törvényei azt jelentik, hogy ha egy bizonyos elektromos töltésmennyiség különböző elektrolitokon halad át, akkor egy vegyértékű ionokból az atomsúllyal arányos mennyiségeket választ ki. Ha pl. a vizsgált elektromos töltés ezüstoldatból éppen 1 kilomol (10,88 kg) ezüstöt választ ki, akkor egy kilomol egy vegyértékű iont választ ki akármilyen más elektrolitból is. Mivel pedig az elektrolitban az elektromos áramot ionok mozgása létesíti, azért a tapasztalt törvényszerűséget úgy fogalmazhatjuk, hogy 1 kilomol tetszés szerinti egy vegyértékű ion mindig ugyanakkora elektromos töltést képvisel, függetlenül az ionok tömegétől és rendszámától.

Az 1 kilomol egy vegyértékű ion által hordozott elektromos töltés a Faraday-állandó.

Ha az áram két vegyértékű ionok oldatán halad át, akkor egy Faradayállandónyi töltés 1/2 kilomol iont választ ki, három vegyértékű ionok esetében pedig 1/3 kilomol anyagot visz magával. Más szóval 1 kilomol Z = 2vegyértékű ionnak $2 \cdot F$ töltése van, három vegyértékű ionnak pedig háromszoros Faraday-töltése van. Másrészt Avogadro törvénye értelmében bármely anyag 1 kilomolja ugyanannyi, tehát \hat{N}_A részecskét tartalmaz, így egyegy részecskére $\frac{F}{N_A}$ töltés esik. (\hat{N}_A itt az Avogadro-szám részecske/kmol egységben megadott értéke, hiszen a Faraday-állandó is egy kilomol ion esetére lett értelmezve.) Ez a hányados független attól, hogy hány darab részecskét vizsgáltunk, így joggal feltételezhetjük, hogy a töltés egyenletesen oszlik el a részecskék között, és mindegyik részecske ugyanekkora nagyságú töltést szállít. Ezzel az elektromos töltés egységét, az elemi töltést vezettük be:

$$e = \frac{F}{\hat{N}_A}$$

Ugyanígy a két vegyértékű ionok $2e = \frac{2F}{N_A}$ töltést, ill. általában a Z vegyértékű ionok Z · e töltést szállítanak.

Látjuk tehát, hogy a különböző ionok e, 2e, 3e,... töltést vihetnek magukkal. Olyan esetet nem tapasztaltak, hogy egy tiszta elektrolitoldatból egy kilomol ion kiválasztásához nem a Faraday-állandó valamelyik egész számú többszörösével egyenlő mennyiségű töltés kellett. Azt mondhatjuk tehát, hogy olyan ionok nincsenek, amelyeknek töltése nem egész számú többszöröse e-nek. Az ebből levonható következtetést H. Helmholtz fogalmazta meg 1881-ben:

"Ha elfogadjuk az elemek atomjainak létezését, akkor elkerülhetetlenül arra a következtetésre jutunk, hogy az elektromosság – mégpedig mind a pozitív, mind a negatív elektromosság – meghatározott elemi részekből áll, amelyek az elektromosság atomjainak tekinthetők."

2.1.2. Katódsugárzás

Az elektromosság atomos természetének felismerésében igen fontos szerepet játszott az elektromos áram gázokon való áthaladásának tanulmányozása. A ritkított gázokban végbemenő kisülések és az ennek során keletkező katódsugarak sajátságainak vizsgálata ugyanis azt mutatta, hogy a negatív elektromosság "atomjait" könnyen elő lehet állítani szabad állapotban is, vagyis anélkül, hogy valamilyen anyag atomjaihoz volnának kötve.

A kisülések vizsgálatának egyszerű kísérleti elrendezését a 2.1. ábra mutatja. A kisülési csövet egy adott gázzal töltik fel. A cső két végén egy-egy fémlemez biztosítja, hogy a csőben nagy elektrosztatikus térerősség legyen. A negatív töltésű oldalt katódnak, a másikat antikatódnak hívjuk. Ha a lemezek közé egyre nagyobb feszültséget kapcsolunk, akkor a gáztérben a térerősség egyre nő. Minden gázban van egy kritikus térerősség, ami felett a gáz elveszti szigetelő jellegét és vezetni kezd, ez a kisülés. Ritkított gázzal töltött csőben jól megfigyelhető élénk fényjelenségek kísérik a kisülést. Ilyenek a neoncsövek és a reklámcsövek a hétköznapi életünkben. A XIX. század második felében ez a spektroszkópia alapját is képezte, a kisüléskor keletkező fényt prizmával vagy más módon összetevőire bontották és részletesen vizsgálták. Ez a színképelemzés, melyről a 4. fejezetben szólunk részletesebben.



2.1. ábra. A kisülési cső és a katódsugárcső felépítése

Ugrásszerű fejlődést hozott a H. Geissler által felfedezett új szivattyú (1855), ami az addiginál sokkal kisebb nyomás előállítását tette lehetővé. Ilyenkor néhány Pa nyomás mellett is folyik a két fémlemez között áram, ez a katódsugárzás. Kisnyomású esetben a csövet katódsugárcsőnek hívjuk. A katódsugárzást több kutató is vizsgálta, és számos tulajdonságát felismerték. Ilyenek, hogy a (negatív töltésű) katódból lép ki, egyenes vonalban terjed, fluoreszcenciát okoz és mágneses térrel eltéríthető. Észrevették, hogy a katódsugárzás energiát is hordoz, mert a vörös izzásig fel tud melegíteni egy fémlapot, sőt lapátkereket is meg tud forgatni, ezért impulzusa is van. A katódsugarak értelmezése sokáig nem volt egyértelmű. W. Crookes első értelmezésében negatív töltésű molekulák árama a katódsugárzás. A negatív töltésű molekulaáram ellen szólt azonban, hogy ha egy elgörbített csőben vizsgáljuk a katódsugarak színképét, a gyors mozgás miatti Dopplereltolódást a színképekben nem lehetett észlelni. H. Hertz, G. Wiedemann és E. Goldstein a hullámtermészet mellett állt ki. P. Lenard (a magyar származású Lénárd Fülöp) vékony falú csőből (a nagyon vékony falon keresztül) a katódsugárzást levegőre is ki tudta hozni úgy, hogy közben a fal a vákuumot "tartotta", a legkisebbnek gondolt hidrogénatom sem tudott rajta áthatolni. Ez a katódsugárzás hullámtermészetére utalt abban az időben.

A fizikus közvélemény számára megnyugtató magyarázatot J. J. Thomson adott 1897-ben elvégzett kísérletével, melyben megmutatta, hogy a katódsugarakban a katód anyagától függetlenül mindig azonos részecskék lépnek ki, melyek elektromos és mágneses térben eltéríthetők, tehát egyértelműen részecskék, melyek negatív elektromos töltést hordoznak. Thomson megmérte a részecske töltés/tömeg arányát, ezzel kísérleti ténnyé vált az
elektron létezése. (Ezzel a kísérlettel a 2.3.2. fejezetben foglalkozunk részletesen.) Thomson kísérletét tekintjük az elektron felfedezésének. A katódsugárzás tehát szabad elektronok árama, mely bármilyen anyagú fémlemezről ki tud lépni, így az elektront az anyag *alapvető* építőkövének gondolták. Ezek alapján alkotta meg atommodelljét J. J. Thomson, mellyel az 5. fejezetben foglalkozunk majd részletesen. A katódsugárcső a modern fizika más felfedezéseihez is hozzásegítette a kutatókat. 1895-ben W. C. Röntgen katódsugárcső használatával fedezte fel a röntgensugárzást, amivel még további alapvető kísérleteket végeztek. Napjainkban is gyakran használt eszköz a röntgencső, ami nem más, mint egy katódsugárcső, melyben az elektronokat felgyorsítják, majd fémlapon lelassítják. Ilyenkor a később részletesen tárgyalt módon folytonos vagy diszkrét energiájú röntgensugárzás keletkezik. A katódsugárzást ezek után szokás elektronsugárzásnak vagy elektronnyalábnak is nevezni.

Az elektron részecske-képének felhasználásával a gázkisülések is jól értelmezhetők. A katódról kilépő elektronok a külső tér miatt gyorsulnak, s ha kellően felgyorsultak, újabb elektronokat tudnak kilökni a gáz atomjaiból, majd ezek az elektronok is gyorsulnak, és ők is képesek lesznek újabb ionizálásra. Kialakul az elektronlavina. A kisülési csővel – a gázspektroszkópián túl – a későbbiek során a Franck-Hertz-kísérletnél fogunk találkozni.

Annak alátámasztására, hogy a katódsugárzás vizsgálata milyen hatással volt fizikai szemléletünk alakulására, említsünk meg egy tudománytörténeti érdekességet. Az 1895, 1896, 1897, 1898-as éveket a fizika négy aranyéveként tartjuk számon. Ezekben az években tett négy alapvető felfedezés alapjaiban változtatta meg fizikai világképünket, és ezekben a katódsugárzás fontos szerepet játszott. Az említett két kísérlet (1895-ben C. Röntgen és 1897-ban J. J. Thomson) mellett a másik kettő is (1896-ban H. Becquerel felfedezte a radioaktivitást, és 1898-ban a Curie házaspár előállította a rádiumot) közvetve a katódsugárcsővel végzett kutatásokhoz kapcsolódott.

2.2. Az elemi töltés pontos meghatározása

Az elemi töltés értékének megállapítására J. J. Thomson végezte 1900-ban az első kísérletet (az elemi töltést nehezebb meghatározni, mint a töltés és a tömeg arányát), amely nagyságrendileg jó értéket szolgáltatott. Mérésében az H. A. Wilson által 1895-ben felfedezett jelenséget használta fel. Ez a ködkamra jelensége, ami annyit jelent, hogy túltelített gőzben mozgó elektromos töltéseken vízgőz csapódik le, és vízcseppecskék alakulnak ki. Thomson egy gőzzel telt tartályban röntgensugarakkal keltett ionokat, és a tartály térfogatának hirtelen megnövelésénél bekövetkező lehűléssel tette a gőzt túltelítetté. A keletkező vícseppecskék egy lemezkére kicsapódtak és azt töltötték fel. Thomson az elemi töltés nagyságát, *e*-t, a cseppek száma és az össztöltés hányadosából határozta meg. Ebből az elektron tömegére is megkapta az első eredményeket, és az a hidrogénatom tömegénél három nagyságrenddel kisebbnek adódott.

2.2.1. Millikan kísérlete

Thomson módszerét először H. A. Wilson javította 1903-ban, majd 1911ben Millikan amerikai fizikus annyira tökéletesítette, hogy sikerült ezzel a mérésével a ma más módszerekkel elérhető pontosságot megközelítenie. R. A. Millikan mérőberendezésének elvét a 2.2. ábra szemlélteti.



2.2. ábra. A Millikan-kísérlet vázlata

A kísérlet elve a következő: vízszintes helyzetű síkkondenzátor lemezei közé elektromosan töltött olajcseppecskéket juttatott be. (Más folyadék cseppjeit vagy szilárd részecskék porát is lehet alkalmazni.) Feszültséget kapcsolva a lemezekre, egy kiszemelt, elektromosan töltött csepp a tér hatására gyorsulni kezd, s ahogy gyorsul, a levegőmolekulákkal való ütközések miatt bekövetkező belső súrlódás egyre nagyobb fékezőerőt (F_f) hoz létre. Végül beáll egy állandó sebesség, melynek méréséből az elektron töltését meg lehet állapítani.

Vizsgáljuk meg, milyen erők hatnak a töltött cseppre, ha be van kapcsolva az elektromos tér a kondenzátor lemezei között! A nehézségi erőn és a felhajtóerőn kívül hat az elektrosztatikus erő és a közegellenállás. Ha a molekulák szabad úthossza kisebb a cseppek méreténél, akkor a közeg fékezőereje folyamatosnak (időben állandónak) tekinthető, és Stokes törvénye értelmében az erő a v sebességgel arányos:

$$F_f = 6\pi\eta r v,$$

ahol η a belső súrlódási együttható, r az olajcsepp sugara. Mivel a cseppre állandó gyorsítóerő hat, de a sebességgel arányos fékezőerő lassítja, ezért egy bizonyos v_0 sebességnél az erők kiejtik egymást, és a sebesség állandó marad. Legyen a felfelé mutató irány a pozitív, és a kondenzátor polaritása olyan, amely felfelé gyorsítja az elektront. Ekkor felírva az elektron mozgásegyenletét elektromos térben:

$$qE - \frac{4\pi}{3}r^3\sigma g + \frac{4\pi}{3}r^3\varrho g - 6\pi\eta r v_0 = 0.$$
 (2.1)

Itt q a csepp töltése, E az elektromos térerősség, ϱ a levegő sűrűsége, σ az olaj sűrűsége. Az egyenlet bal oldalának első tagja az elektrosztatikus erő, második tagja a nehézségi erő, harmadik a felhajtóerő és a negyedik a közegellenállás. v_0 -t a mikroszkóp látóterében való megfigyeléssel lehet megmérni. A csepp sugarát, r-t, nem lehet így megmérni, a mikroszkópban az ilyen kis csepp csak fénylő pontnak látszik.

A sugár meghatározására lehetőséget ad az, ha a sebességet egy másik E térősség mellett is megmérjük, hiszen az egyenletekben két ismeretlenünk van, így két egyenlet szükséges. A számolás szempontjából előnyös, ha az egyik térerősség érték a 0, azaz kikapcsolt feszültség mellett is meghatározhatjuk az egyensúlyi sebességet, ezt nevezzük most v_1 -nek. Az előző helyzethez képest a mozgásegyenlet csak annyiban változik, hogy E = 0 és az F_f előjele megfordul, mert így a csepp már lefelé esik. Ekkor szerencsére a másik ismeretlen (q) az E-vel együtt eltűnik. Ilyenkor csak r az ismeretlen, ebből az egy mérésből meghatározható. Az elektron mozgásegyenlete elektromos tér nélkül:

$$-\frac{4\pi}{3}r^3\sigma g + \frac{4\pi}{3}r^3\varrho g + 6\pi\eta r v_1 = 0.$$
(2.2)

Ebből a csepp sugara:

$$r = \sqrt{\frac{3\eta v_1}{2(\sigma - \varrho)g}}.$$

A q kiszámolásához ezt beírhatnánk az elektron térerősség melletti mozgásegyenletébe, (2.1)-be, de ehelyett vonjuk ki a két mozgásegyenletet egymásból (2.1)–(2.2). Ekkor az r^3 -ös tagok kiesnek: $qE = 6\pi\eta r(v_1 + v_0)$, ide egyszerűbb behelyettesíteni r fenti értékét. A kondenzátor lemezei közötti térerősséget az E = U/d formulából számoljuk ki, ahol U a kondenzátorra kapcsolt feszültség, d a lemezek közötti távolság:

$$q = 9\sqrt{2}\pi\eta^{3/2}(\sigma-\varrho)^{-1/2}g^{-1/2}E^{-1}v_1^{1/2}(v_1+v_0).$$

Ezen összefüggésből a mért esési idők (így az esési sebességek) alapján Millikan meghatározta az olajcseppek töltéseit. Eredményül azt kapta, hogy a csepp töltése mindig előállítható egy egység egész számú többszöröseként. Ezt az egységet hívjuk elemi töltésnek. A csepp töltése általában 15–20-szorosa volt az elemi töltésnek, így az egység hibája nagynak adódott. Az olaj porlasztásánál nem sikerült kisebb töltésű cseppeket előállítani, de könnyűnek bizonyult ezt a töltést utóbb egy-két egységgel megváltoztatni nagy áthatoló képességű radioaktív sugárzás segítségével. Ha radioaktív sugárzás éri a levegőt, ionok keletkeznek. Amikor egy ion a kiszemelt cseppel találkozik, melynek sebességét már megmértük, az egyensúly hirtelen átalakul és a sebesség megváltozik.

A megváltozott cseppel a fentebb leírt két mérést újra végre kell hajtani. Az új feszültség U', az új sebességek u_0 és u_1 .

$$\Delta q = K \left[u_1^{1/2} (u_1 + u_0) U'^{-1} - v_1^{1/2} (v_1 + v_0) U^{-1} \right],$$

ahol K a fenti egyenletek ből adódó állandó:

$$K = 9\sqrt{2}\pi\eta^{3/2}(\sigma - \varrho)^{-1/2}g^{-1/2}d.$$

Ez a képlet csak akkor érvényes, ha egy cseppen sikerül négy mérést végrehajtani, kettőt besugárzás előtt, kettőt azután. Millikan megmérte a Δq töltésváltozásokat is, és az eredeti kísérletében kapott elemi érték egy-, két-, háromszorosát mérte a cseppeken. Ezzel a töltés egységét – az elemi töltést – pontosabban meghatározta, és az eredmény egybeesett a Faraday-állandóból az Avogadro-szám segítségével számolt értékkel, e-vel. Millikan kísérleteiben az e nem egész többszöröseit sosem tapasztalta. Joggal vonhatta le a következtetést, hogy ionok esetén nem létezik e-nél kisebb töltés, és hogy minden töltés e-nek egész számú többszöröse.

Külön probléma, hogy az elektronnak mekkora a töltése. Ezt a következtetést Millikan kísérletéből közvetlenül nem vonhatjuk le, mert ott makroszkopikus cseppek töltését vizsgáltuk. Az elektronok töltését közvetlenül a sörétzaj vizsgálatával lehetett meghatározni. Az eredmény, mint ismeretes, az volt, hogy az elektronok töltése egyenlő az ionokra meghatározott elemi töltéssel. Az elemi töltés ma elfogadott értéke [2]:

 $e = 1,60217733 \pm 0,00000048 \cdot 10^{-19}$ C (Coulomb).

2.2.2. Sörétzaj

A sörétzaj, vagy Schottky-zaj, az anódáram először izzókatódos diódákban megfigyelt ingadozási jelensége. Az izzókatódos dióda felépítése nagyon hasonlít a katódsugárcsőéhez, benne a felfűtött katódról az elektronok a termikus energiájukat felhasználva lépnek ki, és a csövön átrepülve felgyorsulva jutnak az anódra, így biztosítva az áramvezetést a csövön. Felerősítés után a hangszóróban pattogó zaj hallatszik, mely a sörétszemek koppanására emlékeztet. Oka az, hogy a katódból kilépő elektromos töltést elektronok hordozzák, és azok véges töltéssel bírnak. Adott időegység alatt kilépő elektronok száma nem mindig ugyanakkora, statisztikusan ingadozik. Ezért az anódáram pontos mérése esetén, annak ingadozását is lehet mérni. Ebből határozta meg W. Schottky az elektron töltését (és így az elemi töltést), a Millikan-kísérletnél nagyobb pontossággal.

2.3. A fajlagos töltés mérése

A töltés mellett az elektron másik jellemző adata a tömege. Az elektron tehetetlen tömege mindazokban az esetekben megmutatkozik, amikor az elektront elektromos vagy mágneses térrel gyorsítjuk. Ezért az elektron tömegének meghatározására szolgáló összes módszer az elektromos, illetve a mágneses térben haladó elektron mozgásának tanulmányozásán alapszik.

Az elektron fajlagos töltésének az e/m hányadost, a töltés/tömeg arányt nevezzük. A fajlagos töltés meghatározásával sokan foglalkoztak, és számos módszert dolgoztak ki. Az alábbiakban ismertetni fogjuk J. J. Thomson eljárását, amellyel először sikerült az elektron fajlagos töltését megmérni (1897, az elektron felfedezése), valamint két későbbi pontosabb módszert, Kirschner (1931) és Dunnington (1937) módszereit. Előzetesen azonban összefoglaljuk az elektrodinamika azon összefüggéseit, amelyeket ezen mérésekben felhasználnak.

2.3.1. Az elektron mozgása elektromágneses térben

Elektromágneses térben az e töltésű részecskére ható erő a klasszikus elektrodinamika alapján az ún. Lorentz-erő:

$$\vec{F} = e\vec{E} + e\vec{v} \times \vec{B},$$

ahol \vec{E} az elektromos térerősség, \vec{B} pedig a mágneses indukció vektora.

Képzeljük el a 2.3.a ábra szerinti elrendezést. Az y irányú mágneses térben mozog az elektron és nincs elektrosztatikus tér. A mágneses tér az a hosszúságú OA szakaszon különbözik zérustól, és OB = l távolságban van egy fluoreszkáló ernyő, amelyen az eltérítést mérik. A fluoreszkáló ernyő egy olyan festékkel bevont felület, ami egy részecske becsapódásakor fényfelvillanást hoz létre. Mivel a mágneses térnek csak y irányú komponense van, a vektoriális szorzat pedig merőleges mindkét tagjára, ezért az $e\vec{v} \times \vec{B}$ Lorentzerő y komponense zérus, a mozgás az x, z síkban megy végbe. Bennünket az eltérítés mértéke érdekel most, mivel ezt akarjuk majd megmérni, olyan feltétel mellett, hogy az elektron sebessége kezdetben csak x irányú.



2.3. ábra. Töltött részecske mozgása elektromos, ill. mágneses térben

Általában homogén mágneses térben a térre merőleges síkban mozgó elektron egyenletes körmozgást végez, mert a Lorentz-erő mindig merőleges az elmozdulásra (a sebességre is), és így a sebesség nagyságát nem változtatja meg. A mozgásegyenlet ilyenkor $m\frac{v^2}{\varrho} = evB$, a pálya sugara:

(2.3)
$$\varrho = \frac{mv}{eB}.$$

Ennek alapján először számoljuk ki egy kicsi x irányú dx elmozdulás alatt történt függőleges (dz) elmozdulást, ahol a mágneses tér B nagyságú és homogén, majd ezeket a dz hosszúságokat összeadjuk az OA szakaszra, így kapjuk meg az elektron z irányú eltérülését a mágneses tér hatására. Némi számolás után az adódik, hogy a mágneses eltérítés nagysága

(2.4)
$$y_M = \frac{e}{mv} \int_0^l B(x,z) \cdot (l-x) \, dx = A \frac{e}{mv}$$

Itt az A integrál a berendezés állandója, értéke csak a mágneses tértől és az elektronok belépési helyének az ernyőtől való távolságától (*l*-től) függ. Ha a tér az x = 0-tól az x = a-ig közelítően homogénnek tekinthető és az x = a,

és x = l közötti szórt tértől eltekintünk, akkor itt vegyük zérusnak, ebben a közelítésben $A = a(l - \frac{a}{2})B$. Végül, ha az ernyő közvetlenül a mágnes végénél van elhelyezve, akkor l = a és $A = \frac{a^2}{2}B$.

Írjuk fel most a töltött részecske eltérítését keresztirányú elektromos térben. A számításnál feltételezzük, hogy a részecske sebessége a kondenzátorlemezek közé való belépés pillanatában az x tengely irányába, a kondenzátor erőtere pedig az y tengely irányába esik, a többi feltétel változatlan marad (2.3.b ábra). Egy l útszakaszon való eltérülést az előzőekhez hasonlóan az elemi y irányú eltérülésekből lehet kiszámolni. Itt a kezdetben v sebességű elektron felgyorsul, de x irányú sebessége változatlanul v marad. Egy kicsi út befutásához $dt = \frac{dx}{v}$ időre van szükség, ezalatt az elektron elmozdul y irányban. Ezeket összeadva kapjuk az elektromos eltérítés egyenletét:

$$y_E = \frac{e}{mv^2} \int_0^l E(x,z)(l-x) \, dx = A' \cdot \frac{e}{mv^2}, \qquad (2.5)$$

ahol A' a berendezés A-hoz hasonló állandója. Ha speciálisan a kondenzátorlemezek hossza a, és a tér homogén, akkor $A' = \frac{a^2}{2}E$.

Végül felírjuk az elektron mozgását jellemző összefüggéseket olyan elektrosztatikus térben, amelynek iránya megegyezik a mozgás irányával. Legyen ez az irány az x tengely iránya. Ebben az esetben $E_x = E$, $E_y = E_z = 0$. Az energiamegmaradást kifejező összefüggés:

$$\frac{1}{2}mv^2 + e\phi = \text{állandó},$$

ahol ϕ az elektromos tér potenciálja és $e \cdot \phi$ a potenciális energia. Az energiamegmaradást felírva a belépési (1) és a tér elhagyásának (2) pontja között, valamint a befutott potenciálkülönbséget $\phi_2 - \phi_1 = U$ -val jelölve és feltéve, hogy $v_1 = 0$, kapjuk az elektronok gyorsítására fennálló energiamegmaradást:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU.$$
 (2.6)

Ha a potenciálkülönbséget voltokban fejezzük ki, akkor:

$$v = \sqrt{\frac{eU}{2m}} \simeq 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U} \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}.$$

Az energiát az atomfizikában többnyire elektronvolt-egységekben fejezzük ki. 1 eV az az energia, amelyre az elektron 1 V gyorsító feszültség hatására tesz szert.

1 elektronvolt =
$$e \cdot 1$$
 V = 1 eV = 1,6 $\cdot 10^{-19}$ J.

Végezetül tekintsük át, hogy egy $\vec{\mu}$ mágneses dipólmomentummal rendelkező részecske mozgására milyen erők hatnak elektromágneses térben. A mágneses tér a dipólust a tér irányába igyekszik befordítani, ahogy az iránytűt is a Föld mágneses tere észak felé forgatja. A forgatónyomaték nagyságát az $\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B}$ összefüggés adja meg. Az elektromos tér is hatással van azonban a mágneses dipólusra! Ez csak akkor történik, ha a mágneses dipólus v sebességgel mozog a statikus elektromos térben. Ilyenkor a mozgó dipólus az elektromos teret a saját (mozgó) koordináta-rendszerében úgy érzékeli, mint egy megváltozott elektromos tér és egy mágneses tér szuperpozícióját. Ez az elektromos és mágneses terek relativitása miatt van így. Az elektromágneses teret relativisztikusan leíró fizikai mennyiség (térerősség tenzor) v sebességű koordináta-rendszerre való áttérésekor transzformálódik, és a számítások eredménye azt mutatja, hogy a mágneses dipólus mozgásából származó új (effektív) mágneses tér nagysága

(2.7)
$$\vec{B}_{\text{eff}} = \frac{1}{c^2} \vec{E} \times \vec{v}.$$

A mágneses dipólusra ható forgatónyomaték azt is eredményezi, hogy a dipólus helyzeti energiája függ attól, milyen irányban áll a mágneses térhez képest. Ezt a helyzeti energiát az $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ skalárszorzat adja meg az elektrodinamika alapján.

2.3.2. Az elektron töltés/tömeg arányának mérése Thomson módszerével

J. J. Thomson határozta meg először az elektron fajlagos töltését (töltés/tömeg arányát) 1897-ben. Az előző alfejezetben levezetett összefüggések szerint az elektron sebességéhez viszonyított keresztirányú elektromos, ill. mágneses térben való eltérítés az e/m-en kívül v-től is függ. A mágneses eltérítés nagysága $\frac{e}{mv}$ -vel, az elektromos eltérítésé $\frac{e}{mv^2}$ -tel arányos. Tehát egyetlen tér okozta eltérítésből nem lehet az e/m-et meghatározni. Ha a kétféle eltérítést egymás után alkalmazzuk, vagy az eltérítés szuperponált térben történik (van elektromos és mágneses tér is), akkor a jelenség leírására két egyenlet áll rendelkezésre (két mérési adatunk van hozzá), amiből a sebesség kiküszöbölhető. Ezen az elven alapulnak a legrégebbi mérési módszerek, így J. J. Thomson klasszikus mérései is. Thomson és utána többen mások úgy jártak el, hogy egymás után megmérték az eltérítést elektromos és mágneses térben, majd a (2.4 – mágneses eltérítés egyenlete) és (2.5 – elektromos eltérítés egyenlete) összefüggésekből kiszámolták az e/m-et és v-t. A vizsgálatokhoz szükséges elektronokat ritkított levegőjű üvegcsőben előállított katódsugarak szolgáltatták. Az üvegcsőben a nyomás néhány Pa,

azaz néhány ezred Hgmm volt. A vákuumtechnika azóta sokat fejlődött, ma már ezeket a méréseket sokkal pontosabban és jobban ellenőrizhető feltételek mellett tudjuk elvégezni.

Egy, az e/m és v kísérleti vizsgálatára szolgáló (J. J. Thomson által használt) berendezés vázlata a 2.4. ábrán látható. Az elektronokat egy üvegcsőbe forrasztott izzókatód szolgáltatja. A csőben jó vákuumot állítanak elő. A katódból kilépő elektronokat a T_1 telep gyorsítja fel, amelynek pozitív sarka az A fémlemezhez (anód) van kötve. Az anód közepén nyílás van. A nyíláson átmenő elektronok egyenes irányban haladnak, és a csőnek az anód nyílásával szemben fekvő fluoreszkáló anyaggal bevont S falán világító fényfoltot hoznak létre. Az A és az F közötti útszakaszon az elektronok áthaladnak a C, D kondenzátorlemezek között, amelyekre a T_2 telepből lehet feszültséget adni. Ha a T_2 telepet bekapcsoljuk, akkor a lemezek között kialakuló elektromos tér eltéríti az elektronnyalábot, és a fényfolt eltolódik az F' helyzetbe.



2.4. ábra. Fajlagos töltés meghatározása elektromos és mágneses térrel való eltérítésből

Ha a C, D kondenzátorlemezek között egyúttal a rajz síkjára merőleges homogén mágneses teret is létesítünk (az ábrán pontokkal jelölve), akkor ez a mágneses tér a fényfoltot vagy ugyanabban, vagy ellenkező irányban téríti el, mint az elektromos tér. A két eltérítésből az említett egyenletek segítségével ki lehet számítani az e/m-et és a v-t. A gyakorlatban a mérést legegyszerűbb úgy végezni, hogy a mágneses eltérítéssel kompenzáljuk az eredeti elektrosztatikus eltérítést. Ebben az esetben a mérés mindössze abból áll, hogy pontosan meghatározzuk az ahhoz szükséges mágneses és elektromos teret, hogy a fényfolt a helyén maradjon.

Az izzókatódból kilépő elektronok kezdősebessége kicsi. Ha például a katód egy 2400 K-re felfűtött wolfrámspirál, akkor az elektronoknak csak 0,1%-a rendelkezik 1,42 eV-nál, és 0,0001%-a 2,85 eV-nál nagyobb energiával. Ezért a gyakorlatban a kiváltott elektronok kezdősebessége kielégítő pontossággal zérusnak vehető. Ebben az esetben az ernyőre beeső elektronok végsebességét (2.6 – energiamegmaradás az elektronok gyorsításakor) egyenletből lehet meghatározni. Ha U-t ismerjük, akkor egyúttal ismerjük az elektronok sebességét is. Tehát ilyen körülmények között az e/m és a v meghatározásához nem szükséges kétféle, vagyis elektromos és mágneses teret használni, elegendő vagy csupán elektrosztatikus, vagy tisztán mágneses tér. A második egyenletet mindkét esetben a (2.6) energiaegyenlet szolgáltatja.

Az alábbiakban a fajlagos töltés meghatározásának későbbi, pontosabb módszerei közül ismertetjük a két legjellemzőbbet.

2.3.3. A két lemezpáros módszer

Az e/m meghatározásának egyik legpontosabb módszerét Kirchner alkalmazta először 1931-ben. Izzószálból kilépő elektronok (lásd 2.5. ábra) megfelelően felgyorsítva az anód nyílásán és a mögötte elhelyezett D_1 diafragmán keresztül az L_1 lemezpár terébe jutnak. Az L_1 és L_2 lemezpárokra változtatható frekvenciájú szinuszos feszültséget kapcsolunk. Az L_2 lemezpár előtt elhelyezett D_2 diafragmán csak azok az elektronok tudnak átjutni, amelyek L_1 -nél éppen a nulla fáziskor haladtak át, így ez a lemezpár nem térítette el őket. A két lemezpár azonos generátorról kapja a szinuszos feszültséget úgy, hogy erőterük állandóan azonos fázisban van. Az L_2 lemezpár lemezei közé minden periódusban kétszer jutnak be elektronok, függőleges irányú eltérítésük attól függ, hogy a generátor feszültségének milyen fázisában haladtak át ezen lemezpáron. Az elektronok csak két szimmetrikus irányban térhetnek el, ezért az S fluoreszkáló ernyőn két szimmetrikus fényfolt jelenik meg.



2.5. ábra. A fajlagos töltés meghatározása Kirchner két lemezpáros módszerével

A gyorsítófeszültség változtatásával az elektronok sebességét be lehet úgy állítani, hogy a futási idő egyenlő legyen a generátor T/2 félperiódusával, vagy általában $n \cdot T/2$ -vel (n egész). Ebben az esetben az elektronok a második lemezpár lemezei között áthaladva sem térülnek el, és a fluoreszkáló ernyőn a két fényfolt egybeesik. Ha az L_1 és az L_2 közötti távolság l, a generátor frekvenciája pedig ν , akkor a mindkét lemezpáron eltérülés nélkül áthaladó elektronok sebessége:

$$v = \frac{2l}{nT} = \frac{2l\nu}{n}.$$

A felgyorsítás során fennálló $\frac{1}{2}mv^2 = eV$ felhasználásával:

$$\frac{e}{m} = \frac{v^2}{2V} = \frac{2\nu^2 l^2}{n^2 V}.$$

Kirchner módszerének az a nagy előnye, hogy "nullmódszer", így nem kell eltérítéseket mérni, s ez jelentősen csökkenti a hibalehetőségeket.

2.3.4. Dunnington módszere

Itt a K izzókatódból kilépő elektronokat nagyfrekvenciás feszültség gyorsítja a 2.6. ábrán látható módon. A feszültség pillanatnyi értékének megfelelően az elektronok más-más sebességre tesznek szert. Az elektronok a rajz síkjára merőleges, homogén mágneses térben mozognak, és a rajz síkjába eső körpályákat írnak le. A D_1 , D_2 , D_3 és D_4 diafragmák által meghatározott ρ sugarú körpályán azok az elektronok tudnak végigfutni, melyeket a B mágneses tér éppen ugyan-



2.6. ábra. A Dunnington-kísérlet vázlata

ekkora ϱ sugarú körpályára kényszerít. Ezt a sugarat a $\varrho = \frac{mv}{eB}$ egyenlet alapján a sebességük határozza meg:

$$v = \frac{\varrho eB}{m}$$

Az ilyen sebességű elektronok a katódot a gyorsítófeszültség általában két különböző fázisában hagyják el, a két fázis a feszültség csúcsértékére nézve szimmetrikusan helyezkedik el.

Mi a feltétele annak, hogy az elektronok ne jussanak el az F felfogóelektródára (Faraday-kalitkára)? Mint a rajz mutatja, a felfogóelektróda azonos

potenciálon van a katóddal, az előtte fekvő D_5 diafragma az A gyorsítóelektródával. A diafragmákon átmenő elektronok közül mindkét csoport eljut a D_5 diafragmáig, onnan az F-ig azonban az elektromos tér lassíthatja is az elektronokat, attól függően, hogy mennyi idő telt el a gyorsításuk óta, és ezalatt a szinuszosan változó nagyfrekvenciás tér hogyan változott meg. Legalább az egyik csoport eljut azonban a felfogóelektródára, mert ha a felfogóelektróda előtti fékezőtér az elektronok megérkezésének pillanatában egyik csoportra nagyobb, mint a gyorsítótér volt, akkor a másikra kisebb lesz. (Mivel a csúcsértékre szimmetrikus időpillanatban indult a két csoport, és azonos ideig mentek körbe.) Előfordulhat, hogy egyik csoport sem érkezik meg, de csak akkor, ha a körpálya befutásához szükséges idő pontosan egyenlő a váltakozó feszültség periódusidejével, T-vel. Ilyenkor mindkét csoportot éppen megállítja a fékezőtér. Ebben az esetben az elektronok sebessége összefüggésben van a feszültség frekvenciájával:

$$v = \frac{\varrho \vartheta}{T} = \varrho \vartheta \nu,$$

ahol ν a gyorsítófeszültség frekvenciája és ϑ az elektronok által befutott körívnek megfelelő szög. Felhasználva, hogy a sebességet a mágneses tér nagyságából és a pályasugárból is tudjuk, (2.3) alapján $\left(\frac{e}{m} = \frac{v}{\varrho B}\right)$ a sebességet kiejtve a fajlagos töltés meghatározható:

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{\varrho B} = \frac{\vartheta \nu}{B}.$$

A mérés úgy történik, hogy adott amplitúdójú és frekvenciájú gyorsító-, illetve fékezőfeszültség mellett a mágneses indukció függvényében mérjük a felfogóelektródára jutó áramot. A valóságban az áramintenzitás a diafragmák véges nyílása miatt nem csökkenhet zérusra, az észlelhető minimum azonban igen éles. (A pályasugarat nem is kell ismerni.)

Dunnington módszere az előző két módszernél pontosabb eredményt ad, mert az elektronok sebességének szórása kiesik a mérésből. Dunnington mérési eredményeiből az e/m értékét néhány század százalék pontossággal meg lehetett határozni. Az e/m ma elfogadott értéke (l. 2. Függelék):

$$\frac{e}{m} = (1,7588048 \pm 0,0000071) \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$$

Ebből és az elektron töltésének nagyságából:

$$m = (9,109534 \pm 0,000047) \cdot 10^{-31}$$
 kg.

2.4. A tömegspektrométerek

Az atomok tömegét lényegében azonos módszerrel lehet mérni, mint a náluk jóval könnyebb elektronét, de nehezebb őket eltéríteni nagyobb tömegük miatt. Most az atomok tömegmérésének módszereire térünk ki. Az atomok tömegeit elsősorban a tömegspektrométerek segítségével határozták meg. Ezen berendezések működésének elvi alapja a töltött részecskék pályájának elektromos és mágneses térben való elhajlása. Ennek mértéke a töltéstől és a részecske impulzusától függ. Azonos töltésű, de különböző tömegű részecskéket tartalmazó nyaláb elektromos és mágneses tereken áthaladva a tömegtől függő irányokra válik szét. Ezt az eljárást először J. J. Thomson alkalmazta a ²²Ne és ²⁰Ne atomok szétválasztására, az izotópok létezésének kísérleti igazolására.

A tömegspektrométer felépítésének elve nagymértékben hasonlít az optikai spektrométerekhez. Főbb részei: az ionforrás, a fókuszálórendszer, a diszperziót végrehajtó rész (optikai spektrométereknél pl. egy rács) és a detektor (pl. fényképezőlemez). A két eset eltér a szükséges diszperziós elemek számában. A fénynél csak egy adat, a hullámhossz szerint kell szelektálni, az atommagoknál két paraméter, a tömeg és a sebesség szerint. A töltést a gyakorlatban nem kell paraméternek tekinteni, részben amiatt, hogy nem folytonosan változik, másrészt mert el lehet érni, hogy a nyalábban az ionizáltság mértéke állandó legyen.

A részecskenyalábok tömeg szerinti szétválasztásának és a tömeg meghatározásának elve igen egyszerű. A problémák a kielégítő felbontóképesség és intenzitás – detektálhatóság – egyidejű biztosításánál jelentkeznek.

Egyszeresen fókuszáló berendezésben, egy irányban adott tömegű és sebességű részecskéket kapunk. A felbontóképesség a sebesség szerinti szelektálás mértékétől függ, növelése az intenzitás rovására történhet. A kétszeresen fókuszáló berendezésekben egy irányban különböző sebességű, azonos tömegű részecskéket kapunk. Ezt oly módon érik el, hogy az elektromos tér diszperzióját a mágneses tér diszperziója kiegyensúlyozza.

A tömegspektroszkópia elvét újabban felhasználják alacsony atomkoncentrációk vizsgálatára, valamint adott elem izotópjainak elkülönítésére.

Példaként tekintsük a 2.7. ábrán szereplő Dempster-tömegspektrográf elvét. A vizsgálandó atomok gőzéből az ionforrás ívkisüléssel pozitív ionokat állít elő, ezeket kb. +25 000 V potenciálkülönbség gyorsítja, és az S_1 és S_2 rések kollimálják az ionnyalábot. A rések után az ionok pályáját a körív alakú kondenzátorlemezek között elhelyezkedő elektromos tér 90°-kal eltéríti az S_3 résre. Ezen utolsó rés után, mágneses térben az ionok 180°-os eltérítést szenvednek. Az elrendezés jó fókuszálási tulajdonságokkal rendelkezik, a

pálya végén elhelyezett fotolemezen a különböző tömegeknek meghatározott helyzetű vonalak felelnek meg. A vonalak helyzete a töltés/tömeg viszonytól függ.



2.7. ábra. A Dempster-féle tömegspektrográf vázlata

Dempster ezzel a berendezéssel fedezte fel az urán 235-ös izotópját, amelynek relatív gyakorisága – aránya a természetes izotóp-összetételben – 0,7%. F. C. Aston hasonló, azonos elvvel működő berendezéssel térképezte fel sok elem izotópjainak tömegét és relatív gyakoriságát, melyért 1922-ben kapott (kémiai) Nobel-díjat.

Az ionok tömegét (M), sebességét (v) és a mágneses térben a körpálya sugarát (r) összekapcsoló egyenletek:

$$\frac{1}{2}Mv^2 = ZeU, \qquad ZevB = Mv^2/r,$$

ahol Ze az ionok töltése, B a mágneses indukció, U a gyorsító potenciál. A két egyenletből:

$$M = r^2 B^2 Z e/2U.$$

Ez az összefüggés azt mutatja, hogy az adott mágneses térerősségnél és tömegnél a körpálya sugara csak a gyorsítófeszültségtől függ. Ennek változtatásával a pálya sugarát és a vákuumkamra sugarát egyeztetni lehet.

Dempster berendezésének felbontása $\Delta M/M \approx 10^{-4}$. A kettős fókuszálású, korszerű berendezésekben a felbontóképesség mértéke 10^{-6} . A Dempster-féle tömegspektrográf csak egy a sok közül. A többiek részletes ismertetésétől eltekintünk. A modernebb tömegspektrométerekben használt mágneses tér intenzitása nagyságrendekkel meghaladja a századeleji kísérletekben használtakat, és a részecskéket nagyobb energiára lehet gyorsítani a mai berendezésekkel. A szupravezető mágnesek segítségével néhány tesla erősségű mágneses tér is elérhető már. Az egyes atomok ionjainak előállítása megfelelő intenzitással nehéz feladat, a tömegspektrométerek fejlődését az ionforrások fejlődése is meghatározta. A tömeg meghatározásának technikailag új módszere, ami alapvetően nem különbözik az eddigiektől, a gyorsítós tömegspektroszkópia. Itt egy körkörös vagy lineáris rezonancia-gyorsítóba (lásd a 11. fejezetben) belőtt részecskék csak akkor tudnak minden periódusban tovább gyorsulni, ha a gyorsító elektromos tér periódusideje pontosan össze van hangolva a részecske töltés/tömeg arányával. A frekvencia és a töltés mérésével a tömeg meghatározható.



2.8. ábra. A modern tömegspektrográfok működésének vázlata (Néhány M = 20tömegszámú egyszeresen ionizált molekulaion és a 40 tömegszámú de kétszeresen ionizált argon fényképezőlemezen történő becsapódásainak helyét is mutatja az ábra.)

Az alkalmazások területén nem mindig a pontos tömegmeghatározás a cél, hanem az eltérő tömegű izotópok szétválasztása. Ez történhet úgy is, hogy a fent említett tömegspektrográfban csak egy adott r pályasugár esetén tudnak a detektorba jutni, és a mágneses tér változtatásával lehet a külön-

böző izotópok relatív arányát leszámlálni. A gyorsítós tömegspektroszkópia ezen eljárással 10^{-15} érzékenységgel képes a szén 12-es és 14-es izotópjainak arányát meghatározni, és mindössze 1 mg mintát igényel a mérés.

A fenti eljátástól elvileg különbözik a lézeres tömegszeparáció. Ez azon alapul, hogy az atomokat csak jól meghatározott diszkrét energiával lehet gerjeszteni, mint azt az 5. fejezetben részletesen bemutatjuk. Az egyes izotópok esetén ez az energia kicsivel különbözik. A lézerek energiájának pontossága (6. fejezet) megengedi, hogy egy lézert egy adott izotóp energiájára hangolva csak azt lehessen gerjesztett állapotba hozni, a többi izotópot nem. Ezután csak a gerjesztett állapotú atomokat ionizálva a kiválasztott izotóp fog ionizálódni, így egyszerű kondenzátor elektromos terével eltéríthetők, elválaszthatók a többi izotóptól. Ilyen módszerrel vizsgálták a Marsról érkezett meteordarabon talált molekulák (köztük szerves molekulák!) izotópösszetételét, ami keletkezési helyükről adott pontos bizonyítékot.

2.5. Az elektron tömegének függése a sebességétől

Nagy sebességeknél, ha az elektron sebessége megközelíti a fénysebességet, észrevehető, majd jelentőssé válik a tömeg növekedése. A sebességfüggés sok kutatót foglalkoztatott. Lorentz – Einstein előtt – még 1904-ben képletet dolgozott ki a sebességfüggésre.

Einstein 1905-ben publikált speciális relativitáselméletének egyik legnevezetesebb eredménye az, hogy minden tömeghez meghatározott energia rendelhető, illetve hogy az energiának meghatározott tömeg felel meg: $E = mc^2$, ahol c a fénysebesség. Ez azt jelenti, hogy a nagyobb sebességű, így nagyobb energiájú, részecskék tömege is megnövekedik a gyorsításuk során. Ha egy test tömege a hozzá képest nyugvó megfigyelő számára m_0 , akkor az a megfigyelő, akihez képest ez a test v sebességgel mozog, a test tömegét

(2.8)
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

nagyságúnak észleli (tömeg sebességfüggése). Ugyanezt a formulát vezette le Lorentz is az elektron tömegének sebességfüggésére a klasszikus elektrodinamika segítségével, feltéve, hogy az elektron összenyomódik a mozgás irányában. Az m_0 -t nyugalmi tömegnek, a hozzá tartozó energiát $E = m_0 c^2$ nyugalmi energiának nevezzük. Az elektron nyugalmi energiája 511 keV, azaz kb. ötszázezer elektronvolt (keV = kiloelektronvolt = 10^3 eV). Az

Einstein-Lorentz-formula igazolására számos kísérletet végeztek. Az elektron tömegének a sebességtől való függését ezen elméletek előtt W. Kaufmann vette észre először, 1901-ben elvégzett mérésében.

Az első mérést, amely kvantitatívan és egyértelműen az Einstein-Lorentz-formula mellett szólt, Guye és társai végezték el 1921-ben. Vákuumcsőben elektronágyúból szűk elektronnyalábot hoztak létre, ezt néhány ezer volt feszültséggel gyorsították, majd az anód nyílásán fényképezőlemezre vitték. Elektromos és mágneses eltérítéseket alkalmaztak. Az eltérítetlen nyaláb a fényképezőlemezen egy adott pontra esik. Az elektromos és mágneses eltérítéseket úgy állították be, hogy ugyanakkorák legyenek lassú és gyors elektronokra. Azaz a gyorsított elektronok pályája és a referenciának alkalmazott kis sebességű elektronok pályája, ennélfogva a becsapódási pontok a fényképezőlemezen egybeesnek. Jelölje a kis sebességet v, a hozzá tartozó elektromos eltérítéshez használt feszültséget V, az eltérítő mágnes gerjesztő áramát I. Gyorsított, nagy sebességű elektronokkal beállítva az ugyanolyan eltérülést, a megfelelő értékek v', V' és I'. Ha a (v, V, I) és (v', V', I') értékcsoportok azonos pályát alakítanak ki, akkor mind az elektromos, mind a mágneses eltérítés azonos a lassú és a gyors elektronokra. A (2.5) egyenlet szerint az elektronok elektromos eltérítésének azonossága alapján $\frac{V}{mv^2} = \frac{V'}{m'v'^2}$, és a (2.4) egyenlet szerint az elektronok mágneses eltérítése alapján $\frac{I}{mv} = \frac{I'}{m'v'}$. Ezen két összefüggésből kiszámolhatjuk a sebességek és a tömegek arányait:

$$\frac{v'}{v} = \frac{I}{I'} \frac{V'}{V} \qquad \text{és} \qquad \frac{m'}{m} = \frac{I'^2}{I^2} \frac{V}{V'}.$$

Ezen összefüggések alapján m'(v')/m(v) meghatározható. Ebben a mérésben az elektronok sebességét csak viszonylag szűk $\frac{v}{c} = 0,2-0,5$ intervallumban tudták változtatni.

Ezt követően egy sereg további mérésben foglalkoztak a sebességfüggés vizsgálatával, a pontosság, illetve a sebességtartomány kiterjesztésével. Bár elméleti meggondolások alapján nem merült fel kétely Einstein formulájának érvényességében, tekintve azonban a formula roppant jelentőségét, indokolt a formula kísérleti ellenőrzését mind jobban kiterjeszteni.

A tömegnek a sebességtől való függése a relativitáselmélet szerint nem az elektronnak valamilyen különleges sajátsága, hanem minden tömegnek közös tulajdonsága. Protonok és más nehéz atomi részecskék gyorsítására szolgáló berendezések tervezésénél ennek figyelembevétele elengedhetetlen feltétele volt az energia növelésének. Érdekes azonban, hogy ennek alapján a tömegváltozási formulát csak százalék pontossággal lehetett ellenőrizni. A formula pontosabb ellenőrzését adó kísérletet javasolt Jánossy Lajos. Elképzelését Faragó Péter és társai valósították meg 660 MeV energiájú ($v = 0.81 \cdot c$ sebességű) protonokkal Dubnában, az Egyesült Atommagkutató Intézetben 1958-ban. Ezen mérés hibája $\pm 0.1\%$ volt, és az eredmény a hibahatáron belül egyezést mutatott az Einstein–Lorentz-formulával.

2.6. Az elektron sugara

A múlt század végén feltételezték, hogy az elektron tömege részben vagy teljesen elektromágneses eredetű. A gondolatmenet vázlata a következő. A nyugvó elektronnak csak elektrosztatikus tere van. Amikor az elektront mozgásba hozzuk, mágneses tér is keletkezik, amelynek létrehozásához bizonyos munkát kell végezni. Amikor egy mozgó elektront megállítunk, a mágneses térnek el kell tűnnie, az eltűnő tér az indukció törvényének értelmében újabb elektromos teret hoz létre, amely tér a lefékezendő elektront gyorsítani igyekszik. Az elektromágneses térnek tehát "tehetetlensége" van.

A fenti gondolatmenet alapján végzett számításokban az elektron impulzusát két összetevőre bontották fel: a mechanikai impulzusra (p_m) , és az elektromágneses impulzusra (p_e) . Így $p = p_e + p_m$. J. J. Thomson 1881-ben feltételezte, hogy a töltéssel rendelkező részecskék teljes tömege elektromágneses eredetű, $m_m = 0$ és $m_e = m$. Ezt a feltevést igazolni látszott az a tény, hogy a (2.7) formula (a tömeg sebességfüggése), amelyet Lorentz tiszta elektromágneses tömeg feltételezésével vezetett le, jól egyezett a tapasztalattal. Ezt az érvet azonban a relativitáselmélet megalkotása után nem lehetett meggyőzőnek elfogadni, tekintve, hogy bármely tömeg (az is, amelyhez nem kapcsolódik elektromos töltés, mint például a neutroné) ugyanezen formula szerint függ a sebességtől.

Annak alapján, hogy az elektron teljes tömege elektromágneses eredetű, kiszámították az ún. "klasszikus elektronsugarat":

$$r_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} = 2.8 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 2.8 \text{ fm}.$$

Ebben a formulában az elektron töltéselosztásának konkrét alakjától függően egy egységnyi nagyságrendű szorzó is szerepelhet, de ezt az elektron szerkezetének tisztázatlansága miatt elhagytuk.

A "klasszikus elektronsugarat" kísérletileg nem sikerült kimutatni, a mérések szerint az elektron legalább 10^{-18} m-ig "pontszerűnek" tekinthető, helytelen az a feltevés, hogy az elektron egy kb. $3 \cdot 10^{-15}$ méter sugarú gömbtérfogatot elfoglaló elektromos töltés. Az elektron szerkezete egyike a mai elméleti fizika legnehezebb problémáinak, amely még távolról sincs

megoldva. A véges elektronsugarat nagyon nehéz összhangba hozni a relativitáselmélet követelményeivel, a pontszerű elektron feltételezése viszont azt eredményezi, hogy $r \rightarrow 0$ esetén az elektron $\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$ saját energiája végtelenhez tart. Figyelemre méltó az is, hogy a kvantumelméletben semmilyen mérhető összefüggésben nem szerepel az elektron sugara, az elektron "pontszerű".

Feladatok

- 2.1. Mekkora tömegű rezet választ ki 5 A erősségű áram 10 perc alatt?
- 2.2. He⁺⁺ ionokat 150 kV feszültséggel felgyorsítunk és merőlegesen egy 1 T indukciójú mágneses térbe lövünk. Milyen messze lesz egymástól a ³He és a ⁴He izotópok helye az ernyőn, ha az ernyőig éppen félkört tesznek meg?
- 2.3. Mekkora egyc/2 sebességű elektron mozgási energi
ája? (A mozgási energia a teljes energia és a nyugalmi energia különb
sége.)
- 2.4. Egy v sebességű elektront B indukciójú homogén mágneses térbe lövünk arra merőlegesen, de egy E térősségű homogén elektrosztatikus tér is jelen van, amelynek iránya éppen a \vec{B} -vel ellentétes. Mekkora az elektron elmozdulása egy körbefordulás alatt?
- 2.5. Homogén mágneses térbe különböző sebességű protonokat lövünk be a térre merőlegesen. A protonok ezután körpályára állnak. Hogyan függ a körmozgás szögsebessége a proton sebességétől?
- 2.6. Mekkora lenne az álló elektron sugara, ha nyugalmi energiája az elektrosztatikus tér energiájával lenne egyenlő? Mekkora lenne ezen gondolatmenet alapján a proton sugara, amely 1836-szor nehezebb?
- 2.7. Az olajcseppes Millikan-kísérletben a kondenzátorlemezek közötti távolság 1,6 cm, az emelkedés és az esés magassága 0,6 cm. A lemezek közötti potenciálkülönbség 4550 V, az olaj sűrűsége 858 kg/m³, a levegő viszkozitása $\eta = 1,83 \cdot 10^{-5} \frac{\text{kg}}{\text{ms}}$. A közepes esési idő elektromos tér nélkül 21,2 s. Az alábbi emelkedési időket mérték a fenti feszültség mellett: 15,6 s, 28,0 s, 13,0 s, 45,2 s, 20,1 s. Határozzuk meg ezekből az elemi töltés értékét!

3. Az elektromágneses tér hullám- és kvantumos viselkedése

A fény elektromágneses hullámelméletének fejlődése

A természetkutatókat a legrégibb időktől kezdve foglalkoztatták a fény természetére vonatkozó kérdések. Erre vonatkozólag már az antik görögök kidolgoztak különböző elméleteket. Ezek azonban csak spekulatív jellegű el-

képzelések voltak, mert hiányoztak azok a kísérleti tapasztalatok, amelyek alapján egy tudományos elmélet megszülethetett volna. Ilyen tudományos ismeretek csak a XVII. században keletkeztek: W. Snellius és René Descartes megállapították a tükrözés és a fénytörés törvényeit, E. Bartholinus felfedezte a kettős törést (az általa vizsgált izlandi mészpát kristályon keresztül a tárgyak kettőzve látszottak), F. Grimaldi megfigyelte az elhajlási jelenségeket. Ezek alapján alkotta meg Isaac Newton a XVII. század végén a fény korpuszkuláris elméletét, és ezzel egy időben C. Huygens a fény hullámelméletét. Ezek a vizsgálatok az optika tárgykörébe tartoznak. Ezen bevezetőben röviden összefoglaljuk, hogyan alakult ki a fény elektromágneses leírása, hogyan lett tapasztalati tény az, hogy a látható fény, és a rádióhullámok egyaránt elektromágneses hullámok. A hullámviselkedéssel ebben a fejezetben nem foglalkozunk részletesen, az az optika és elektrodinamika könyvek témája. Ebben a fejezetben inkább az elektromágneses hullámoknak a modern fizika által újra "felfedezett" kvantumos viselkedését fogjuk körüljárni, a hullámleírással összehasonlítva, amennyiben az lehetséges.

Newton ún. emisszióelmélete szerint a fény a világító testek által emittált apró, egymással kölcsönhatásban nem álló részecskékből áll. A részecskék mozgása egyenes vonalú és állandó sebességű, ami a fény egyenes vonalú és állandó sebességű terjedésében nyilvánul meg. A többi akkor ismert fényjelenség értelmezéséhez azonban különböző bonyolult feltevéseket kellett tennie. Newton precíz kísérletei alapján már észrevette, hogy a különböző színű fénysugarak törésmutatója különböző.

Huygens elmélete szerint a fény elemi hullámok egymásra következő lökéseiből áll. A fénylökések a fényforrásból, úgy, ahogy a hang a hangforrásból, minden irányba terjednek. Ezzel az elmélettel sikerült magyarázni a törés törvényét, sőt a kettős törést is. A fény terjedését úgy írta le ez az elmélet, mint az impulzus terjedését egymással érintkező rugalmas gömbökön keresztül. Ehhez szükséges volt feltételezni, hogy a tér egy bizonyos rugalmas szubsztanciával – az éterrel – van telítve, ezt az elképzelést mai szemléletünk már nem tartalmazza. Huygensnek sikerült az elemi hullámok elve segítségével a fény egyenes vonalú terjedését a hullámfelfogás alapján magyarázni, ami abban az időben a hullámelmélet legnagyobb nehézségét és az emisszióelmélet legnagyobb támaszát képezte.

A fénytörés törvényeit mind az emisszió- mind a hullámelméletben meg lehetett kapni. A két tángyalás azonban ellentmondó következtetésekre vezetett: a fény terjedési sebessége átlátszó közegben Huygens elmélete szerint kisebb, mint vákuumban, az emisszióelmélet szerint pedig nagyobb. Ez a különbség lehetőséget adott volna arra, hogy kísérletileg döntsenek a két elmélet helyességének kérdésében. A kísérleti technika azonban a XVIII. században nem volt elég fejlett ehhez, így Newton nagy tudományos tekintélye miatt több mint egy évszázadon keresztül az emisszióelméletet tartották helyesnek. Látjuk azonban, hogy a fény hullám- vagy részecsketermészete ekkor nehezen eldönthető kérdés volt. A XIX. század közepén mérte meg H. Fizeau majd J. Foucault a fény terjedési sebességét, és azt találták, hogy az átlátszó közegben kisebb, mint vákuumban $\left(v = \frac{c}{n}\right)$, ahol n a közeg törésmutatója. A kísérlet tehát a hullámelmélet mellett döntött.

A hullámelmélet A. Fresnel munkássága alapján lett a fény általánosan elfogadott elmélete. Ő kapcsolta össze az interferencia elvét (amit T. Young vezetett be az optikába) az elemi hullámok Huygens-féle elvével, és ezáltal az elhajlási jelenségek teljes magyarázatát adta. Fresnel értelmezte először kielégítően a polarizációs kísérleteket a transzverzális hullámok gondolatával. A transzverzális hullámok terjedésének értelmezéséhez szintén szükség volt az éter feltételezésére, sőt az éternek rugalmas szilárd test tulajdonságaival kellett rendelkeznie. Az, hogy milyen szubsztancia közvetíti a fényhullámokat továbbra is vizsgálandó kérdés maradt.

A XIX. századi fizika egyik legnagyobb eredménye az elektromosság jelenségeinek megfigyelése és egyre pontosabb leírása. 1862-ben James Clerk Maxwell adta meg az átfogó elméleti leírást az elektromos és mágneses jelenségekről. Kiderült, hogy az elektromos és a mágneses jelenségek egyazon szubsztancia, az elektromágneses tér következményei. Emeljük ki az elektromágneses kísérletek közül Heinrich Hertz kísérletét, melyben elektromos áram periodikus megszakításával a térben tovaterjedő elektromágneses hullámokat keltett, és azokat egy vevőkészüléken fel is fogta. Hertz ezen elektromágneses hullámok terjedési sebességéről kimutatta, hogy azonos a fény terjedési sebességével. Kísérleti eredményeiből kiderült, hogy ezen hullámok ugyanolyan polarizációs, elhajlási és interferenciatulajdonságokat mutattak, mint a fényhullámok. 1886-ban írt könyvében összegezte azon kísérleteit, melyek bizonyítják az elektromágneses hullámok és a fényhullámok azonos viselkedését. Ezen kísérletekre támaszkodva alakult ki az elektromágneses fényelmélet. Eszerint a fény nem valamilyen rugalmas közegnek a mechanikai rezgése, hanem az elektromágneses térerősségek térbeli és időbeli harmonikus változása, melyet a klasszikus elektrodinamika máig változatlan Maxwell-egyenletei határoznak meg.

Ebben a fejezetben a kísérletek értelmezésekor többször fogjuk használni a "síkhullám" fogalmát. Nézzük meg röviden, mit kell ezen értenünk az elmélet alapján. Ha a Maxwell-egyenleteket vákuum feltételei mellett megoldjuk, megkapjuk, hogy hogyan változnak az elektromágneses hullámban az elektromos és a mágneses térerősség vektorok. Az eredmény az, hogy az \vec{E} elektromos és a \vec{B} mágneses térerősségek egymásra merőlegesek, és mindkettő nagysága ugyanazzal a tetszőleges ν frekvenciával harmonikusan változik egy adott pontban. Az így kialakuló hullám egy jól meghatározott c sebességgel terjed. A térősségek merőlegesek a terjedés irányára. Egy adott frekvenciájú, adott irányba (szokásos jelölése \vec{k}) terjedő elektromágneses hullámot síkhullámnak nevezzük. Egy általános hullám ilyen síkhullámok szuperpozíciójaként állítható elő. Érdekes tapasztalat, hogy míg az elektromágneses hullámok frekvenciája szabadon választható paraméter, addig a terjedési sebesség vákuumban univerzális állandó.

Az elektromágneses hullámok tulajdonságai nagyon változóak a frekvenciájuktól, és így a hullámhosszuktól függően ($\lambda = \frac{c}{\mu}$). A gyakorlatban legtöbbet alkalmazott elektromágneses hullámok a rádióhullámok. Hullámhosszuk nagyobb mint kb. 30 centiméter. A napjainkban legnépszerűbb ultrarövidhullámú rádióadások hullámhossza a néhány méteres tartományban van, a Kossuth rádió hagyományos 540 kHz-es középhullámú frekvenciájának pedig 555 méteres hullámhossz felel meg. A rádióhullámoknál rövidebb hullámhosszú elektromágneses sugárzás a mikrohullám, melyet szintén elektromos áramkörök segítségével szokás előállítani. A mikrohullámra hétköznapi példa a mikrohullámú sütő, melynek mérete (néhányszor 10 cm), éppen ilyen hullámhosszú állóhullámok létrejöttét engedi meg. Másik példa, a műholdas televízióadások is mikrohullámú tartományba esnek. A mikrohullámok hullámhossza a kb. 30 cm-től a milliméteres tartományig terjed. Az optika témaköre öleli fel a látható fény hullámhossztartományán kívül a két szomszédos tartományt is: az infravörös sugárzást és az ultraibolya sugárzást. A mikrohullámoknál alig rövidebb az infravörös hullámok hullámhossza: $\sim 1 \text{ mm}$ –750 nm. A látható fény hullámhossza kb. 750 nm-től 380 nm-ig terjed. Az ibolyán túli "ultraibolya" (UV)-sugarak hullámhossza kb. 380 nm-től lefelé kb. 10 nm-ig változik. A Nap sugárzása gazdag UVsugarakban, de ennek nagy részét a Föld légköre elnyeli. A mikrovilág fizikája foglalkozik az ezeknél is rövidebb hullámhosszú röntgensugárzással (ami például a katódsugárcső antikatódjánál keletkezik) és az atommagokból érkező gamma-sugárzással. Az elektromágneses spektrum itt vázolt tartományainak határai nem élesek, általában az őket keltő eljárás vagy a detektálási technika határozza meg melyik típusba soroljuk őket.

Ugy látszott, hogy a Maxwell-egyenletekre alapozott elektromágneses fényelmélettel a fény természetének problémája lezárult. A fény abszorpciójának (elnyelődésének) és emissziójának közelebbi vizsgálata, valamint a fekete testek sugárzása törvényének értelmezése során azonban olyan nehézségek jelentek meg, amelyek Maxwell elektromágneses fényelméletén már túlmutattak, így ismét előtérbe kerültek a fény kvantumos tulajdonságai. Ezen fejezetben a fény és a tágabban értelmezett elektromágneses hullámok a fizikai optikában nem tárgyalt tulajdonságait fogjuk vizsgálni, melyeket egy kérdéskör köré fűzhetünk, és ez a részecskehullám-kettősség.

A kvantumelmélet az atom szerkezetének és az ún. "mikrovilág" viselkedésének kérdéskörét öleli fel. Fejlődése ettől látszólag nagyon távol eső problémából indul ki, nevezetesen abból, hogy egy kályha falán kis nyíláson kilépő sugárzás frekvenciaspektrumát hogyan lehet értelmezni.

3.1. A hőmérsékleti sugárzás

3.1.1. Az abszolút fekete test

A kvantumfogalom megalkotásával összefüggő kutatásokban jelentős szerepet játszott egy idealizált fogalom, az ún. "abszolút fekete test" fogalma. Mint ismeretes, ha egy testre fényt bocsátunk, egy része visszaverődik, másik része bejut a testbe. A bejutott fény részben (esetleg teljesen) elnyelődik, részben kilép a test túlsó felületén. A testeket számunkra az teszi láthatóvá, hogy visszavernek fényt. Az olyan test, amelyik a ráeső fényt teljesen elnyelné, abszolút fekete, azaz láthatatlan lenne. A fekete test által elnyelt sugárzás energiát visz be a testbe, megnő a test belső energiája, következésképpen magasabb lesz a hőmérséklete. A hőmérséklet korlátlanul növekedne, ha nem létezne olyan folyamat, amely a belső energiát csökkenti. Ennek viszont olyannak kell lennie, hogy vákuumban is érvényesülni tudjon. A test belső energiájának egyensúlya sugárzás kibocsátása útján valósul meg. Ezen egyensúlyi sugárzást nevezzük *hőmérsékleti sugárzás*nak, vagy a fekete test sugárzásának. Ennek törvényeinek vizsgálata vezetett el először a kvantumfogalomhoz.

Az abszolút fekete test a természetben nem létezik, de hasznos és jogos idealizációnak bizonyult. Kísérletileg előállítható olyan rendszer, amelynek segítségével meg lehet vizsgálni ezen idealizáció – az abszolút fekete test – tulajdonságait.

Olyan anyag, amelynek felülete abszolút fekete volna, vagyis minden ráeső sugárzást teljesen elnyelne, nincs. Megvalósítható azonban a fekete test úgy, hogy egy a sugárzást át nem eresztő, kormozott falú, belül üreges zárt edény falán kis lyukat fúrunk, ahogy azt a 3.1. ábra szemlélteti. A lyukon át behatoló sugárzás ugyanis az üreg belső felületén való sokszoros, többnyire diffúz visszaverődés következtében gyakorlatilag teljesen abszorbeálódik, mielőtt a lyukból kijutna. Ha pl. egyszeri visszaverődés esetén a sugár energiájának csak 90%-a abszorbeálódik is, a tizedik visszaverődés után a beeső energia 10^{-10} -szerese marad már csak meg. Valóban, az ilyen lyukat sokkal feketébbnek látjuk, mint az edény bármennyire is bekormozott külső falát. Megfordítva, ha vasból készült ilyen üreget izzítunk, a kísérletek sze-



3.1. ábra. Az abszolút fekete test szemléltetése

rint a lyuk a környező izzó vasnál jóval erősebben világít. A "fekete test sugárzásának" forrásául ezért állandó hőmérsékleten tartható, rendszerint elektromosan izzított üreg nyílását használják, és emiatt a fekete test sugárzását másképpen "üregsugárzásnak" is hívják. Más példákat is találhatunk környezetünkben, amelyek bár kívülről nem tűnnek abszolút fekete testnek, abszorpcióképességük mégis 1 (minden rájuk eső sugárzást elnyelnek), és sugárzásuk ugyanolyan, mint a fekete test sugárzása. Ilyenek a csillagok, például a Nap, és az izzított fémszál, például a villanykörte izzószálja. Másik érdekes példa a mikrohullámú háttérsugárzás. Ez egy olyan sugárzás, melynek eredete jelen könyv határain kívül esik ugyan (az Univerzum fejlődésének korai szakasza), de tulajdonságai a fekete test sugárzásának tulajdonságaival megegyeznek. 1964-ben Tokióból volt először távolsági élő televíziós olimpiai közvetítés az USA-ba. A nagy távolságról érkező elektromágneses jelek zajszintjének csökkentésén fáradozva A. A. Penzias és R. W. Wilson fedezték fel és később azonosították ezt a mikrohullámú háttérsugárzást, ami az űrből minden irányból érkező elektromágneses sugárzás. Frekvenciaeloszlása alapján egy 2,7 K hőmérsékletű fekete test sugárzásával egyenértékű. Ez a mikrohullámú háttérsugárzás a kozmológiai elméletek számára fontos tapasztalat, és az univerzum kialakulásának egyik hírnöke. Felfedezésükért Penzias és Wilson később 1978-ban Nobel-díjat kaptak.

3.1.2. Kirchhoff törvényei

Hogy a sugárzásra vonatkozólag kvantitatív összefüggéseket írhassunk fel, definiáljuk valamely test *abszorpcióképességét*, *a*-t. Ez a testre eső sugárzás energiájának az a törtrésze, amelyet a test elnyel, tehát nem ereszt át és nem ver vissza. Hasonló módon definiálható a *d* áteresztőképesség és az *r* reflektálóképesség. Ezekre fennáll, hogy a + d + r = 1, a bejövő energia csak ezen három módon tud átalakulni, és az összeg megmarad. Továbbá bevezethetjük a test *e emisszióképességét*, ez a test felületének 1 m²-es darabja által 1 s alatt a felületre merőlegesen egységnyi térszögben kisugárzott energiát jelenti.

Mind a, mind pedig e a T hőmérsékleten és a λ hullámhosszon kívül nagymértékben függ a test különböző sajátságaitól, pl. a felület érdességétől, sötétségétől. Pl. már igen vékony koromréteg a látható fényt csaknem teljesen elnyeli, vagyis közelítőleg a = 1. Azt a testet, mely a rácső bármely hullámhosszúságú sugárzást teljesen elnyeli, *abszolút fekete test*nek nevezzük. Ennek abszorpcióképessége tehát: a = 1, emisszióképességét pedig jelöljük E-vel.

Bármennyire is mások e és a értékei az egyes testeknél, a tapasztalat szerint az e/a viszony minden testnél ugyanaz, csak λ -nak és T-nek a függvénye. Ez az $E(\lambda, T)$ függvény az abszolút fekete test emisszióképessége:

$$\frac{e}{a} = \frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = \dots = \frac{e_{\text{f.t.}}}{1} = E(\lambda, T).$$

Ez a fontos összefüggés Kirchhoff törvénye (1860), amely termodinamikai úton levezethető. Kiemeljük, hogy a törvény – mint az az $e/a = E(\lambda, T)$ írásmódból is kitűnik – minden egyes hullámhosszra külön-külön is vonatkozik. Kirchhoff törvényének

$$e(\lambda, T) = a(\lambda, T) \cdot E(\lambda, T)$$

alakjából, figyelembe véve, hogy a < 1, az következik, hogy az abszolút fekete test emisszióképessége bármely más test emisszióképességénél nagyobb, ugyanazon hőmérsékleten. Ugyancsak a fenti egyenletből következik, hogy bármely test emisszióképességét megkaphatjuk, ha a fekete test emisszióképességét az illető test abszorpcióképességével megszorozzuk.

3.1.3. A fekete test sugárzásának törvényei

A fekete test sugárzásának törvényeit először kísérleti úton állították fel, elméleti magyarázatuk a klasszikus fizikán túlmutató alapvető gondolatok segítségével sikerült, és a fizikai elméletek és fizikai gondolkodásunk forradalmi változását indította el (paradigmaváltás).

Emisszióképesség-eloszlási görbe

Azt a problémát, hogy hogyan függ az abszolút fekete test emisszióképessége a hullámhossztól és a hőmérséklettől – tehát az $E(\lambda, T)$ függvény tulajdonságait – kísérletileg igen gondosan vizsgálták. A mérések eredményét a 3.2. ábra mutatja be. Az ordináta, az $E_{\lambda} = E(\lambda, T)$ egy adott hőmérsékleten mért emisszióképesség úgy értendő, hogy az $E_{\lambda}d\lambda$ az az 1 s alatt 1 m² felület által egységnyi térszögben kibocsátott energia, amelyet a λ és $\lambda + d\lambda$ hullámhosszak közti sugárzás képvisel. Az emisszióképességgel rokon fogalom a kibocsátott intenzitás (I_{λ}) , ez az emisszióképesség a térszögre integrálva.



3.2. ábra. A fekete test sugárzásának spektrális eloszlása különböző hőmérsékleteken

 $I(T) = \sigma T^4,$ (3.1)

ahol a σ állandó a mérések szerint: $\sigma = 56,71 \frac{\mathrm{nW}}{\mathrm{m}_{2\mathrm{K}^4}^{2\mathrm{K}^4}}$. Az I(T) jelentése szerint nem más, mint $\int_0^{\infty} I(\lambda, T) d\lambda$, vagyis a megfelelő hőmérsékletű E_{λ} emisszióképesség-görbe alatti terület, 2π -vel megszorozva. A Stefan-Boltzmann-törvény alapján a különböző hőmérsékletű fekete testek által kibocsátott teljes intenzitásokat összehasonlíthatjuk. Például a 2000 K hőmérsékletű fekete test 16-szor több intenzitással sugároz, mint az 1000 K-es. Érdemes megjegyezni, hogy a kibocsátott energia függ még a fekete test felületétől is, de a 3.2. ábrán bemutatott emisszióképességgörbék függetlenek attól [intenzitás = (energia/idő)/felület]. Másik érdekes

Egy fekete test adott egységnyi felülete csak kifelé emittál, így az összes térszög ez esetben 2π . A kibocsátott intenziás összefüggésben van a fekete test belsejében található energiasűrűséggel (u) is, $I(\lambda, T) = \frac{c}{4}u(\lambda, T)$, ahol c a vákuumbeli fénysebesség. A kibocsátott energia az I intenzitás, a kibocsátás felülete és az idő szorzataként kapható meg. Az ábrán bemutatott emisszióképességet a lyukból kilépő sugárzást mérő termoelem árama segítségével mérhetjük, a kettő ugyanis arányos egymással. A besatírozott rész a levegő abszorpciójából eredő intenzitáscsökkenést jelzi.

Kibocsátott intenzitás

A sugárzásra vonatkozó első törvényszerűséget még a fenti görbék ismerete előtt J. Stefan (1878), ill. L. Boltzmann (1884) találták empirikus, elméleti úton. Ez a Stefanill. Boltzmann-törvény: A T hőmérsékletű fekete test által kibocsátott sugárzás teljes (minden hullámhosszat magában foglaló) intenzitása (I(T))a test abszolút hőmérsékletének negyedik hatványával arányos:

tulajdonságuk, hogy a különböző hőmérsékletű $E(\lambda,T)$ görbék nem metszik egymást.

Wien-féle eltolódási törvények

Egy másik fontos törvényszerűséget W. Wien állapított meg elméleti úton 1893-ban. Ez a Wien-féle eltolódási törvény: a fekete test maximális emiszszióképességéhez tartozó hullámhossz $\lambda_{\rm max}$ az abszolút hőmérséklettel fordítva arányos. A melegebb test kisebb hullámhosszúságú sugárzást bocsát ki inkább.

$$\lambda_{\max} \cdot T = c_1 = 2,898 \text{ mm} \cdot \text{K} \tag{3.2}$$

A sugárzás maximuma növekvő hőmérséklettel a rövidebb hullámhosszak felé tolódik el (lásd a 3.2. ábrán). A látható fény a 760 nm és a 380 nm közé eső elektromágneses sugárzás. A 3800 K hőmérsékletű fekete test λ_{max} -a, 760 nm, a vörös fény határa, ennél melegebb fekete testek egyre kisebb látható hullámhosszakon sugároznak, majd az ibolya 380 nm-es szélét a 7600 K-nél éri el fekete test. A Nap, hőmérséklete kb. 5600 K, éppen ebben a tartományban van.

Megjegyezzük, hogy az emisszióképesség eloszlását nemcsak a hullámhossz, hanem a sugárzás frekvenciájának függvényében is meg lehet adni, és ilyenkor is van a görbének egy maximuma: ν_{max} . Wien másik eltolódási törvénye a frekvenciamaximum eltolódását adja meg a hőmérséklet változtatásával:

$$\frac{\nu_{\max}}{T} = c_2 = 58,79 \ \frac{\text{GHz}}{\text{K}}.$$

3.1.4. Az emisszióképesség-görbe értelmezése, a Planck-görbe

A XIX. század végén a hőmérsékleti egyensúlyban lévő fekete test sugárzásának leírására két formulát használtak, de egyik sem tudta értelmezni a teljes hullámhossztartományt. Az egyik a Rayleigh–Jeans-törvény, amely a spektrum hosszúhullámú részében egyezik meg a tapasztalattal, a másik a Wien által megállapított formula, amely a rövidhullámú határesetben érvényes. A sugárzást az egész spektrumban helyesen leíró formulát Max Plancknak sikerült felállítani 1900-ban. Ezt a formulát hívjuk Planck-eloszlásnak, az ezt leíró grafikont Planck-görbének:

$$E_{\lambda} = k_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{k_2}{kT\lambda}} - 1}.$$
(3.3)

Itt k_1 , k_2 állandók, és később említendő állandókat foglalnak magukban. Ez a Planck-féle sugárzási törvény a hullámhossz függvényében, de a $c = \lambda \cdot \nu$ alapján ez átalakítható frekvencia szerinti eloszlásra is, amit szintén Planck-eloszlásnak hívunk. Ez az eloszlás kitűnően egyezik a tapasztalattal, kis hullámhosszú határátmenetét képezve a Wien-formulát, nagy hullámhosszú határesetét vizsgálva a Rayleigh–Jeans-törvényt kapjuk meg. A Stefan–Boltzmann-törvény integrálással, a Wien-féle eltolódási törvények differenciálással levezethetők a Planck-eloszlásból (lásd 3.2. feladat).

A sugárzási törvény elméleti megalapozásánál a hőmérsékleti sugárzás keletkezéséről a következő kép alakult ki. A 3.1. ábrán szemléltetett üregben vákuum van, körülötte a fémdobozban atomok rezegnek a rácspontokon és elektronok mozognak a fémben. A T hőmérsékletű doboz az üreggel egyensúlyban van. Az üregből ugyanannyi energia megy át a doboz falába, mint a falból az üregbe. Az üreg belsejében elektromágneses állóhullámok vannak (sugárzási tér), ezt onnan tudjuk, hogy ha kis lyukat fúrunk az üregre, az elektromágneses rezgés kiszabadul, és a sugárzást tapasztalhatjuk. A hőtartály molekulái ütközvén a fal atomjaival és elektronjaival, azoknak az energiájukat részben átadják, és őket mindenféle frekvenciájú rezgésre gerjesztik. A rezgő töltések, mint apró oszcillátorok, elektromágneses hullámokat tudnak kibocsátani, amelyekben mindenféle frekvencia és hullámhossz fellép. Megfordítva: az anyagra az üregből érkező sugárzás hatására a megfelelő sajátfrekvenciájú rezgések rezonancia folytán gerjesztődnek, tehát a sugárzási térből energiát nyelnek el, amely vagy ismét kibocsátódik, vagy ütközések útján hővé alakul (abszorpció).

Plancknak – annak érdekében, hogy a kísérletekkel egyező eredményt kapjon – arra a klasszikus fizika számára teljesen érthetetlen dologra kellett következtetnie, hogy a ν frekvenciával rezgő oszcillátor energiája nem vehet fel akármilyen folytonosan változó értéket, ahogy azt a klasszikus mechanikában megszoktuk egy oszcillátortól. (Ott a rezgés energiája $\frac{1}{2}DA^2$, az amplitúdót változtatva az adott frekvenciájú rezgés energiája akármilyen lehet.) Ellenkezőleg: az atomi oszcillátorok energiája mindig csak egy legkisebb energiaadag (E_0) egész számú többszöröse lehet:

$$E_{\text{oszcillátor}} = n \cdot E_0 = E_0, 2E_0, 3E_0, \dots$$

Amikor a fal energiát nyel el a sugárzási tértől vagy ad át neki (abszorpció, ill. emisszió), ilyen energiaadagokat cserél, az oszcillátorok ugrásszerűen mennek át az egyik módusból (E energiájúból) a másikba ($E \pm E_0$ energiájúba).

Ha ismerjük az E_n gerjesztettségi fokú ν frekvenciájú oszcillátorok számát (N_n -t) termodinamikai megfontolásokból (Boltzmann-eloszlás), akkor egy darab ν frekvenciájú oszcillátor átlagos energiája kiszámolható: $\bar{E}_{\nu} = \frac{1}{N} \sum_{n} N_n E_n$ (itt N az összes ν frekvenciájú oszcillátor száma). Ez a ν frekvenciájú oszcillátorok átlagos energiája akkor, ha az oszcillátornak a fal egy atomját tekintjük, és akkor is ha sugárzási tér ilyen frekvenciájú rezgését vizsgáljuk (elektromágneses állóhullámok). A fekete test sugárzásának intenzitását a frekvencia (vagy a hullámhossz) függvényében úgy tudjuk megmérni, hogy egy kis $\Delta\nu$ szélességű tartományban érkező teljes intenzitást mérünk meg. Ez többfajta ν frekvenciájú oszcillátor sugárzásának összege. Meg kell számolnunk, hogy a sugárzási térben hányféle rezgési módus tud ebben a kis frekvenciatartományban sugározni: $Z(\nu)$, ezzel megszorozva az átlagos energiát megkapjuk a Planck-eloszlást, ha a ν frekvenciájú oszcillátorok energiaadagját, E_0 -t a frekvenciával arányosnak tételezzük fel. Az arányossági tényezőt, h-t Planck-állandónak hvjuk.

$$E_0 = h\nu$$
.

A levezetés részletei megtalálhatók klasszikus elektrodinamika, termodinamika könyvekben, vagy Marx Gy.: Kvantummechanika 1. fejezetében.

A Planck-formulát sok mérésben ellenőrizték. A tapasztalat szerint a formula a teljes frekvenciatartományban jól írja le a sugárzás frekvenciaeloszlását (3.3. ábra). Ezeket a vizsgálatokat "abszolút fekete testekkel" végezték. A 3.4/a ábrán látható fekete test modellje Lummertől és Pringsheimtől származik. Ez lényegében egy kettős falú fémedény, melynek falai között "temperáló fürdő" biztosítja az állandó és egyenletes hőmérsékletet. A temperálást vagy a falak között átáramoltatott forró vízgőzzel végzik, vagy – alacsonyabb hőmérsékleten – a falak közé töltött jéggel, szénsavhóval vagy folyékony levegővel stb.



3.3. ábra. A Planck-féle formula kísérleti igazolása (Az abszcissza a nm-ben mért hullámhossz és kelvinben mért hőmérséklet szorzatának logaritmusa, az ordináta a mérési adatok százalékos eltérése a Planck-formulától. Látható, hogy a mérési adatok a Planck-formulától alig térnek el, a két másik sugárzási törvénytől viszont nagy az eltérés.)

Magasabb hőmérsékleten végzendő vizsgálatokhoz a 3.4/b ábrán látható feketetestmodellt használják. Ennél a modellnél a belső R porcelánhenger egyenletes melegítését elektromos árammal fűtött platinalemez-henger végzi. A henger belsejében a hőmérsékletet az E termoelemmel mérik. Az 1,2,3,... diafragmák arra szolgálnak, hogy megakadályozzák a külső levegő behatolását, és ezáltal az üreg lehűlését. Ezek a feketetestmodellek lehetővé tették a sugárzási törvények kísérleti vizsgálatát, a sugárzási állandók pontos meghatározását és a sugárzás spektrális energiaeloszlásának tanulmányozását.



3.4. ábra. Két feketetestmodell vázlata: a) termálfürdős egyszerűbb változat alacsonyabb hőmérsékletekhez; b) magas hőmérsékletű mérésekhez

Plancknak az energia kvantáltságára vonatkozó feltevését Einstein módosította, magára a sugárzási térre is alkalmazta a fényelektromos-hatás kísérleti tapasztalatai alapján (lásd következő fejezet). Megmutatta, hogy Planck hipotézise helyett helyesebb, ha feltesszük, hogy a sugárzás emissziója és abszorpciója $h\nu$ energiájú adagokban – kvantumokban – történik, azaz Einstein hipotézise szerint a fény nem folytonos, hanem korpuszkuláris szerkezetű: a sugárzás $E = h\nu$ energiájú kvantumokból áll. (Érdemes megjegyezni, hogy Newton a fényt korpuszkuláris természetűnek tartotta, szemben Huygens-szel, aki a hullámtermészet alapján magyarázta az optikai jelenségeket. Természetesen az einsteini fénykvantum nem ugyanaz, mint Newton "fényrészecskéje".)

A sugárzási törvény jelentősége messze túlmegy a hőmérsékleti sugárzás területén, hiszen az anyagra és az elektromos töltésre vonatkozó atomisztikus felfogást itt alkalmazták először az energiára is: az oszcillátor energiája csak diszkrét értékeket vehet fel, és így az csak ugrásszerűen változhat. Ennek a gondolatnak a kifejlődése egész fizikai világszemléletünket lényegesen átalakította, és a kvantumelmélethez vezetett.

3.2. A fényelektromos hatás

3.2.1. Kísérleti tapasztalatok

H. Hertz és munkatársai a szikrakisülés tanulmányozásakor észrevették, hogy a kisülés könnyebben létrejön, ha fénnyel világítják meg a katódot. Ez adta a lökést a fény kvantumos szerkezetére vonatkozó egyik legfontosabb kísérleti tény felfedezéséhez. Ez a H. Hertz által 1887-ben felfedezett fényelektromos hatás, más néven fotoelektromos hatás vagy fotoeffektus. A fényelektromos hatást P. Lenard, majd mások is tanulmányozták. A kísérleti elrendezés elve a 3.5. ábrán látható. Egy vákuumba elhelyezett kondenzátor egyik fémfegyverzetét látható fénnyel megvilágítjuk, és a körben folyó áramot érzékeny galvanométerrel mérjük. Ezt az elrendezést – mai felhasználása alapján – nevezhetjük fotocellának is. A kísérlet eredménye, hogy a fény hatására a fémlapból elektronok lépnek ki, és ezek I áramot okoznak a galvanométeren. A kondenzátorra kapcsolt V feszültséggel lehet az elektronokat gyorsítani, ekkor a V-től független áramot mérünk, adott megvilágításnál. Ha azonban lassító feszültséget kapcsolunk a kondenzátorra, akkor egy V_0 ellenfeszültségnél megszűnik az áram, ezt nevezzük lezáró feszültségnek (3.6. ábra).



3.5. ábra. Fotoelektromos jelenség kísérleti elrendezése

Ha nagyobb intenzitású fényt alkalmazunk, akkor a lezáró feszültség változatlan, de a kilépő elektronok intenzitása megnő, így az I áramerősség is $I_2 > I_1$. (A 3.6. ábrán $I_2 = 2I$.) A lezáró feszültség magyarázata az, hogy V lassító feszültség $e \cdot V$ energiával lassítja le az elektront, ha a kezdeti mozgási energiája ennél kisebb volt, akkor mielőtt a túlsó kondenzátorlemezre érkezik, a sebessége 0-ra csökken, az elektron visszafordul, nem jut át, így ezen elektronok nem vesznek részt az áramvezetésben. Ha a V éppen akkora, hogy a fémlapról induló maximális sebességű elektronokat is visszafordítja, akkor az áramvezetés itt megszűnik, ahogy azt a 3.6. ábráról is leolvashatjuk: $\frac{1}{2}mv_{\text{max}}^2 = eV_0$. Tehát a lezáró feszültség arányos a kilépő elektronok mozgási energiájával, így azok sebességnégyzetével. Ha megváltoztatjuk a fémlemez anyagát vagy a megvilágító fény színét (frekvenciáját), akkor a







3.7. ábra. A lezáró feszültség (elemi töltésszerese) a besugárzó fény frekvenciájának függvényében. Ez a kísérlet a fotonkép kiindulópontja

lezáró feszültség is változik, viszont (ahogy láttuk) a fény intenzitásától a lezáró feszültség független.

Ha egy kísérletsorozatot hajtunk végre adott fémlappal, de különböző frekvenciájú fénnyel, és mérjük a lezáró feszültséget, akkor a 3.7. ábrán látható lineáris összefüggést kapjuk. (Ezt a kísérletet először Millikan végezte el 1910-ben!) Ábrázoljuk az x tengelyen a fény frekvenciáját ν -t, és az y tengelyen az ezekhez a frekvenciákhoz kapott lezáró feszültséget az elemi töltéssel megszorozva (így $y = eV_0 = \frac{1}{2}mv_{\text{max}}^2$). A kísérleti tapasztalat az, hogy egy egyenest alkotnak a mérési pontok, az egyenes egy adott ν_0 küszöbfrekvenciánál metszi az x tengelyt, ennél kisebb frekvenciájú fény esetén nem kell lezáró potenciált alkalmazni, a galvanométeren ilyenkor egyáltalán nem mérhető áram. A másik érdekes tapasztalat, hogy az egyenes meredeksége megegyezik a fekete test sugárzásakor definiált h Planck-állandóval.

A tapasztalatokat összefoglalva:

- 1. A fénnyel megvilágított fémből a fény hatására elektronok lépnek ki.
- 2. A kilépő elektronok száma arányos a beeső fény intenzitásával.
- A kilépő elektronok sebessége a fény frekvenciájától függ, és nem függ a beeső fény intenzitásától.
- 4. Adott frekvenciájú megvilágítás esetén a kilépő elektronok sebessége folytonosan változhat egy maximális sebességig, amely nagysága a megvilágító fény frekvenciájától és a fém anyagától függ.
- Az elektronok áramának elindításához egy küszöbértéknél nagyobb frekvenciájú fény szükséges.
- 6. Az elektronok árama a megvilágítás után azonnal megindul.

A fényelektromos hatás fenti törvényszerűségeit nem lehetett a klasszikus hullámelmélettel magyarázni. A hullámelmélet alapján ugyanis a következő magyarázatot lehetne elképzelni: fémre beeső elektromágneses hullám a fém elektronjait rezgésbe hozza. Ha a beeső hullám frekvenciája megegyezik az elektron sajátrezgésének frekvenciájával, az elektron rezgési amplitúdója olyan nagy lesz, hogy az kiszakad a fémből. A fémből kilépő elektronok a mozgási energiájukat a beeső fényhullámból veszik, ezért azt várjuk, hogy a fotoelektronok energiája a fény intenzitásától függjön. (Nagyobb intenzitású fényhullámban nagyobb az elektromos térerősség – $I \sim E^2$ –, így nagyobb erő hozza rezgésbe az elektronokat.) A kísérletek eredményei szerint azonban a kilépő elektronok energiája teljesen független a beeső fény intenzitásától, és csak a fotoelektronok száma arányos ezzel. A fotoelektronok sebessége (energiája) a beeső fény frekvenciájától függ, mégpedig nő a frekvenciával.

Felmerült az a gondolat is, hogy az elektronok a kilépéshez szükséges energiát a fényhullám energiájából fokozatosan gyűjtik össze. Ennek az elképzelésnek a helytelenségét azonnal be lehet látni: a beeső hullám energiája megoszlik a fém nagyszámú elektronja között, így kis fényintenzitásnál tekintélyes idő kellene ahhoz, hogy az elektronok összegyűjtsék a kilépéshez szükséges energiát. A fémfelület által elnyelt energia a fényerősséggel, a megvilágított felület nagyságával és a besugárzási idővel arányos. A fényelektromos hatás igen kis felület megvilágításánál is létrejön: 10^{-8} W/m² felületi megvilágítás esetén - ezt hozza létre 100 km távolságból egy 100 Wos égő – száz óra alatt nyelődik el annyi fény, amennyi egy fényelektron kilépéséhez szükséges, azaz néhány eV. Ezzel szemben a kísérletek azt mutatják, hogy az elektronemisszió a megvilágítást követően 10^{-9} s-on belül létrejön. (A holdfény intenzitása ~ 10^{-3} W/m². Ha 1 Å rácsállandójú fémmel számolunk, akkor 1 m²-en 10²⁰ atom foglal helyet a fém felületén, ha mindegyik egy vegyértékelektronja kapja a beeső fény intenzitásának ráeső részét, akkor 10⁴ s, azaz néhány óra alatt kap egy elektron 1 eV, azaz 10^{-19} J energiát. De a tapasztalat szerint a holdfény is képes fotoeffektust létrehozni.) A fotoeffektus kísérleti ténye túlmutat a klasszikus fizikán, és magyarázatát 1905-ben találták meg, amikor a modern fizika szemlélete – Planck hipotéziséből kiindulva – kezdett elfogadottá válni.

3.2.2. A fotoeffektus kvantumos magyarázata: a fotonkép

A fényelektromos hatás magyarázatát A. Einstein adta meg 1905-ben, Planck kvantumhipotézise általánosításával. Rámutatott, hogy a nehézségek mind megszűnnek, ha korpuszkuláris álláspontra helyezkedünk, és a fényt $h\nu$ energiájú kvantumok, ún. fotonok áramának fogjuk fel. Az elnyelt foton átadja energiáját az elektronnak, és ha az energia elegendő ahhoz, hogy kiszabadítsa az elektront a visszatartó erők kötelékéből, akkor az elektron kilép a fémből. Annak valószínűsége, hogy egy elektron két fotont nyeljen el, igen kicsi, minden kilépő elektron egy foton energiáját viszi el. (Később lézerrel előállított intenzív fénysugárral sikerült két fotonos fotoeffektust is létrehozni.) Az így kiváltott elektronok számának az elnyelt fotonok számával, vagyis a fény intenzitásával kell arányosnak lenni, és a kísérletek is ezt mutatták. Ebben a képben a korábban említett kísérletsorozat, a különböző frekvenciájú fényekkel, 3.7. ábrán vázolt eredménye is könnyen értelmezhető. A tapasztalati $eV_0 = h(\nu - \nu_0)$ összefüggést kicsit átírjuk, ahol V_0 a lezáró potenciál, és ν_0 a küszöbhullámhossz. Felhasználva, hogy $eV_0 = \frac{1}{2}mv_{\text{max}}^2$ és $h\nu_0$ -t a továbbiakban W-vel jelölve:

(3.4)
$$\frac{1}{2}mv_{\max}^2 = h\nu - W$$

egyenlethez jutunk. A fotonképben egy foton egy elektront üt ki a fémből, és a folyamat során az energia megmaradását éppen ez az egyenlet írja le (Einstein-egyenlet). Ez azt jelenti, hogy egy foton energiája

$$E_{\rm foton} = h\nu$$

Ebből az is látszik, hogy a fémből egy elektron kiszakításához legalább W munka szükséges. Ez a *kilépési munka* az egyes fémekre más és más érték, de általában eV nagyságrendű. Az elektronok nemcsak a maximális sebességgel lépnek ki a fémből, hanem sebességeloszlásuk folytonos, ami azt mutatja, hogy vannak kevésbé, ill. mélyebben kötött elektronok a szilárd testek fémes rácsában. Ezt a mai szóhasználattal elektrontengernek nevezzük, és W jelentése, hogy az elektrontenger felszínén W energiával kötött elektronok helyezkednek el. (Az elektrontenger igazi jelentését a modern szilárdtestfizika adja meg a Pauli-elv segítségével.)

Megjegyzendő, hogy a fotoeffektus csak az egyik módja elektronok kiütésének egy fémlemezről, más folyamatok is ki tudják szabadítani a fémes rácsban kötött elektronokat. Ezek közül hármat sorolunk fel.

- Termikus elektronemisszió, amikor addig melegítik a fémet, míg felületéről az elektronok a hőmozgás miatt ki tudnak lépni. Ilyenkor az elektronok $\frac{1}{2}kT$ termikus energiája elegendő a W kilépési munka legyőzésére.
- Hideg elektronemisszió, ilyenkor külső elektromos tér segít az elektronoknak, hogy kiszabaduljanak. Kisülési csövekben is ilyen folyamat zajlik le, és a kiszabaduló elektronok ionizálva a gázt létrehozzák a kisülést. Katódsugárcsőben a nagy elektromos tér hatására szabadulnak ki az elektronok a fémből a vákuumba.
- Másodlagos sugárzás, ilyenkor más részecskékkel bombázzák a fém felületét, és ezek adják át mozgási energiájukat az elektronnak, amely így ki tud szabadulni a fémből.

3.2.3. Atomi fotoeffektus

Történetileg a fotoeffektust először fémlemezen figyelték meg, de fizikailag ugyanaz a folyamat végbemehet különálló atomokon is. Ha fénnyel vagy még rövidebb hullámhosszú fotonokkal bombázunk atomokat, a fotonok ki tudnak lökni egy-egy elektront az atomból, egyben a bombázó foton megsemmisül. Ilyenkor teljesen azonos egyenleteket tudunk alkalmazni, csak a W kilépési munka helyett az elektron kötési energiáját kell fogalmilag használni. Az atomi fotoeffektus nagyon fontos folyamat az elektromágneses hullámok és az anyag kölcsönhatásának leírásánál, de hozzá az atom szerkezetének részletesebb ismerete szükséges, melyet a következő fejezetekben tárgyalunk csak. Megjegyezzük, hogy szabad elektron nem tud elnyelni fotont, azaz fotoeffektus nem megy végbe szabad elektronon. Ennek ellenkezője áll fenn: minél kötöttebb egy atomi elektron, annál nagyobb a valószínűsége, hogy egy (megfelelően) adott energiájú foton fotoeffektussal ki tudja ütni az atom kötéséből.

3.3. A röntgensugárzás

Hertz a fotoeffektust kisülési csövek vizsgálata során fedezte fel, de a kisülési cső mint kísérleti eszköz még számos más felfedezésnél játszott fontos szerepet. Ha egy kisülési csőből kiszivattyúzzuk a gázt, és feszültséget kapcsolunk az elektródái közé, akkor elegendően nagy feszültséggel elektronok áramát tudjuk a vákuumban létrehozni. Ez a katódsugárcső, az elektronok árama a katódsugárzás (2.12. alfejezet). Történetileg előbb fedezték fel a katódsugárzást, csak később azonosították az elektronok áramával (J. J. Thomson, 1897). Wilhelm Conrad Röntgen fedezte fel 1895-ben, hogy ha az antikatódot (katódsugárcső másik fémlapja, a 2.1. ábrán A jelzésű lapka) gyors elektronokkal sugározzuk be (néhány ezer V-tal felgyorsított elektronok), akkor nagy áthatolóképességű sugárzás keletkezik, ami átmegy például az emberi kézen, de egy jegygyűrűn nem, sőt a csontok másként nyelik el, mint a lágy szövetek. Ezek voltak Röntgen híres első kísérletei, melynek során fotolemezekkel érzékelte az új sugárzást. Kimutatta továbbá, hogy az általa X-sugárzásnak elnevezett sugárzás nem térül el elektromos és mágneses térben, így nem lehet töltött részecskék árama.

Később, 1912-ben, M. Lauenak sikerült kimutatni, hogy ezek a sugarak olyan elektromágneses hullámok, mint a fény, csak kisebb hullámhoszszúságúak. Kísérleteiben ugyanolyan interferenciát hozott létre X-sugarakkal, mint azt a fénnyel az optikai rácson lehet. A kísérleti elrendezés a 3.8. ábrán látható. Az akkor használatos optikai rácsok még nem tudták felbontani ezt a rövid hullámhosszat, így Laue optikai rács helyett kristályrácson történő interferenciát mutatott ki. Az X-sugárzást napjainkban már a felfedezőjéről *röntgensugárzás* nak hívjuk (angolul X-ray maradt).

3.3.1. A fékezési sugárzás



3.8. ábra. Laue kísérleti összeállítása, R a röntgencső, K a katód, A az antikatód, S_1 , S_2 a blendék vékony nyaláb előállítására, Kr a kristály, F a fényképezőlemez

A röntgensugárzást napjainkban már sokkal pontosabban is lehet vizsgálni, mint a fényképezőlemez. Például olyan részecskedetektort használnak, ami a semleges fotonok detektálására képes, például ionizációs kamrát. Ilyenkor az ionizációs kamra árama arányos azzal, hogy milyen intenzitású röntgensugárzás haladt át rajta. Ilyen modernebb kísérletekben megvizsgálták a katódsugárcső antikatódján keletkező sugárzást. Kulenkampff és Schmidt a 3.9. ábrán látható eredményeket kapta. A görbék alapvető

tulajdonsága, hogy folytonos görbék, nagy hullámhosszak felől a kisebbek felé haladva van egy minimális hullámhossz, aminél kisebb hullámhosszú (nagyobb frekvenciájú) sugárzás nem jelenik meg. Erre a maximális frekvenciára fennáll az alábbi egyenlőség:

$$\nu_{\max} = \text{konstans} \cdot V.$$

Itt V a gyorsítófeszültség. Ezt a sugárzást a klasszikus elektrodinamika is leírja: gyorsuló töltés sugároz. A gyors elektronok a fémben lelassulnak, így elektromágneses sugárzást bocsátanak ki, ezért neve fékezési sugárzás.

A maximális frekvencia léte azonban csak a kvantumos fotonképpel értelmezhető. A felgyorsított elektronok az antikatódlap belső elektronjaival ütközve fékeződnek le, legnagyobb energia akkor adódik át a fékezési sugárzásnak, ha a gyors elektron teljesen megáll, teljes energiáját elveszti. Egy elektron egy fotont kelt, és több elektron nem tudja az energiáját egyszerre ugyanannak a fotonnak átadni. Teljes lefékeződés esetén az elektron pont egy eV energiájú fotont kelt (nagyobb energiájút nem tud, ahhoz több elektron kellene), így $eV = h\nu_{\rm max}$, azaz a fenti egyenletben a konstans éppen $\frac{h}{e}$. Ez a h/e egyik mérési módszere is, mely a többi mérés eredményével megegyező eredményt ad. A fékezési sugárzás energia- vagy frekvenciafüggése a kísérletek szerint

$$I_{\nu} = cZ(\nu_{\max} - \nu),$$
ahol c egy állandó, Z a bombázott fémlap atomjainak rendszáma.

Amikor a katódsugárcsőben felgvorsított elektronok beleütköznek az antikatódba, más folyamatot is indukálhatnak, mint csak a fékezési sugárzás. A mérésekben a röntgenspektrumok a folytonos fékesési sugárzás mellett diszkrét energiájú sugárzásokat is tartalmaznak. Ezeket karakterisztikus röntgensugárzásnak hívjuk és az atom szerkezetével vannak öszszefüggésben, így az 5. fejezetben tárgyaljuk részletesen elméleti magyarázatával együtt. Ezen folyamat során a becsapódó elektronok atomi elektronokkal ütköznek és azokat az atomból kilökik, egy elektronlyukat hoznak létre. A karakterisztikus röntgensugárzás akkor keletkezik, amikor egy másik atomi elektron betölti a lyukat.

3.3.2. A röntgenspektroszkópia alapgondolata



3.9. ábra. A fékezési sugárzás hullámhossz szerinti eloszlása különböző gyorsítófeszültségek esetén, katódsugárcsőben. A minimális hullámhossz fordítva arányos a gyorsítófeszültséggel

1913-ban W. H. Bragg és W. L. Bragg kristályrácsról visszaverődő röntgensugarak interferenciájából már meg tudta mérni a sugárzás hullámhosszát és spektrumát. Ennek módszere a következőkön alapszik. A kristályban rendezett atomsíkok találhatók, amelyekről elemi szóródások révén, a Huygens-Fresnel-elvnek megfelelően, a röntgensugár a geometriai optika visszaverődési törvénye szerint visszaverődik. A sugárzás azonban nem verődik vissza maradéktalanul mindjárt az első útjába kerülő síkról, hanem nagy része továbbhalad a következő, az elsővel párhuzamos sík felé. A visszaverődött hullám így sok, egymással párhuzamos, egymástól állandó d távolságban elhelyezkedő síkról visszavert hullám szuperpozíciója lesz (13.2. ábra). A látható fény interferenciájánál ismert összefüggéssel teljesen analóg formula a Bragg-egyenlet. Ez azt fejezi ki, hogy a különböző kristályrácssíkokról visszavert hullámok fázishelyes találkozásának mi a feltétele:

$$2d\sin\vartheta = n\lambda. \tag{3.6}$$

Itt d a síkok egymástól való távolsága, ϑ a sugárzás irányának a síkokkal bezárt szöge, λ a hullámhossz és n természetes szám. Az egyenlet azt fejezi

ki, hogy az egymás alatti síkokról visszavert hullámok közötti útkülönbség a hullámhossz egész számú többszöröse kell legyen. Látjuk tehát, hogy megkeresve a ϑ szögeket, amelyeken visszaverődés történik, d és λ közül az egyik ismeretében a másik meghatározható. A λ hullámhossz meghatározásához tehát a kristálysíkok távolságát kell ismerni, ami viszont maga is elég bizonytalan volt a kezdeti kísérletek idején. Ezt a bizonytalanságot később úgy küszöbölték ki, hogy sikerült optikai rácson is létrehozni a röntgensugarak interferenciáját (a rácsálladónak a hullámhossz nagyságrendjébe kell esni), így nagyon pontosan lehet megmérni a sugárzás hullámhosszát.

3.3.3. Röntgensugarak elnyelődése anyagban

Amennyiben röntgensugár hatol valamilyen közegbe, a fényhullámokhoz hasonló módon az intenzitása a Lambert–Beer-törvény szerint fog csökkeni. Ennek alátámasztására tételezzük fel, hogy egy I intenzitású nyaláb érkezik egy vékony, dx széles elnyelő közeg határára. A vékony közegben a fotonok elemi folyamatokban vesznek részt az anyag elektronjaival. Ezek a fotonok nem lépnek ki már a nyalábbal a dx út megtétele után. A kis sávban lezajlott elemi folyamatok száma arányos a belépő intenzitással és a dx vastagsággal, mert több elektron közelében elhaladva nagyobb az esély a kölcsönhatásra. Az arányossági tényező legyen μ : $dI = -\mu I \cdot dx$, ebből a $\frac{dI}{dx} = -\mu I$ differenciálegyenlet adódik, aminek megoldása:

$$(3.7) I = I_0 e^{-\mu x}$$

A μ neve lineáris abszorpciókoefficiens. Gyakran használják ehelyett az ún. tömegabszorpció-koefficienst, μ/ρ -t (ρ az anyagsűrűség), mert így a sűrűségtől független, de az anyagi minőségre jellemző együtthatót kapunk.

A röngtensugárzás egyrészt atomi fotoeffektussal elektronokat tud kilökni az atomokból, miközben ő maga megsemmisül. A fotoeffektuson kívül más folyamatok is lezajlanak a röntgensugár anyagba való behatolása közben. Az egyik ilyen folyamat a Compton-effektus, amelyet a 3.5. alfejezetben tárgyalunk részletesen. Ennek részletes analízise azt mutatta, hogy a Compton-effektusból származó μ/ρ arányos λ -val és Z-vel.

A másik fontos abszorpciós folyamat a párképzés. Ez abban nyilvánul meg, hogy a foton egy elektron és egy pozitron (az elektronnal azonos tömegű, de ellentétes töltésű részecske) egyidejű létrehozása során semmisül meg. Ehhez nyilván az szükséges, hogy a foton energiája minimálisan az elektron-pozitron pár nyugalmi energiáját $(2m_0c^2)$ fedezhesse, ez kb. 1 MeV. Másrészt az impulzusmegmaradás törvénye miatt ez a folyamat nem mehet végbe az üres térben, hanem csak az abszorbens anyag belsejébeu, aminek atomjaival való kölcsönhatás egyensúlyba tudja hozni az impulzusmérleget. A párképzés abszorpciókoefficiense a számítások szerint a $h\nu$ energiával és Z^2 -tel arányosan növekszik. A háromféle folyamatból származik az eredő abszorpciókoefficiens.

Végul is általánosságban azt mondhatjuk, hogy a röntgensugár anyagba hatolása során energiáját az elektronoknak adja le, így erősen ionizálja környezetét.

A röntgensugárzás főbb felhasználási területei közé tartoznak a következők: orvosi diagnosztika (a különböző szövetfajtákban más és más az abszorpciókoefficiens); orvosi terápiás alkalmazás, amely a röntgensugárzás ionizáló hatásán alapul; molekula-, atom- és kristályszerkezet-meghatározás (röntgendiffrakció); roncsolásmentes anyagvizsgálat.

3.4. A relativisztikus energiaképlet

A század elején a kísérleti technika fejlődésével egyre gyorsabb részecskéket tudtak előállítani, elérhetővé vált a fénysebességhez közeli sebességű elektronok előállítása. Einstein az 1905-ös esztendőben a fotoeffektus magyarázata mellett (elsősorban ezért kapta 1921-ben a Nobel-díjat) felállította a speciális relativitáselméletet is. Eszerint a fénysebességhez közeli sebességek esetén a testek, így az elektronok tömege is megváltozik (a tömeg sebességfüggését megadó 2.8. formula):

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

A részecskéknek van egy nyugalmi tömege, m_0 , ami álló helyzetben a tömegük. Ha felgyorsulnak, egyre nehezebb mozgásállapotukat megváltoztatni, egyre nagyobb a tömegük. A testek sebességét és energiáját a klasszikus fizikában összekapcsoló $E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}$ összefüggés itt már nem érvényes. Helyette Einstein bevezette a tömeg-energia ekvivalenciát,

$$E = mc^2$$
.

ami megadja a teljes energiát. Ennek egy része a nyugalmi energia (m_0c^2) , a többi a mozgási energia. Az impulzus p = mv definíciója segítségével, valamint az $E = mc^2$ és a tömeg sebességfüggését megadó formula alapján ellenőrizhető, hogy általános esetben az

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \tag{3.5}$$

összefüggés áll fenn. Ez a *relativisztikus energiaképlet*, amit néhány száz kV feszültségre felgyorsított elektronok esetére már alkalmaznunk kell.

Nézzük meg, speciális esetként, hogy a fotonokra milyen összefüggések állnak fenn. A fotoeffektus magyarázatakor kiderült, hogy a fotonok energiája $E = h\nu$. Érvényes rájuk az $E = mc^2$ tömeg-energia ekvivalenciaképlet is, így tömegük végesnek adódik. A tömeg sebességfüggését megadó képletben a nevező zérus, hiszen az elektromágneses hullámok fénysebességgel terjednek, így a nyugalmi tömegüknek zérusnak kell lenni. A fotonokra $m_0 = 0$. Ebből adódik, hogy E = pc összefüggés alapján lehet az energiájukból a lendületüket meghatározni.

A relativisztikus energiaképlet egyszerűbb alakot ölt két határesetben. Az egyik, mikor $m_0c^2 \ll pc$, ez az ultrarelativisztikus határeset. Ez gyorsan mozgó objektumokra igaz, mikor a nyugalmi energia elhanyagolható a teljes energia mellett. Minden zérus nyugalmi tömegű részecske bármilyen energiánál ultrarelativisztikus. Ilyenkor az m_0c^2 tagot elhagyva a gyök alatt, az E = pc egyszerű formulát kapjuk a teljes energiára. A másik határeset, mikor $pc \ll m_0c^2$, a klasszikus határeset, ilyenkor a részecske sebessége olyan kicsi a *c*-hez viszonyítva, hogy a mozgási energiája jóval kisebb a nyugalmi energiájánál. Ekkor a teljes energiát az $(1 + x)^{1/2} \approx 1 + \frac{x}{2}$ sorbafejtés alapján közelítjük, mivel $x = \frac{pc}{moc^2}$ elég kicsi:

$$\begin{split} E &= m_0 c^2 \sqrt{1 + (p^2 c^2 / m_0^2 c^4)} \approx m_0 c^2 \left(1 + \frac{p^2}{2m_0^2 c^2} \right) = \\ &= m_0 c^2 + \frac{p^2}{2m_0} = E_{\text{nyugalmi}} + E_{\text{mozgási}} \end{split}$$

3.5. A Compton-effektus

A fotoeffektus során az elektromágneses hullámok (például fénysugarak) elektront ütnek ki a fémből vagy különálló atomokból, de ilyenkor a foton megsemmisül (elnyelődik). A foton-elektron kölcsönhatásnak van olyan formája is, amikor a beeső foton kölcsönhat az elektronnal, de nem semmisül meg, ez a Compton-effektus.

3.5.1. Compton kísérletei a röntgensugárzás rugalmatlan szóródására

1923-ban A. Compton mutatta ki, hogy van olyan folyamat is, amikor fotonok elektronokon szóródnak, és a szóródott fotonok frekvenciája nem egyezik meg a beeső fotonok frekvenciájával. Itt ismét egy olyan folyamatra bukkantunk, ami nem magyarázható meg tisztán a klasszikus elektrodinamika segítségével. Az ugyanis azt mondja, hogy egy elektromágneses hullám, ha ráesik egy elektronra, akkor rezgésbe hozza azt (rugalmasan kötött elektronmodell). A rezgő elektron a gyorsulása miatt sugároz, de a rezgésének frekvenciája megegyezik a gerjesztő rezgés frekvenciájával, így a kisugárzott hullámok is azonos hullámhosszúak lesznek. Ez a fotonképben annyit jelent, hogy a beeső foton és a szóródott foton frekvenciája, így energiája is, azonos. Ez a Thomson-szórás. A klasszikus elektrodinamika csak rugalmas szóródást jósol.



3.10. ábra. Compton kísérletének elrendezése

Compton kísérletében egy molibdén antikatódú (A) röntgencsővel (R) adott frekvenciájú röntgensugárzást állított elő (lásd később a karakterisztikus röntgensugárzásnál), és azt elektronban gazdag szóróközegre (Sz), grafitra irányította. Az adott szögben kollimátorokat (K) helyezett el, melyeken az átmenő sugárzás hullámhosszát egy visszaverő kristállyal (Kr) és egy ionizációs kamra (IK) segítségével mérte (lásd 3.10. ábra). A hullámhossz mérése úgy történik, hogy a kollimátorokon átjövő fotonok ráesnek a kristályra (CaCO₃) és az interferenciának megfelelő szögben visszaverődnek a kristályról. A mozgatható ionizációs kamra a visszaverődés szögében fog maximális áramot jelezni, amiből a $2d \sin \Phi = n\lambda$ összefüggés alapján a hullámhossz kiszámolható. A röntgencső forgatásával lehet változtatni a ϑ szórási szöget. Compton kísérleteinek eredményei:

- A rugalmatlan szóródás felfedezése, ami mindig a hullámhossz növekedésével jár.
- 2. A hullámhossz-növekedés az eltérülési szöggel növekszik; Compton kimérte a $\Delta\lambda$ változását ϑ szög szerint.
- 3. A hullámhossz növekedése adott szögben független a szóróközeg anyagától. Ez a tapasztalat mutatta meg, hogy nem az atomok, hanem csak azok individuálisnak tekinthető elektronjai vesznek részt a folyamatban.

Ezt a kísérletet azért kellett röntgensugarakkal elvégezni, mert a rugalmatlan szórás csak szabad- vagy kváziszabad-elektronok esetében lép fel, amikor a foton energiája sokkal nagyobb az elektronok kötési energiájánál $(h\nu \gg E_k)$.

3.5.2. A Compton-effektus értelmezése

Ezeket a kísérleti tapasztalatokat könnyen lehet magyarázni, ha feltételezzük, hogy a sugárzás korpuszkuláris szerkezetű, azaz diszkrét energiacsomagok – fotonok – árama. Tegyük fel, hogy egy $h\nu$ energiájú, $p = \frac{h\nu}{c}$ lendületű foton esik egy elektronra. Az ütközés után a foton ϑ szögben repül ki λ' megváltozott hullámhosszal, ill. $h\nu'$ lecsökkent energiával. Közben az elektron Φ szögben visszalökődik, lendületre és mozgási energiára tesz szert. Ha felírjuk az energia és az impulzus megmaradását, a hullámhosszváltozás kiszámolható.



3.11. ábra. Impulzus- és energiaviszonyok jelölése a Compton-szóródáskor

Az energiamegmaradás relativisztikusan írandó:

(3.8)
$$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4}.$$

Itt $m_0 = 511 \frac{\text{keV}}{c^2}$ az elektron nyugalmi tömege (a 2. fejezetben részletesen leírt mérések alapján), p_e az elektron lendületének nagysága, ν , ν' a foton frekvenciája beeséskor, ill. az ütközés után.

A lendület vektormennyiség, így két irányú megmaradását is felírhatjuk, most mégis célszerű a vektoregyenletet felírni, és a lendületmegmaradást a koszinusztétellel kifejezni. A $p_{\rm be}$ és $p_{\rm ki}$ a foton beeső és ütközés utáni lendületét jelöli:

$$p_e^2 = p_{\rm be}^2 + p_{\rm ki}^2 - 2p_{\rm be}p_{\rm ki}\cos\vartheta.$$

Ezt c^2 -tel végigszorozva és a foton lendületére fennálló $\frac{h\nu}{c}$ formulát alkalmazva: $p_e^2c^2 = h\nu^2 + h\nu'^2 - 2h\nu h\nu'\cos\vartheta$ adódik. Ha az energiamegmaradás (3.8) egyenletében a $h\nu'$ -t átvisszük a másik oldalra, majd négyzetre emelünk és $p_e^2c^2$ helyére a lendületmegmaradás egyenletéből adódó értéket írjuk,

akkor csak ν' marad ismeretlen, sőt a négyzetes tagok kiesnek, és a következő formulát kapjuk a szórt foton energiájára:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\vartheta)}.$$
 (3.9)

Ebből a $\Delta \lambda = \frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu}$ alapján

$$\Delta \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \vartheta) \tag{3.10}$$

adódik. Itt a $\frac{h}{m_0c}$ univerzális állandók hosszúság-dimenziójú kombinációja, neve az elektron Compton-hullámhossza (értéke 2,426 pm). Ilyen hullámhosszúságú foton energiája éppen az elektron nyugalmi energiájával egyezik meg. Érdemes megjegyezni, hogy a hullámhossz-eltolódás a Comptonhullámhosszon kívül csak a szögtől függ, a beeső foton hullámhosszától nem, ahogy ezt Compton kísérleteiben is tapasztalta. A (3.9), (3.10) formulák pontosan leírják a Compton-kísérletben kapott eredményeket, így alátámasztják a foton szabadelektronokon történő szóródásának ezen részecskemodelljét. A Compton-effektus egyben megmutatja, hogy az energiaés a lendületmegmaradás elemi foton–elektron folyamatokban is megmarad, nem csak valamilyen nagy statisztikus sokaság átlaga esetén. Megjegyezzük, hogy ez a gondolatmenet nem zárja ki a fotonok hullámszerű viselkedését a Compton-effektus során, de a részecskekép sokkal elegánsabban magyarázza ezt az effektust. 1927-ben E. Schrödinger a klasszikus elektrodinamika és a későbbiekben tárgyalandó anyaghullámok segítségével adott egy – a könyvünk lehetőségeit messze meghaladó – hullámleírást a fotonok rugalmatlan szóródására.

A most tárgyalt leírás nem ad számot arról, hogy melyik szóródási szög milyen valószínűséggel jön létre. Mondhatnánk, hogy az ütközési paraméter eloszlása egyenletes, de a képletekben nem jelenik meg sehol ez a paraméter. A Compton-szóródás szög szerinti valószínűség-eloszlását az elektromágneses térre alkalmazott kvantummechanika törvényei mutatják meg, ennek részletezése most nem feladatunk. (Ez az eloszlás az irodalomban a Klein–Nishina-formula néven ismeretes. Lásd például K. N. Muhin: Kísérleti magfizika című tankönyv 271. oldalán.)

A Compton-effektus tulajdonságai:

– Az elektronnak átadott energia lehet nagyon kicsiny, mikor a foton alig térül el, és van egy maximális értéke, amikor a foton $\vartheta = 180^{\circ}$ -ban éppen visszafelé szóródik. Ilyenkor (3.9) egyenlet alapján $h\nu - h\nu' = \frac{h\nu}{\frac{m_0c^2}{2h\nu} + 1}$

energiát visz el az elektron, s mindig marad valamennyi a fotonnak.

– Kis frekvenciájú határesetben a Compton-effektus átmegy a klasszikusan jól ismert Thomson-szórásba. Az összefüggései $h\nu\ll m_0c^2$ esetén visszaadják a Thomson-szórás klasszikusan levezetett formuláit.

Compton-effektus nehezebb elemi részecskéken is végbemegy, így például protonon, vagy egy teljes atomon. A proton tömege ~2000-szer nagyobb az elektron tömegénél, ezért a Compton-hullámhossza ~2000-szer kisebb, így a fm – azaz 10^{-15} m – nagyságrendbe esik. Protonon a röntgensugarak hullámhosszváltozása elhanyagolható, hiszen a röntgensugarak hullámhossza pm-es nagyságrendű.

Compton eredeti kísérletében minden szórási szögnél két hullámhossz esetén kapott maximumot az ionizációs kamra áramában. Az egyik az elektronon történő rugalmatlan szóródáshoz tartozik, amiről eddig szó volt, a másik pedig a besugárzó hullámhosszhoz. Ezek a rugalmas szóródáshoz tartozó események, amikor a fotonok az egész atomon szóródnak. Az atom tömege a proton tömegének néhányszorosa, így a hullámhossz-növekedés elhanyagolható. Az atom keresztmetszete (az elektronfelhő keresztmetszete) elég nagy ahhoz, hogy megfigyelhető valószínűsége legyen az atomon, mint egészen történő szóródásnak.

Osszefoglalva: A Compton-effektussal olyan új folyamatot ismertünk meg, amelyben a foton energiája részben egy elektron mozgási energiájává alakul át, és egy kisebb energiájú foton is létrejön. A kísérletek igazolták, hogy az energia- és a lendületmegmaradás az egyes elemi folyamatokban is fennáll. A folyamatot a kísérleti eredményekkel összhangban jól lehet a kvantumhipotézis segítségével értelmezni. A Compton-effektus vizsgálata még inkább előtérbe helyezi az elektromágneses sugárzás részecsketermészetét. Már nemcsak annyiban kell részecskének tekinteni a fotont, hogy $h\nu$ nagyságú energiakvantumot képvisel, hanem mint ami h/λ lendületet is hordoz, és ezzel az összefüggéssel a lendületmegmaradás tétele a kísérletekkel megegyező eredményt ad.

Térjünk vissza röviden a fotoeffektushoz. Ott említettük, hogy szabadelektronon a foton nem tud elnyelődni. Ezt a tényt a foton impulzusának ismeretében, már meg is tudjuk alapozni. Ilyenkor a lendület megmaradása $p_e = p_{be}$ feltételt jelent, így az energia és a lendület egyszerre nem tud megmaradni, mert az elektron nyugalmi tömege nem 0. Ez nincs ellentmondásban azzal, hogy a fotoeffektus során a foton elnyelődik, hiszen ott kötött elektronról volt szó, ami éppen azt jelenti, hogy van a közelben egy harmadik test, az atommag vagy a kristályrács, ami a felesleges impulzust elviszi. Ez jelzi, hogy milyen fontos szerepe van a harmadik résztvevő testnek a fotoeffektus során.

3.6. A fénynyomás

Ha egy fémlapra elektromágneses sugárzás – pl. látható fény – esik, akkor az vagy visszaverődik, vagy elnyelődik, vagy áthalad a lapon. Az előbbi tapasztalatok alapján a részecskeképben a visszaverődést rugalmas ütközésként foghatjuk fel, hiszen azonos frekvenciájú hullámok verődnek vissza, így a foton energiája sem változik. Az elnyelődést pedig rugalmatlan ütközésnek tekinthetjük, ahol a foton energiája elnyelődik. Most azonban már tudjuk, hogy a fotonoknak van lendületük is, így a visszaverődés, elnyelődés során a fotonok lendülete megváltozik. A lap + foton rendszerben a lendületmegmaradás miatt ezt a lendületváltozást a fémlap kompenzálja, elvisz megfelelő nagyságú lendületet, ezért rá F = dI/dt alapján a fotonok árama erőt gyakorol. Tehát a részecskekép azt jósolja, hogy a fény nyomja a lapot, ez a fénynyomás (sugárnyomás) jelensége. Ez a hatás azonban a hullámképben is ugyanolyan jól értelmezhető! A beeső fényhullámokban az elektromos tér transzverzális irányban harmonikusan változik, ez megrezgeti a fémlap felületén lévő elektronokat. A fénysugárban azonban mágneses tér is van az elektromos térerősségre merőleges irányban, és ez a mozgó töltésre Lorentzerővel hat a klasszikus elektrodinamika alapján. Mivel az elektronok nem tudnak kiszakadni ily módon a fémből, az azokra ható erő összegződve a lapot nyomni fogja. Kvalitatíve tehát mindkét kép leírja a fény nyomását. Nézzük meg, milyen kísérletek támasztják alá a fénynyomás gondolatát.



3.12. ábra. Lebegyev kísérlete a fénynyomás kimutatására

A fénynyomás összefüggéseit Lebegyev 1900-ban vizsgálta először kísérleteiben torziós ingával. Torziós szálra lapátokat helyezett el, egyik oldalukat fehérre (visszaverő), másik oldalukat feketére (elnyelő) festette. A rendszert üvegbura alá helyezte és nagy vákuumot létesített alatta. A lapátokat fénnyel periodikusan megvilágította, és a sajátfrekvenciára hangolva a rendszert rezonanciaszerű erősödést tapasztalt a torziós lengésekben. Így a klasszikus elektrodinamika által felállított (alábbiakban részletezendő) összefüggéseket a kísérlet megerősítette. (Megjegyezzük, hogy vákuum hiányában a lapát pont az ellenkező irányba forog, a felmelegedett lapátok által ellökött levegő-molekulák reakcióereje miatt.)

A fénynyomás jelenségére a csillagokban fontos sugárnyomás jó példa. A csillagok gravitációs összeroppanását akadályozza a magjaikban keletkező rengeteg foton kifelé áramlásának nyomása. Amikor a sugárnyomás elfogy, a csillag elindul az összeomlás útján.

Vizsgáljuk meg, hogy kvantitatívan ugyanarra az eredményre jutunk-e a hullám-, ill. a részecskeképben a fénynyomás nagyságára! Egy A területű lapra ϑ beesési szöggel I intenzitású fény érkezik. Mekkora erő hat ekkor a lapra (rá merőlegesen)?

A fénysugár tulajdonságai:

- I az intenzitás, dimenziója W/m², I = energia/felület/idő, azaz energiaáram-sűrűség = Poynting-vektor abszolút értéke a fénysugárban = S.
- Az energiasűrűség a fénysugárban W, dimenziója J/m³ = Pa, W = I/c, mert a fény c sebességgel halad ($j = \rho v$ a klasszikus mechanikában).
- A fotonsűrűség $n, W = h\nu n$.

A lap tulajdonságai: r reflektálóképesség, a albedó, avagy elnyelési képesség, d áteresztőképesség; r + a + d = 1.

3.6.1. A fénynyomás összefüggései a hullámképben

Vegyünk szemügyre a lap felületéhez közel egy elektront, és vizsgáljuk, hogyan mozgatja meg őt a fény. A beeső, harmonikusan változó elektromos térerősség megmozgatja x irányban az elektront, és erre az y irányú mágneses indukció miatt z irányú Lorentz-erő hat (x, y, z jobbsodrású rendszer). Igy a lap sok elektronjára ezen Lorentz-erők eredője hat, ez eredményezi a fénynyomást. Ezen Lorentz-erő időben periodikusan változik (nagyságrendileg 10¹⁵ Hz frekvenciával), ahogy a hullámban a térerősségek is. A makroszkopikus nyomás kiszámolásához időátlagokkal dolgozunk, amit a beeső hullám T periódusidejére értünk. Egy elektronra ható Lorentz-erő átlaga a következőképpen írható: $\langle F_L \rangle = \langle evB \rangle$. Itt v a megmozgatott elektron pillanatnyi sebessége, \vec{E} irányú mindig, ezért merőleges \vec{B} -re. A mágneses térerősség és az elektromos térerősség amplitúdói között (így síkban poláros esetben minden pillanatban maguk a térerősségek között is) fennáll a következő összefüggés: $E_0/B_0 = c$ (ez a Maxwell-egyenletekből adódik). Ezzel az összefüggéssel a Lorentz-erő átlaga átjátszható az $F_{\rm Cb}$ Coulomb-erő átlagára. $F_{\rm Cb}$ a beeső fény elektromos térerőssége által az elektronra kifejtett erő, ez végez munkát az elektronon, ez hozza rezgésbe és emiatt adódik át a foton energiája a lapnak.

$$\langle F_L \rangle = \langle evB \rangle = \langle evE \rangle / c = \langle vF_{Cb} \rangle / c = \langle P_1 \rangle / c.$$

 P_1 az $F_{\rm Cb}$ teljesítménye, itt most egy elektronon. Ha az összes megmozgatott elektronra összeadjuk $\langle P_1 \rangle$ -et, úgy megkapjuk az időegységenként a nyalábból elnyelt energiát, $\langle P \rangle$ -t. Ez a formula kifejezi a magyarázat lényegét.

Ha a fénynyaláb ϑ beesési szöggel érkezik a lapra, akkor $\langle F_L \rangle$ lapra merőleges komponensét kell számolnunk, hiszen a lappal párhuzamos erő nem nyomja a lapot. Válasszunk ki egy A felületű részt a lapon. Ezekre összeadva a Lorentz-erők járulékait és elosztva a felülettel, megkapjuk a fénynyomást:

$$p = \frac{\langle P \rangle \cos \vartheta}{A \cdot c}.$$

Most már csak az elnyelt energiát kell kiszámolnunk a fény intenzitása segítségével. Három dolog történhet a fénnyel: elnyelődik, visszaverődik vagy áthalad a lapon. Ha az eredeti fény teljesen elnyelődik, akkor $\langle P \rangle = IA' = SA'$. Itt az A' az A felületdarab nyalábirányra merőleges vetülete, $A' = A \cos \vartheta$, hiszen a fénysugár intenzitásában a nyalábra merőleges felületegységre eső időegységenkénti energia van, és nem a lap felületén lévő egységnyi felületen átmenő energia. Ezzel $p = (I/c) \cos^2 \vartheta = p_0$. Ha az eredeti fény intenzitásának r-ed része visszaverődik, d-ed része áthalad és 1 - r - d-ed része elnyelődik, akkor $(1 - r - d)p_0$ nyomás lesz az elnyelődés miatt és $2rp_0$ a visszaverődés miatt, ha a visszaverődést úgy tekintjük, mint egy elnyelődő és egy kisugárzódó hullám összege, és mindkét hullám ugyanannyira nyomja a lapot. Ezeket összeadva a fény nyomása:

$$p = (1 + r - d)\frac{I}{c}\cos^2\vartheta.$$

Ez a Maxwell-Bartoli-formula.

3.6.2. A fénynyomás értelmezése a részecskeképben

A részecskeszemlélet szerint a nulla nyugalmi tömegű foton energiája és lendülete között E = pc összefüggés áll fenn. Felhasználjuk még a fotoelektromos effektus értelmezése során kapott $E = h\nu$ összefüggést. A fotonképben az n fotonsűrűségű fény c sebességgel halad a lap felé. Az alapgondolat az, hogy elnyelődéskor a foton $p \cos \vartheta = p_0$ lendületet ad át a lapnak, annak síkjára merőleges irányban. Egy foton visszaverődésekor pedig, mivel lendületének merőleges komponense -1-szeresére vált, $2p \cos \vartheta$ lendületet ad át. A nyomást az F = dI/dt összefüggésből származtatjuk.

Kis dt idő alatt ncdtA' = N darab foton éri el a lapot. (A' a lap fénysugárra merőleges keresztmetszete, $A\cos\vartheta$.) Ezek (1 - r - d)-ed része elnyelődik és $(1 - r - d)p_0 \cdot N$ lendületet ad át, r-ed része visszaverődik és $2rp_0 \cdot N$ lendületet ad át. Összesen $dI = (1 + r - d)p_0 \cdot N = (1 + r - d)\cos \vartheta \frac{h\nu}{c}ncA'dt$ lendület áramlik át a lapba dt idő alatt. Felhasználva, hogy $n = \frac{I}{h\nu}$, a nyomás

$$p = F/A = (1 + r - d) \frac{I}{c} cos^2 \vartheta,$$

azaz visszakaptuk a hullámképpel levezetett formulát. Itt a merőleges I/c esethez képest figyelembe kell venni a lap optikai tulajdonságait, valamint hogy a fotonok ϑ szögben pattannak vissza, és hogy a merőleges esethez képest kevesebb foton éri a lapot.

3.7. A fény kettős természete

Mi a tartalma az $E = h\nu$, $p = \frac{h}{\lambda}$ összefüggéseknek, amelyeket az előző fejezetekben vezettünk be, és érvényességüket beláttuk több kísérlettel? Mi a bevezetett fotonfogalom fizikai tartalma? A Compton-effektus, a fotoeffektus és a fénynyomás kapcsán szükségszerűen csak annyit lehet mondani, hogy a beeső elektromágneses hullámból az elektron vagy az atom $p = \frac{h}{\lambda}$ impulzust és $E = h\nu$ energiát vesz fel. Nem kell azt következtetni, hogy a fény egyetlen létezési formája a koncentrált korpuszkuláris alakzat. A fekete testek sugárzása, a fotoelektromos hatás, a fénynyomás és a Compton-hatás tapasztalataiból a következő elvet lehet kimondani: a jelenségek egyik csoportját a hullámképpel, egy másik csoportját a fotonképpel lehet megérteni. Vannak olyan jelenségek, amelyeket mindkét képben magyarázhatjuk különkülön, a két képet azonban egyszerre sohasem alkalmazhatjuk. Ezt jelenti a fény kettős természete, dualitása. Úgy is mondhatjuk, hogy a részecskeképben a fény lendületét és energiáját használjuk leírására, míg a hullámképben a frekvenciáját és a hullámhosszát.

A kétféle elmélet összeegyeztetésére először Einstein tett kísérletet a tűsugárzás elméletével. Feltételezte, hogy az atomok által kibocsátott fotonok kis kúpszögben haladó hullámvonulatok. A fotoeffektust és a többi korpuszkuláris jelenséget a tűhullámokkal értelmezni lehetett. Einstein feltételezte, hogy a kúpszögön belül teljesen érvényesül a fény hullámtermészete az elektromágneses fényelméletnek megfelelően. Így tűsugarakkal az interferencia is értelmezhető. A tűsugárzás-elmélet egyesítette a hullám- és részecskefelfogást, amellett még szemléletes is volt, nem is csoda, hogy hamar elterjedt.

3.7.1. A Selényi-kísérlet

A tűsugárzás-elmélet ellenőrzését nagy szögű interferencia-kísérletek elvégzésétől lehetett várni. Az első ilyen kísérletet Selényi Pál végezte el 1911-ben.

Selényi nagy szögű interferenciakísérletének vázlata a 3.13. ábrán látható. Derékszögű üvegprizma (Pr) átfogójának felületére vékony csillámlemezt (Gl) helyezett el. Az üveg és a csillám között vékony fluoreszkáló réteg (Fl) volt. Egy ívlámpa fényével (L) gerjesztette a a fluoreszcens réteget. Selényi megfigyelte a közvetlenül kilépő I., és a csillámlemez külső felületéről visszaverődő II., egymással kb. 90°-os szöget bezáró sugarak interferenciáját. Az alacsonyabb rendű maximumokat szabad szemmel, a magasabb rendűeket kis kézi spektroszkóppal lehet látni. Utóbbi azért volt



3.13. ábra. Selényi Pál kísérlete a fotonok nagy szögű interferenciájának kimutatására (Ez a kísérlet mutatott rá a tűsugárzás-elmélet tarthatatlanságára.)

szükséges a jobb észleléshez, mert a fluoreszcencia fénye nem monokromatikus.

Selényi interferencia-kísérlete azt mutatja, hogy a nagy szög alatt ugyanazon elemi folyamatban kilépő fénysugarak interferenciaképesek. Az interferáló fénysugarak polarizációs viszonyának vizsgálata azt mutatta, hogy az atomok a fényt olyan gömbhullámokban bocsátják ki, amelyek polarizációs viszonyai megegyeznek a Hertz-féle dipólus sugárzásának polarizációs viszonyaival. Selényi kísérlete megdöntötte a tűsugárzás-elméletet és nem vezetett ellentmondásra a hullámelmélettel, sőt ebben a kísérletben igazolja azt. Nem sikerült tehát a kettős természet egyesítése, a fény olyan arcát mutatja, amilyen kísérlettel fordulunk felé.

3.7.2. Jánossy kísérletei

A hullám-részecske kérdés sok kutatót foglalkoztatott, a probléma megoldására hazánkban Jánossy Lajos kezdeményezett új kísérleteket. Ezek közé tartozik az alább vázolandó koincidencia-kísérlet. Tekintsük a 3.14. ábrán látható elrendezést, ami egy Michelson-interferométer típusú összeállítás. Az F "pontszerű" fényforrásból a fénysugarak T féligáteresztő tükörre esnek, és a tükör után egy visszavert (1) és egy áteresztett (2) fénysugárra bomlanak. Tegyük fel, hogy a fényintenzitás olyan kicsi, hogy a T tükörre a fotonok "egyenként" érkeznek, azaz a fénysugárban az energiasűrűség (I/c) olyan kicsi a rendszer karakterisztikus méretéhez (L) és keresztmetszetéhez (A) képest, hogy $IAL/c < h\nu$, azaz $I < \frac{hc^2}{AL\lambda}$. Például L = 1 m méretű interferométer esetén, milliméteresre kollimált nyalábbal a holdfény intenzitásának tizedénél kisebb intenzitású fényforrást kell használni (nagyságrendileg). Végezzük el a berendezéssel a következő kísérletet:



3.14. ábra. Michelson-interferométer sematikus vázlata (Ezzel az elrendezéssel lehet bizonyítani, hogy tud-e egy darab foton egyszerre két sugárnyalábban tartóz-kodni.)

- 1. Az (1) és (2) fénysugarakat merőlegesen visszaverő T_1 és T_2 tükrökkel fordítsuk vissza a két nyalábot. A visszavert (1)-es sugár egy része egyenesen áthalad a T féligáteresztő tükrön (3), a visszavert (2)-es sugár egy része visszaverődik T-n, ez a (4) jelű. Helyezzük el a (3) és (4) fénysugarak találkozási helyén a P fényképezőlemezt. A fényképezőlemezen interferencia-eloszlást lehet létrehozni a tükrök helyzetét, azaz a két sugárnyaláb fáziskülönbségét változtatva.
- 2. A T_1 , T_2 tükrök helyébe helyezzük a fénysugarak útjába M_1 , M_2 fotoelektron-sokszorozókat (lásd későbbi fejezetekben), amelyek elektronikus jeleinek egyidejűségét egy elektronikus berendezés, ún. koincidenciaegység vizsgálja.



3.15. ábra. A fotonkoincidencia-kísérlet vázlata (Ezzel az elrendezéssel lehet vizsgálni, hogy tud-e egy darab foton egyszerre két helyen energiát leadni.)

A két kísérlet eredményei: Az interferenciakísérlet szerint a tükrök mozgatásával különböző feketedést lehet létrehozni a fényképezőlemezen, az útkülönbségnek megfelelően. Ez a tapasztalat azt bizonyítja, hogy egyetlen foton képes saját magával interferálni, és mindkét fényutat bejárja egyidejűleg. A második kísérlet megvizsgálja, hogy a kettő lehetséges útvonal közül melyikben lehet a fotont detektálni. Az eredmény az, hogy a két fotonérzékelő (fotoelektron-sokszorozó) sohasem jelez egyidejűleg, pedig tudjuk, hogy egy foton egyszerre mindkét utat bejárta az interferenciánál. Mit jelent itt az egyidejűség? Ha L = 1 m a karakterisztikus méret, akkor 3–4 ns ideig fut át egy foton a rendszeren, tehát az egyidejűség az, ha két jelzés 2 nsnál kisebb időkülönbséggel érkezik, ezt vizsgálta a koincidenciaegység. (L-et nagyobbra választva ez az idő növelhető, és most nem térünk ki a koincidenciatechnika részleteire.) A kísérlet lényegi vonása, hogy csak egy foton van benn a rendszerben! Ezért azt kell mondjuk, hogy habár a magányos foton mindkét utat választja az interferencia mérésénél, egyszerre mindig csak az egyik útvonal mentén lehet észrevenni, csak egy helyen tudjuk energialeadásra bírni.

Egy másik kísérletben Jánossy és munkatársai kísérletileg igazolták, hogy az interferenciát valóban magányos fotonok hozzák létre. Azt tapasztalták, hogy az interferenciaeloszlás független a fény intenzitásától, akármilyen kicsire is szorították le. Ezt a mérést először 10 cm karhosszúságú interferométerrel végezték el, de azonos eredményt kaptak akkor is, ha a karhosszúság 13 méter volt. Itt az interferáló fotongömbhullám egyes részei egymástól $13\sqrt{2}$ méter távolságban szenvednek visszaverődést a két tükrön, és ez a hosszúság jóval nagyobb, mint a fotonhoz rendelhető hullámvonulat hossza.

Ezek a tapasztalatok alakítják ki azt a felfogást, hogy a fény kettős természetű. Részecskének mutatkozik, ha részecskedetektorral akarjuk vizsgálni, hullámnak mutatkozik, ha interferométerrel közelítünk hozzá. Mindkét tulajdonság azonban elválaszthatatlan tőle.

Feladatok

- 3.1. Mekkora intenzitású fényt bocsát ki egy 2000 K hőmérsékletű fekete test 595 nm és 600 nm között?
- 3.2. Vezessük le, hogy milyen λ -nál van I_{λ} -nak maximuma egy T hőmérsékletű fekete test sugárzásakor? Avagy, mi van a Wien-féle eltolódási törvények konstansaiban elrejtve? Az $(5 x)e^x = 5$ egyenlet megoldása x = 4,9651 $(k_2 = \frac{h\nu}{kT}).$

- 3.3. Milyen hullámhossznál van $I(\lambda)$ -nak maximuma T = 2900 K-nél? Általában egy izzószál ilyen hőmérsékleten működik?
- 3.4. Mennyivel tolódik el egy 6000 K hőmérsékletű fekete test sugárzásának hullámhossz szerinti eloszlásában a maximum, ha a test $v = 0,3 \cdot c$ sebességgel közeledik, ill. ha távolodik?
- 3.5. Egy fémben $A = 2,0 \text{ mm}^2$ keresztmetszetű lyuk vezet egy nagy üregbe. Mennyi idő alatt sugároz 500 J-t ez a test, ha 100 °C hőmérsékletű?
- 3.6. Mekkora annak az elektronnak a sebessége, melynek mozgási energiája 511 keV?
- 3.7. A nátrium kilépési munkája 2,3 eV. Maximum milyen hullámhosszúságú fény tud fotoelektronokat kelteni egy ilyen lapon? Mekkora lesz a fotoelektronok maximális mozgási energiája, ha 200 nm-es fény esik a nátrium felületére?
- 3.8. Mikor van fotoelektromos effektus, ha a Danubius rádió fotonjai céziumlapra esnek a Szabadság-hegyen, ill. ha gyenge elemlámpával világítjuk meg egy sötét pincében?
- 3.9. Egy tetszőleges energiájú foton Compton-szóródást szenved egy szabadelektronom $\vartheta = 90^{\circ}$ -ban. Mekkora lehet az elektron legnagyobb energiája?
- 3.10. Néhány 2 MeV-os foton esik egy fém céltárgyra. Milyen szögben kell elhelyezni a detektort, hogy 0,5 MeV-os fotonokat detektáljunk?
- 3.11. A holdfény intenzitása teliholdkor a Föld felszínén $0.82\cdot10^{-3}~{\rm W/m^2}$. Mekkora erővel nyomja egy ház teljesen fekete 100 m² felületű sík tetejét a holdfény, ha 45°-ban esik rá?

4. Anyaghullámok

4.1. de Broglie hipotézise

A hullám-részecske kettősség nem kizárólag a fény sajátossága, atomi méretekben a "mikrovilágban" általános tulajdonság. Louis de Broglie 1924-ben azt a meglepő gondolatot vetette fel, hogy ha a klasszikusan hullámnak tartott elektromágneses sugárzásról kiderült, hogy részecske is tud lenni, akkor nem mutatnak-e hullámtulajdonságot a klasszikusan részecskének tekintett objektumok? Ennek az analógiának első matematikai jellegű kidolgozása de Broglie nevéhez fűződik. Ez az *anyaghullám*-hipotézis, amiért de Broglie megkapta a Nobel-díjat (1929).

De Broglie gondolatának lényege, hogy a fénykvantumra Einstein által felállított $E = h\nu$ és $p = h/\lambda$ összefüggések nemcsak az elektromágneses sugárzásra állnak fenn, hanem minden m tömegű v sebességű részecskéhez

rendelhető egy λ hullámhosszú és ν frekvenciájú anyaghullám a

$$\lambda = \frac{h}{p} \qquad \nu = \frac{E}{h}$$

összefüggések alapján. Ezen összefüggések szimmetrikusabb alakját nyerjük, ha bevezetjük a $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ hullámszámot a hullámhossz helyettesítésére, a frekvencia helyett az $\omega = 2\pi\nu$ körfrekvenciát használjuk és $\hbar = \frac{\hbar}{2\pi}$:

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \\ E \end{pmatrix} = \hbar \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \\ \omega \end{pmatrix}.$$
(4.1)

De Broglie előtt (a katódsugárzás és az elektron felfedezésének időszakában) az elektron részecske- vagy hullámtermészetéről sokáig megoszlottak a nézetek. Az 1880-as években Wiedeman és Hertz úgy gondolták, hogy a katódsugárzás hullámtermészetű. Mágneses tér ugyan eltéríti, de ha a mágneses tér a fény polarizációját is képes megváltoztatni, akkor valahogyan képes eltéríteni egy hullámot is, habár töltéssel rendelkező hullám fogalma nem volt ismert. Az a tapasztalat, hogy Lenard kísérleteiben fémlemezen alig gyengültek a katódsugarak, és hogy még vákuumból normál nyomású levegőre is ki tudta hozni őket, ez éltette a gondolatot, hogy a katódsugárzás hullámtermészetű. Ezzel együtt sokan gondolták az elektront részecskének (Crookes, Schuster). 1897 után azonban, mikor az eltérítéses kísérletek megmutatták, hogy az elektron egy részecske, sőt oszthatatlan töltése is van, pályáját elektromos és mágneses térben a kísérletekkel jól egyezően le lehetett írni, a hullámfelfogás elavulttá vált. Ezért volt de Broglie hipotézise meglepő és forradalmian új.

4.2. Az elektroninterferencia

Az anyaghullám-hipotézis vizsgálatára az első kísérleteket a legkönnyebben vizsgálható részecskével, az elektronnal végezték. A hipotézis természetesen interferencia útján igazolható legegyszerűbben.

Nézzük meg, milyen jóslatot ad a de Broglie-hullámhossz egy 150 V-tal felgyorsított elektron esetében. A gyorsításkor az energia megmaradását írjuk fel, nem relativisztikus sebességű elektront feltételezve (relativisztikus effektusok csak sokszor ezer volt gyorsítás után lesznek számottevőek) $eU = \frac{p^2}{2m}$, azaz $p = \sqrt{2meU}$, ahol U a gyorsítófeszültség és vsebességre gyorsult az eredetileg nyugalomban lévő elektron. Ilyenkor a hullámhossza:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} = 1,23 \cdot U^{1/2} \text{ nm.}$$

U=150V-ot alkalmazva, $\lambda=10^{-10}$ m=1Å, azaz a röntgensugárzás hullámhosszával esik egy nagyságrendbe. Várhatóan az elektronnyaláb interferenciáját ugyanolyan módszerekkel lehet kimutatni, mint a röntgeninterferenciát, azaz kristályrácsokban létesített interferencia segítségével.

1927-ben G. P. Thomson az elektronok interferencia-tulajdonságait vizsgálta. (Érdekes, hogy édesapja éppen az elektron részecske jellegének felismeréséért kapott Nobel-díjat.) A 4.1. ábrának megfelelően felgyorsított elektronnyalábot vékony kristálylapon bocsátott keresztül. Az átjutott elektronok fotólemezre estek. Ha a hullámtulajdonságok nem játszanak szerepet, akkor a középponttól távolodva egyenletesen csökkenő intenzitású elmosódott foltot kapnánk. Ezzel szemben G. P. Thomson eredményei körgyűrűket mutattak, hasonlóan a röntgensugarak diffrakciójakor kapott képhez. Egykristály esetén a kristály rácsállandója és a képeken kapott gyűrűk sugarai alapján ki lehetett értékelni, hogy milyen hullámhosszúságú hullámként viselkedett az elektron.



4.1. ábra. Kísérleti elrendezés az elektroninterferencia kimutatására

C. Davisson és L. Germer 1927-ben részletesen megvizsgálták a felgyorsított elektronnyalábok visszaverődését kristálvokról. Híres kísérletükben egy kollimált elektronnyaláb ferde szög alatt csett egy egykristályra, ahogy a 4.2. ábra mutatja. A kristályról szóródó elektronok detektorra estek, amelyhez galvanométer csatlakozott. A detektort a nyaláb beesési síkjában köríven forgatva a beeső nyalábhoz képest tetszés szerinti szögbe lehetett állítani. Meghatározták a szórt nyaláb intenzitását a különböző irányok-



4.2. ábra. Davisson és Germer kísérletének elrendezése, az elektronok Braggszórásának kimutatására

ban, és a kapott adatokból a nyalábintenzitás irány szerinti eloszlását leíró polárkoordinátás diagramot szerkesztettek (4.3. ábra).

Egykristály esetében a szórt nyaláb egy irányban éles, szelektív maximumot mutatott. Ennél az iránynál fennáll az optikai visszaverődési törvény. Az elektronoknak egykristályokról történő visszaverődése pontos analógiája a kristályrácson elhajló röntgensugaraknál, vagy a vékony lemezről reflektálódó monokromatikus fénysugaraknál észlelhető interferencia-visszaverődésnek. Tudjuk, hogy a kristály felületére beeső röntgensugarak csak akkor szenvednek szabályos



4.3. ábra. Nikkel egykristályokról visszaverődő elektronnyaláb intenzitáseloszlásának polárkoordinátás diagramja

visszaverődést, ha kielégítik a Bragg-feltételt:

$$2d\sin\vartheta = n\lambda,$$

ahol d a rácssíkok távolsága, n pedig egy egész szám. Az elektron kristályrácson történő visszaverődésének vizsgálata során pontosan ezt mérte ki Davisson és Germer 2. kísérletében, ezzel megmutatták, hogy az elektron képes interferenciára ugyanúgy, mint az elektromágneses hullámok. Az 1. fényképen szemléltetésképpen egy elektrondiffrakciós felvételt mutatunk be.

A Bragg-diffrakciót később protonokkal és neutronokkal végrehajtott kísérletekben is kimutatták. Az elvégzett kísérletek meggyőzően igazolták a de Broglie-hullámok létezését. Ezzel a részecske-hullám kettősség nem csak a fény, hanem az anyag általános tulajdonságává vált.

Napjainkban az elektroninterferencia már alkalmazott szilárdtestfizikai eszköz. A felgyorsított elektronok hullámhossza sokkal rövidebb is lehet, mint a röntgensugárzásé, ha jól felgyorsítjuk őket. Ezért az elektronnyalábbal működő mikroszkóp jobb felbontású, kisebb részleteket tud kimutatni, mint egy optikai mikroszkóp. Az ilyen technikát alkalmazó műszer az elektronmikroszkóp. Más mikrorészecskék interferenciája is alkalmazott technika ma már. A neutronok diffrakciója szilárdtestfizikában előszeretettel alkalmazott eszköz, később, a 13. fejezetben, lesz szó róla részletesebben.

4.3. Az anyaghullámcsomag

A mikrorészecskék hullámtulajdonságainak felfedezésével és kísérleti igazolásával megindult a hullámtulajdonságuk (elsősorban az interferencia) részletesebb elméleti leírása is. A fény esetén az interferencia-tulajdonságokat a hullámban rezgő elektromos és mágneses térerősségvektorok írják le. Ezek analógiájára a mikrorészecskékhez is rendelünk egy interferenciaképes mennyiséget, az interferenciajelenségek leírása céljából. A tapasztalat azt mutatta, hogy az interferencia teljesen analóg a röntgensugarakéval (azonos hullámhossz, azonos interferenciakép), így ezt a mennyiséget is teljesen analóg módon szinusz- és koszinuszhullámokkal, ill. azok lineáris kombinációival írták le: $\cos(\vec{k} \, \vec{r} - \omega t), \quad \sin(\vec{k} \, \vec{r} - \omega t).$ Egyszerűsített jelölésmódban csak

$$u(r,t) = e^{i(\pm \vec{k}\,\vec{r} - \omega t)} = e^{\frac{i}{\hbar}(\pm \vec{p}\,\vec{r} - Et)}$$

Ezek egy-egy síkhullámot írnak le. Ugyanis $e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$ térbeli függvény értékei egy sík mentén állandó értéket vesznek fel. A tér egy adott pontjában a függvény értéke időben harmonikus rezgést végez ω körfrekvenciával. Az állandó függvényértékű síkok pedig egyenletes mozgást végeznek a síkra merőlegesen az egyik irányban, $-\vec{k}$ esetén pedig az ellenkező irányban. Az $e^{i\delta}$ függvény értékkészlete az egységnyi abszolútértékű komplex számok halmaza, de fizikai értelme a valós vagy a képzetes részének van. A \vec{k} paraméter a hullámszám, az ω a körfrekvencia, a kettőt az $\omega = \omega(k)$ diszperziós reláció kapcsolja össze. Anyaghullámoknál a p lendületből és E energiából ezeket $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ és $\omega = E/\hbar$ formulákból kapjuk, ahogy a korábbi alfejezetekben már láttuk.

A kísérleti tapasztalatok analógiáján kívül nem volt semmi alap, hogy éppen így választjuk az interferenciaképes mennyiséget, más néven a hullámot leíró függvényt. (A hullámfüggvény kifejezést a kvantummechanika fogalomkörére foglaljuk le.) Nem voltak kezdetben ismertek olyan egyenletek, amelyek leírták a (nem nulla nyugalmi tömegű) részecskék hullámtulajdonságait, mint amilyen a Maxwell-egyenletek rendszere a foton esetében, és amit vákuumra megoldva a megkapjuk a síkhullámot. Az egyenlet megtalálása forradalmasította fizikai gondolkodásunkat, de ezt majd későbbi fejezetekben részletezzük.

Nézzük meg a most talált síkhullám tulajdonságait, ami a részecskénket leírja. Szorítkozzunk az egyszerűség kedvéért egydimenziós mozgásokra, az eredmények nagyobb nehézség nélkül általánosíthatók három dimenzióra:

$$u(x) = Ae^{i(kx - \omega t)}.$$

Ez az x tengelyen $+\infty$ felé terjedő monokromatikus (megadott frekvenciájú) hullámot ír le. A a hullám amplitúdója, $\delta = kx - \omega t$ a fázisa. Pontosan ilyen alakúak az elektromos és mágneses térerősségek háromdimenziós térben, vagy a kitérés rugalmas szálon történő zavar terjedése esetén.

A hullám fázissebességének hívjuk az adott fázisú pontok sebességét, ez síkhullámban egy állandó. Az azonos fázisú pontok pozíciójára igaz, hogy $\delta = kx - \omega t =$ állandó, ezért $x = \frac{\omega t}{k} +$ konstans. Ennek idő szerinti deriváltja adja a fázissebességet: $c_f = \dot{x} = \omega/k$. Felhasználva a p, E és k, ω közti kapcsolatot, valamint a de Broglie-hullámokra fennálló $E = mc^2$ és p = mvösszefüggéseket:

$$c_f = \frac{\omega}{k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v}.$$

Ebből hamar látszik, hogy $c_f \cdot v = c^2$. A speciális relativitáselmélet szerint a részecskék sebessége kisebb, mint a c vákuumbeli fénysebesség, ami azt mutatja, hogy a fázissebesség viszont nagyobb, mint c. Az, hogy a de Brogliehullámok fázissebessége nagyobb, mint a fénysebesség vákuumban, nem okoz zavart, mert a fázissebesség nem azonos a jelsebességgel, és az energia terjedésével sincs összefüggésben.

Van egy másik, inkább zavaró tulajdonsága a síkhullámoknak. Ez a térbeli végtelenségük. Egy elektromágneses hullámnál, ha nem a részecskeképben dolgozunk, akkor ez kevésbé zavaró, de egy lokalizált, ráadásul igen kis kiterjedésű elektron esetében ez problémát okoz. Ennek a hely szerinti végtelenségnek a feloldása az, hogy a mikrorészecskéket leíró függvény nem egy síkhullám, hanem azok lineáris kombinációja, az ún. *hullámcsomag.* Ezzel elveszítjük, hogy monokromatikus a hullámunk, de térben lokalizálni tudjuk azt. Az összeghullámnak lesz egy burkológörbéje, ami a helykoordináta szerint változó amplitúdóként is felfogható. Ezen burkológörbe sebessége a csoportsebesség. Az összeghullámban az egyes hullámok minden időpillanatban más helyen fogják maximálisan erősíteni egymást. A maximális erősítéshez tartozó pont sebessége a csoportsebesség. A hullámcsomag csoportsebessége, mint látni fogjuk, jó közelítéssel visszaadja a részecske v sebességét.



4.4. ábra. Két közel azonos hullámszámú síkhullám összegéből alkotott hullámcsomag hely szerinti eloszlása egy adott időpillanatban

Példaként először nézzük meg két közel azonos frekvenciájú és hullámszámú hullám szuperpozícióját! $k_2 - k_1 = \Delta k$, $\omega_2 - \omega_1 = \Delta \omega$

$$u_2 = e^{i(k_1x - \omega_1 t)} + e^{i(k_2x - \omega_2 t)} = e^{i\left(\frac{k_1 + k_2}{2}x - \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t\right)} \cdot 2\cos\frac{1}{2}(\Delta kx - \Delta \omega t).$$

A szorzat második tényezője egy térben és időben lassan változó hullámot ír le, mivel Δk és $\Delta \omega$ kicsik, ez adja meg az első tényező gyors hullámzásának amplitúdóját (a 4.4. ábrán a burkológörbét), ami így függ a helytől és az időtől. (Ha u_1 és u_2 a hanghullámban a sűrűséget jelenti, akkor ez a szuperpozíció a lebegés jelenségét írja le.) Vizsgáljuk a burkológörbe mozgását. Ez együtt mozog az összeghullám maximumával. Ahol a második tag fázisa állandó, azokra az x értékekre fennáll, hogy $\Delta kx - \Delta \omega t =$ állandó, ismét az előző gondolatmenetet végrehajtva, a burkoló fázissebessége megadja az összeghullám sebességét, az ún. csoportsebességet:

$$c_{\rm cs} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \to \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} = v.$$

Az E és a p kapcsolatát ismerjük a relativisztikus energiaformulából, így a deriválás marad csak hátra. $E = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4}$, ebből

(4.2)
$$c_{\rm cs} = \frac{dE}{dp} = \frac{1}{2} \frac{2pc^2}{\sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4}} = \frac{pc^2}{mc^2} = v.$$

Azt kaptuk, hogy a részecske régi értelemben vett sebessége megegyezik a csoportsebességgel, ha a két hullám hullámszáma közel azonos. Ez adja a hullámcsomag-gondolat használhatóságát. (Megjegyezzük, hogy a $\frac{\Delta \omega}{\Delta k}$ helyett a differenciálhányados használata egy közelítés.) A hullám végtelensége nem oldódott meg teljesen, de a burkoló koszinuszfüggvény nullahelyeinél csomópontok vannak, ezekben a pontokban a rezgés amplitúdója 0. Az

összeghullám úgy viselkedik, mint csomópontokkal elválasztott Δx méretű csomagok sokasága, melyek a csoportsebességgel haladnak. A burkoló koszinuszgörbe két szomszédos nullahelye egy adott időpillanatban legyen x_1 és x_2 . A fenti egyenletből az adódik, hogy $\frac{1}{2}\Delta k\Delta x = \pi$, azaz

$$\Delta x \Delta k = 2\pi.$$

Igazi hullámcsomagot úgy kapunk, hogy folytonosan változó hullámszámú síkhullámok szuperpozícióját képezzük különböző A(k) súlyfaktorokkal:

$$u(x,t) = \int A(k)e^{i(kx-\omega t)} \, dk.$$

Így egy integrál kiszámításával jutunk a hullámot leíró u függvényhez. Bonyodalmat okoz, hogy a hullám ω körfrekvenciája függ a k-tól, a diszperziós reláción keresztül $\omega = \omega(k)$. Foton esetén egyszerűbben $\omega = kc$, elektronnál (például) $\omega = kc\sqrt{1 + (m_0c/\hbar k)^2}$, ahogy ez a relativisztikus energiaképletből és \hbar -sal történő osztásból adódik. Ezen integrál kiértékelése fotonokra (azaz elektromágneses hullámokra, ahol $m_0 = 0$) elvégezhető, de általános esetben bonyolulttá válik. A hullám lokalizációjához azonban elég, ha a kértékei csak egy szűk ($k_0 - dk, k_0 + dk$) intervallumon változnak. Ha térben nagyon kis helyre összepakolt (lokalizált) részecskét szeretnénk leírni, akkor természetesen szükség van a magasabb felharmonikusokra, és nem elég, ha dk értéke k_0 -hoz képest kicsi. Használjuk most a kis dk közelítést:

$$u(x,t) = \int_{k_0 - dk}^{k_0 + dk} A(k') e^{i(k'x - \omega t)} \, dk'.$$

Az $\omega(k)$ diszperziós reláció bonyolult alakja még mindig nehézzé teszi az integrálást, de ha leegyszerűsítjük a diszperziós relációt a fotonéhoz hasonlóra, akkor ki lehet számolni az integrált (még könyvünk keretein belül). Ebben a szűk hullámhossztartományban közelítsük $\omega = \omega(k)$ -t egy egyenessel: $\omega = \omega_0 + (k - k_0)v_1$ (lineáris diszperziós reláció). Itt a v_1 egy sebességdimenziójú állandó, értéke a $\frac{d\omega}{dk}\Big|_{k=k_0}$ deriválttal egyezik meg. Az egzakt u(x,t)eléréséhez magasabb rendű tagokig kellene menni, de pl. foton esetében ez az eljárás nem közelítés, az egzakt eredményt adja, ezért az elektrodinamikában sokszor alkalmazzák:

$$u(x,t) = \int_{k_0-dk}^{k_0+dk} A(k') e^{i(k'x-\omega_0t-(k'-k'_0)v_1t)} dk'.$$

Emeljük ki az integrandusból a k-tól nem függő tagokat, és vezessük be a $k'' = k' - k'_0$ és az $x' = x - v_1 t$ jelölést. Némi átalakítással adódik:

$$u(x,t) = e^{i(k_0 x - \omega_0 t)} \int_{-dk}^{dk} A(k') e^{ik'' x'} dk'' = e^{i(k_0 x - \omega_0 t)} a(x').$$

Itt az első tag egy hullámot ír le, ebben van az időfüggés, a második tag pedig megszabja a hullám amplitúdóját a hely függvényében. A hullámcsomag csoportsebessége a maximumának a sebessége. Ezt a burkológörbe sebessége adja, ami csak $x' = x - v_1 t$ -től függ, ezért v_1 sebességgel mozog. Azt kaptuk tehát, hogy a csomag

(4.3)
$$c_{\rm cs} = v_1 = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k=k_0} = \frac{dE}{dp} = v$$

sebességgel mozog, ahogy azt előző példánkban (4.2. egyenlet) is kiszámoltuk. Megjegyzendő, hogy itt az a(x') amplitúdó már könnyebben számolható, hiszen az A(k) Fourier-transzformáltja.



4.5. ábra. Szűk impulzustartományú síkhullámok egyenletes súlyozással történő szuperpozíciójával keletkező hullámcsomag. Itt a burkológörbe mozog c_{cs} csoportsebességgel, ez felel meg a részecske sebességének, amit a hullámcsomag leír

Ha például az A(k) eloszlás egyenletes a $(k_0 - dk, k_0 + dk)$ intervallumon, akkor egy 2dk szélességű, téglalap alakú függvény Fourier-transzformáltja adja a hullámcsomag burkolójának alakját. Ez $\int_{-dk}^{dk} e^{ikx'} dk' = 2dk \frac{\sin(dk \cdot x')}{dk \cdot x'}$ alapján $\sin(x)/x$ alakú, végtelenben lecsengő, sok csomóponttal rendelkező függvény. Nézzük meg a két középső csomópont távolságát. Ha dkx' = 0, akkor a szinusza is, de a nevező is nulla, itt van a $\sin(x)/x$ maximuma, ettől jobbra, ill. balra az első nullahelyet megkapjuk a $dkx' = \pm \pi$ összefüggésből (itt nulla a szinusz) $x' = \pm \frac{\pi}{dk} = \pm x_0$, és az eredmény az, hogy $2x_0 = \Delta x$ és $dk = \Delta k$ értelmezéssel $\Delta x \Delta k \approx 2\pi$. Ennél szélesebb k intervallumot használhatunk, de keskenyebbel nem tudjuk az ilyen alakú hullámcsomagot Δx szélességűre lokalizálni, ezért \approx helyett \geq írandó:

$$\Delta x \Delta k \ge 2\pi.$$

A két hullám összeadásánál kapottal analóg összefüggéshez jutottunk.

A kvantummechanika fejlődésének első korszakában a hullám–részecske kettősség problémáját úgy próbálták megoldani, hogy az anyagi részecskét a hullámcsomaggal azonosították. Ez kézenfekvőnek látszott, mert a hullámcsomag csoportsebessége egyenlő a részecske sebességével, ez nem egzakt eredmény, tartalmaz közelítést, ha $d^2\omega/dk^2 \neq 0$. Ezen hullámcsomag-modellnek van egy másik érdekes tulajdonsága is. A hullámcsomagot különböző lendületű síkhullámok alkotják, a különböző lendülethez különböző sebesség is tartozik (ha $m_0 > 0$), $p = mv = m_0 v/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ szerint. Ezért az egyes síkhullámok relatív sebessége nem 0, egymáshoz képest helyzetük időben változik, a hullámcsomag szétfolyik. Igaz ez például elektronra, de vákuumban terjedő elektromágneses hullámnál $m_0 = 0$, a hullámcsomag nem folyik szét.

Összefoglalva: A de Broglie-hullámok segítségével a kísérleti eredmények nagyon jól magyarázhatók. Ezek szerint minden részecskéhez rendelhető egy interferenciaképes amplitúdó, amely a tér minden pontján azonos amplitúdóval harmonikus rezgést végez. Ebben a képben a részecskét leíró hullám térben nem korlátos. A hullám lokalizációját a hullámcsomag-elképzelés közelítőleg megoldja. A hullámcsomagot alkotó síkhullámok fázis- és csoportsebessége nem azonos, a csoportsebesség közelítőleg visszaadja a részecske sebességét. A hullámcsomag-modellben a részecske lendülete többé nem egy pontosan meghatározott érték, egy adott intervallumon változik, a hullámcsomag kialakításához szükséges hullámszám-intervallumnak megfelelően. Láttuk, hogy minél jobban lokalizált a hullámcsomag Δx , annál nagyobb ez az impulzushatározatlanság. Nem ismeretes még az az egyenlet, amely meghatározza a nemzérus nyugalmi tömegű részecske hullámfüggvényét. A fotonokra érvényes egyenletből a diszperziós reláció ésszerű módosításával kapott modell sok tekintetben használható, és említett hiányosságai ellenére nagy lépés volt a modern fizikai gondolkodásunkat meghatározó kvantummechanika egyenleteinek és fogalomkörének kialakításához. Mielőtt a 6. fejezetben áttérünk a kvantummechanika elméletének ismertetésére, még meg kell ismerkednünk az atomszerkezetről alkotott kép fejlődésével, ami szintén megalapozta az új elmélet kialakulását.

4.4. Határozatlansági relációk

A hullámcsomaggal leírt részecskéknek újfajta tulajdonságára mutattunk rá az előző fejezetben. Ez az a felismerés, hogy a részecske lokalizáltsága és impulzusának bizonytalansága között összefüggés áll fenn. Példáinkban bemutattuk, hogy ha Δx a részecske lokalizáltságára jellemző, pontosabban definiált tárgyalásban a helyzetének bizonytalansága, és Δk a hullámcsomag hullámszámának bizonytalansága, akkor $\Delta x \Delta k \geq 2\pi$. Térjünk át a hullámszám helyett a lendületre (ami a részecskeképben szokásos), $p = \hbar k$. Ezzel $\Delta x \Delta k = \Delta x \Delta p/\hbar$, és emiatt: $\Delta x \Delta p \geq 2\pi\hbar = h$.

Néhány példával szemléltetjük, mit is jelent ez az összefüggés. Ha egy tömegpontot akarunk létrehozni (4.6/a ábra), akkor minden valós k-jú hullámot fel kell használnunk. Az ehhez tartozó impulzuseloszlás látható a 4.6/b ábrán, a lendület elmosódottsága teljes lesz, nem tudjuk, mekkora ilyenkor a részecske impulzusa. Ha viszont pontosan ismerjük az impulzust (4.6/d ábra), akkor csak egy hullámunk van (4.6/c ábra), cserébe a pozíció elmosódottsága nagyon nagy, nem kaphatunk információt arról, hol is van a test. Ha a hullámcsomag a hely szerinti Gauss-görbe alakú $(a(x') \sim e^{-x'^2/2\sigma^2})$, akkor az ebből Fourier-transzformációval nyert A(k)hullámszámeloszlás is Gauss-görbe lesz $\sigma' = 1/\sigma$ szélesség paraméterrel, azaz szórással (4.6/e ábrán láthatjuk a hely- és az impulzuseloszlást egy grafikonon) [lásd: Gnädig Péter: Bevezetés a disztribúcióelméletbe, ELTE TTK Egyetemi Jegyzet, J3–1221]. A két szórás szorzata 1, amiből $\Delta x \Delta p \approx \hbar$ adódik. A hely és a lendület bizonytalanságának pontosabb definíciójával és pontosabb számolással az alsó határ kicsit kisebbnek adódik:

(4.4)
$$\Delta x \Delta p_x \ge \frac{\hbar}{2}.$$

Ha nem csak egydimenziós esetben gondolkodunk, akkor a tér minden irányában elmondhatjuk ugyanezt a gondolatmenetet, és $\Delta y \Delta p_y \geq \hbar/2$, $\Delta z \Delta p_z \geq \hbar/2$ analóg egyenletek adódnak. Ezeket hívjuk Heisenberg-féle határozatlansági relációknak. Werner Heisenberg mondta ki őket és hívta fel a figyelmet arra, hogy a részecskéket leíró kvantumelmélet alapvető pillérei a határozatlansági relációk. Heisenberg interpretációjában a határozatlansági reláció at jelenti, hogy bizonyos mennyiségek egyszerre nem mérhetők pontosan. Ha megmérjük az egyiket nagyon pontosan, akkor a másikat már csak nagyon pontatlanul tudjuk mérni, annak ellenére, hogy a lehető legideálisabb technikát alkalmazzuk a mérés során. Ezzel a mérési pontosságra, a mérési értékek elvileg nem csökkenthető elmosódottságára kapunk egy alsó korlátot: két egymáshoz tartozó mennyiséget egyszerre nem lehet na-



4.6. ábra. Néhány példa a hely és lendület bizonytalanságára adott állapotokban, mindig egydimenziós esetekre szorítkozva

gyon pontosan meghatározni. Azt, hogy mit jelent az "egymáshoz tartozó mennyiségek" kifejezés a későbbiekben tárgyaljuk pontosabban.

A hely és az impulzus fizikai mennyiségeinek párosa mellett az energia és idő párosra is hasonló határozatlansági összefüggés áll fenn. Pusztán szemléltetés gyanánt képzeljünk el egy részecskét, amelynek hullámcsomagja c_{cs} sebességgel halad át egy ponton, és az áthaladás időpontját Δt pontossággal ismerjük. Ekkor a helyzetének bizonytalansága $\Delta x = c_{cs}\Delta t$, az energiájának bizonytalansága $\Delta E = \hbar \Delta \omega \approx \hbar (d\omega/dk) \Delta k = \hbar c_{cs} \Delta k = c_{cs} \Delta p$. Alkalmazva az előző határozatlansági relációt, hogy $\Delta p \geq \frac{\hbar}{2\Delta x} = \frac{\hbar}{2c_{cs}\Delta t}$, a következő adódik a fenti határozatlansági reláció alapján:

(4.5)
$$\Delta E \Delta t \ge \frac{\hbar}{2}.$$

Általánosítva ezt a négy relációt, azt mondhatjuk, hogy a klasszikus fizikában megismert kanonikusan konjugált mennyiségpárokra (mint például a hely-impulzus, vagy az energia-idő) fennáll a határozatlansági reláció.

4.4.1. Néhány példa a határozatlansági reláció alkalmazására

Az energia–idő relációnak van egy másik alkalmazása is, atomok gerjesztett állapotaira vonatkozóan. Ha egy gerjesztett állapot energiája $\Delta E = \Gamma$ mértékben határozatlan (a természet tulajdonsága ez, nem mérési pontatlanság), akkor ezen állapot karakterisztikus élettartama $\tau \approx \hbar/2\Delta E = \hbar/2\Gamma$. Vagy fordítva: τ élettartamú állapotnak az energiája elvileg elmosódott a reláció által meghatározott mértékben, ennek neve természetes vonalszélesség vagy nívószélesség.

Az x - p határozatlansági reláció következményeire sokszor használt példa, hogy ha egy állóhullámot Δx méretű helyre nyomunk össze, akkor a hullámcsomagja egy \vec{k} és egy $-\vec{k}$ hullámszámú hullám összege. (Az előző alfejezetbeli példa speciális esetben.) Ilyenkor a $\Delta p = p \approx \hbar/2\Delta x$. Szemléletesen, ha egy részecskét kis helyre nyomunk össze (lokalizáljuk), egyre gyorsabban pattog a falak között, egyre nagyobb lesz a rendezetlen impulzusa, ún. kvantumnyüzsgést végez. (Képzeljünk el egy 100 km átmérőjű sivatagban lokalizált oroszlánt, kényelmesen pihen. Ellentétben egy 3 m oldalélű ketrecbe lokalizált oroszlán idegesen lépdel fel-alá.)

Az elektronnyaláb résen történő elhajlása is magyarázható a határozatlansági relációval. Az x irányban haladó elektronnyaláb (síkhullám) y irányban végtelen, y irányú lendülete 0. A rés z irányban áll, és y-ban kicsi a szélessége. A réshez érve y kiterjedése a rés méretére lesz szűkítve, ami miatt a rés túlsó oldalá**n** a p_y bizonytalanságának megnövekedését jelenti, így az már nem 0, a nyaláb elhajlik y irányban.

A határozatlansági reláció pontosabb megértéséhez kvantummechanikai fogalmakra van szükség, így azok bevezetése után még egyszer visszatérünk majd a határozatlansági relációkra.

Feladatok

- 4.1. Számítsuk ki egy 0,1 eV mozgási energiájú elektron és egy 5 MeV-os proton hullámhosszát!
- 4.2. Mekkora a termikus neutronok hullámhossza?

- 4.3. Egy ∞ távoli elektron egy proton potenciálvölgyébe zuhan 0 kezdősebességgel. Mekkora lesz a hullámhossza r = 1 m, és $r = \frac{1}{2} \cdot 10^{-10}$ m távolságban a protontól? Hasonlítsuk össze ezt a proton méretével!
- 4.4. 30°-os beesési szöggel érkezik egy elektronnyaláb egy d = 0,5 Å rácsállandójú kristályra. Az elektronok energiája 0–55 keV tartományban van. Egy lyukas fémlapot úgy helyezünk a szóródott elektronok útjába, hogy csak a 30°-ban szórt elektronok tudnak átmenni rajta. Mekkora lehet az átjutott elektronok energiája? (Energiaszűrő)
- 4.5. Egy elektron-hullámcsomagot úgy akarunk összeállítani, hogy a csomag $d = 10^{-15}$ m széles legyen és benne az elektron egyenletesen legyen elosztva. Mekkora lesz az impulzusának bizonytalansága ekkor?
- 4.6. Egy atommag $E^* = 1,2$ MeV-os gerjesztett állapota nem stabil, hanem T = 1 ms felezési idővel elbomlik. Hány százalék a gerjesztési energia energiabizonytalansága, ha az alapállapot energiáját pontosnak tételezzük fel?

5. Klasszikus atommodellek

5.1. Atommodellek Rutherford előtt

A kinetikus gázelmélet alapján ismert térfogatú anyagban leszámolva az atomok számát, meg lehetett határozni az egyes atomok méretét: a gömb alakúnak tekintett atom sugarára ~ 10^{-10} m = 1 Å érték adódott. Az atom belső szerkezetére vonatkozólag azonban nem voltak ismereteink, de a kísérletek alapján fel kellett tételezni, hogy az atomok belső szerkezete bonyolult. Felfedezték az izzított fémek termikus elektronemisszióját, a külső feszültséggel előidézett katódsugárzást, gázkisülést, megismerték a villámot, melyek során elektronok léphetnek ki az atomokból. A gázokban lejátszódó folyamatok is arra mutattak, hogy az atomok belsejében pozitív és negatív elektromos töltés található. Az első felfedezett radioaktív atomok α -részecskéket bocsátanak ki. Ez adta kezünkbe az eszközt, melynek felhasználásával széles körű munka indult az atomok szerkezetének vizsgálatára.

A múlt század végén ismert volt az elektromágneses tér máig is stabilan álló négy pillére, a Maxwell-egyenletek rendszere. Ehhez képest keveset tudtunk az elektromosságot létrehozó töltések tulajdonságairól, így az első elemi részecskék viselkedéséről. Az elektront 1897-ben fedezték fel olyan értelemben, hogy tulajdonságait az akkori műszereknek megfelelő lehető legnagyobb pontossággal meghatározták. Az α -részecskék kibocsátásával járó radioaktivitást 1898-ban fedezték fel, és csak később sikerült az α -bomló preparátumból az α -részecskéket kisülési csőbe gyűjteni, majd a színképe alapján azonosítani (1909). A hidrogénatom pozitív töltésű ionját már ismerték a századfordulón, arra azonban, hogy ez a többi atomban alkotóelemként is szerepel, még sokáig nem derült fény.

Thomson az általa felfedezett elektronra alapozta első atommodelljét, a "mazsolás kalácsot" (1900). Ez egy – a kinetikus elmélet alapján – 10^{-10} m átmérőjű gömb, mely kívülről semleges. Benne a pozitív töltések egyenletesen vannak elosztva a teljes térfogatban, és ebbe beágyazva pontszerű elektronok helyezkednek el. Az elektronok vagy nyugalomban vannak, vagy meghatározott pályákon körbe keringenek. Thomson sok számítást végzett az elektronrendszerek stabilitására, és sikerült kimutatnia, hogy a megfelelően elhelyezett elektronrendszer tagjainak sugárzása leronthatja egymást, így gyakorlatilag stabil atomot eredményez. A század elején, 1903ban, P. Lenard a katódsugarakkal végzett méréseket. Az ilyenkor előállított gyors elektronok vékony fémfóliákon és gázokon való elnyelődését és szóródását vizsgálta. Azt találta, hogy az elektronok nagyon sok atomon áthaladva sem nyelődnek el, áthatolnak lényeges irányváltoztatás nélkül. Ebből arra következtetett, hogy az "áthatolhatatlan atom" nem tölti ki a rendelkezésére álló teret, az atom nagy része üres. Lenard úgy gondolta, hogy az atom kis méretű pozitív és negatív töltésekből, valamint azok erőteréből áll. Ez a modell nem illeszkedett az akkori elméleti számításokhoz, nevezetesen a klasszikus elektrodinamika jóslataihoz, így Lenard modellje nem lett olyan elfogadott, mint Thomsoné. De hogyan helyezkednek el a pozitív és negatív töltések az atomban valójában? Angliában a század első éveiben Rutherford és munkatársai, Geiger és Marsden, az akkor nem régen felfedezett α -sugárzás részecskéivel bombáztak vékony aranyfóliákat. Meg akarták mutatni, hogy a "mazsolás kalácsban" hogyan térülnek el a kétszeresen pozitív α -magok az elektrodinamika törvényeinek megfelelően.

5.2. A Rutherford-féle szóráskísérletek

5.2.1. A Rutherford-kísérlet

Az Ernest Rutherford vezette kísérletekben (1906–1911) párhuzamos α részecskenyalábot bocsátottak egy céltárgyra, és regisztrálták a részecskék haladási irány szerinti eltérülésének eloszlását. A céltárgy általában a vizsgált atomokból, az első kísérletekben aranyból álló vékony fólia vagy gázréteg volt, melyben a többszörös szórás valószínűsége igen csekély, így a kísérletek értelmezése egyszerűsödött. A párhuzamos α -részecske-nyaláb anyagrétegen áthaladva szétszóródik. Az α -részecskék többsége kis szögű, 2–3°-os szórást szenved. A szórási szögek eloszlása közelítőleg Gauss-eloszlást követ a "mazsolás kalács"-modellben. Ezeken a kis szöggel történő szóródásokon kívül azonban, mint Rutherford munkatársai, Geiger és Marsden megmutatták, az α -részecskék kb. 1/8000-ad része 90°-ot is meghaladó nagy szögben szóródik vissza. A nagyszögű szóródások száma jelentősen meghaladja a Gauss-eloszlás által megengedett, azaz a véletlenből fakadó mértéket (statisztikusan sok kis szög felhalmozódása).

A szóródásnak az eltérülés irányától való függését vizsgáló készülékük vázlatát az 5.1. ábra mutatja. A berendezés egy vastag falú hengeres edény, amely csiszolatban forgatható módon volt elhelyezve. Az M leolvasó mikroszkóp és az ehhez rögzített S cink-szulfid ernyő a dobozzal együtt forog. Az α -forrás és az F szórólemez mereven össze van építve, maga a szórólemez a doboz forgási tengelyében van. A cink-szulfid ernyőn minden egyes nagy energiájú α -részecskebecsapódás sötétben jól felismerhető



5.1. ábra. A Rutherford-kísérlet (R: α-részecskeforrás, F: szórófólia, S: cink-szulfid ernyő, M: mikroszkóp)

fényfelvillanást (ún. szcintillációt) okoz. Valamely irányban szóródó α -részek számát úgy határozták meg, hogy a megfelelő szög beállítása után leszámlálták a felvillanásokat a szcintilláló ernyőn. Az α -részecskék forrása vékony falú, radonnal töltött cső volt, a sugárnyalábot egy keskeny diafragma szű-kítette le. A mérések 30°–150° közötti szögintervallumra terjedtek ki. A szög függvényében ábrázolták az észlelések számát, vizsgálva, hogy milyen függvény szerint változtak. Vizsgálták a szórás függését a θ szögön kívül a bombázó részek sebességétől, valamint a céltárgyban levő szórócentrumok számától is. A szögeloszlásadatok nem követték a "mazsolás kalács" által jósolt Gauss-eloszlást, hanem $1/\sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ függvény szerint a nagy szögekben egyre kevesebb α -részecske szóródott, de ez az eloszlás megengedi a nagy szögű visszaszórást is. Az α -részecskék sebességét úgy lehetett változtatni, hogy más energiájú α -sugárzó izotópot helyeztek a radon helyére (pl. polónium, rádium). A kísérlet eredménye az lett, hogy minél nagyobb az α -részecske energiája, annál kisebb a szóródás valószínűsége egy adott szögben.

Manapság iskolai körülmények között is elérhető, hogy a Rutherfordkísérletet elvégezzük (és az atommag létét megmutassuk), természetesen nem cink-szulfid ernyővel. Az α -részecskék forrását, az ólomkollimátort és az aranyfóliát ugyanúgy alkalmazva, de a cink-szulfid ernyő helyett egy félkör alakban meghajlított, ún. nyomdetektort (ami egy speciális fotólemez) elhelyezve az α -részecskék irány szerinti eltérülése vizsgálható. A kísérlet legnagyobb nehézsége, hogy vákuumba kell helyezni a berendezést, mert a levegő atommagjai szintén eltérítik az α -részecskéket, és ez elmossa az aranyfólia hatását. A nyomdetektorlemezt a több órás besugárzás után erős NaOH-oldattal maratni kell, így minden egyes α -részecske becsapódása helyén egy kis lyuk keletkezik, melyek száma mikroszkóp alatt megszámolható.

Összegezve a Rutherford-féle szóráskísérletek legfontosabb kísérleti tapasztalatait, a következőket mondhatjuk:

- 1. Az α -részecskék $\vartheta > 90^{\circ}$ -os, nagy szögű visszaszórását lehet megfigyelni.
- 2. A beütések szögeloszlása nem Gauss-eloszlást, hanem $1/\sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ függvény szerinti eloszlást mutat, egy adott detektorral végignézve a 30°–150° eltérülési szögtartományt.

5.2.2. Rutherford atommodellje

Rutherford arra a következtetésre jutott, hogy ilyen nagy szögű eltérések csak abban az esetben lehetségesek, ha az atomban a tömeg igen kis térfogatra koncentrálódik, melynek pozitív töltése van, és amelynek sugara jóval kisebb az atom méreténél, ehhez képest az elektrodinamikai modellben pontszerűnek tekinthető. Ez Rutherford nagy felfedezésének lényege, hogy az atomon belül a tömeg nagy része (kb. 99,9%-a) egy pici pozitív töltésű térrészben sűrűsödik (ezek a visszaszóró centrumok az atomok "magjai", melyek töltését magtöltésnek nevezték), a maradék térrész pedig csak lazán van kitöltve ezek szerint negatív töltésű részecskékkel (az atom egésze semleges), kézenfekvően elektronokkal. Ez a kísérlet tekinthető az atommag felfedezésének. A Rutherford által javasolt atommodellben az atom felépítése a bolygórendszerhez hasonlít. Középen van a kisméretű pozitív töltésű atommag, amelyben az atom tömegének túlnyomó része koncentrálódik, míg a mag körül zárt pályán negatív elektronok "keringenek" az elektromágneses kölcsönhatás ismert törvényszerűsége, a Coulomb-erő alapján. A Coulomberő alakilag teljesen megegyezik a tömegvonzás newtoni erőtörvényével, innen jön a bolygórendszer-analógia.

Ha feltételezzük, hogy a besugárzott α -részecskék nem érnek hozzá az atommaghoz (következő pontban be is látjuk), ebből már egy becslést lehet adni az atommag méretére, centrális ütközést feltételezve. Az α -részecske körülbelül 8 MeV mozgási energiája a céltárgyhoz legközelebbi pontban teljesen átalakul elektromos helyzeti energiává. Az $E = k \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$ egyenlet alapján a mag sugarának egy felső korlátja ~ 100 · 10⁻¹⁵ m = 100 fm-nek adódik. Az atommagok méretének pontosabb mérései alapján a sugaruk nagyságrendbe esik, tehát tíz- vagy százezerszer kisebbek az atom méreténél.

Egy modell igazolásához természetesen elméleti számolásokat kell végezni, amelyek a kísérlettel megegyező eredményre vezetnek. Rutherford a kísérletek alapján megalkotott atommodell segítségével kidolgozta az α részecskék szórásának elméletét, mellyel a kísérleti adatokat sikerrel írta le, és amelynek végeredménye a Rutherford-féle szórási formula nevet kapta.

5.2.3. A hatáskeresztmetszet

Az atomfizikában a reakciók valószínűségeit a hatáskeresztmetszet fogalmának segítségével jellemezhetjük. Itt a Rutherford-formula éppen az α részecskék aranyatommagokon történő tisztán elektromágneses szóródásának hatáskeresztmetszetét adja meg, ezért először néhány szót ejtünk a hatáskeresztmetszet fogalmáról általában.

A hatáskeresztmetszet fogalma

A hatáskeresztmetszet egy adott atom- vagy magfizikai reakció lejátszódásának valószínűségére jellemző fogalom. Megmutatja például, hogy a lassú neutronok mennyire szeretnek befogódni egyes atommagokba, vagy mekkora a valószínűsége annak, hogy egy atommagot protonokkal bombázva egy adott térszögben deutérium magok lépnek ki. Hasonló módon megmutatja, hogy egy α -részecskenyaláb részecskéi milyen valószínűséggel fognak (pl.) 10°-os szögben eltérülni. Ezekben a példákban az a közös, hogy egy adott részecske párhuzamos nyalábja okozza a reakciót. Legyen a nyaláb keresztmetszete F és tekintsük homogénnek, valamint először legyen csak egy darab bombázott atom vagy atommag jelen. Ekkor, ha adott (Δt) idő alatt N részecske érkezik a nyalábbal és ebből $N_r^{(1)}$ vesz részt a reakcióban, akkor a reakció valószínűsége egy elemi reakcióban $p = \frac{N_r^{(1)}}{N}$. Ez megadható a reakcióban részt vevő részecskéknek a nyalábban elfoglalt felületének (σ) és a teljes nyalábkeresztmetszet (F) hányadosaként is:

$$p = \frac{N_r^{(1)}}{N} = \frac{\sigma}{F}.$$

Természetesen sok atommagot bombázva a reakciók átlagos száma arányos a bombázott magok számával is (N_c) (c = céltárgy). Az előző egyenletet átrendezve és általánosítva kapjuk:

$$N_r = p \cdot NN_c = \frac{\sigma}{F} NN_c = \sigma \frac{N}{F\Delta t} N_c \Delta t = \sigma j N_c \Delta t.$$

Itt j a részecske-áramsűrűség, a nyalábban a másodpercenként és felületegységenként áthaladó részecskék számát adja meg. A bombázó részecskék

közül annyi darab vesz részt a reakcióban (egy adott atommaggal történő reakcióban), ahány a "hatásos" σ nagyságú keresztmetszetbe befér. Ez a σ a hatáskeresztmetszet, és az alábbi egyenlet a definíciója:

$$\frac{dN_r}{dt} = \dot{N}_r = \sigma j N_c.$$

Látható, hogy a valószínűség geometriai értelmezésével jutunk a hatáskeresztmetszet szemléletes értelméhez, a nyalábnak ezen felületű része fog részt venni a reakcióban, vagy adott irányba szóródni. (Nem kell mindig összefüggő tartományt képzelni a hatásos keresztmetszethez.) Az érdekes csak az, hogy nem a p valószínűség, hanem a "hatásos keresztmetszet" a céltárgy magra általánosan jellemző állandó.

Ha egységnyi térfogatban a bombázott részecskék $N_c/V = n_c$ darab hatásos keresztmetszeteit összeadjuk (az átfedés valószínűsége elhanyagolható), akkor a céltárgy teljes, ún. makroszkopikus hatáskeresztmetszetét kapjuk. Ennek jele a görög nagy szigma (Σ). $\Sigma = \sigma \cdot n_c$, ezzel:

$$\dot{n_r} = \Sigma j.$$

A makroszkopikus hatáskeresztmetszet egy adott kísérleti elrendezésre jellemző fogalom. A bombázott magok száma ugyan fogy az időben (ha a reakcióban átalakulnak), és így a Σ is csökken, de ez az esetek döntő részében nem észlelhető egy kísérletben.

További formulák a magreakciók számának meghatározására

a) A j itt részecske-áramsűrűség, nem az elektromos áramsűrűség. Átalakíthatjuk a formulát a részecske-áramerősségre is, j = I/F alapján, ilyenkor az $N_c = n_c V = n_c F x$ helyettesítéssel az $N_r = \sigma I n_c x \Delta t$ adódik, amiben a besugárzott anyagdarab vastagsága jut szerephez. Az n_c a céltárgy részecskesűrűségét jelenti. Így jutunk az összefoglaló egyenletekhez, $N_r/\Delta t = \dot{N}_r$:

(5.1)
$$N_r = \sigma j N_c = \sigma I n_c x.$$

Az eddig tárgyalt formulák olyan esetben hasznosak, amikor egy irányított nyaláb érkezik egy anyagdarabra, általában vékony vagy vastag fóliára. Ez az eset a mag- és részecskefizikai kísérletekben általános.

b) Előfordul azonban, hogy a reakciót kiváltó részecskék nem irányítottan érkeznek, hanem sebességvektoruk a tér minden irányába mutathat. Ilyenkor a \vec{j} áramsűrűség nem egyértelmű, helyette a Φ fluxus használandó, ami megadja az egységnyi felületen időegység alatt bármilyen irányban átmenő részecskék számát. Tipikus példa erre egy atomreaktor aktív zónája, ahol pl. a neutronok összevissza mozoghatnak. Ekkor:

$$N_r = \sigma \Phi N_c.$$

Ebben az esetben az is előfordulhat, hogy a bombázó részecskék nem monoenergetikusak, és a hatáskeresztmetszet általában függ a bombázó részecske energiájától. Ilyenkor az adott sebességű neutronok (bombázó részecskék) fluxusát az energia függvényében kell ismerni: $\phi(E) = \frac{d\Phi(E)}{dE}$, ez azt jelenti, hogy $\phi(E)$ a [E, dE] energiaintervallumba eső része a teljes Φ fluxusnak. Ilyenkor a keletkező részecskék számát külön-külön a bombázó energiákra összegezni kell:

$$\dot{N}_r = \int \sigma(E)\phi(E) \, dE \cdot N_c.$$

c) Geometriáját tekintve még bonyolultabb a modell, ha a céltárgyak is mozognak. (Reaktorban az urán és a moderátor atommagok csak szobahőmérsékletű hőmozgást végeznek, vagyis a bombázó magokhoz képest alig mozognak!) Ez valósul meg például egy csillag belsejében, amikor a hidrogén- és héliummagok is több millió fokos gázként viselkednek. Ilyenkor a részecskesűrűségekkel kell dolgoznunk. Adott V térfogatban $N_c = n_c \cdot V$ és $N = n \cdot V$. A bombázónak tekintett magok áramsűrűsége $j = n \cdot v$ alapján számolható (lásd klasszikus fizika). Ezekkel $\dot{N}_r = \sigma j N_c = \sigma n v n_c V$, ha V-vel mindkét oldalt elosztjuk, a térfogategységenkénti reakciók számát kapjuk meg:

$$\dot{n}_r = \sigma v \cdot n_c n.$$

Differenciális hatáskeresztmetszet

Ha a reakcióban keletkező vagy szóródó részecske reakció utáni tulajdonságaiból megkötünk néhányat, például irányát vagy energiáját külön meghatározzuk, akkor differenciális hatáskeresztmetszetről beszélünk. A Rutherfordszórás esetében a szög (térszög) szerinti differenciális hatáskeresztmetszetről van szó. Ilyenkor N_r az adott irány körüli egységnyi térszögbe szóródott részecskék számát adja meg, és σ helyett $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ jelölést használunk.

 $\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(\vartheta)$ szemléletesen megadja, hogy egységnyi idő alatt egy darab céltárgy-atom(mag) a bejövő részecskenyaláb felületének mekkora részén érkező részecskéket irányítja az adott irányban lévő egységnyi térszögű detektorba. A kérdés az, hogy ez a valószínűség hogyan függ az eltérülés szögétől.

5.2.4. A Rutherford-féle szórási formula

Rutherford elméletében levezette, hogy az α -részecskék egy fix töltött szórócentrumon történő szóródásának differenciális hatáskeresztmetszete hogyan függ az eltérülés ϑ szögétől $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(\vartheta) \sim \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}\right)$. A kísérleteiben ugyanezt a szögfüggést tapasztalta, ez adja modelljének meggyőző kísérleti alapját.

A modell alapvető feltevése, hogy a pontszerűnek tekintett atommag és az α -részecske közötti kölcsönhatás a Coulomb-törvényt követi, ahogy-azt

töltött részecskék viselkedése során megszoktuk, de most minden eddiginél kisebb távolságokra alkalmazzuk. A centrális $1/r^2$ alakú erők leírásával a mechanikában már találkoztunk az égitestek mozgása kapcsán. Az egyenletek teljesen azonos alakúak a két esetben. A perdület megmaradása miatt síkbeli problémát polárkoordinátákkal felírva, az energia megmaradását figyelembe véve, a mozgásegyenleteket megoldva, azt az eredményt kapjuk, hogy a testek pályája egy kúpszelet ($r = p/(1 - \varepsilon \cos \vartheta)$). Ez negatív összenergiánál ellipszis, pozitív összenergiánál (nem kötött rendszer esetén) hiperbola. [Budó: *Mechanika*, 95. oldal.] A belőtt α -részecske aszimptotikusan egy adott irányban eltérül, ilyenkor a hiperbola esete valósul meg, és az eltérülés szögét a két aszimptota (bemenő és a kifutó) bezárt szöge adja meg. Ha a céltárgy-mag tömegéhez képest az α -részecske tömegét elhanyagoljuk (vagy a redukált tömeggel $\mu = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$ számolunk), akkor mozgásegyenletek megoldása után a pályagörbe alakját ismerve, a következő formula adódik az eltérülés szögére:

(5.2)
$$\operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} = k \frac{Z_1 Z_\alpha e^2}{m_\alpha v_\alpha^2} b.$$

Itt m_{α}, Z_{α} és v_{α} az α -részecske tömege, rendszáma ($Z_{\alpha} = 2$) és kezdeti sebessége, *e* az elemi töltés, *b* az ütközési paraméter; ebben a távolságban haladna el az α -részecske, ha nem lenne elektromos taszítás a céltárgy-mag és közte, Z_1 a bombázott atom rendszáma, $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$. (Ha az α -részecske tömegének a helyére a rendszer redukált tömegét írjuk, akkor figyelembe vettük a szórócentrum véges tömegét is.)

A formulában szereplő b értékét nem tudjuk mérni, ez minden ütközésnél más és más értéket felvevő valószínűségi változó. A kísérletekben az eltérülés ϑ szögét tudjuk csak meghatározni. Annak érdekében, hogy ennek eloszlását leíró formulához jussunk, statisztikus megfontolásokat kell tennünk.

A ϑ szóródási szög és a b ütközési paraméter egymással az 5.2 által meghatározott kapcsolatban vannak, ezért azok a részecskék szóródnak $(\vartheta, \vartheta + d\vartheta)$ szögben, melyeknek az ütközési paramétere (b - db, b) intervallumba esett, azaz a beeső nyaláb köré írt b sugarú, db vastagságú körgyűrűn haladtak át beeséskor (5.2. ábra). A bejövő részecskék közül csak azok térülnek el ϑ szögben, melyek ezen "hatásos" gyűrűn mentek keresztül. Avagy: az F teljes keresztmetszet csak azon hányada szóródik ϑ szögben, amely ezen a gyűrűn átmegy: $\Delta \sigma = 2\pi b db$. Ezen hatásos keresztmetszet azonban nem egységnyi térszögbe irányuló szórásokat vesz csak számba, hanem hengerszimmetrikusan mindet. El kell osztani még a $\Delta \Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ térszöggel, ami a térszög A/r^2 definíciója alapján adódik: a gyűrű területe $2\pi r \sin \vartheta dr$,


5.2. ábra. A Rutherford-féle szórási formulában szereplő jelölések jelentésének szemléltetése

a szélessége $dr = r d\vartheta$, minden pontja a szórócentrumtól r távolságban van $(r \gg b)$. Így a következő formula adódik:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin\vartheta} \frac{db}{d\vartheta}.$$

Az 5.2. képlet alapján, ha *b*-nek a ϑ -függését kifejezzük, majd deriváljuk, akkor minden szükséges függvény rendelkezésre áll:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega_{\text{Rutherford}}}(\vartheta) = \left(\frac{ke^2 Z_1 Z_\alpha}{2m_\alpha v_\alpha^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}.$$
(5.3)

Ez Rutherford formulája az α -részecskék szóródására. A kísérleti eredményekkel való összehasonlítás érdekében a hatáskeresztmetszetből ki kell számolni, mennyi beütést várunk egy adott kísérlet geometriai viszonyai között. A makroszkopikus hatáskeresztmetszet ilyenkor: $\frac{d\Sigma}{d\Omega} = n \frac{d\sigma}{d\Omega}$, ahol n a szóró magok koncentrációja. Jelöljük a céltárgyra másodpercenként és felületegységenként beeső részecskék teljes számát j-vel (részecskeáramsűrűség), és tételezzük fel, hogy a céltárgy vékony, azaz a kétszeres és többszörös szórás valószínűsége elhanyagolható. Ekkor a ϑ körüli $\Delta\Omega$ térszögbe szóródó részecskék száma másodpercenként:

$$\frac{\Delta N_r}{\Delta t} = j N \frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{Rutherford}}(\vartheta) \Delta \Omega.$$

A Rutherford-formulát azóta az újabb és újabb technikai eszközökkel gondos kísérleti vizsgálatnak vetették alá, a mérési eredmények minden esetben jól egyeztek a számítottakkal, amíg a bombázó részecske nem érintkezik a szórócentrummal.

5.2.5. Rutherford-kísérlet következményei

A Rutherford-formula alapján meg lehet határozni az atommag töltését is, hiszen a szóródás hatáskeresztmetszete függ Z^2 -től. A visszaszórási kísérletben adott aktivitású forrással és geometriai elrendezés mellett, adott szögben, de a céltárgyat cserélve Chadwick és munkatársai azt az eredményt kapták (1920), hogy az adott térszögbe visszaszórt α -részecskék számából meghatározott magtöltés 1-2%-ra (a kísérlet pontossága is ennyi volt) megegyezik az elemi töltésnek és az atom rendszámának szorzatával. (Az eltérített és a beeső α -k számát egyidejűen kellett mérni a magtöltés számértékének meghatározásához.) A rendszámot akkoriban a Mengyelejev-féle periódusos rendszerben elfoglalt hellyel adták meg. Miután kiderült, hogy a magtöltés éppen a rendszámnak és az elemi töltésnek a szorzata, ebből következik, hogy Z darab elektron kering a mag körül (az atom semlegessége miatt). A rendszám ezen hármas jelentése (periódusos rendszerbeli sorszám, magtöltés és elektronok száma) csak az atommag felfedezése után vált kézenfekvővé (Van Den Broek, 1913), majd néhány évvel később vált kísérlettel megerősített ténnyé.

Természetesnek hangzik, de nem egyértelmű, hogy a Coulomb-törvény atomi méretű töltött részecskék között is érvényes. Coulomb makroszkopikus ionizált anyagdarabok között tudta mérni a fellépő elektromos erőt! A szórási kísérletek erre is felvilágosítást adtak. Ezek szerint a szórás a Coulombféle erőtörvénynek megfelelően megy végbe mindaddig, amíg a szórt részecskék nem közelítik meg 10^{-14} m-nél (azaz 10 fm-nél) jobban az atommagot. Ez éppen a magok méretének nagyságrendje. Egyértelműnek tűnik, hogy ennél kisebb távolságon belül azért nem érvényes a Coulomb-erőtörvény, mert az α részecske hozzáér az atommaghoz, és más erők is beleszólnak a szórásba. Még kisebb távolságokon már az elektromos töltés értelmezésével is gondosan kell bánni, mert kvanturpos folyamatok miatt virtuális elektronpozitron párok keletkezhetnek a töltések körül, befolyásolva az elektromos folyamatokat.

A Rutherford-szórás ma már anyagtudományi célú alkalmazott magfizikai technika, segítségével kristályok felületén lévő szennyező atomok igen kis koncentrációja is meghatározható. Azért csak a felületen, mert a néhány megaelektronvolt energiájú α -részecskék nem tudnak néhány mikrométernél jobban behatolni a szilárd testekbe, ugyanis lelassulnak és megállnak.

Érdemes megjegyezni, hogy Rutherford klasszikus kísérlete óta minden, tisztán elektromágneses atommagon történő szórást Rutherford-szórásnak hívunk. Az így felgyorsított elektronok szóródása is a fenti formulát követi, egészen addig, amíg az elektronok relativisztikussá válnak, amikor is a Rutherford-formulához korrekciós tagok szükségesek (Mott-szórás). Másfajta korrekciót jelent az, hogy az atommagok csak egy bizonyos távolságból tűnnek pontszerűnek. Az említett gyors elektronok képesek az atommag belsejét is feltérképezni és az atommagon belüli töltéseloszlásról informálni. Ha a szórócentrum nem pontszerű, akkor a Rutherford-formulát egy alakfaktorral megszorozva kapjuk a kísérletekkel egyező és az elméletbe jól beleillő formulát.

Rutherford atommodelljét gyorsan elfogadta a fizikus közvélemény, de volt egy gyenge pontja, nem tudta megmagyarázni, hogy miért nem sugároznak az atommag körül mozgó elektronok. A periodikus pályákon mindenképpen kell sugárirányú gyorsulásuknak lenni, akkor pedig a klasszikus elektrodinamika szerint energiát kell sugározniuk, így az elektronok idővel beleesnek a magba. Ilyet azonban a kísérletekben nem tapasztaltak, ez a század eleji fizika nyitott kérdése maradt még egy ideig.

5.3. A Franck-Hertz-kísérlet

Az atomi elektron energiájának kvantumos viselkedésére mutató kísérletek közül az egyik legközvetlenebb a Franck–Hertz-kísérlet (1914). A kísérletek alapgondolata a következő: bombázzuk egy ritka gáz atomjait vagy molekuláit lassú (nem túl nagy energiájú) elektronokkal, és vizsgáljuk meg az elektronok sebességeloszlását az ütközés előtt és az ütközés után. Ha az ütközések rugalmasak, akkor az elektronok kezdeti sebességeloszlása nem változik meg. A rugalmas ütközésnél a bombázó elektron relatív energiavesztesége $\Delta E/E \simeq 10^{-5}$ az elektron és a higanyatom tömegaránya miatt, így néhány száz ütközés után is az elektron az energiájának elhanyagolható részét veszti el. Rugalmatlan ütközéseknél a mozgási energia az ütközés során nem marad meg, átalakul más típusú energiává, például a higanyatomot gerjesztheti. Így az elektron energiájának számottevő részét, akár teljes energiáját is, át tudja adni az eltalált higanyatomnak.



5.3. ábra. A Franck-Hertz-kísérlet vázlata

A Franck-Hertz-kísérlet vázlatát az 5.3. ábra mutatja. Az F izzókatódból kiinduló elektronok a vizsgálandó gázzal megtöltött térben gyorsulnak a változtatható V feszültségre feltöltött G rács felé. A G rács és P gyűjtőelektróda között egy kis (kb. 0,5 V nagyságú) fékező potenciált alkalmaztak (V'). Ez a lassító tér a 0,5 eV-nál lassabb elektronokat megállítja és visszafordítja a G rács fele. A csak rugalmas szóródásokat szenvedett elektronok eljutnak P-re. Azok az elektronok, melyek közben rugalmatlanul ütköztek egy higanyatommal, energiát vesztenek és nem feltétlenül jutnak el P-re, ezek áramát a galvanométer nem méri. A kísérletben P áramát mérjük a galvanométerrel V gyorsítófeszültség függvényében. A higanygőzzel elvégzett klasszikus



5.4. ábra. Az anódáram és a gyorsítófeszültség tapasztalati összefüggése a Franck-Hertz-kísérletben higanygőz esetében

kísérlet eredményét az 5.4. ábra mutatja. A gyorsítófeszültséget fokozatosan növelve egyre nő a galvanométer árama, de 4,9 V után éles levágás jelentkezik, az áram hirtelen lecsökken. Ennek magyarázata, hogy az elektron 4,9 eV felett tud rugalmatlanul ütközni a higanyatomokkal. További feszültségnöveléssel az első rugalmatlan ütközésben lelassult elektronokat tovább gyorsítjuk, ismét az áram nö-

velését tapasztaljuk. De 9,8 V-nál ismét letörés következik, ahogy $3 \times 4,9$ eVnál is stb. Általánosan, 4,9 V távközzel éles csúcsok mutatkoznak, az első csúcs után egy, a második után két (stb.) rugalmatlan ütközés történik az izzókatód és a G rács között. Az, hogy az áram nem esik vissza zérusra a csúcsok után, mutatja, hogy nem minden elektron vesz részt rugalmatlan ütközésben, de nagy százalékuk igen. (Ez függ a gőz nyomásától és az elektródák távolságától.) Az éles letörés mindig 4,9 V-nál arra mutat, hogy a higanyatom csak egy adott energiát képes átvenni rugalmatlanul, diszkrét energiával gerjeszthető csak.

Az elektronnal való ütközés során szerzett többletenergiát az atom egy ideig megtartja, majd újból leadja és visszatér alapállapotába. Ennek legvalószínűbb módja, hogy az atom fényt sugároz ki. Valóban, spektroszkópiai mérésekből tudjuk, hogy a higany gerjesztésekor fellépő fény hullámhossza 253,6 nm, ami megfelel $\frac{hc}{\lambda} = \frac{1241 \text{ nm} \cdot \text{eV}}{253,6 \text{ nm}} = 4,9 \text{ eV-nak}.$

Ezzel a módszerrel csak a higany első gerjesztési szintjét lehet meghatározni, a spektroszkópiai – sokkal pontosabb – mérések alapján várt magasabb gerjesztésű nívókat nem. Növeljük meg a gyorsítófeszültséget akkorára, hogy elvben a magasabb energiájú gerjesztett állapotok is elérhetők legyenek. Az elektronok a katódról kilépve az útjuk során folyamatosan gyorsul-

nak, d útszakasz befutása során az E homogén elektromos térben $E_k = eEd$ kinetikus energiát szereznek. Ha az átlagos szabad úthossz sokszorosa alatt érik el a második gerjesztési szintnek megfelelő energiát, akkor sok ütközés történik, amíg felgyorsulnak; eközben nagy valószínűséggel az egyik ütközés az első gerjesztési szintre gerjeszti a higanyt, az ütközés rugalmatlan lesz, az elektron lelassul, a második szint gerjesztéséhez szükséges sebességet nem éri el. A magasabb szintek kimutathatósága ezen kísérletben kicsi. Ezen nívók tanulmányozására J. Franck és G. Hertz (H. Hertz unokaöccse) olyan csövet alkalmaztak, amiben két rács volt. Az első rács közvetlen az izzókatód közelében volt (a felgyorsított elektronok szabad úthosszánál kisebb távolságban) és egyből nagy feszültségre gyorsított. Az elektronok a katód és a rács közötti rövid úton gyorsultak fel, megnövelve annak valószínűségét, hogy ütközés nélkül felgyorsuljanak a higany második gerjesztési szintjére. Ekkor az elektronok nagy része a gyorsítófeszültségnek megfelelő energiával lép be a két rács közötti térrészbe, ahol további gyorsítás már nincs. A rugalmatlan ütközések itt következnek be, a két rács között, az első rács feszültségének megfelelő energiánál. Így a magasabb gerjesztési nívók is tanulmányozhatók.

Ez a kísérlet bizonyítja, hogy az atomokban (pl. higanyban) az elektronok energiája diszkrét lépésekben tud csak változni. Ugyanilyen eredményekre vezettek a spektroszkópiai mérések, de ott nagyobb pontosságot lehetett elérni.

5.4. Atomi színképekre vonatkozó kísérletek eredményei

Már a XVII. században Newton fényelmélete foglalkozik a színek kérdésével. Abban az időben kezdtek el kísérleteket végezni a fény színeire bontása terén. Egy adott fény színeire bontása után a színek intenzitásainak eloszlását hívjuk színképnek, vagy látható spektrumnak. (Általánosabb esetben valamely elektromágneses sugárzás energiájának hullámhossz szerinti eloszlását jelenti.) A legegyszerűbb színképelemző kísérlet az, amikor fénysugárzást (pl. a Nap fényét) réssel nyalábbá alakítjuk, majd egy prizmán vagy optikai résen, rácson engedjük keresztül. Ilyenkor színes tartományt kapunk, esetleg fekete vonalakkal, vagy fekete alapon színes vonalak alkotják a színképet. A XIX. század elején W. Herschel kiterjesztette a spektrumok vizsgálatát az infravörös tartományra is érzékeny termométer segítségével, J. Rittel pedig ezüst-nitráton létrehozott feketedés alapján az ultraibolya tartományt is vizsgálni tudta már. Az első igazi spektrográfot J. Fraunhofer építette 1815-ben, és a Nap színképét vizsgálta vele.

Lángba helyezett testek, sók az anyagukra jellemző színű fényt bocsátanak ki. Színképüket megvizsgálva az különálló vonalakból áll, ezek a vonalas emissziós színképek. Kiderült, hogy minden anyag mindig a rá jellemző hullámhosszon bocsát ki sugárzást, így a spektrum vizsgálatából az anyag minősége pontosan meghatározható. Ez tette a spektroszkópiát szívesen használt kémiai és fizikai tudományterületté. Az izzó szilárd testek, a Nap színképe folytonos. Ilyet tapasztalunk ív- vagy ködfény kisülésekor is. Ezekben a folytonos (emissziós) színképekben fekete vonalakat lehet felfedezni, ha a fényforrás körül hideg gáz vagy gőz található. Ilyenkor az atomok elnyelik egyes hullámhosszakon a rájuk eső sugárzást, ez az abszorpciós spektrum. Erre példa a Nap spektrumában Frauhofer által felfedezett számos fekete vonal, amit A, B, C, \ldots és a, b, c, \ldots betűkkel jelzett. Az alkohol lángjába helyezett nátrium spektrumában a Nap D vonalának helyén jelentkezik egy sárga vonal, ami a Nap körül jelenlévő hideg nátriumatomokra utal, ezt hívjuk a nátrium D-vonalának. Meg kell említenünk hogy a vonalas és a folytonos színképek mellett léteznek sávos színképek, amelyek molekuláktól származnak. A XIX. század végéig jelentős kísérleti adathalmaz gyűlt össze a különböző atomok spektrumairól. A spektrumok eredményeinek összefoglaló értelmezését Kirchhoff és Bunsen közösen adták meg 1859-ben: Ha az egyes gázok vagy gőzök atomjaival energiát közlünk, akkor a rájuk jellemző vonalas színképet bocsátják ki, valamint ugyanezek az atomok ugyanolyan hullámhosszúságú fényt el is tudnak nyelni (abszorbeálni), így jönnek létre az abszorpciós színképek fekete vonalai.

A színképelemzés segítette néhány elem, így a cézium és a rubídium felfedezését. A Nap fekete vonalai közül majdnem minden vonalat reprodukálni lehetett emissziós vonalas színképben itt a Földön is, kivétel egy vonalszerkezet, amit egy csak a Napban található új elemnek tuladonítottak, és elnevezték héliumnak (helios = Nap). A spektrumvonalak rendszerezésében világossá vált, hogy minél nagyobb az elem rendszáma, annál bonyolultabb a színképe.

5.4.1. A hidrogén spektruma, a rendszerezés első lépései

Hidrogéngázt tartalmazó Geissler-csöves kísérletekben a látható tartományban négy vonalat tapasztalunk, ezekhez az ultraibolya tartományban fokozatosan sűrűsödő és csökkenő intenzitású vonalak csatlakoznak. A vonalak szabályos sorozata egy határvonalhoz tart, ahonnan aztán folytonos spektrumot kapunk. J. J. Balmer, svájci középiskolai tanár, empirikusan felismerte (1885), hogy a hidrogén látható vonalainak hullámhossza szabályosságot követ:

$$\lambda = c_B \frac{m^2}{m^2 - 4}$$
, ahol $c_B = 364,56$ nm,

ahol m = 3, 4, 5, 6. Ezt hívjuk Balmer-formulának. A dologban az volt a feltűnő, hogy nem közelítőleg, hanem a nagyon pontos kísérletekkel nagyon jó egyezésben adta a hullámhosszakat a Balmer-formula. Ez később a fizikai szemléletünk megváltozását megalapozó felfedezéssé vált. Később felfedeztek még hasonló sorozatokat a hidrogén színképében: az ultraibolya tartományban a Lyman-sorozatot (1906), az egyre távolabbi infravörös tartományban a Paschen- (1908), Brackett- (1922) és Pfund-sorozatokat (1924) (5.5. és 5.6. ábrák).



5.5. ábra. A hidrogénatom vonalas színképe a hullámhossz függvényében. Az ábrán három sorozat látható, az ultraibolya tartományban a Lyman-sorozat, a látható tartományban a Balmer-sorozat, az infravörös tartományban pedig a Paschensorozatot ábrázoltuk. A kísérletekben az egy sorozaton belüli egyre kisebb hullámhosszú vonalak intenzitása egyre csökken, ezért először a hidrogén 4 látható vonalát figyelték meg: H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ}

A színképvonalak szerkezetéhez tartozik az a tény, amit P. Zeeman 1897ben mutatott meg: a spektrumvonalak mágneses térben kiszélesednek vagy felhasadnak. Stark kísérletei alapján azt is tudjuk, hogy az elektromos tér is hatással van a spektrumvonalakra. A kísérletek azt mutatták, hogy a színképvonalak kibocsátásában az elektronok játszanak szerepet. Kísérleti tény az is, ami a spektroszkópok fejlődésével elérhetővé vált, hogy pl. a nátrium *D*-vonala nem is egy vonal, hanem egy vonalpáros, dublett. Más spektrumvonalak is mutatnak ilyen, nagy pontosságú műszerekkel kimutatható felhasadást.



5.6. ábra. A hidrogénatom elektronátmeneteinek szemléltetése a Bohr-modell keretei között (A bal oldali ábrán függőlegesen az energia változik, a kis ábrán a pályasugarakat szemléltetjük az egyes átmeneteknél.)

A színképek elemzéséhez nagy lökést adott Rydberg azon gondolata, hogy a Balmer-formulát átalakította, és a hullámhossz reciprokát (vagy reciprok hullámhosszt) vizsgálta:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{4} - \frac{R}{m^2}.$$

Itt R a Rydberg-állandó, $R = 4/c_B = 10968 \text{ mm}^{-1}$. Rydberg gondolata az volt, hogy minden színképvonal reciprok hullámhossza két ún. term különbségeként állítható elő. Így a Balmer-formulához hasonló formula leírta a hidrogén többi sorozatát is, ha az első termet R-re (Lyman-sorozat) vagy R/9-re (Paschen-sorozat) cseréljük. A spektrumvonalak rendszerezésének következő állomása az a felismerés, hogy a spektrumokban rendszerint két hullámszám összege és különbsége is megtalálható. Például a Lyman-sorozat első és második tagjának reciprok hullámhosszainak különbsége megegyezik a Balmer-sorozat első vonalának reciprok hullámhosszával. Ez az elv alátámasztja a fenti termkülönbség feltételezést, mert ha egy spektrumvonal a $\tau_1 - \tau_2$ reciprok hullámhossznál van, egy másik a $\tau_2 - \tau_3$ -nál, akkor az összegük a $\tau_1 - \tau_3$ termkülönbségnél jelentkezik. Ha a $\tau_1 - \tau_2$ és a $\tau_1 - \tau_4$ vonalak különbségét nézzük, akkor pedig a $\tau_4 - \tau_2$ termkülönbséget kapjuk, ami szintén szerepel a spektrumban. Ez a Rydberg–Ritz-féle kombinációs elv.

Mind az elektronütközéses Franck-Hertz-kísérlet, mind a spektroszkópiai adatok arra utalnak, hogy az atomok energiaszintjei csak jól meghatározott diszkrét értékeket vehetnek fel. Ennek értelmezése túlmutat a klasszikus fizikán. A színképvonalak felhasadásával kiegészítve a modern fizika megalapozó kísérletei voltak ezek a múlt század végén. A nagy áttörést a már vizsgált feketetest-sugárzás értelmezése adta, amikor is Planck az energiaátadást elemi egységekben képzelte el, és felállította kvantumfeltételét. Einstein 1905-ben publikált fotonképével már megérett az idő, hogy a bonyolult vonalas színképek rendszerező elveit felismerjék.

5.5. A Bohr-féle atommodell

A Coulomb-erő és a Newton-féle tömegvonzási törvény azonos alakja alapján azt gondolhatjuk, hogy az elektronok az atomban a mag körül keringenek, mint a bolygók a Nap körül. Ez az elképzelés a klasszikus elektrodinamika szerint arra vezet, hogy a körpályán keringő, ezért sugárirányban gyorsuló elektron sugároz. Így idővel teljes energiáját elveszti és belezuhan a magba. Ilyen sugárzást az atomi színképekben nem lehet tapasztalni. Niels Bohr 1915-ben megjelent dolgozatában néhány alapvetően új és intuitív feltételezéssel új modellt alkotott, ami alkalmasnak bizonyult a színképek magyarázatára.

Bohr posztulátumai:

- 1. Az atom tartósan csak ún. stacionárius állapotban létezhet, ebben az állapotban nem sugároz, energiája állandó.
- 2. Az atom által kibocsátott és elnyelt sugárzás mindig két ilyen stacionárius állapot közötti átmenetkor jön létre. A kibocsátott foton energiáját az állapotok energiakülönbsége adja meg a következő frekvenciafeltétel alapján: $h\nu = E_1 E_2$.

Ez az első két feltétel magyarázatot ad a színképek vonalas szerkezetéről. Emissziós színképeknél az elektronok az atomokkal közölt energia hatására az alapállapotból (az elektronok a legalacsonyabb energiájú stacionárius pályákat töltik be) egy magasabb energiájú stacionárius pályára ugranak, majd visszaugorva jellegzetes energiájú sugárzást bocsátanak ki, így kialakítva a vonalas emissziós színképet. Ha az atomi elektron egy megfelelő hullámhosszú fotonnal találkozik, akkor felugorhat egy magasabb energiájú pályára, közben az őt gerjesztő foton elnyelődik. Ez utóbbi az abszorpciós spektrumokban végbemenő mechanizmus. Egy atomban több elektron is lehet, a külső elektronok gerjesztésénél a kibocsátott foton látható, infravörös vagy ultraibolya. A sokelektronos atomoknál a mélyen fekvő elektronállapotba történő leugrásnál már nagyobb energiájú (karakterisztikus) röntgensugárzás is keletkezhet.

Bohr a hidrogénatom leírására további feltételezéseket tett:

 Az elektronokat az atomi pályákon a mag elektromos vonzása tartja, és érvényes a

sugárirányú mozgásegyenlet.

 A stacionárius állapotokat az elektron pályaperdületére fennálló kvantumfeltétel választja ki:

(5.5)
$$mvr = n\hbar \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

ahol n egy pozitív egész szám. A \hbar a feketetest-sugárzás értelmezésekor bevezetett Planck-állandó 2π -ed része, e az elemi töltés, Z az atom rendszáma (hidrogénnél 1), $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$.

A 3. feltétel egyenlete a Coulomb-törvény alkalmazása atomi méretekre (mozgásegyenlet) azzal a feltevéssel, hogy az elektronok körpályán keringenek. A 4. feltétel Bohr kvantumposztulátuma, ez a klasszikus fizikától teljesen eltérő módon a pályaperdület értékének kvantálása. Ezt nem lehetett korábbi tételekből levezetni, igazi intuitív megérzés volt. Az utóbbi két egyenlet összevetéséből az adódik, hogy ha az (5.4) mozgásegyenletet r^2 -tel végigszorozzuk, majd az (5.5) egyenlettel osztunk, akkor az elektron sebességére kapjuk, hogy $v_n = \frac{ke^2Z}{n\hbar}$, ami visszahelyettesítve (5.5)-be a pályák sugarait megadó egyenlet:

$$r_n = \frac{\hbar^2}{me^2 Z} n^2,$$

azaz az elektronok a proton körül csak meghatározott sugár mellett keringhetnek. Az elektron energiáját megkapjuk, ha a mozgási energiáját és a helyzeti energiáját összeadjuk:

$$E_n = \frac{1}{2}mv_n^2 - \frac{ke^2Z}{r_n} = -\frac{me^4Z^2}{2\hbar^2}\frac{1}{n^2} = E_0\frac{1}{n^2}$$

Hidrogénatom esetén az n = 1 az alapállapot energiáját adja, ez a Bohrmodellből és a kísérletek szerint is (ionizációs energia) $E_0 = -13,6$ eV;

.

alapállapotban az elektron pályasugara (Bohr-sugár) $r_1 = 52,6$ pm, és a pályaperdület értéke 1.

A Bohr-modell jól írja le a hidrogénatom energiaszintjeinek értékeit, de nem tud jól számot adni az energiaszintek, és így a színképvonalak mágneses térben történő felhasadásáról, valamint a nagyon pontos spektrográfok által megmutatott vonalfelhasadásról, az ún. finomszerkezetről. A Bohr-modell átütő erejét az adja, hogy pontosan leírja és egységes modellbe helyezi a mérések által megállapított Lyman-, Balmer- stb. sorozatokat. A Bohrmodell nem tudja számszerűen leírni azokat az atomokat, ahol több elektron kering, mert az elektronok közötti kölcsönhatás figyelembevétele igen nehéz feladat a mai napig is. A hidrogénszerű ionok azok az ionok, ahol egy elektron kering a mag körül, de a mag rendszáma nagyobb, mint egy. Ilyenek a He⁺-, Li⁺⁺-ionok.

A Bohr-elmélet számot ad a Rydberg által bevezetett termekről és az emissziós, ill. abszorpciós spektrumok szerkezetéről. A termek hc-szerese éppen az atomi elektron energiaszintjeit jelenti. Ha egy elektron a Bohrmodell szerinti n-edik pályáról az m-edik pályára ugrik (n > m), stacionárius állapotból stacionárius állapotba megy át. A 2. Bohr-posztulátum frekvenciafeltétele miatt

$$h\nu = E_0 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

energiájú fotont bocsát ki, aminek reciprok hullámhosszát $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ alapján számolhatjuk. Az eredmény értelmezi a Balmer-formulát (n = 2) és a többi sorozatot a hidrogén színképében, ugyanis

$$\lambda = \frac{hc}{h\nu} = \frac{hc}{E_0} \left(\frac{1}{\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2}} \right) = c_B \frac{m^2}{m^2 - 4}.$$

Az emissziós spektrumokban a Lyman-sorozatra a végállapot az n = 1-es pálya, az infravörös sorozatoknál a Paschen-sorozat úgy adódik, hogy m > 3számú pályáról az elektron beesik a 3.-ra. Az abszorpciós spektrumokban leugrás helyett felgerjesztődés van. Egy abszorpciós Lyman-sorozatban az elektron az n = 1-es pályáról ugrik a magasabb pályaperdületű állapotokba. Hideg gázok és gőzök abszorpciós spektrumaiban az atomok általában alapállapotban vannak, n = 1, ezért ott nem minden sorozat jelenik meg, a hidrogén esetében csak a Lyman-sorozat, általában pedig az, ami az n = 1állapotról indul. Így a Bohr-modell spektroszkópiai ismereteinkkel teljesen megegyező eredményt szolgáltat, sőt a Rydberg-állandó mért értékét jó közelítéssel visszaadja: $R_H = \frac{E_0}{hc} = \frac{2me^4Z^2}{h^3c}$.

5.5.1. Izotópeltolódás

Ha behelyettesítjük az $R_H = \frac{2me^4Z^2}{h^3c}$ formulába az univerzális állandók ismert értékeit, az m helyén az elektron 511 keV/c² tömegével, akkor a Rydberg-állandó értéke 10974 mm⁻¹-nek adódik (lásd a 2. függeléket). Rydberg formulájában a mérési adatok alapján azonban 10968 mm⁻¹ szerepelt. Az eltérés a negyedik jegyben van csupán, mégis a modellünk kicsit pontosabb meggondolását teszi szükségessé. A kis eltérés oka az, hogy az atommagot a hidrogénben rögzített helyzetű vonzócentrumnak gondoltuk, ami körül az elektron kering. Igazából azonban a proton is elmozdulhat a rendszer tömegközéppontja körül. Ha formuláinkba a redukált tömeget és a két részecske közötti távolságot írjuk, akkor az alakilag változatlan képletek visszaadják a jó eredményt. Így a $\mu = \frac{m_p m_e}{m_p + m_e} = m_e \frac{1}{1+1/1840}$ redukált tömeggel számolva teljes egyezést kapunk a Rydberg-állandó mért értékével.

Ugyanez az effektus játszik szerepet akkor, ha hidrogéngázba kis menynyiségben a hidrogén A = 2 tömegszámú izotópja, a deutérium is belekeveredik. Ilyenkor a hidrogén vonalai mellett kis intenzitással megjelennek a deutérium vonalai is. Például az n = 3-ról m = 2-re történő átmenet esetén a hidrogén által kibocsátott foton energiája $h\nu = E_0 \frac{5}{36}$, de a deutérium esetében a rendszer redukált tömege $\mu_d = \frac{2m_p m_e}{2m_p + m_e} = m_e \frac{1}{1+1/3672}$, azaz egy kicsit kisebb, mint a hidrogén esetében. $\lambda_H = 657$ nm, $\lambda_D = 656,82$ nm, ami a pontosabb spektrométerekkel megkülönböztethető.

5.5.2. Karakterisztikus röntgensugárzás

A hidrogénszerű ionokra is igaz a Bohr-modell, sőt a sokelektronos atomok esetén is jó közelítésnek bizonyult a legbelső elektronokra. 1913-ban katód-sugárzással végzett kísérleteiben H. Moseley az antikatódról induló rönt-gensugárzást vizsgálta. Moseley észrevette, hogy a 3.9. ábrának megfelelő elrendezésben, a bombázott lemez anyagától függően adott frekvenciáknál fellépő vonalas szerkezetű spektrum figyelhető meg. Ez a sugárzás sokkal nagyobb energiájú és kisebb hullámhosszúságú volt, mint a látható fény. Általában két vonalból álló szerkezetet tapasztalt, ezeket elnevezte K_{α} és K_{β} vonalaknak, nagyobb rendszámok esetén a két vonal mellé még két vonal adódott, az L_{α} és az L_{β} .

A Bohr-modell szerint az *n*-edik pályán az elektron energiája $E_n = E_0 \frac{Z^2}{n^2}$, ennek alapján a 100-as rendszámú elemeknél a legbelső elektron kötési energiája már 136 keV. Ilyen energiájú fotonok hullámhossza pm nagyságrendbe esik, azaz jóval kisebb, mint a látható fényé. Moseley ilyen nehezebb atomok legbelső elektronpályáiról ütött ki elektronokat a besugárzás segítségével, és a betöltetlen lyukba a felsőbb pályákról elektron esett be. Az ekkor kibocsátott sugárzást tapasztalta kísérleteiben. Ezek a vonalak pon-

•

tos analógjai a hidrogén vonalas színképében található egyes vonalaknak, de a rendszámkülönbség miatt nagyon eltérő hullámhossztartományban találhatók, ezért más kísérleti berendezéssel lehet vizsgálni őket.

Moseley empirikusan a következő összefüggést találta (1913):
a K_{α} vonalak frekvenciája

$$\nu = A(Z-1)^2,$$

ahol A minden anyagra állandó konstans. A K_{β} és L vonalakra a ν = $A(Z - B)^2$ empirikus törvényt találta, ahol az A konstans mellett a másik B konstans a leárnyékolásra jellemző. Moseley eredményei a Bohr-modellel jól értelmezhetőek, annak ellenére, hogy a Bohr-modell nem veszi figyelembe a sokelektronos atomok esetén az elektronok kölcsönhatását, a legbelső pályáknál ezt egy árnyékolási paraméter segítségével figyelembe lehet venni. K_{α} átmenetnek nevezzük az atomi elektron állapotának azon megváltozását, amikor az n = 2 pályáról az m = 1 pályára ugrik át. Ezen elektronátmenetkor kibocsátott sugárzás a K_{α} sugárzás. Ilyenkor a legbelső pályán a lyuk mellett egyetlen elektron tartózkodhat (később látjuk, hogy a legbelső pályán két elektron foglalhat helyet), és ez az elektron leárnyékolja a mag töltését, azt Z – 1-nek látjuk csak. Ilyenkor a Bohr-modell szerint az $n = 2 \rightarrow 1$ átmenet frekvenciája $\nu = (Z-1)^2 \frac{E_0}{h} \frac{3}{4}$. K_β vonalaknál az n = 3-ról az m = 1-re történő átmenetkor emittált fotont észleljük, az L_{α} esetén n = 3 \rightarrow 2, L_{β} esetén n = 4 \rightarrow 2 pályák közti elektronátmenet jelentkezik. Ezeknek a vonalaknak később felfedezték a finomszerkezetét. Relativisztikus hatások miatt ugyanis az $n = 2, 3, 4, \dots$ pályákon levő elektronok energiája többféle lehet, ezek a nívók finomfelhasadást szenvednek, de ez már lényegesen messze esik a Bohr-modell hatókörétől.

5.5.3. A Bohr-modell érvényességének határai

A követett gondolatmenet logikailag ellentmondó. A feladatot először klaszszikus fizikai meggondolások segítségével oldottuk meg, amelyről kiderült, hogy az atomon belüli mozgásokra nem érvényes. Ezután az így kapott mozgásállapotokból kvantumfeltételekkel kiválasztottunk bizonyos állapotokat.

Bohr elmélete mégis igen nagy lépést jelentett az atomelmélet fejlődésében. Megmutatta, hogy a klasszikus fizika törvényei atomi méretekben eredeti formájukban nem alkalmazhatók. A Bohr-elmélet sok kísérleti vizsgálathoz adott ösztönzést, amelyek jelentős eredményekre vezettek. Az elmélet alapján sikerült az atom- és molekulaspektroszkópiával összegyűjtött hatalmas tapasztalati anyagot áttekinthető rendszerbe foglalni.

A Bohr-elmélet alapján még a legegyszerűbb hidrogénatom és hidrogénszerű ionok esetében is csak a spektrumvonalak frekvenciáját lehetett kiszámítani, az intenzitását nem. A periodikus rendszer következő eleménél, a két elektront tartalmazó héliumnál, már egyáltalán nem lehetett ezt a modellt alkalmazni. Az anyag hullámsajátosságainak felfedezése után vált világossá, hogy a Bohr-elmélet csak átmeneti állomás, a klasszikus fizika és a kvantummechanika között, amely az atomi jelenségek következetes elmélete.

Feladatok

- 5.1. Milyen mozgási energiájú α -részecske tömegközéppontja tudja 9 fm-nél jobban megközelíteni egy aranyatommag közepét? Az α -részecske sugarát vegyük 2 fm-nek.
- 5.2. Az összes $\theta = 90^{\circ}$ -ban, egységnyi térszögben rugalmasan szóródott α -részecskék száma 1 s alatt 1000 db ($\varphi \in [0, 2\pi]$). Milyen szögben tapasztalunk 5000 beütést másodpercenként ugyanezen mérésben?
- 5.3. 20 MeV energiájú α részekkel bombázunk ¹⁴N magokat. Milyen szögeknél fogunk eltérést tapasztalni a Rutherford-fomrulától? Legyen $r_{\alpha} = 2$ fm, $r_N = 3, 2$ fm.
- 5.4. Számítsuk ki a legrövidebb és a leghosszabb hullámhosszat a Lyman- és a Balmer-sorozatból! Ezek közül melyik esik a látható tartományba, 350 nm és 750 nm közé?
- 5.5. Mekkora az $n = 2 \rightarrow n = 1$ átmenet hullámhosszának különbsége a deutérium és a hidrogén esetén? Mekkora az energiák különbsége?
- 5.6. Számítsuk ki a "müonatom" redukált tömegét, alapállapotának energiáját, pályasugarát és az első gerjesztett állapotból alapállapotba történő átmenetben keletkező foton hullámhosszát! A müon az elektron nehezebb "testvére", nyugalmi tömege 207-szer nagyobb az elektron nyugalmi tömegénél. A müonatom egy proton és egy müon kötött rendszere. A Bohr-modell szerint a müon körpályán kering a közös tömegközéppont körül.
- 5.7. A csupasz He²⁺-ion befog egy elektront, ami kezdetben nyugalomban volt. Milyen hullámhosszúságú fotont emittál a rendszer?
- 5.8. Kicsivel Bohr előtt ismert volt a Pickering-sorozat: $\nu = \nu_0 \left(\frac{1}{4} \frac{1}{(n/2)^2}\right)$, $\nu_0 = 3,29 \cdot 10^{15}$ Hz. Bohr észrevette, hogy ez nem a hidrogén egy sorozata, hanem egy másik ionizált elemé, aminek szintén csak egy elektronja van. Milyen elem volt ez és melyik volt az átmenet végállapota?

.

6. Az atomok hullámmodellje

Atomszerkezeti ismereteink a század elején jelentős fejlődésen mentek keresztül. Az atommag felfedezésével és a Bohr-féle kvantumfeltétellel kialakult az atomok leírásának új félig klasszikus modellje. Ez a Bohr-féle atommodell elsősorban azért volt sikeres, mert az atomi színképekről nyert tapasztalatokat ez alapján lehetett egységesen értelmezni. Hiányzott azonban a kvantumfeltétel klasszikus fizikai magyarázata. Ez a gondolat már túlmutatott a korábbi egységes elméleten, a klasszikus fizikán.

Az atomi elektronok viselkedése mellett a szabad elektron leírásáról is alapvetően új gondolatokat hozott századunk eleje. A de Broglie-hullámok gondolata kísérleti bizonyítást nyert. Nem volt azonban olyan elmélet, ami egy természeti törvényből vezette volna le az elektron hullámtulajdonságait és azt a tényt, hogy atomba zárva energiája csak jól meghatározott értékeket vehet fel. Az új elmélet, amely ezen tulajdonságokkal rendelkezik, és még számos mikrofizikai kísérlet eredményét megmagyarázza, a klasszikus fizikához képest forradalmian új: ez a kvantummechanika.

Ezen fejezet elején megismerkedhetünk még néhány kísérlettel, ami a részecskék perdületéről és mágneses momentumáról is azt igazolja, hogy ezek is csak jól meghatározott (kvantumos) értékeket vesznek fel. A fejezet további részében a kvantummechanika alapvető gondolatait mutatjuk be, a matematikai részletesség mellőzésével. Majd a kvantummechanika ezen új fogalomrendszerében írjuk le az atomok elektronjainak tulajdonságait, és részletesen megvizsgáljuk a hidrogénatom elektronjának energiaszintjeit.

6.1. Mikrorészecskék perdülete és mágneses momentuma

A Bohr-modellben az elektronok körpályán keringenek. Egy v sebességgel *r* sugarú pályán keringő részecskének a klasszikus elektrodinamika alapján mágneses momentuma van, melynek nagysága az \mathcal{I} áramerősség és az A körpálya területének szorzata (SI egységrendszerben):

$$\mu = \mathcal{I}A = \frac{ev}{2r\pi}r^2\pi = \frac{e}{2m}mvr = \frac{e}{2m}L, \qquad \vec{\mu} = \frac{e}{2m}\vec{L}.$$
 (6.1)

A keringő elektron mágneses momentuma arányos a pályaperdületével. A Bohr-modellből várható tehát, hogy az atomi elektronoknak mágneses momentuma van, sőt a kvantumfeltétel alapján a nagysága nem vehet fel tetszőleges értékeket:

$$\mu = \frac{e}{2m}n\hbar = n\mu_B$$
, abol $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$

alakúnak adódik, azaz a mágneses momentum nagyságára már a Bohrmodell is kvantumos viselkedést jósol. A mágneses momentum dimenziójú μ_B mennyiséget Bohr-magnetonnak nevezzük. A mágneses momentum, ahogy a pályaperdület is, vektor, s mint ilyen, a tér bármely irányában állhat, legalábbis a klasszikus szemlélet szerint.

6.1.1. Stern-Gerlach-kísérlet, iránykvantálás

O. Stern és W. Gerlach atomnyalábok mágneses momentumát vizsgálták (1922-ben) inhomogén mágneses térrel történő eltérítés alapján. Kísérletük elrendezése a 6.1. ábrán látható. Egy előzőleg beezüstözött platinaszálat hevítettek, és ezüstatomok nyalábját állították elő. Később a pontosabb kísérletben sebességszelektorral (1.3. ábra) monoenergetikus atomnyalábot készítettek, ami x irányban halad. Az atomnyaláb z irányú és z(függőleges) irányban erősen inhomogén mágneses téren halad keresztül [legyen például $\vec{B} = (0, 0, \alpha z)$ alakú, ami a kísérletekben megvalósult eset lényegét leírja]. Az atom mágneses momentumára az inhomogén térben erő hat. A mágneses térbe helyezett $\vec{\mu}$ mágneses momentumnak $E_m = -\vec{\mu}\vec{B}$ helyzeti energiája van. Az inhomogén térben a nagyobb mágneses tér felé energetikailag kedvezőbb helyzetek vannak, ezért a dipólus arrafelé mozog, ez a szemléletes tartalma az itt ható eltérítő \vec{F} erőnek. Kvantitatívan: $\vec{F} = -\operatorname{grad} E_m = (\vec{\mu} \nabla) \vec{B}$, ha a mágneses tér csak z irányú, és csak ebben az irányban változik $\vec{F} = (0, 0, \mu_z \frac{\partial B}{\partial z})$. Ez az erő állandó, így egyenletesen gyorsítja az atomot függőlegesen. Az atomok vízszintes sebessége nem változik, így az ℓ hosszúságú mágneses téren történt áthaladása után v_0 vízszintes sebessége mellé v_z függőleges sebességre tesz szert: ezáltal $\phi = \arctan tg (v_z/v_0)$ szögben eltérül. A kísérletben az eltérített nyalábot egy ernyőn tették láthatóvá. Az eltérítés nagyságát az ernyőn megjelenő foltok d távolságából (amit az eltérítés nélküli folthoz viszonyítunk) és az ernyő s távolságából lehet számolni:

(6.2)
$$\frac{d}{s} = \operatorname{tg} \phi = v_z / v_0 = \frac{F_z}{m} \frac{t}{v_0} = \frac{\mu_z \frac{\partial B}{\partial z}}{m} \frac{\ell}{v_0^2}.$$

Az eltérülés arányos az eltérítő erővel, így μ_z -vel, ha v_0 -t sebességszelektor használatával rögzített értéken tartjuk. Nemcsak ezüstatomnyalábbal, hanem számos különböző atommal elvégezve a kísérletet, összefoglalva a következő új eredmények születtek:

- A monoenergiás nyaláb vagy nem térül el, vagy kevés számú komponensre bomlik.
- 2. A komponensek távolsága (Δ) egyenlő és szimmetrikus a középvonalra.
- 3. Az egyes komponensek intenzitása egyenlő.



6.1. ábra. A Stern-Gerlach-kísérlet vázlata és az eltérülések eredménye egy speciális esetre, amikor a nyaláb négy komponensre bomlik

Az eredményeket úgy lehet értelmezni, hogy a mágneses momentum nem állhat a tér minden irányában, ahogy azt eddig gondoltuk, hanem zkomponense csak meghatározott értékeket vehet fel az eltérüléssel összhangban 6.2 miatt. Ezt hívjuk iránykvantálásnak. Például a He-atomok nyalábja nem bomlott fel, mert a hélium két elektronjának összesen 0 eredő mágneses momentuma van. A H és az Ag két komponensre bomlik, az egyik komponens $\Delta/2$ -vel az el nem térülő pozíció felett, a másik ugyanennyivel alatta helyezkedik el. Ekkor a mágneses momentum a külső térhez képest két irányban állhat. A nitrogénatomok nyalábja öt részre bomlott fel, egy komponens középen, kettő-kettő alul és felül, azonos távolságokra. Az egyes komponensekben a μ_z értéke meghatározott és komponensenként változik, az eltérüléssel arányosan. Az eltérülésszerkezet által mutatott kép alapján az egyes komponensek eltérüléseinek nagysága $\delta_m = m\Delta$ formulával foglalható össze, ahol m egy egész vagy félegész szám (pozitív vagy negatív annak megfelelően, hogy felfelé vagy lefelé történt az eltérülés), Δ a komponensek távolsága. Az eltérülés arányos a μ_z -vel, ezért ugyanez a mágneses momentum z komponenséről is elmondható. A μ_z értékei csak diszkrét értékeket vehetnek fel a következő módon: $\mu_z = m \cdot \mu_0$, ahol μ_0 a Δ távolság és egy az – eltérülési szög és a mágneses momentum viszonyát megadó – (6.2)egyenletből kiszámolható konstans szorzata. Az eltérülésszerkezetek mindig szimmetrikusan, egymástól egyenlő távolságra helyezkedtek el az eltérülés nélküli foltra nézve, ezért azt is állíthatjuk, hogy azmértékei az m_{\max} és a $-m_{\rm max}$ között egész lépésben változhatnak csak. A 6.1. ábrán egy 4 komponensre bomló atomnyaláb képét láthatjuk. Itt az egyes komponensekhez tartozó m értéke alulról felfelé a következő módon változik: $-\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2},$ az eltérülés kvantitatív értéke ezek Δ -szorosa.

A mágneses momentum "nagysága" (μ) megállapodás szerint a legnagyobb μ_z érték, azaz a legjobban eltérült komponenshez tartozó μ_z . Ebből és a felhasadt komponensek számából a többi μ_z is kiszámítható, amelyek nem a legszélső irányba térülnek el. Az eltérülések kvantitatív vizsgálatából a Stern-Gerlach-kísérletben az derült ki, hogy hidrogénatom-nyaláb és ezüstatom-nyaláb esetén: $\mu_z^{\max} = \mu = -\frac{e\hbar}{2m} = \mu_B$. A hidrogén esetén csak egy elektron van az atomi héjakon, ezért ez az elektron felelős az atom mágneses momentumáért. (Az atommag mágneses momentuma nagyságrendekkel kisebb.) A Bohr-modellben, az n = 1-es főkvantumszámú pályán körpályán keringő (alapállapotú) elektron klasszikusan értelmezett mágneses momentuma éppen ennyinek adódott (lásd 6.1). Azt viszont már nem tudjuk a Bohr-modell keretein belül értelmezni, hogy miért két részre hasad fel a hidrogénatom-nyaláb.

Több Stern-Gerlach-mágnes egymás utáni alkalmazása

Egy kiválasztott komponens ugyanolyan irányú újraanalizálásakor már nem bomlik fel még egyszer. Ha azonban a második mágnes 90°-kal el van forgatva úgy, hogy az inhomogenitás y irányú, és megfelelően gyorsan továbbítjuk a nyalábot ezen második mágnesbe, akkor a kiválasztott komponens tovább bomlik nem azonos intenzitású, de az előzővel megegyező eltérülésszerkezetre. Ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a μ_z nem lehet akkora, mint a mágneses momentumvektor hossza, ugyanis a legnagyobb z irányú eltérüléshez tartozó z komponens is fel tudott még bomlani y irányban, így van μ_y komponense is. Ezért a mágneses momentumvektor abszolút értéke nagyobb, mint μ ! A Bohr-modell jól adta meg a mágneses momentum harmadik komponensének maximális értékét, de ez nem a mágneses momentumvektor nagysága! A Bohr-modell érvényességi köre itt már véget ér.

Ha három Stern–Gerlach-mágnest alkalmazunk egymás után, akkor érdekes jelenséget tapasztalunk. Válasszuk ki az első mágnessel a z irányú egyik komponenst. Ezután analizáljuk ezt egy y irányba elforgatott mágnessel, ilyenkor, mint említettük, ismét komponensekre bomlik az adott μ_z értékű nyaláb. Ha ezután ismét egy z irányú mágnessel analizáljuk a már két mágneses téren áthaladt nyalábot, akkor azt várnánk, hogy az csak egy komponenst mutat, hiszen a z szerint már megtörtént az egy komponens kiválasztása. A kísérlet azt mutatja, hogy ilyenkor a harmadik mágnes után is több csoportot lehet tapasztalni! Ez a kvantummechanikai méréselmélet fogalomkörében magyarázható. A mérés beavatkozás a rendszerbe, néha egy mennyiség mérése más mennyiségek értékeit megváltoztatja.

Fontos megjegyeznünk, hogy a Bohr-féle kvantumfeltétel a perdület, és így a mágneses momentum nagyságát kvantálja, az alapállapotú atomokra egy jól meghatározott perdületet és mágneses momentumot eredményez. Ennek megfelelően a Stern–Gerlach-kísérletben a mágneses momentum abszolút értéke, és így annak négyzete, minden komponensben megegyezik. Az újdonság itt egy külső tér által kijelölt irányra vett vetület értékeinek kvantumos viselkedése, ezt neveztük iránykvantálásnak. Megállapodás szerint a külső tér által kijelölt irányban vesszük fel a koordináta-rendszer ztengelyét. (Gyakran egy vektor z komponensét a vektor harmadik komponensének is nevezzük.)

A Stern–Gerlach-kísérlet alkalmas molekulák eltérítésére is. Zárt elektronszerkezetű molekuláknál az eltérülést az atommag mágneses momentuma okozza. Ezzel a módszerrel mérték meg először a proton mágneses momentumát, ami az elmélettől (Dirac-egyenlet) eltérő értékűnek adódott.

6.1.2. Einstein-de Haas-kísérlet, giromágneses faktor

A Stern–Gerlach-kísérlet a mágneses momentum külső tér irányú komponensét mérte meg. Mint láttuk, a mágneses momentum összefüggésben van a perdülettel (6.1). Felmerülhet a kérdés, hogy a perdület és a mágneses momentum kapcsolatát klasszikusan megadó arányosságot a mérések igazolják-e.

Az Einstein-de Haas-kísérlet (1915) az elektronok mágneses momentumának átfordításával járó perdületváltozást méri. A kísérletben egy



6.2. ábra. Az Einstein-de Haaskísérlet vázlata

ferromágneses hengert áramjárta tekerccsel felmágneseznek, az áram irányát hirtelen megváltoztatják. Ilyenkor a mágnesben az elektronok, mint kis iránytűk, először beállnak párhuzamosan, jó nagy eredő mágneses momentumot kialakítva, majd az áramirány-változásra az összes átfordul, magával fordítva a perdületeket is. A perdületváltozás/idő azonban forgatónyomatékot jelent, ezért a vékony torziós szálon függő henger elfordul. A szálon egy tükröt vékony fénynyalábbal megvilágítva a tükörképfolt helyzete jelzi, hogy a henger mennyit fordult el. Az átmágnesezést periodikusan a torziós inga lengésidejének megfelelően beállítva, rezonanciaszerűen végezték.

A kísérlet eredménye, ahogy E. Back gondos mérései is mutatták (1919), hogy a mágneses momentum és a perdület aránya $\frac{e}{m}$, a várt $\frac{e}{2m}$ helyett. Az $\frac{e}{2m}$ a (6.1) egyenlet szerint egy körpályán mozgó töltésre volt igaz. Az a kísérleti tény, hogy az elektronok az Einstein-de Haas-kísérlet ferromágnesében kétszer akkora mágneses momentumot mutatnak, mint a körpálya miatt kellene, sokáig megoldatlan probléma maradt. A giromágneses faktor az arányossági tényező a mikrorészecskék perdülete (I) és mágneses momentuma között:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{I}.$$

A keringő elektron esetén ez $\gamma = \frac{e}{2m}$, de ebben a kísérletben $\gamma = \frac{e}{m}$, amely a helyes mágneses momentumot adja. A giromágneses faktornak van dimenziója, ezért vezessünk be egy dimenzió nélküli mennyiséget, ami lényegében megfelel a giromágneses faktornak. Ez a g-faktor, vagy dimenziótlan giromágneses faktor, jele g. A g-faktor használatával a fenti arányosság a következő módon írható:

(6.3)
$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m} \vec{I}.$$

Szemléletesen ez azt jelenti, hogy ha a mágneses momentumot az ő természetes egységében, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ -ban, a perdületet pedig \hbar -ban mérjük, akkor az arányossági tényező a g-faktor:

$$\frac{\vec{\mu}}{\mu_B} = g \frac{\vec{I}}{\hbar}.$$

1921-ben A. Compton vetette fel, és 1925-ben Goudsmit és Uhlenbeck mutattak rá (az eddig elmondott kísérleteken kívül még az anomális Zeemaneffektus tapasztalatai alapján), hogy az elektronnak saját forgásából adódó mágneses momentuma is lehet, mégpedig kétszeres giromágneses faktorral. A kvantummechanika relativisztikus egyenletének, a Dirac-egyenletnek a felállítása után pedig egyszerűen az egyenletből adódóan mágneses momentuma mindenféle mozgás nélkül. Ezt sajátperdületnek hívjuk, vagy más néven spinnek. A Dirac-egyenlet megoldásából éppen az $\frac{e}{m}$ arány adódik a mágneses momentum és a sajátperdület arányára, avagy a g-faktorra 2. Így az Einstein-de Haas-kísérletben a ferromágnesességet az elektronok saját mágneses momentumainak tulajdonítjuk. Ez a kísérlet az elektronspin kétszeres mágnességének első egyértelmű bizonyítéka.

Felmerül a kérdés, hogy az alapállapotú hidrogénatom elektronja milyen perdülettel rendelkezik. A két lehetséges válasz: a klasszikusan is ismert pályaperdület, vagy az Einstein-de Haas-kísérletben is tapasztalt sajátperdület. Ha nincs sajátperdülete, csak pályaperdülete, akkor a pályaperdület $1 \cdot \hbar$ értéke mellett (Bohr-modell) megkapjuk a Stern-Gerlach-kísérlet eredményét, a $\mu = \mu_B \cdot 1$ -et. Ha csak sajátperdülete van, akkor kétszeres mágnessége is van hozzá, és (6.3) alapján $\mu = 2\mu_B \cdot \frac{1}{2}$ szerint kapjuk vissza a Stern–Gerlach-kísérlet eredményét, tehát ilyenkor a perdületre a Bohrmodellel ellentétben csak $\hbar/2$ marad. A két lehetséges válasz között egy újabb mérés dönt. A perdület nagysága a kvantummechanika szerint összefügg azzal, hogy hány részre bomlik fel az atomnyaláb mágneses térben (Stern–Gerlach-kísérlet) vagy egy színképvonal mágneses térben (Zeemaneffektus). A felhasadások száma dönti el, hogy a hidrogénatom elektronjának milyen fajta perdülete van.

6.1.3. Színképvonalak mágneses térben, a Zeeman-effektus

A XIX. század végén nagyszámú kísérleti tapasztalat halmozódott fel az atomok színképeiről. A színképek nagyon hasznos eszköznek bizonyultak, mert az elemek meghatározását tették lehetővé. A vonalak szerkezetének értelmezése nehéz feladatnak bizonyult, és a klasszikus fizikával nem magyarázható kvantumhipotézis kellett hozzá (Bohr-féle kvantumfeltétel). A színképvonalak mágneses térben történő viselkedése is alapvetően új gondolatokat hozott. Ezt kísérletben először P. Zeeman vizsgálta 1897-ben. Ő megmutatta, hogy a színképvonalak mágneses térben felhasadnak: ez a Zeemaneffektus. A felhasadás sokszor nagyon bonyolult színképstruktúrákat szolgáltat, de az esetek egy részét sikerült a klasszikus elektronelmélettel az atomok Thomson-modelljében megmagyarázni. A klasszikusan is magyarázható szerkezetet normális Zeeman-effektusnak hívjuk. A normális felhasadást Lorentz előre meg is jósolta 1896-ban (1902-ben közösen kaptak érte Nobel-díjat). A többi típusú felhasadást anomális Zeeman-effektusnak hívjuk, ennek magyarázatához a spin fogalma alapvetően hozzátartozik.

A spektroszkópia technikai fejlődésével az egyes vonalak finomabb szerkezete is megfigyelhetővé vált: Voltak ún. szingulett vonalak, melyeknek mágneses tér nélkül nem volt finomszerkezete. Más vonalak két, egymáshoz nagyon közel álló vonal együttesei voltak, ezeket hívjuk dubletteknek, értelmezésükről a következő fejezetekben lesz szó. A színképvonalak ezekbe nem sorolható részét hívjuk multipletteknek. A normális Zeeman-effektust a szingulett vonalak mutatják, anomális Zeeman-effektust a dublett és multiplett vonalaknál tapasztaltak.

A Zeeman-effektus mérésére szolgáló kísérletben – amit a 6.3. ábrán vázoltunk – a gerjesztett atomokat (legegyszerűbben gázt) két mágnes É–D pólusai között kialakított, jó közelítéssel homogén mágneses térbe helyezzük. A \vec{B} mágneses tér irányát hívjuk z iránynak. Ilyenkor a z irányra merőlegesen kilépő fénysugarakat (6.3.b ábra) egy kollimátorral kiválasztjuk, és prizmára vagy optikai rácsra (R) ejtve a színkép tanulmányozható. Normális esetben a mágneses tér nélkül ν_0 frekvenciánál található szingulett vonal felhasad három részre. A ν_0 mellé nála $\pm \Delta \nu$ frekvenciával magasabb és ala-

csonyabb frekvenciájú vonalak kerülnek (Lorentz-féle triplett). Mindhárom komponens síkban polarizált fénysugár. Az eredeti frekvenciánál tapasztalt vonal a mágneses tér irányában polarizált ún. π -komponens, a másik kettő az x és y irányban polarizált σ -komponensek. A tapasztalat és az elmélet szerint is a felhasadáskor a $\Delta \nu$ eltolódás arányos a mágneses tér nagyságával.



6.3. ábra. A Zeeman-féle kísérlet sematikus elrendezése és eredményeinek szemléltetése. Az a) esetben mágneses tér nélkül ν_0 frekvenciájú fényt detektálunk. A b) esetben a mágneses térre merőlegesen megfigyelve három vonalra hasad a színkép. A c) esetben a mágneses térrel párhuzamosan kilépő fénysugarak csak két frekvenciájú részre bomlanak (ezek cirkulárisan polarizált komponensek lesznek)

A normális Zeeman-effektus klasszikus magyarázatának alapja az, hogy az atom $\vec{\mu}$ mágneses momentumára homogén mágneses térben \vec{M} forgatónyomaték hat, emiatt az atom egész elektronrendszere forgásba jön, így a mágneses momentum is. A forgásra felírt $\dot{\vec{I}} = \vec{M}$ perdülettétel most így alakul: $\frac{1}{2}\dot{\vec{\mu}} = \dot{\vec{I}} = \vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B}$, vagy átalakítva:

$$\dot{\vec{\mu}} = \gamma \vec{\mu} \times \vec{B}.$$

Ennek megoldása az, hogy a $\vec{\mu}$ az atom mágneses momentuma és a vele párhuzamos \vec{I} perdület a \vec{B} mágneses indukció iránya körül $\omega_L = \gamma B$ szögsebességgel precessziót végez, azaz az atomban nyugvó elektronok x, y síkban forognak ezzel a frekvenciával. A $\nu_L = \omega_L/2\pi$ frekvenciát Larmorfrekvenciának nevezzük. Amikor az atom fényt bocsát ki, azt most úgy értelmezzük, hogy az atomi elektron ν frekvenciájú oszcillációt végez, \vec{r}' helyvektora időben $\vec{r}' = \vec{a} \cos \omega t$ szerint rezeg, ezért sugároz. Ha az atomon belül az elektron ν frekvenciával rezeg, valamint az atom ω_L szögsebességgel forog, akkor a rezgés és a forgás x és y irányú harmonikus rezgésekre bonthatók. Mindkét irányban a két rezgés összegzésekor egy $\nu + \Delta \nu$ és egy $\nu - \Delta \nu$ frekvenciájú rezgés összegét kapjuk. Végezzük ezt el az x irányra. Az atomon belül \vec{r}' helyvektor mutat az elektron helyére. Ennek x komponense a térbeli polárkoordináták felhasználásával $x = r' \sin \vartheta \cdot \cos \varphi = a \cdot \cos \omega t \cdot \sin \vartheta \cos \omega_L t$, a forgás és a rezgés miatt. Trigonometrikus azonosságokkal átalakítva

$$x = \frac{a}{2}\sin\vartheta\big(\cos{(\omega + \omega_L)t} + \cos{(\omega - \omega_L)t}\big).$$

Az y irányból észlelve a fényt x és z irányban polarizált módusokra bonthatjuk. (Részletesen lásd a következő alfejezetben.) Az x irányban polarizált módus (σ) azonban az atom precessziója miatt két eltolódott frekvenciájú rezgés összege lesz. A z irányban polarizált π -módus eltolódás nélkül észlelhető, azt a mágneses tér nem módosítja. Ez a modell a pályaperdületből számolt mágneses momentumokkal dolgozik (1896-ban Lorentz dolgozta ki), és kizárólag akkor használható, ha az atomban az elektronok sajátperdületei kompenzálják egy-



6.4. ábra. A nátrium D-vonal-dublettjének felhasadása külső mágneses térben

mást, csak pályaperdületből származó mágneses momentum van (ezek a szingulett vonalak).

Amikor magános elektron okozza az atom mágneses momentumát, akkor anomális felhasadást tapasztalunk. Erre példa a nátrium *D*-vonaldublettjének kisebb frekvenciájú tagja, ami négy vonalra hasad, két vonalpárosra, ahogy azt a 6.4. ábra is mutatja. Az anomális Zeeman-felhasadást a klasszikus fizika nem tudta megmagyarázni. Ez volt az egyik alapvető tapasztalat, amely az elektron sajátperdületének, vagy spinjének gondolatához vezetett. A Zeeman-effektus teljes magyarázata a kvantummechanika segítségével lehetséges, melyet a 6.4.2. alfejezetben tárgyalunk.

Ezt a vonalfelhasadást akkor nevezzük Zeeman-effektusnak, ha a külső mágneses tér nagysága kisebb az atomon belüli mágneses tereknél. Ilyenkor a Zeeman-felhasadás a multiplett vonalak távolságánál kisebb marad. Ha a külső mágneses tér miatti vonalfelhasadás a multiplettek vonalainak távolságát is eléri vagy meghaladja, akkor nagy mágneses térről beszélünk. Az ilyen nagy külső tér esetén a vonalak felhasadásának szerkezete megváltozik, nagy mágneses térben a pálya- és a sajátperdületekből származó mágneses momentumok belső terekből adódó szoros kapcsolata felbomlik. A Zeeman-effektusnál a pálya- és a sajátperdület mint egység vett fel különböző irányítottságú állapotokat. Nagy mágneses térben azonban a kétféle mágneses momentum közötti kapcsolat energianyereségét – amit az atomon belüli mágneses terek okoznak – legyőzi a külső tér hatása, energetikailag nyereséges lesz a spinnek a pályaperdülettől elfordulnia (szétcsatolódnak). A gerjesztett atom ilyen esetben úgy is adhat le egy fotont, hogy csak a pályaperdületből származó mágneses momentuma változik, vagy fordítva. A pályaperdület z komponense és a sajátperdület z komponense egymástól függetlenül vehetik fel értékeiket. Így az anomális felhasadásból is normális felhasadás lesz. Ez a Paschen–Back-effektus (1912).

6.1.4. A fotonok perdülete

A fényhullámok egyik fontos hullámtulajdonsága, hogy polarizálhatók. Ez például a kettős törésben és optikailag aktív anyagok esetén jelentkezik. Napjainkban elterjedtek a fényképezőgépekhez használatos polárszűrők, melyek a kívánt irányban polarizált fényt kiválasztják a kevert napfényből.

A polarizáció jelensége azzal van kapcsolatban, hogy az elektromágneses hullámokban két módus lehetséges. A Maxwell-egyenletek megoldása során az adódik, hogy az elektromos térerősség merőleges a hullám terjedési irányára, így az arra merőleges síkban két független irányba állhat. Ezt nevezzük a két módusnak (6.5. ábra). A térerősségek egy adott helyen időben szinuszosan változnak, de a két módusnak ϑ fáziskülönbsége lehet: $E_x = E_{x0} \sin(kx - \omega t), E_y = E_{y0} \sin(kx - \omega t + \vartheta)$. Ha a fáziskülönbség 0 vagy 180°, akkor a két módus azonos, ill. ellenfázisban rezeg, ekkor síkban polarizált hullámot kapunk a két módus eredőjeként. Ha a fáziskülönbség $\pm 90^{\circ}$ és a két módus amplitúdója is megegyezik, akkor cirkulárisan poláros fényről beszélünk. (Pontosan úgy, ahogy két azonos amplitúdójú és frekvenciájú, egymásra merőleges harmonikus rezgés összeadásakor, 90° fáziseltolódásnál a rezgések összege egy körmozgás.) A +90°-nál jobbra, a -90°-nál balra cirkulárisan poláros a fény (6.5. ábra). Minden elektromágneses hullámot fel lehet bontani két lineárisan polarizált módus lineáris kombinációjára. Másik lehetséges felbontás a jobbra, ill. balra cirkulárisan poláros módusok lineáris kombinációjaként történő felírás.

A fotonok perdületét vizsgáló kísérletet R. Beth 1936-ban végezte el [*Physical Review* **50** (1936) 115. oldal]. A kísérlet alapja, hogy a cirkulárisan poláros fény visszaverődésekor keletkező forgatónyomatékot méri precíziós torziós szállal. A kísérletben lineárisan poláros fénytől a cirkulárisan poláros



6.5. ábra. Az elektromágneses hullámok módusai és a fázistolás optikailag aktív anyagon

fényig változtatva a fényt a visszaverődéskor keletkező forgatónyomatékot mérte. A forgatónyomaték magyarázata, hogy a fénynek van perdülete, és visszaverődéskor annak a terjedési irányra vett komponense irányt vált, így megváltozik. Ez a perdületváltozás okozza a forgatónyomatékot. A kísérletben fontos szerep jut az optikailag aktív anyagból készült korongoknak, ezért nézzük át, mi történik egy ilyen kristályban.

Egy optikailag aktív anyag alapvetően anizotróp. Jellegzetessége, hogy a törésmutató irányfüggő. A kristályrácsban egy adott irányban rezgő fény (x irányú módus) n_1 törésmutatóval rendelkezik, míg a rá merőleges y módus egy másik, n_2 törésmutatójú. Szemléletesen, a felületen felrajzoljuk a kristályszerkezet két főtengelyét, ezek x és y irányúak, lásd a 6.5. ábra alsó részét. A felületre merőlegesen érkező fénysugárnak az x és az y módusa azonos frekvenciával rendelkezik, de az eltérő terjedési sebesség miatt ($c_a = c/n$) a két módus hullámhossza eltérő. Ezért az anyag d vastagságára nem ugyanannyiszor fér rá a két hullámhossz, azaz a két módus előzőleg ϑ fáziskülönbsége megváltozik δ -val. A δ fázistolás az anyag vastagságától függ. Megfelelően kialakított optikailag aktív anyaggal elérhető, hogy a beeső fény két módusának fáziskülönbségét 90°-kal tolja el, ezek a $\lambda/4$ -es lemezek, vagy a δ 180°-kal változzon, ez a $\lambda/2$ -es lemez.

Tekintsünk egy síkban polarizált fényt, amely ráesik egy olyan optikailag aktív anyagra, mely a két módusa között 90° fáziskülönbséget hoz létre. Ha a polarizáció síkja éppen illeszkedik az anyag x vagy y főirányával, akkor nem változik semmi, hiszen a két módusból az egyik nincs jelen. Ha azonban nem pont a főirányban van síkban polarizálva a fény, akkor a két főirányba eső komponensek 90° fáziskülönbségre tesznek szert az anyagon áthaladva, és a síkban polarizált fényből elliptikusan vagy cirkulárisan polarizált fény lesz. Cirkulárisan polarizált fényt akkor kapunk, ha az x és az y főirányok komponenseinek amplitúdója azonos, azaz ha a beeső fény síkja a főirányokkal éppen 45°-ot zárt be.



6.6. ábra. Beth kísérlete a foton perdületének meghatározására

A kísérlet elrendezése a 6.6. ábrán látható. Először egy Nicol-prizmával síkban polarizált fényt állítunk elő. Ez a fény először egy forgatható $\lambda/4$ - es lemezre esik (P lemez). A korong irányítottságától, azaz a beeső fény síkjának az x főiránnyal bezárt szögétől, φ -től függően más polarizáltságú fényt kapunk. Ezután a "polarizátor" korong után a fény egy $\lambda/2$ -es lemezen megy keresztül, mely vékony kvarcszálon függ a visszaverő koronggal együtt. A $\lambda/2$ lemez a forgási polarizációkat ellenkezőjére változtatja, ez megfelel egy perdület irányváltásnak, de a terjedési irány nem változik meg. Ezután a fény az 6.6. ábra szerint a visszaverő $\lambda/4$ -es korongra jut, aminek hátsó fele tükröző. Ezen összesen (oda-vissza) szintén $\lambda/2$ -nek megfelelő, azaz 180°-os

fázistolást szenved, de a terjedési iránya is megváltozik. Visszafelé az előző korongon ismét forgást vált a fény, és ezzel perdületet ad le, forgatónyomatékot gyakorol a korongra.

A mérésben a φ szög függvényében a forgatónyomatékot mérték. A kísérleti eredmények az mutatják, hogy $\varphi = 180^{\circ}$ -ban és 0°-ban nincs forgatónyomaték. Ha egy fénysugár lineárisan polarizált, azaz a jobbra és a balra cirkulárisan poláros összetevők aránya 1, akkor a fény összességében 0 perdületet hordoz a terjedési irányban. A $\varphi = \pm 90^{\circ}$ -ban viszont maximális forgatónyomatékot lehet mérni, ami azt bizonyítja, hogy a cirkulárisan polarizált fotonoknak van perdületük, aminek megváltozása a forgatónyomatékot okozza. Egyetlen foton perdületének terjedési irányra vett vetülete ezen kísérlet alapján $\pm \hbar$ -nak adódott. A foton perdületének nagysága ezen kísérletből nem határozható meg. Az egy pontból induló elektromágneses gömbhullámok perdületének nagysága lehet nagyobb is mint \hbar , de a perdület z-komponense csak $\pm \hbar$ lehet.

6.2. A kvantummechanika fogalomköre

A század elejének kísérleti eredményei az sugallták, hogy a mikrorészecskéknek hullámtulajdonságai vannak, az eddigi fejezetekben tárgyalt sok más kísérleti tapasztalat viszont azt mutatta, hogy egyes paraméterek, mint az energia, perdület, mágneses momentum diszkrét értékeit tapasztaljuk csak. A klasszikus fizika nem tudta ezeket a problémákat megoldani. A kvantumos viselkedést sikerült a lehetséges mozgások leszűkítésével, pl. kvantumfeltétellel értelmezni, de a kvantumfeltétel fizikai alapjai hiányoztak. Ezeket oldja meg egy új elmélet, a kvantummechanika, melynek kidolgozása E. Schrödinger (hullámmechanika), W. Heisenberg (mátrixmechanika), W. Pauli és P. A. M. Dirac nevéhez fűződik. A kvantummechanika új fogalmakkal dolgozik, más kérdésekre keresi a választ, mint a klasszikus mechanika. Egyenletei nem vezethetők le a klasszikus fizikából, de eredményeit a kísérletek ma már sok tizedesjegy pontossággal ellenőrizték. A hullámmechanika és a mátrixmechanika egyenértékűségét hamar bebizonyították. Ez egy új fogalomkör, a klasszikus fizikához képest egy más leírása a mikrovilágnak, a kvantummechanikai egyenletekből azonban makroszkopikus határesetben adódnak a klasszikus mechanika egyenletei, ez a korrespondencia-elv.

6.2.1. A kvantummechanikai állapot

A feladat az volt, hogy egységes elméletben kell egyesíteni a hullámtulajdonságokat (de Broglie), interferenciát (Davisson–Germer), a folytonosan változó és a csak diszkrét értékeket felvevő fizikai mennyiségeket. A meg-

oldás gyökeres fogalmi váltáson vezet keresztül. A klasszikus fizikában egy rendszert úgy írtunk le, hogy megadtuk az egyes elemeinek helyzetét és azt, hogy milyen erők hatnak. A rendszer állapotait a 3-dimenziós térben (euklideszi tér) elképzelt helyvektorok írták le. A hullámmechanikában ezzel szemben az állapotot az állapotfüggvény (más néven hullámfüggvény) írja le. A mikrorészecskék – kis térbeli tartományon vizsgálva őket – egyáltalán nem mondhatók pontszerűnek, inkább a hullámfüggvényük térbeli eloszlásáról lehet beszélni. A helyvektorok az euklideszi teret alkották, a kvantummechanikai állapotok egy ún. állapotteret alkotnak. (Akik szeretik a matematikai kifejezéseket: ez egy Hilbert-tér.) Az állapotfüggvény (Φ) fizikai tartalma sokáig vita tárgya maradt, de ma elfogadott jelentése az, hogy a hullámfüggvény abszolút értékének négyzete a részecske megtalálási valószínűségét adja. Ebből látható, hogy a kvantummechanikát átszövi a valószínűségek nyelvezete, amíg a klasszikus elméletben jól meghatározott pályákról beszéltünk. Most nem azt mondjuk, hogy a részecske itt vagy ott van, hanem hogy a tér egy adott tartományán milyen valószínűséggel található.

Kvantummechanika:	állapottér	állapotfüggvény	megtalálási valószínűség
Klasszikus mechanika:	3-dimenziós tér	helyvektor	pálya



6.7. ábra. A hidrogénatom alapállapotában az elektron elhelyezkedésének szemléltetése a Bohr-modellben és a kvantummechanikai hullámmodellben

Példaként említsük meg a hidrogénatom elektronját alapállapotban. A klasszikus fogalmakat használó Bohr-modellben az elektron körpályán kering a proton körül. A kvantummechanika fogalomkörében az elektronnak van egy hullámfüggvénye, ami gömbszimmetrikus, és a protontól mért távolsággal ez a függvény exponenciálisan lecseng, mint azt az elméleti tankönyvek részletesen megmutatják. (Lásd pl. Marx György: *Kvantummechanika* c. könyvében.) A függvény abszolútérték-négyzetének integrálja az egész térre 1, hiszen valahol biztos megtalálható a térben. Értelmes kérdés az lehet, hogy a protontól milyen távolságban van az a kis gömbhéj, ahol legnagyobb valószínűséggel található meg az elektron. Érdekes módon a válasz az, hogy ez éppen a Bohr által meghatározott pálya sugara.

6.2.2. Fizikai mennyiségek

A fizikai mennyiségek a klasszikus fizikában folytonos értékkészletű valós számok vagy vektorok, esetleg tenzorok voltak. A kvantummechanikának meg kellett oldani azt a problémát, hogy egyes fizikai mennyiségek csak diszkrét értékeket vesznek fel a kísérlet szerint. Ezért az új elméletben minden fizikai mennyiséghez egy *operátort* rendelünk, ami a hullámfüggvényre hat. A rendszert leíró egyenlet ily módon operátoregyenlet, általában parciális differenciálegyenlet. A fizikai mennyiség értéke, amit a rendszer egyes állapotaiban felvesz, és meg tudunk mérni, az az operátor *sajátértéke*. Az operátorok sajátértéke olyan matematikai fogalom, ami folytonos értékkészletű, vagy diszkrét értékkészletű is lehet, az operátor szerkezetétől függően.

A fizikai mennyiségek operátorai a rendszert leíró hullámfüggvényekre hatnak, amit az elmélet alapegyenlete (a Schrödinger-egyenlet) határoz meg. Tegyük fel, hogy az X fizikai mennyiség értéke a Φ állapotban pontosan x, ilyenkor az X-et leíró operátor (\hat{X}) az x sajátértéket veszi fel. Ekkor ezt így írhatjuk:

$$X\Phi = x\Phi,$$

és Φ-t ilyenkor sajátfüggvénynek hívjuk.

Fizikai mennyiségek mérése. Nem mindig áll fenn az a helyzet, hogy az alapegyenletből adódó hullámfüggvény egy adott fizikai mennyiség operátorának sajátfüggvénye. Ekkor azt mondjuk, hogy ennek a fizikai mennyiségnek, mondjuk X-nek, az értéke nem meghatározott. Mérésben csak sajátértéket tudunk mérni, és ezek közül bármelyik lehet a mérési eredményünk értéke valamilyen valószínűséggel. A hullámfüggvények nyelvén ez azt jelenti, hogy a rendszert leíró hullámfüggvény az \hat{X} operátor sajátfüggvényeinek lineáris kombinációjaként állítható elő. Méréskor ezek közül választunk ki egyet a mérés körülményétől függő valószínűséggel, és az ehhez tartozó sajátérték lesz a mérés eredménye.

A hullámfüggvény leírására Erwin Schrödinger egy hullámegyenletet dolgozott ki, ami a nem-relativisztikus kvantummechanika alapegyenlete. Az egyenletnek olyan differenciálegyenletet kellett keresni, ami szabad részecske esetére visszaadja a síkhullám – hullámcsomag – megoldást és így összhangban van az elektroninterferencia-kísérletek eredményeivel (Davisson– Germer). A Schrödinger-egyenlet ilyen, és a makroszkopikus határesetekben visszaadja a klasszikus mechanika nem-relativisztikus törvényeit. A nagy sebességekre is alkalmazható kvantummechanikai egyenletet – ami például az elektront, müont, neutrínókat leírja – P. A. M. Dirac fejlesztette ki, ez a relativisztikus kvantummechanika alapegyenlete, neve Dirac-egyenlet. Ezen egyenletek pontos alakjával, részleteivel most nem foglalkozunk, csak az eredményeit tárgyaljuk. Az egyenletek felírása és megoldása kvantummechanika könyvekben található meg.

A klasszikus mechanikában a rendszerben ható erők játszottak centrális szerepet, a kvantummechanikában viszont a rendszer energiája, a különböző kölcsönhatásokból származó potenciális energiák és a mozgási energia az alapvető, és ezek ismerete alapján lehet az alapegyenleteket megoldani. Az energiához tartozó operátort Hamilton-operátornak hívjuk (ez a klasszikus mechanika Hamilton-függvényére utal). A Hamilton-operátor felírása minden kvantummechanikai probléma kiindulópontja.

6.2.3. Fizikai mennyiségek operátorai és a Schrödinger-egyenlet

A három legalapvetőbb fizikai mennyiség a *hely*, a *lendület* és az *energia*. Ezek operátorát tekintsük át először, majd kikövetkeztetjük a pályaperdület operátorát is.

Hely. A hely operátorát koordinátánként értelmezzük. Az x koordináta operátora (\hat{X}) az x függvényváltozóval való szorzás. Ennek az operátornak a sajátfüggvénye egy olyan általánosított függvény (disztribúció), amely az x tengely mentén csak egy adott x_0 értéknél különbözik zérustól (és ott végtelen), ahol a részecske található. (Ezt hívjuk Dirac-deltának.)

Lendület (impulzus). A lendület operátorát úgy állapítjuk meg, hogy a sajátfüggvénye megegyezzen a szabad részecskének (pl. elektronnak) a hullámfüggvényével. Ez pedig a de Broglie által bevezetett és az interferenciakísérletekkel igazolt síkhullám (szorítkozzunk most csak 1 dimenzióra, az x irányra):

$$\Phi = Ae^{\frac{i}{\hbar}(px - Et)}$$

Az egyetlen síkhullámmal leírt szabad részecske impulzusa egy meghatározott érték, ezért itt az impulzusnak konkrét értékét várjuk. Összegezve, a síkhullám legyen az impulzus operátorának sajátfüggvénye. $\hat{P}\Phi = p\Phi$. Hogyan tudjuk lehozni a síkhullám elé a kitevőben szereplő *p*-t? A deriválás operátora alkalmas erre:

$$\hat{p}_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}.$$

Három dimenzióban az impulzus egy vektoroperátor, ami annyit jelent, hogy három operátor alkotja: $(\vec{\hat{p}} = \frac{\hbar}{i}\nabla)$. Az impulzusoperátor sajátértékei folytonosan változhatnak, nem diszkrét értékűek.

Az egyes fizikai rendszert leíró állapotfüggvények állapotteret alkotnak. A fizikai mennyiségek operátorai az állapottér egyes függvényeihez rendelnek más függvényeket ugyanebből a térből. Elképzelhető, hogy két operátor egymás után hat egy állapotfüggvényre, ezt hívjuk az operátorok szorzatának (egymás utáni elvégzésének). Fontos tulajdonság, hogy nem mindegy melyik operátor hat először a függvényre. Például nem mindegy, hogy először deriválunk x-szerint egy függvényt (p_x) , és utána szorzunk x-szel, vagy fordítva. Ezt a tulajdonságot úgy fogalmazhatjuk, hogy a két operátor nem felcserélhető: $\hat{x}\hat{p}_x - \hat{p}_x\hat{x} \neq \hat{0}$.

Energia. Az energia is fizikai mennyiség, ami sokszor kvantumos értékeket vesz fel. Az energiát a síkhullámból hasonlóan lehet előállítani, mint az impulzust, hiszen egy síkhullám energiája is adott érték, az energiaoperátornak is sajátfüggvénye a síkhullám:

$$\hat{H} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}.$$

Az energiaoperátor, más néven a Hamilton-operátor a hullámfüggvény időbeli fejlődését is meghatározza. Ha az energia operátorának ezt az alakját minden más, nem síkhullám esetre általánosítjuk, akkor az időfüggő Schrödinger-egyenletet kapjuk:

$$i\hbar \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \hat{H}\Phi.$$

Ha egy rendszerben az energia megmarad, akkor $\hat{H}\Psi = E\Psi$, a hullámfüggvény az energiaoperátor sajátfüggvénye kell legyen, és ekkor az időfüggés így adható meg: $\Phi(x,t) = \Psi(x)e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$. Ezek a *stacionárius állapot*ok, és a helyfüggésük az érdekes probléma.

Kérdés, hogy mi van elrejtve az energia operátorában? $E = E_m + E_h = T + V$, az összenergia a mozgási és a helyzeti energiák összege. Az impulzus operátorát már ismerjük, a mozgási energia nem-relativisztikusan $T = \frac{p^2}{2m}$ alapján felépíthető. A helyzeti energia operátora pedig általában csak a helytől függő tagokat tartalmaz, operátora úgy hat, hogy V(x) értékkel megszorozza a hullámfüggvényt. $E = \frac{p^2}{2m} + V$ alapján a Hamilton-operátor a következőképpen konstruálható meg: $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(x, y, z)$. Itt Δ a Laplace-operátor. Így kapjuk az időfüggetlen Schrödinger-egyenletet a stacionárius állapotokra:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Phi + V(x,y,z)\Phi = E\Phi.$$

Ez egy sajátérték-egyenlet, ami az E sajátértékeken keresztül "kiválasztja" a rendszer lehetséges energiáit.

Pályaperdület, \vec{L} . Az impulzus és a hely operátorát már bevezettük, ezekből származtatjuk a pályaperdület operátorát. Klasszikusan az $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$. Például z komponense $L_z = xp_y - yp_x$. A kvantumelméletben (a hely és a lendület operátorát felhasználva) az ennek megfelelő \hat{L}_z operátor:

$$\hat{L}_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right).$$

Ha áttérünk polárkoordinátás leírásra, akkor \hat{L}_z sokkal egyszerűbb alakot ölt, csak az azimutszög szerinti deriválás szerepel benne:

$$\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

Hasonlóan \hat{L}_x , \hat{L}_y is megadható. A perdület nagyságára jellemző operátor az \hat{L}^2 operátor, a klasszikus abszolútérték-négyzet megfelelője. Klasszikusan $L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2$; operátorok esetén is teljesen analóg módon kell az \hat{L}^2 operátort értelmezni. Ez meglehetősen bonyolult szerkezetű operátor, ha polárkoordinátákat használunk, egyszerűsödik a helyzet, és azt tapasztaljuk, hogy az L^2 pontosan úgy hat egy csak φ -től és ϑ -tól függő függvényre, mint a Laplace-operátor. Ezt úgy fejezzük ki, hogy a Laplace-operátor szögfüggő része arányos \hat{L}^2 -tel. Így építhetők fel a kvantummechanikai operátorok a korábbi tapasztalatok és analógiák alapján.

Tekintsük át az \hat{L}_z , \hat{L}^2 sajátértékeit is. \hat{L}_z sajátfüggvényei az $e^{\mathrm{im}\,\varphi}$ komplex függvények, ahol m egész értékeket vehet csak fel, mert így lesz a függvénye 2π szerint periodikus. A sajátértékek: $m\hbar$. Az \hat{L}^2 operátor sajátfüggvényei a matematikában jól ismert gömbfüggvények, $Y_{lm}(\varphi, \vartheta)$, l pozitív egész szám, m egész szám. Az L^2 ehhez tartozó sajátértéke: $l(l+1)\hbar^2$, m-től függtlenül. Tájékozódásképpen néhány gömbfüggvényeket, mint differenciálegyenletek megoldásait definiálhatjuk (többek között).

6.1. táblázat. Néhány gömbfüggvény analitikus alakja

$Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}};$	$Y_{1,-1} = \frac{\sqrt{3}}{2}\sin\vartheta \cdot e^{-\varphi};$	$Y_{10} = \frac{\sqrt{3}}{2}\cos\vartheta;$	$Y_{11} = \frac{\sqrt{3}}{2}\sin\vartheta \cdot e^{\varphi}$

Nem véletlenül használtuk itt az *m* indexet. Az \hat{L}_z operátor felcserélhető \hat{L}^2 -tel! Ez azt jelenti, hogy $\hat{L}_z \hat{L}^2 - \hat{L}^2 \hat{L}_z = \hat{0}$. Az $Y_{lm}(\varphi, \vartheta)$ függvények az

 \hat{L}_z operátornak is sajátfüggvényei, méghozzá a sajátérték a második index \hbar -szorosa, $m\hbar$. Azonban van egy kikötés: $m \operatorname{csak} -l$ és l közötti egész számok értékeit veheti fel. Az adott l-hez tartozó gömbfüggvényből 2l + 1darab van. Ennyiféle lehet az "l nagyságú" pályaperdület z komponensének értéke a kvantummechanika szerint. A perdület tehát tipikusan egy kvantált mennyiség, ahogy azt a Stern–Gerlach-kísérlet eredményei már jelezték. Az alábbi táblázatban összefoglaljuk az eddig ismertetett operátorokat és fontosabb tulajdonságaikat.

fizikai mennyiség	jele	operátora	sajátfüggvénye
hely, x koordináta	X	$x \cdot$	Dirac-delta
impulzus <i>x</i> -komponens	p_x	$-i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$	síkhullám
energia	H	$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$	$\varphi(x)e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$, stacionárius állapot
pályaperdület	L^2	$\Delta_{\varphi,\vartheta}$	gömbfüggvények $Y_{l,m}$
pályaperdület z-komp.	L_z	$-i\hbar\frac{\partial}{\partial\varphi}$	$e^{\mathrm{im} \varphi}$
mozgási energia	$\frac{p^2}{2m}$	$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta$	síkhullám
helyzeti energia	V(x)	V(x).	

6.2. táblázat.

6.2.4. A határozatlansági relációk

A kvantummechanikában a mérést úgy tekintjük, mint egy sajátérték kiválasztását a lehetségesek közül. Ha nem sajátállapotban van a rendszer, akkor minden sajátértéknek van valamekkora valószínűsége.

Nézzük példaként az A fizikai mennyiséget. Adott egy állapot, az állapotfüggvénye $\Psi(x)$ meg van adva. Egy A fizikai mennyiség \hat{A} operátorának a_i sajátértékeit mind valamilyen p_i valószínűséggel kapjuk a mérés eredményeként ebben az állapotban. Ha sokszor megmérjük A-t egymástól függetlenül, akkor kapunk egy átlagos értéket: $\bar{a} = \sum_i p_i a_i$. Nem mindig mérjük ugyanazt az a_i értéket, ezt úgy mondjuk, hogy a mérésnek van bizonytalansága. (Akármilyen pontos műszerrel mérve!) Legyen $(\Delta A)^2$ az átlagtól való eltérés négyzetének átlagos értéke, mely megmondja, hogy ebben az állapotban az A mennyiség értéke mennyire van "elkenve", várhatóan mennyire fog eltérni a mért érték az átlagostól: $\Delta A = \left(\sum_i p_i(a_i - \bar{a})^2\right)^{1/2}$. A Heisenbergféle határozatlansági reláció erről a bizonytalanságról szól. Fel kell használni egy matematikai tételt: ha két operátort egymás után alkalmazunk és az eredmény független attól, hogy melyiket alkalmaztuk először, akkor ennek

a két operátornak közös sajátfüggvényei vannak, és felcserélhetőek. Ha viszont az eredmény függ a sorrendtől, akkor a sajátfüggvények nem közösek, a két mennyiséget nem lehet egyszerre pontosan mérni. A pontos mérési eredmény azt jelentené, hogy az állapotfüggvény éppen az adott mennyiség egyik sajátfüggvénye, de akkor nem lehet a másiké is. Ilyen nem felcserélhető esetre példa a hely és az impulzus. A deriválás és az x-szel történő szorzás nem cserélhető fel! Az ilyen nem felcserélhető mennyiségpárokra áll fenn a határozatlansági reláció. A kvantummechanika fogalmaival a határozatlansági reláció azt mondja ki, hogy ha két operátor nem felcserélhető, akkor egy adott állapotban a két operátor szórásának szorzata mindig nagyobb mint egy pozitív konstans. A hely és lendület operátorai esetében:

$$\Delta x \Delta p_x \ge \frac{\hbar}{2}.$$

6.2.5. Kvantummechanikai perdületvektorok

Spin. Az elektronnak, mint láttuk, van egy olyan tulajdonsága, amit a kísérleti eredmények értelmezéséhez fel kellett tételezni, ez a sajátperdület, azaz a spin (Goudsmit és Uhlenbeck 1925). A spin a relativisztikus kvantummechanikai egyenletből (Dirac-egyenlet) is értelmezhető. A perdület akkor marad meg, ha a pályaperdülethez még a spin operátorát is hozzáadjuk, és ez az elektrontól elválaszthatatlan tulajdonság, ezért a sajátperdület elnevezés. Az elektronspin operátorának matematikai bevezetését és leírását most nem részletezzük. A spinoperátorok szerkezete a pályaperdület operátorokéval analóg. Az S_z és S^2 operátorok sajátértékeire vagyunk általában kíváncsiak, a sajátfüggvények azonban nem a pályaperdületnél megismert analitikus függvények.

A hidrogénatom elektronjának perdülete. Vizsgáljuk meg, hogy a hidrogén alapállapotában az elektron perdülete mekkora. A pályaperdület kvantumos leírásából azt láttuk, hogy az l = 1 pályaperdület 3 irányba állhat (m = -1, 0, +1). Ez esetben a Stern-Gerlach-kísérletben három komponensre bomlana az atomnyaláb, azonban csak kettőre bomlik a hidrogén esetén, ezért a mágneses momentuma nem lehet pályaperdületből származó. Ez esetben a sajátperdületből származik, így a g-faktor ilyenkor 2, a perdülete (mint láttuk az Einstein-de Haas-kísérlet után) $\hbar/2$ lehet csak. Ez összhangban van azzal a következő alfejezetben tárgyalandó állítással, hogy a hidrogén alapállapotában az elektron pályaperdülete zérus, ezért ott csak a sajátperdület okoz mágneses momentumot. Általában azonban mind a két perdület létezik, így az atomi elektronok leírására a teljes perdület vektorát is használjuk. Az elektron teljes perdülete a

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

vektoroperátor, amit a perdületek kvantummechanikai összeadási szabálya alapján kell kiszámolni (lásd később).

Kvantummechanikai perdületvektorok leírása. A perdületoperátorok minden sajátértékét kiszámolhatjuk, ha megadunk egy számot. Ezt hívjuk a típusnak, vagy perdület-kvantumszámnak. Például az elektron spinje 1/2- es típusú, a héliumatom magjának perdülete 0-s típusú kvantummechanikai perdületvektor. Jelöljük a perdületoperátor négyzetét \hat{I}^2 -tel, harmadik komponensét \hat{I}_z -vel és a típust *i*-vel. Ekkor

$$\hat{I}^2$$
 sajátértéke $\rightarrow \hbar^2 i(i+1),$

azaz a perdületvektor hossza adott, ha *i*-t rögzítjük. Ilyen feltételek mellett 2i+1 különböző állapota lehet a rendszerünknek, azaz 2i+1 irányban állhat a perdületvektor. Ezeket az \hat{I}_z operátor különbözteti meg:

$$I_z$$
 sajátértékei $\rightarrow m\hbar$, $m = -i, -i + 1, \dots, i$.

Ezzel minden sajátértéket megadtunk. A perdület típusa nem más, mint a harmadik komponens legnagyobb sajátértéke \hbar -sal osztva. Ez a séma igaz L, S, J, I, F fajtájú perdületekre is (nemcsak L-re, ahogy azt az előző fejezetben láttuk). A szokásos jelölés szerint ezek sorrendben: pályaperdület L, spin S, elektron teljes perdülete J, atommag teljes perdülete I, atom teljes perdülete ($\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$).

Az elektron spinje 1/2 típusú, s a kísérletek megmutatták, hogy a protonnak, neutronnak is 1/2-es a spinje.

Kvantummechanikai perdületvektorok összeadási szabályai. Legyen egy i_1 és egy i_2 típusú perdületvektorunk. Kérdés, hogy ezek kvantummechanikai összege milyen típusú perdület lehet. $\vec{I}_1 + \vec{I}_2 = \vec{I}_3$, tehát I_3 típusát keressük. Mostantól az operátorok jelölésénél a "kalap"-jelet elhagyjuk. Az elmélet szerint a következő összefüggés áll fenn, amit a kvantummechanikai perdületvektorok összeadási szabályának hívunk:

$$|i_1 - i_2| \le i_3 \le |i_1 + i_2|.$$

Az eredő típusa a két kvantumszám különbsége (annak abszolút értéke) és összege közötti, ezektől egész értékkel különböző számot vehet fel. Például, ha egy kételektronos rendszert vizsgálunk, és annak eredő spinje a kérdés, akkor két 1/2 típusú spint kell összegezni: $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0, 1$. Az $\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$ és az $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$ közötti összes egész szám lehet az összegspin típusa, tehát 0 vagy 1. Ezt úgy szokás interpretálni, hogy vagy azonos irányban áll egymáshoz képest a két spin, és az eredő típusa 1, vagy ellentétesen állnak, és akkor az összeg egy 0-s spin. Figyeljük meg, hogy hány állapot lehetséges ilyenkor. Az 1/2-es spin kétféle állapotban lehet, melyeket az S_z operátor különböztet meg, ezt úgy mondjuk, hogy felfelé vagy lefelé állhat. Két ilyen spin összesen négyféle állapotot alkot. Ebből a négyből három állapot tartozik az 1-es típusú összeghez, ennek az összegnek a z komponensei -1, 0, 1 lehetnek. A maradék negyedik állapot tartozik a 0-s összeghez. Egy másik példa, ha egy 3-as és egy 3/2-es kvantummechanikai perdületvektort adunk össze. Ekkor $3 - \frac{3}{2} = \frac{3}{2}$ és $3 + \frac{3}{2} = \frac{9}{2}$ között minden ezektől egész számmal különböző értéket felvehet az eredő kvantumszáma. Így $i_3 = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}$ és $\frac{9}{2}$ lehet.

Mágneses momentum. A mikrorészecskék mágneses momentuma, M, arányos a perdületükkel, az arányossági tényező a giromágneses faktor. A dimenziótlan giromágneses faktort (g-faktor, definícióját lásd a 6.1.2. alfejezetben) használva:

$$\vec{M} = g \frac{e}{2m} \vec{I}.$$

Az arányosság miatt ezeket is a kvantummechanikai perdületvektorok csoportjába soroljuk. A mágneses momentum nagysága (számértéke), konvenció szerint, a z-komponensének legnagyobb sajátértéke. Ez \hat{I}_z legnagyobb sajátértékű ($i\hbar$) állapotához tartozik:

$$\mu = g \frac{e}{2m} i\hbar = g\mu_x i.$$

Itt μ_x a magneton, a mágneses momentum dimenziója ebben van, *i* a perdület típusa. Ha elektronról beszélünk, x = B, a Bohr-magnetont kapjuk. Ha atommagokról van szó, akkor *m* helyére nem az elektron tömegét, hanem az atomi tömegegységet írjuk, és $x = \max \mu_{mag} = \mu_N$ neve ilyenkor mag-magneton.

6.3. Atomi elektronpályák

Az atomok első kvantummechanikai leírása a Schrödinger-egyenlet alapján történt. Ez nemrelativisztikus egyenlet, ezért a pontosabb leíráskor korrekciókra szorul. A kvantummechanikai megközelítések mindig egy potenciállal számolnak, de az atomi elektronok egymás közötti taszítását nehéz pontosan figyelembe venni, így a többelektronos atomok leírásakor a kvantummechanikai egyenletek meglehetősen elbonyolódnak. A kvantummechanika egyenleteit csak a legkisebb atomra, a hidrogénatomra lehet pontosan kiszámolni, és az atompályák alakját most nem-relativisztikusan fogjuk tárgyalni. A Schrödinger-egyenlet megoldása a hidrogénatomra lényeges fizikai tulajdonságokra mutat rá. Többelektronos atomokra is a hidrogénnél
kapott pályák használatával lehet első közelítésben az elektronrendszert leírni. Ezzel az elemek periódusos rendszerét jól lehet értelmezni. A hidrogén energiaszintjeinek van finomabb szerkezete is, amit csak a relativisztikus Dirac-egyenlet magyaráz. Sőt olyan kísérleti tapasztalat is van, ami ezen is túlmutat, ez a Lamb-eltolódás.

6.3.1. Az atomi elektronok kvantumszámai

A hidrogénszerű ionok és a hidrogénatom egyelektronos rendszerek, ezeknél az elektron-elektron kölcsönhatást nem kell figyelembe venni, így van esély az analitikus megoldásra. Az időben állandó energiájú állapotok hullámfüggvényeit keressük, ezek leírják az atomi elektron térbeli elhelyezkedését a megtalálási valószínűség nyelvén, ezeket hívjuk atompályáknak.

Az egyelektronos atomok esetén az elektron energiája a mozgási energiából és a Coulomb-féle potenciális energiából áll, ezekkel a Schrödingeregyenlet felírható:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi - \frac{kZe^2}{r}\Psi = E_n\Psi.$$

Itt m az elektron tömege, pontosabban a mag és az elektron redukált tömege, Z az atommag rendszáma, e az elemi töltés, E_n az adott állapot energia-sajátértéke. Az egyenlet megoldása nem feladatunk, az eredmény az, hogy jól meghatározott energiaértékek mellett létezik csak megoldás, ezért van az atomoknak vonalas színképe. Sőt, minden energiához több sajátfüggvény (többféle pálya) tartozik. Ezt úgy mondjuk, hogy az energia-sajátérték degenerált. A hullámfüggvények analitikusan $\Psi(r, \varphi, \vartheta) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\varphi, \vartheta)$ típusú kifejezésekkel adhatók meg. A több azonos energiájú állapotot meg lehet különböztetni más fizikai mennyiségek itt felvett értékeivel. Ezek a pályaperdület és annak harmadik komponense. L^2 és L_z felcserélhető az energiaoperátorral, ezért az állapotok L^2 -nek és L_z -nek is sajátfüggvényei (ezért tűnnek fel Ψ -ben a gömbfüggvények). E mögött a perdület megmaradása húzódik, ami fennáll, hiszen az erőtér centrális. Az energia- és a perdületoperátorok sajátértékeit leíró dimenziótlan számokat nevezzük kvantumszámoknak.

Az egyenletek megoldása azt mutatja, hogy az E_n energia-sajátértékek megegyeznek a Bohr-modell energiáival:

$$E_n = -13.6 \text{ eV} \frac{Z^2}{n^2}.$$

Az adott energiához tartozó állapotfüggvények már bonyolultak. A fenti Schrödinger-egyenlet szögfüggő része nagyon hasonlít az $L^2 \Psi = k \Psi$ egyenletre. A megoldás szögfüggő részét éppen az $Y_{lm}(\varphi, \vartheta)$ gömbfüggvények adják, amelyeket már említettünk a perdületvektorok leírásánál. A radiális

rész mindig egy exponenciális és egy polinom szorzata. A Ψ állapotfüggvényben megjelennek a gömbfüggvények, melyeknek két indexe van, és a részletes analízis szerint ezektől az energia nem függ. Minden hullámfüggvényt az eddigiek alapján három számmal jellemezhetünk: n,l,m. Az n utal az energiaértékre, l az L^2 operátor sajátértékére és m az L_z sajátértékére. Ezeken kívül van még egy kvantumszám, ami a Schrödinger-egyenletben nincs benne. Ez a spinkvantumszám. Azt tapasztalati úton már tudjuk, hogy létezik az elektronnak sajátperdülete, így ez lesz a negyedik kvantumszám: s, amely azt írja le, hogy az elektron sajátperdületének z-komponense kétféle lehet: s = 1/2 vagy s = -1/2 (egyelektronos állapotokban). Ezt a négy számot hívjuk az atomi elektronok állapotait leíró kvantumszámoknak.

Összefoglalva, az adott E_n energia-sajátértékű állapotfüggvények az L^2 operátor sajátfüggvényei is $l(l+1)\hbar^2$ sajátértékkel, és az L_z operátor sajátfüggvényei is egyben $m\hbar$ sajátértékkel. Az elektronállapotokat négy kvantumszám határozza meg: n, l, m, s.

Az előző fejezetben már említettük, hogy a gömbfüggvények olyanok, hogy az m kvantumszám -l és l közé eső egész lehet csak. Milyen lehet azonban az l sajátérték? A részletes analízis azt mutatja, hogy az elektron állapotfüggvényei akkor lesznek nagy távolságban lecsengő függvények, ha l egy 0-tól maximum n - 1-ig terjedő egész szám. Ezzel minden feltételt ismerünk, meg lehet számolni, hány állapot tartozik egy energiához a Schrödinger-féle hullámelméletben.

Az adott E_n energiájú állapotok összességét hívjuk héjnak, a periódusos rendszeren ezek egy-egy sort jelentenek. Az n kvantumszám neve: főkvantumszám. Ez az állapot energiájára jellemző a Schrödinger-képben. (Az energiaszintek még finomabb részletekkel rendelkeznek, ezt a következő fejezetben fogjuk áttekinteni.) Az L^2 sajátértékét jellemző l kvantumszám a mellékkvantumszám, ez a pályaperdület nagyságát (típusát) adja meg. Az L_z sajátértékeit jellemző kvantumszám, az m mágneses kvantumszám pedig a pályaperdület z-komponensének nagyságát határozza meg. Ez utóbbi nevét onnan kapta, hogy külső mágneses térben (Zeeman-effektus) az energiához a mágneses helyzeti energiát is hozzá kell számolni, $-\vec{\mu}\vec{B} = -g\mu_B L_z B$, ha a spint nem számoljuk. Ilyenkor a mágneses tér miatt a különböző m-hez tartozó állapotok energiája különböző lesz, az energiaszint felhasad.

Hány állapot van egy héjon? Minden *l*-hez 2l+1 darab különböző irányítottságú állapot tartozik, és minden *n*-hez *n*-féle mellékkvantumszám lehet, ezek összege $\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$. Összesen tehát $2n^2$ állapot tartozik egy energiához, a spinkvantumszámot is beleszámolva. Pontosabban szólva, ezek egy adott főkvantumszámhoz tartoznak, hiszen majd látjuk, hogy a relativisztikus egyenletből ezen energiaszinteknek finomszerkezete adódik, ami a tapasztalattal nagyon jól egybeesik. Egy héjon a különböző l mellékkvantumszámokhoz tartozó állapotok alkotják az alhéjakat. A mellékkvantumszám értékeit hagyományosan betűkkel jelöljük: $l=0 \rightarrow s, \ l=1 \rightarrow p, l=2 \rightarrow d, \ l=3 \rightarrow f.$ Ezek az alhéjak a periódusos rendszeren jól elkülöníthető tartományokat alkotnak.

Többelektronos atomok. Ha egy atomhéjon több elektron tartózkodik, akkor azt mondjuk, hogy ezek – vagy legalábbis a leginkább érdekes vegyértékelektronok – majdnem olyan pályákon mozognak, mint amit a hidrogénatom megoldásakor kapunk. Ilyenkor azt kell figyelembe vennünk, hogy egy pályán maximum két, spinkvantumszámban különböző elektron tartózkodhat. Ez a Pauli-elv atomi elektronokra. Nézzük például a Li-atomot, ez a második sorban van a periódusos rendszerben, a vegyértékelektronja a 2s pályán mozog. Itt igazából a Li másik két elektronjának hatását is figyelembe kell venni, de ez első közelítésben megtehető úgy, hogy a két elektron lezárt héja csak az atommag töltését árnyékolja le, más hatása nincs. Ilyenkor a vegyértékelektron úgy mozog, mint a hidrogénatom elektronja egy gerjesztett állapotában. Azt mondhatjuk, hogy a hidrogénre kiszámolt 2s pálya alakja itt is érvényes. Ugyanígy a többi alkálifématom vegyértékelektronjára is nagyjából igaz ez, csak az n = 2 helyett nagyobb főkvantumszámot alkalmazva. Azonban van egy különbség, az, hogy az atomtörzs nem árnyékolja le teljesen az atommagot, a vegyértékelektron 1-nél nagyobb "effektív" töltésű vonzócentrumot érez. Másik példa legyen a szén. Itt 4 elektron van a második héjon, az s alhéj be van töltve, a p pályákra marad 2 elektron. Ezek a 2p pályán mozognak, melynek alakja majdnem azonos a hidrogénszerű alakkal. Az első különbség az, hogy az n = 2 héjon az l = 0 és az l = 1mellékkvantumszámmal jellemzett alhéjak energiái különböznek, elsősorban az előbb említett leárnyékolás miatt. Igazából egy alhéj pályáinak energiái is különböznek az atomtörzs mágneses hatásai miatt, de ezt úgy vesszük figyelembe, hogy megmondjuk az egyes alhéjakon az elektronállapotok betöltődési sorrendjét (Hund-szabály).

6.3.2. Az elektronállapotok alakja

Az E_n energiasajátértékekhez tartozó állapot energiája visszaadja a Bohrmodell eredményét. A Bohr-modellben kiszámolt pályasugárnak viszont itt nincs jelentése, hiszen az elektront a hullámfüggvény írja le, ami a megtalálási valószínűség térbeli eloszlását határozza csak meg. Az elektron "elkent" az atommag körül. A klasszikus pályasugárnak azonban van megfelelője, az elektron radiális megtalálási valószínűségének (6.8. ábra), $\rho(r)$ -nek ennél a sugárnál van maximuma:

$$\rho(r) = |\Psi|^2 4\pi r^2.$$

Példaként vizsgáljuk meg az 1s pálya alakját. Ilyenkor n = 1, l = 0, a mágneses kvantumszám m = 0 lehet csak, a hullámfüggvény szögfüggő része az Y_{00} gömbfüggvény, ami iránytól függetlenül konstans. A hullámfüggvényt a radiális része határozza meg, és

$$\Psi_{1s} = \frac{1}{\sqrt{\pi a_0^3}} e^{-r/a_0}$$

A radiális sűrűség ~ $r^2 e^{-2r/a_0}$, ennek r szerinti deriváltja akkor zérus, ha $r = a_0 = \frac{ke^2\hbar^2}{m_e}$ a Bohr-sugár.



6.8. ábra. Néhány radiális elektroneloszlás a hidrogénatom esetén

Az atompályák alakját jól szemlélteti a $|\Psi|^2$ megtalálási valószínűség eloszlása. Néhány atompályára ezt a 6.9. ábra szemlélteti. Az atompályák lerajzolásánál felmerül az a probléma, hogy a hullámfüggvény φ -től függő része egységnyi abszolút értékű komplex szám $(e^{im \varphi})$, az abszolútérték-képzésnél ez mindig 1 lesz, így az m-ben lévő információ elvész. Ezért elterjedt ábrázolása az atomi elektronpályáknak, hogy nem a tiszta hullámfüggvények abszolút értékét ábrázoljuk, hanem két ellentétes mágneses kvantumszámú állapot összegét és különbségét szemléltetjük, ezek mindig valós függvények. Így ábrázolja a 6.9. ábra is a hullámfüggvényeket. Ezeknek a pályáknak szemléletes tulajdonságai vannak. Vannak ugyanis csomógömbjeik vagy csomósíkjaik. Ezek matematikai korrektséggel a hullámfüggvény alakjából levezethetők, mi most csak az eredmény vizuális tulajdonságait gyűjtjük csokorba. Az *l* mellékkvantumszámú állapotoknak *l* darab csomósíkja van. Ez azt jelenti, hogy ebben a síkban az elektron megtalálási valószínűsége zérus, és mégis mindkét oldalán megtalálható az elektron. Több csomósík

	State Ba							8
(und)	1+2 - 0 - 2 - 0						ě	Š
10-1)C-1	a new ren						Ř	-
	- w-0					1	4	
のないない	1 2 m-2				8	0	8	8
I-2 (6-Bildron)	1-1 1-1				8		R	98
	- m-0							
(usual)	R=1 m=-1		8		8		8	8
3-OIC-F	Owlu				00		00	
(-0'(s-Beldron)	m- 0	•	•		•			
* () * ()	2.00	-	an and the second second second	an the cost of the late	and a second second	Contractor Pro-	AND STORED AND AND A	Sand Bacadaman

6.9. ábra. Atompályák alakjának szemléltetése (J. Grehn: Metzler Physik, Schroedel Verlag GmbH, Hannover, 1992.)

esetén ezek egymáshoz viszonyított helyzete alapvetően meghatározza a pálya alakját, például a 4f pályáknál a 3 csomósík lehet egymásra merőleges $(m = \pm 2)$, vagy lehetnek egymással 60°-os szöget bezáróak $(m = \pm 3)$. Az m = 0 esetben két csomósík elfajulhat egy csomókúppá. Ez a csomókúp választja el a pálya két tórusz alakú részét a közepétől. A két tóruszt pedig a harmadik csomósík választja szét, amely az ábrán vízszintes és a középponton átmegy. A pályáknak csomógömbjei is lehetnek, ezek számát az $N_{csg} = n - 1 - l$ összefüggés adja meg. Például a 2s, 3p, 4d állapotoknak egy csomógömbjük van, ahol az elektron megtalálási valószínűsége zérus. Ezeknél a sugár-értékeknél van a 6.8. ábra függvényeinek zérushelye. Általában minél több a csomógömbök száma, annál kiterjedtebb a pálya, ahogy azt a radiális megtalálási valószíműség függvények mutatják a 6.9. ábrán. Például a 4s pályának $N_{csg} = 4 - 1 - 0 = 3$ koncentrikus csomógömbje van és nincs csomósíkja. Az s pályák mindig gömbszimmetrikusak. A 2p pályák gyakran emlegetett állapotok, alakjuk egy "propeller"-re vagy egy "piskótá"-ra hasonlít. Egy csomósíkjuk van, ami x, y, z síkban lehet, így megkülönböztetve a három (m = -1, 0, 1) állapotot. A 4d állapotoknál l = 2, két csomósík van és $N_{csg} = 4 - 1 - 2 = 1$ csomógömb. Az m = 0 esetben a 2 csomósík elfajul csomókúppá, ahogy a 3d m = 0-ban is, de itt még van egy csomógömb is, ami miatt a középpontban áthaladó vízszintes sík körül most két koncentrikus tórusz alakú pályarészlet alakul ki. A 6.9. ábra azt próbálja szemlélteni, milyen érdekes világa van már az egyelektronos atomok elektronpályáinak is.

6.4. A hidrogénatom energiaszintjeinek szerkezete

A Bohr-modell és a Schrödinger-féle hullámmodell a hidrogénatom több tulajdonságát jól leírják. A hidrogénatom energiaszintjeinek azon leírása, hogy a héjakon az energia csak a főkvantumszámtól függ, jól magyarázza a színképeket, ha a finomabb részletektől eltekintünk:

$$E_n = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2}.$$

A színképvonalak egy része azonban külső mágneses tér nélkül is vonalszerkezetet dublett-, vagy multiplett-szerkezetet mutat (mint említettük). Ennek magyarázata túlmutat a nemrelativisztikus Schrödinger-egyenleten. A hidrogén leírásába be kell vonni a spint, így lehetséges az anomális Zeeman-effektus magyarázata is. Ezek a jelenségek jelzik, hogy a hidrogénatom energiaszintjeinek részletes szerkezetéhez még néhány fizikai mozzanatot figyelembe kell venni. Az első ilyen lépés az, hogy relativisztikus egyenlettel próbáljuk leírni a hidrogénatom elektronját.

6.4.1. A finomfelhasadás

A színképvonalak dublett szerkezetét, ami külső mágneses tér nélkül is megvan, egyik eddigi modell sem írja le. Például a nátrium D-vonala, ha pontosabb spektroszkóppal vizsgáljuk, két vonalból áll. A hidrogénatom vörös színű H_{α} -vonala öt, egymáshoz igen közel eső vonalból áll. Ez a finomfelhasadás jelensége. Oka az, hogy ugyan eddig az azonos főkvantumszámú pályák energiái azonosnak adódtak, de a relativisztikus effektusokat és az elektron spinjét is figyelembe véve egy adott héj elektronpályái mégis többféle energiájúak lehetnek.

Vegyük figyelembe, hogy egy adott pályán keringő elektronnak sajátperdületéből származó mágneses momentuma is van. A mozgó mágneses dipólus az atommag elektrosztatikus terét úgy látja, ahogy azt egy mozgó koordináta-rendszerbe áttranszformálva lehet látni. A 2. fejezetben megismertük, hogy ilyenkor a tisztán elektrosztatikus tér "mágneses arcát is megmutatja", $\frac{1}{c^2}(\vec{E} \times \vec{v})$ nagyságú mágneses tér is látszik az elektrosztatikus mellett (2.7. egyenlet), így a mozgó dipól mágneses teret is érez. Ez viszont befolyásolja az energiáját $E_m = -\vec{\mu}(\vec{E} \times \vec{v})/c^2$ alapján. Az atommag töltése miatti \vec{E} mindig centrális, így a látszólagos mágneses teret a \vec{v} sebességen keresztül a pálya alakja szabja meg. A pálya alakjához viszonyítva a spin különböző irányai különböző energiájú állapotot eredményeznek, ez a spin-pálya kölcsönhatás. Az igazi megoldás a kvantummechanika relativisztikus egyenletének, a Dirac-egyenletnek a használata. Ennek megoldása a hidrogénatomra a következő energiaszinteket eredményezi:

$$E_{nj} = \frac{E_0}{n^2} \left(1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{4} \right) \right).$$

Itt $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ a finomszerkezeti állandó. Ebben az egyenletben az a legfontosabb, hogy az energiaérték a főkvantumszám mellett a jteljes perdülettől függ. $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$ az elektron pálya- és sajátperdületének összege. A \vec{J} így megmutatja, hogy a spin és a pályaperdület (így a pálya alakja) hogyan áll egymáshoz képest. Az energiaszintek j kvantumszámtól való függése így összhangban van a fenti kvalitatív érveléssel.

Az elektronspin típusa 1/2, így a kvantummechanikai perdületvektorok összeadása alapján $j = l \pm 1/2$ értékeket vehet fel a teljes perdület kvantumszáma (vagy belső kvantumszám). Például a 2*p* alhéjon l = 1, és így *j* lehet 1/2 vagy 3/2, és ezen pályák energiái különböznek. Ugyanígy felhasadnak a *d* alhéj pályái is két részre. Az *s* pályák nem hasadnak fel, mert $|0 - 1/2| \leq j \leq |0 + 1/2|$ csak a j = 1/2 értéket engedi meg.

A teljes perdület kvantumszámával az alhéjak eddigi jelölését ki kell egészíteni. A 2p alhéjon a j = 1/2 és j = 3/2 állapotok különböző ener-

giájúak, ezért a *j* kvantumszámot is jelölni kell. A kialakult jelölés szerint a jobb alsó sarokba írjuk a teljes perdületet és a többelektronos esetre is gondolva a bal felső sarokba a spinbeállások számát, ami egy elektronnál mindig $2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$. A konvenció szerint egy pálya jelölése:

 $n^{2s+1}l_{j}$.

A többelektronos állapotokat úgy különböztetjük meg, hogy l betűjelét nagybetűvel írjuk.

A hidrogénatom energiaértékei csak a *j*-től függnek, az *l*-től nem, ezért a második héjon a $2p_{1/2}$ és a $2s_{1/2}$ állapotok energiái megegyeznek a Diracegyenlet szerint is. Többelektronos atomoknál figyelembe kell venni legalább a leárnyékolást. Az *s* pályák átlagosan közelebb fekszenek a maghoz, mint a nagyobb perdületű pályák, itt kisebb a leárnyékolás. A leárnyékolás durva effektus, mindig nagyobb energiaeltolódást okoz, mint a finomszerkezet, de csak a különböző pályaperdületű pályákat választja így szét. Többelektronos atomoknál a $p_{1/2}$ pályák mindig magasabb energiájúak az $s_{1/2}$ pályáknál, így az *s* pálya töltődik fel hamarabb.



6.10. ábra. A hidrogénatom energiaszintjeinek részletes szerkezete külső mágneses tér nélkül. Az első sor a durvaszerkezetet mutatja, amit a Bohr-modell és a Schrödinger-kép is magyaráz. A második oszlop mutatja a Dirac-egyenlet által meghatározott energiaszinteket. A harmadik és negyedik oszlopokban a még finomabb részleteket szemléltetjük. Az ábra nem méretarányos, csupán a vonalszerkezet jellegére enged következtetni. A harmadik és negyedik oszlopok magyarázatát lásd később a szövegben

Az energiaszintek közötti átmenetek energiái is megváltoznak a finomfelhasadás miatt. A $2p \rightarrow 1s$ átmenet például két részre hasad, a 2p szint ugyanis két szintre bomlik, míg az s nem hasad fel. Ez magyarázza a nátrium *D*-vonalát. A hidrogén H_{α} -vonala az $n = 3 \rightarrow n = 2$ héjak közötti átmenet. Az n = 3 héjon *l* lehetséges értékei 0, 1, 2, ezért *j* lehetséges értékei 1/2, 3/2, 5/2; ezért három szintre hasad az n = 3 héj. Az n = 2 héjon csak kétféle *l* van, így *j* csak 1/2 vagy 3/2 lehet. Az ezek közötti átmenetek logikailag 6-an lehetnek, de az $5/2 \rightarrow 1/2$ átmenet során a *j* változása 2. Ez a kiválasztási szabályoknak nem tesz eleget, így nem valósul meg. A teljes perdületre ugyanis dipólátmenet esetére az alábbi kiválasztási szabály áll fenn:

$$\Delta j = 0$$
 vagy ± 1 .

A dipólátmenet azt jelenti, hogy a keletkező foton perdülete 1, szögeloszlása megegyezik egy antenna sugárzásakor keletkező irányeloszlással (sin² ϑ). Nagyobb perdületű fotonok szögeloszlása bonyolultabb, és ilyenek atomi átmenetekben nagyon ritkán fordulnak elő. Hasonlóan a mágneses kvantumszám kiválasztási szabályához, a mellékkvantumszám $\Delta l = \pm 1$ változása engedélyezett csak dipólátmenetnél, magasabb rendű átmenetek az atomhéjban kis valószínűségűek, és nincs idő kivárni őket, az elektron más folyamattal (pl. ütközés) legerjesztődik.

Többelektronos atomok. Az atommag körül az \vec{E} elektrosztatikus térerősségvektor iránya mindig centrális, nagysága a Coulomb-törvényből ismert: $\vec{E} = \frac{Zke}{r^3}\vec{r}$. Az \vec{S} spinből $\vec{\mu} = 2\mu_B \vec{S}$ nagyságú mágneses momentum származik, ezeket behelyettesítve az $E_m = -\vec{\mu}\vec{B}$ összefüggésbe a mágneses helyzeti energia a következő alakra hozható:

$$E_m = -2\mu_B \vec{S} \cdot \frac{keZ}{r^3} \vec{r} \times \vec{v} = -\frac{2\mu_B ke}{mr^3} Z \cdot \vec{S} \vec{L} = \lambda \vec{S} \cdot \vec{L}.$$

Itt az $\vec{L} = \vec{r} \times m\vec{v}$ összefüggést alkalmaztuk. A mágneses energia tehát a pályaperdület és a sajátperdület skalárszorzatától függ, az iránykvantálást figyelembe véve a kettő relatív beállásától függ. Magányos elektronnál állhatnak egy irányban, ill. ellentétesen. Az energiaszint felhasadása ebből a formulából adódóan függ az atommag Ze töltésétől, így egyre nagyobb rendszámú atomok esetén a finomfelhasadás egyre jelentősebb. Az energia-eltolódás nagyságának $\lambda \vec{S} \vec{L}$ alakja megerősíti, hogy ezt a kölcsönhatást spin-pálya kölcsönhatásnak nevezzük.

A finomfelhasadás tehát az elektron sajátperdületéből származó mágneses momentum elektromos térben történő mozgásából ered. A finomfelhasadás nagyságrendje 10^{-4} eV. Például a $2p_{1/2}$ és a $2p_{3/2}$ szintek közötti eltérés a hidrogénatomban 0,365 1/cm reciprokhullámhosszban kifejezve, ez $0,453 \cdot 10^{-4}$ eV. Centiméteres nagyságrendű a foton hullámhossza, mellyel a két nívó közötti átmenetet indukálni lehet. Az energiaszintek ilyen kis részleteinek technikája a rádiófrekvenciás és mikrohullámú elektromágneses hullámok témakörébe esik.

6.4.2. Atomi átmenetek, a Zeeman-effektus magyarázata

Az atomok színképét a diszkrét energiaszintek jól magyarázzák. Ilyenkor feltesszük, hogy az egyik energianívóról az elektron "átugrik" a másik nívóra, miközben kibocsátja a megfelelő energiájú fotont. A kvantumelmélet részletei foglalkoznak azzal, hogy ez az átmenet hogyan is megy végbe. Az ún. perturbációszámítás alapján lehet kiszámítani az egyes átmenetek valószínűségeit. Most csak azt vizsgáljuk, mi a feltétele annak, hogy az átmenet valószínűsége dipólátmenetben is nagy legyen. A számítások eredményeit az ún. kiválasztási szabályok rögzítik. A kiválasztási szabályok az elektronpályák kvantumszámai közötti kapcsolatot adják meg úgy, hogy a kvantumátmenet valószínűsége dipólátmenet esetén is legyen nagy. A perturbációszámítás során csak második rendben valószínű átmenetek az atomhéjfizikában ritkák, előbb leadja az elektron az energiáját más kölcsönhatás segítségével, pl. ütközés, és legerjesztődik. A kiválasztási szabályok szerint a mellékkvantumszám egyet változik, a mágneses kvantumszám m valamint a teljes perdület típusa pedig a következő módon változhat:

$$\Delta l=\pm 1, \qquad \Delta m=0,\pm 1, \qquad \Delta j=0,\pm 1, \qquad \Delta s=0.$$

Ezeket a szabályokat lefordíthatjuk a perdületmegmaradás nyelvére is. A $\Delta l=\pm 1$ azt mutatja, hogy a keletkező foton perdületét az elektron pályaperdületének változása fedezi, ha csak a spin változik meg, az sokkal kisebb valószínűségű folyamatot jelent.

A külső mágneses tér nélkül is fellépő finomfelhasadás magyarázata az azonos mellékkvantumszámú alhéjon a spin-pálya kölcsönhatással – az atomon belüli mágneses terek segítségével – magyarázható. A spin-pálya csatolás pedig a j teljesperdület-kvantumszám értékeivel jellemezhető. A külső mágneses tér tovább módosítja az elektronállapotok energiáját, $\Delta E_m = -\vec{\mu}\vec{B}$ szerint. Ha \vec{B} homogén és z irányú, akkor $\Delta E = -\mu_z B = -g\mu_B J_z B$, és ez azt jelenti, hogy a különböző j_z kvantumszámokhoz különböző energia tartozik. A dublett és multiplett vonalak tovább hasadnak, a szingulett vonalak felhasadnak. (Ez utóbbit a klasszikus elmélet is magyarázza.) A j = 1/2 kvantumszámú energiaszint 2 részre hasad, a j = 3/2 szint 4 részre, általában a J_z lehetséges sajátértékeinek a száma 2j + 1, és ennyi vonalra hasad fel az adott energiaszint. A felhasadás számszerű vizsgálatából j meghatározható.



6.11. ábra. Energiaszintek felhasadása normális Zeeman-effektusnál

Vizsgáljunk először egy normális felhasadású szingulett vonalat (s = 0, többelektronos állapotról van szó, például ami a 2. fényképen is látható, itt l = j), pl. a $j = 2 \rightarrow j = 1$ átmenet között. Mágneses térben a j = 2szint öt részre bomlik, a j = 1 szint háromra. Az egyes szintek energiája közötti különbséget a $\mu_z B = \mu_B B \cdot m$ alapján számolhatjuk, hiszen $j_z = m$ a spin hiányában, és a g-faktor is 1, ha nincs kétszeres giromágneses faktorú sajátperdület. Az energiaszintek felhasadásakor a szintek távolsága azonos lesz. Ilyenkor a j = l, $\Delta m = 0, \pm 1$ a kiválasztási szabályok alapján. Ha $\Delta m = 0$, akkor az átmenet energiája megegyezik a mágneses tér nélküli energiák különbségével, ahogy a 6.11. ábrán leolvashatjuk. Ha a mágneses kvantumszám eggyel nő, akkor az átmenet energiája $\mu_B B$ -vel csökken, ha $\Delta m = -1$, akkor pedig ugyanennyivel nő. Ez azt jelenti, hogy az átmenetkor kibocsátott foton körfrekvenciája $\Delta E = \hbar \omega = \frac{e\hbar}{2m} B$ alapján:

$$\Delta \omega = \frac{e}{2m}B = \gamma B \text{-vel}$$

változik, függetlenül attól, hogy milyen pályák közötti átmenetről van szó. Visszakaptuk tehát a klasszikusan Lorentz által levezetett összefüggést. A normális Zeeman-effektust így az energiaszintek $\mu_z B$ miatti eltolódásával, a $\mu_z = \mu_B m$ kvantálási szabállyal és a $\Delta m = 0, \pm 1$ kiválasztási szabályokkal meg tudtuk magyarázni.



6.12. ábra. Az energiaszintek felhasadása anomális Zeeman-effektusnál (Amikor gyenge külső mágneses térben a színképvonalak nem három részre hasadnak fel.)

Nézzük meg, mi a magyarázata a hidrogén K_{α} - és a nátrium Dvonalánál tapasztalt anomális Zeeman-effektusnak. Mindkét esetben a legkülső magános elektron a p pályáról ugrik az s pályára. A hidrogénnél $2p \rightarrow$



6.13. ábra. Szemléltetés a saját- és pályaperdülettel is rendelkező elektronpályák g-faktorának kiszámolásához

1s, míg a nátriumnál $3p \rightarrow 3s$ átmenet valósul meg. Mindkét esetben mágneses tér nélkül két vonalból álló finomszerkezetet tapasztaltak, dublett vonalakról van szó. Először nézzük a kisebb frekvenciájú vonalat, ez a $p_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$ átmenetnek felel meg. Külső mágneses térben a $p_{1/2}$ pálya két részre bomlik, az $s_{1/2}$ szintén, mind a négy átmenet eleget tesz a kiválasztási szabályoknak. Ezért a $p_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$ vonal négy részre bomlik, mert a $p_{1/2}$ pályán a mágneses felhasadás nagysága különbözik az $s_{1/2}$ pályán tapasztalttól a giromágneses fak-

torok különbsége miatt. A színkép ezen szerkezete megmutatja, hogy a giromágneses faktor különbözik a különböző mellékkvantumszámok esetén. Nézzük meg, hogyan! A dolog kulcsa az a tény, hogy a sajátperdülethez kétszeres giromágneses faktor tartozik. A spinhez tartozó dimenziótlan giromágneses faktor 2, a pályaperdülethez tartozó pedig 1.

Amikor az elektronnak van pályaperdülete és spinje is, a két perdület összege és a két mágneses momentum összege már nem párhuzamosak, ahogy a 6.13. ábrán láthatjuk! A perdület megmaradó mennyiség, azonban egy atomi energia-sajátállapot nem sajátállapota a mágneses momentumnak, ennek csak az átlagértékét lehet megfigyelni. Szemléletesen ezt úgy mondhatjuk, hogy az eredő mágneses momentum precessziót végez a \vec{J} körül, annak a \vec{J} -vel párhuzamos komponense adja az elektron (megfigyelhető vagy átlagos) mágneses momentumát, M-et. $\vec{J}/|J|$ adja az irányt és $\vec{\mu}\vec{J}/|J|$ adja a vetület hosszát:

$$\vec{M} = \vec{\mu}_l \cos \alpha + \vec{\mu}_s \cos \beta = \frac{\vec{J}}{\left|J\right|^2} \left(\vec{\mu}_l \vec{J} + \vec{\mu}_s \vec{J}\right).$$

A spinből származó mágneses momentum $\vec{\mu}_s = 2\mu_B \vec{S}$ (mivel a g-faktor 2 ilyenkor), míg a pályaperdületből származó $\vec{\mu}_l = \mu_B \vec{L}$. Ezen összefüggésekkel a mágneses momentum vektorokat kiküszöbölhetjük perdületek segítségével:

$$\vec{M} = rac{\vec{J}}{\left|J
ight|^{2}} \left(\mu_{B}\vec{L}\vec{J} + 2\mu_{B}\vec{S}\vec{J}
ight) = rac{\mu_{B}\vec{J}}{\left|J
ight|^{2}} \left(\vec{L}\vec{J} + 2\vec{S}\vec{J}
ight).$$

Felhasználva, hogy $\vec{L}\vec{J} + \vec{S}\vec{J} = (\vec{L} + \vec{S})\vec{J} = J^2$ egyszerűbb alakot kapunk, majd ezt továbbalakítva a $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ alapján:

$$\vec{M} = \mu_B \vec{J} \left(1 + \frac{\vec{J}\vec{S}}{|J|^2} \right) = \mu_B \vec{J} \left(1 + \frac{\vec{L}\vec{S} + S^2}{|J|^2} \right) = \mu_B \vec{J}\hat{G}.$$

A skalárszorzat-operátort átírjuk $(\vec{L} + \vec{S})^2 = L^2 + S^2 + 2\vec{L}\vec{S}$ alapján, akkor csak perdületnégyzet-operátorok maradnak. A giromágneses faktor csak l, s, j-től függ, m, s_z, j_z -től nem. Alkalmazzuk az így átalakított \vec{M} operátor z-komponensét a legnagyobb teljesperdület z-komponensű állapotra, amikor az atomi elektron teljes perdülete a külső térrel leginkább párhuzamosan áll, $j_z = j$, és jelöljük ezt az állapotot Ψ_j -vel. Ekkor

$$M_{z}\Psi_{j} = \mu\Psi_{j}, \quad J_{z}\hat{G}\Psi_{j} = j\left(1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}\right)\Psi_{j}.$$

Ezekből az atomi elektron g-faktora:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}.$$

Ezt szokás a magános atomok g-faktorát megadó Landé-formulának hívni. Ez a formula visszaadja a spin nélküli esetet (s = 0), ekkor g = 1, és a pályaperdület nélküli esetet (l = 0), ekkor g = 2. A $p_{1/2}$ állapotban j = 1/2, l = 1, s = 1/2, így g = 2/3 adódik. Szemben az $s_{1/2}$ állapottal, ahol j = 1/2, l = 0, s = 1/2, és ezekből g = 2 adódik. Ez magyarázza a négy különböző vonalat, amit a 6.12. ábra szemléltet. Hasonlóan a $p_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$ átmenet felhasadása is kiszámolható, itt kétszer három vonalra bomlik a mágneses tér nélküli színképvonal (vö. 6.1.3. alfejezet 6.4. ábrájával).

A nagy mágneses tér esetén fellépő Paschen–Back-effektus magyarázata hasonló. Itt azonban az atomi elektron energiáját a külső tér nélküli energiához képest nem a j_z teljesperdület külső tér irányú komponense szabja meg, hanem az l_z és az s_z külön-külön. Szemléletesen azt mondhatjuk, hogy míg kis külső mágneses térben az \vec{L} és az \vec{S} vektorok egymáshoz képest rögzítve forognak a külső tér körül, addig nagy mágneses térnél a saját- és a pályaperdület külön-külön foroghat, egymáshoz képest minden megengedett szögben.

A teljes perdület és a spinből adódó kétszeres giromágneses faktor jól magyarázza a normális és az anomális mágneses felhasadást is. Az atomi elektron g-faktorát meghatározó egyenlet az energiaszintek felhasadásának nagyságát is a tapasztalatoknak megfelelően mutatja.

6.4.3. A hiperfinom felhasadás

A hidrogénatom színképét a spin-pálya kölcsönhatás finom részleteivel együtt le lehet írni a Dirac-egyenlettel. A nagyon pontos interferenciaspektroszkópiai mérések és napjainkban inkább rezonancia-módszerek segítségével (elektronspin-rezonancia, magmágneses-rezonancia és Mössbauereffektus, részletesebben a 8. fejezetben írunk róluk) a hidrogén színképvonalainak még részletesebb szerkezetét is felfedezték külső mágneses tér nélkül is. A tapasztalat szerint a hidrogénatom 1s energiaszintje felhasad. A felhasadás energiája a $2p_{1/2}$ $2p_{3/2}$ energiaszintek különbségénél nagyságrenddel kisebb, ezt hiperfinom felhasadásnak hívjuk. Más spektrumvonalaknak is jelentkezik hiperfinom szerkezete. A színkép hiperfinom szerkezetének értelmezése vezette Paulit arra a következtetésre 1924-ben, hogy az atommagnak saját mágneses momentuma van.

A színképvonalak hiperfinom felhasadását több dolog okozhatja. Adott rendszám (Z) mellett az eltérő tömegszám befolyásolhatja az energiaszintek értékét, de adott rendszám és tömegszám mellett is tapasztalható, hogy az atomi elektronok energiaszintjei felhasadnak. Ha például nem tisztán egy izotópból áll a minta, akkor egy-egy vonal több, egymáshoz nagyon közeli vonalból áll. Ezt már tárgyaltuk a Bohr-modell keretei között (5. fejezet), az izotópeltolódás alfejezetben. Ilyen izotópeltolódás alapján fedezték fel a deutériumot. Az izotópeltolódás oka az izotópok atommagjainak eltérő tömege és eltérő mérete, hiszen a véges méret is befolyásolja az energiaszinteket. (Ezt az általánosabban vett hiperfinom felhasadások közé sorolhatjuk, a szintek közötti energiakülönbség nagyságrendje alapján.)

Ha egy elem adott izotópjából nagyon tiszta mintát készítünk (pl. tiszta ¹H atomok), akkor is jelentkezik a hiperfinom szerkezet. Ennek oka az atommag mágneses momentumának és az elektron mágneses momentumának kölcsönhatása. (Ezt szokás hiperfinom kölcsönhatásnak nevezni.) Szemléletesen, hogy az atommag mágneses (dipól-) momentuma mágneses teret hoz létre az elektron helyén, az elektron mágneses momentuma miatti mágneses helyzeti energia ismét fellép, ami az atommag perdülete és az elektron perdületének relatív helyzetétől függő energiataggal eltolja az energiaszint értékét. A mag mágneses momentuma és az elektron mágneses momentuma közti kölcsönhatásnak csak egy része ez a szemléletes dipólus-dipólus jellegű kölcsönhatás. Van egy másik része is, egy nagyon rövid hatótávú ún. kontakthatás, ez az elektronnak a mag helyén felvett spinsűrűségével arányos. Ez a két összetevő a Dirac-egyenletből kvantitatíve is eredeztethető. A számolás azt mutatja, hogy a kontakthatás a domináns. A p és d pályáknak az atommag helyén átmenő csomósíkja van, így ezen állapotokban a kontakt rész nem lép fel, csak a dipól-dipól típusú hiperfinom kölcsönhatás játszik ekkor szerepet. Így az s állapotok energiáit módosítja leginkább a hiperfinom kölcsönhatás. Kvalitatíve

$$E_{hf} = a \vec{I} \vec{J}.$$

A mag teljes perdületét jelöltük *I*-vel, és a az elektron(spin)sűrűséggel arányos a mag helyén. Az $\vec{I}\vec{J}$ skalárszorzatot átírhatjuk $\vec{F}^2 - \vec{J}^2 - \vec{I}^2$ -re, ahol $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ az atom teljes perdülete. Ennek az operátornak a sajátértékei adják a hiperfinom felhasadás energiajárulékát:

$$E_{hf} = a(f(f+1) - j(j+1) - i(i+1)).$$

Annyi részre hasad fel az energiaszint, ahány értéket az f kvantumszám felvehet. Az f lehetséges értékeit a kvantummechanikai perdületvektorok összeadási szabálya alapján lehet kiszámolni:

$$|i-j| \le f \le |i+j|.$$

Két eset van: ha i > j, akkor a lehetséges f értékek száma 2j + 1, ha pedig i < j, akkor 2i + 1. Ez utóbbi esetben a felhasadások számából meg lehet mondani az atommag teljes perdületét.

A hidrogénatomot alapállapotban egy j = 1/2 teljes perdületű elektron és egy i = 1/2 perdületű proton alkotja. Így f értékei 0 vagy 1 lehetnek, az $1s_{1/2}$ energiaszint két részre hasad az f-nek megfelelően, az f = 1 lesz a magasabb energiájú állapot, ahogy a 6.10. ábrán a negyedik oszlopban ábrázoltuk. Az elektronfelhő és a mag relatív beállása megváltozásával egy fotont el tud nyelni az atom vagy ki tudja bocsátani. Ez a sugárzás megtalálható a mikrohullámú háttérsugárzás mellett: a 2,7 K-nek megfelelő folytonos spektrum nagy hullámhosszú végén egy vonal található, ami 21 cm-es hullámhosszhoz tartozik. Frekvenciában kifejezve, ez az átmenet 1420 MHz frekvenciájú, így ilyen rádiófrekvenciás fotonnal gerjeszthető. Ebből a hiperfinom kölcsönhatás energiája, a hiperfinom felhasadás mértéke 5,6 $\cdot 10^{-6}$ eV.

Az energiakifejezésben szereplő a együttható alapján egy molekulában azonos minőségű maghoz tartozó hiperfinom eltolódás mértéke különböző lehet, attól függően, hogy az elektron hullámfüggvénye milyen az adott mag helyén, a mag a molekula szerkezetében hol helyezkedik el. Ez az alapja a kémiai szerkezetvizsgálatoknak, melyeket magmágnesesrezonanciamódszerrel végeznek, részletesen lásd a 8. fejezetben.

Megjegyezzük, hogy a hiperfinom kölcsönhatáson túl, az atommagok kvadropolmomentuma is okozhatja az energiaszintek hiperfinom nagyságrendű felhasadását.

6.4.4. Lamb-féle energiaeltolódás

A Dirac-egyenlet szerint a $2p_{1/2}$ és a $2s_{1/2}$ állapotokhoz azonos energia-sajátérték tartozik. Először 1937-ben vették észre spektroszkópiai mérésekkel, hogy a hidrogénatom energiaszintjei nem a Dirac-egyenletnek megfelelő helyen vannak. Kielégítő pontosságú mérést a $2p_{1/2}$ és a $2s_{1/2}$ állapotok energiakülönbségére 1947-ben végzett W. Lamb és R. Retherford. A kísérletük lényege a következő: a hidrogénatomokat elektronokkal való bombázással gerjesztették alapállapotból a $2s_{1/2}$ állapotba. Innen az $1s_{1/2}$ -be történő legerjesztődés tiltott átmenet, ezért itt hosszú ideig tudnak az elektronok tartózkodni. Ha a gerjesztett mintát rádióhullámokkal sugározzuk be, el lehet érni, hogy végbemenjen a $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ szintek közötti átmenet. Ehhez természetesen pontosan az energiaszintek különbségének megfelelő frekvenciát kell használni. Ilyenkor kényszerített átmenet jön létre, és így az elektronok átugranak a $2p_{1/2}$ állapotba, ahonnan már megengedett az alapállapotba történő átmenet. Megjelenik a $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ energiának megfelelő színképvonal.

A kísérleti elrendezés a 6.14. ábrán látható. A hidrogéngázt tartalmazó 2500 K-re melegített kályhából hidrogénatom-nyaláb érkezik, ebből kollimátorral egy egyenes nyalábot csinálnak, amit útközben elektronnyalábbal gerjesztenek. Ezután a nyaláb egy rezonátorba jut, amíg odaér, csak a hosszú élettartamú gerjesztett állapotok maradnak fenn. A rezonátorban rádiófrekvenciás elektromágneses hullámok alakulnak ki, melyek indukálni tudják az említett átmenetet (indukált emisszió, lásd részletesebben a következő alfejezetben). A rezonátorból kijövő nyalábot érzékeny galvanométerrel lehet mérni. Pontosabb méréseket lehet végezni, ha a rezonátort mágneses térbe helyezzük, és több mágneses tér értékénél vizsgáljuk a rezonanciafrekvenciát, majd ezekből extrapolálunk a 0 mágneses tér értékére. Ezzel a Föld mágneses terének hatását is figyelembe lehet venni. A rezonátor beállításával nemcsak a $2p_{1/2}$ -re történő átmenetet lehet előidézni, hanem magasabb nívókra is. A kísérletek igazolták, hogy a fent leírt jelenség valóban bekövetkezik, és a $2s_{1/2}$ állapot energiája $4,4 \cdot 10^{-6}$ eV-tal magasabban van a $2p_{1/2}$ -nél.



6.14. ábra. A hidrogénatom $2s_{1/2}$ és $2p_{1/2}$ energiaszintjeinek különbségét megmérő Lamb-Retherford-kísérlet vázlata

A jelenség értelmezése túlmutat a kvantummechanikán. A szabadelektron g-faktora (2,002319304 ± 10^{-11} , ez a legpontosabb mikrofizikai mérés, 12 jegyre pontos) sem követi a Dirac-egyenlet jóslatát (pontosan 2), egy pici eltérés mutatkozott. Az ok közös, az elektromágneses tér zéruspontfluktuációjának hatása, vagy más modellben a külső elektromágneses tér perturbáló hatása. Az elektromos térősség és a mágneses teret leíró vektorpotenciál operátorai (a kvantumelektrodinamikában) nem cserélhetők fel, így határozatlansági típusú reláció áll fenn rájuk. Nem lehet egyszerre az elektromos és a mágneses térerősség is zérus. A térnek "kvantumnyüzsgése" van, ezt hívjuk zéruspont-fluktuációnak. Ez a térerősség hat az elektronra és kicsi mozgási energiát ad neki. Az elméleti számolás eredményei [Marx György: Kvantumelektrodinamika. Egyetemi jegyzet, 1957] a kísérlettel megegyező eltolódást jósolnak. Az energiaeltolódás (Lamb-shift) nagysága arányos az elektronnak az r = 0 helyen való megtalálási valószínűségével az atomi pályáján, így a Lamb-shift csak s állapotokban lép fel, és az n főkvantumszámmal jelentősen csökken az eltolódás mértéke. Szétkent elektront kevésbé tud megmozgatni a térerősség fluktuációja. Összefoglalva, a Lambeltolódás a környező elektromágneses tér és az atomi elektron kölcsönhatása miatt jelentkezik, vagy más interpretációban az elektromágneses tér zéruspont-fluktuációja okozza.

6.5. A lézer

A lézer egy új típusú fényforrás, melynek működése az összes egyéb fényforrások működésétől minőségileg különbözik. A fény szó itt természetesen általános elektromágneses hullámot jelent, hiszen mint látni fogjuk, a lézerek hullámhossztartománya nem korlátozódik csupán a látható fény szűk spektrumára.

A lézer megalkotásáig általában jellemző volt, hogy az anyagban terjedő elektromágneses sugárzás a terjedése folyamán gyengült a különböző veszteségi mechanizmusok miatt, ahogy azt a röntgensugarak anyagon történő áthaladása során már láttuk. A fény intenzitása, ha a fény z irányban terjed,

$$(6.4) I(z) = I(0)e^{-\alpha \cdot z}$$

alakban adható meg (Lambert–Beer-törvény). Itt I(0) a fény intenzitása az anyagba való belépésnél és $\alpha \geq 0$. Ha valamilyen folyamattal biztosítani lehet, hogy $\alpha < 0$ legyen, akkor a fény az anyagban terjedve erősödni fog. A lézer megalkotása elsősorban az ilyen, ún. "aktív anyag"-nak ($\alpha < 0$) a megalkotását jelentette. Ez benne van a lézer névben is, angolul ugyanis laser = Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, magyarul fényerősítés indukált emisszióval. Az anyag megtalálása után a második lépésben azt kellett csupán biztosítani, hogy (ha az erősítés kicsi) a fény kellően nagy távolságot tegyen meg az aktív anyagban, amelyet ugyanazon aktív anyagon való többszöri átfutással oldottak meg. A többszöri átfutást (a pozitív visszacsatolást) biztosító különféle optikai összeállításokat lézerrezonátoroknak nevezzük. A következőkben megvizsgáljuk a fénykeltés és fényelnyelés alapfolyamatait.

6.5.1. A fény és anyag kölcsönhatásának alapfolyamatai

٩.

A következőkben csak az atomban kötött elektron fénnyel való kölcsönhatását vizsgáljuk. Ez egy fontos speciális eset, hiszen a lézerek jó részében gázállapotban levő atomok, ionok vagy molekulák alkotják az aktív anyagot. De az itt elmondottaknak az elve egyéb anyagban, pl. félvezetőben kötött elektronok fénnyel való kölcsönhatására is alkalmazható.

Az elektronnak az atomban diszkrét energiaállapotai (E_i) vannak. Vegyünk szemügyre ezek közül csupán két energiaállapotot, E_1 , illetve E_2 energiával, $E_1 < E_2$. Legyen az atom a termikus egyensúlyi sugárzásnak megfelelő fénytérben, például egy abszolút fekete testből jövő fénynyaláb útjában, ekkor az energiasűrűséget a Planck-formula adja:

$$u(\nu) = \rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$
(6.5)

ahogy azt a 3. fejezetben láttuk. Itt $u(\nu) = \rho(\nu)$ a térfogati energiasűrűség frekvencia szerinti eloszlása, c a fénysebesség, h a Planck-konstans és k a Boltzmann-állandó. Az atomban a kiszemelt két nívó között a következő folyamatok lehetségesek:

1. Abszorpció. Az atomban az E_1 állapotban levő elektron elnyel egy $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$ frekvenciájú fotont, és az E_2 gerjesztett állapotba kerül. Az átmenet sebessége, azaz az egy atomi elektronra vonatkoztatott másodpercenkénti átmenetek száma, arányos a $\rho(\nu_0)$ energiasűrűséggel (a



6.15. ábra. A fény és az atom energianívói közötti kölcsönhatás alapfolyamatai

fotonok térfogategységenkénti számával):

$$W_{\rm A} = B_{12}\rho(\nu_0).$$

 B_{12} értéke a kvantummechanika segítségével számítható ki.

2. Indukált emisszió. Az E_2 gerjesztett állapotban levő elektron az elektromágneses mező hatására átmegy az alacsonyabb energiájú E_1 állapotba és kibocsát egy fénykvantumot. A kvantumelektrodinamika törvényeivel belátható, hogy a kibocsátott sugárzás frekvenciája, \vec{k} hullámszámvektora és fázisa megegyezik az őt létrehozó elektromágneses mező (fotontér) megfelelő adataival. Az indukált foton így a nyaláb fázisával összehangoltan, fázishelyesen lép ki (azaz $k\vec{r}-\omega t$ azonos a kibocsátott fotonra és a nyalábban haladó elektromágneses hullámra). Ez a koherens erősítés. Az átmenet sebessége

$$W_{\rm IE} = B_{21} \rho(\nu_0).$$

 B_{21} értéke, mint látni fogjuk éppen egyenlő B_{12} -vel.

3. Spontán emisszió. A sugárzási tér még az abszolút zérus fokon is tartalmaz energiát. Ez az ún. "zéruspont-fluktuáció", ezzel magyarázható

pl. a Lamb-eltolódás is. Ez a zéruspont-fluktuáció is indukálja a gerjesztett állapotban levő elektron alacsonyabb energianívóba való átmenetét és egy ν_0 frekvenciájú fénykvantum kibocsátását. Ezért a gerjesztett állapot sohasem stabil. Az átmenet sebessége

$$W_{\rm SE} = A$$

állandó, a sugárzás energiasűrűségétől független és atomra jellemző állandókkal fejezhető ki. Értéke csak a kvantumelektrodinamika keretében számolható ki konzekvensen.

Ha az atom a sugárzási térrel egyensúlyban van, az abszorpciók és emissziók sebessége megegyezik. Ha a térben a két energianívón összesen N_0 atom van térfogategységként, melyek közül N_1 darab az E_1 energiájú állapotban, N_2 pedig az E_2 gerjesztett állapotban van, akkor $N_0 = N_1 +$ N_2 . N_i -t a megfelelő energiájú állapot populációjának hívjuk. Ekkor az átmenetek sebességére fennáll a következő egyensúlyi mérlegegyenlet:

(6.6)
$$AN_2 + B_{21}\rho(\nu_0)N_2 = B_{12}\rho(\nu_0)N_1.$$

Felhasználhatjuk továbbá, a T hőmérsékletű termikus egyensúlyban lévő rendszerben az E energiájú állapotok betöltöttsége arányos a Boltzmannfaktorral. Ez alapján:

(6.7)
$$N_2/N_1 = e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{\frac{h\nu_0}{kT}}.$$

Ez utóbbi két egyenletből:

$$\rho(\nu) = \frac{A}{B_{12}e^{\frac{h\nu_0}{kT}} - B_{21}}.$$

Ezt összevetve a Planck-eloszlással, $\nu = \nu_0$ esetére látjuk, hogy

$$B_{21} = B_{12} = B$$
 és $\frac{A}{B} = \frac{8\nu^3 h \pi n^3}{c^3}$,

ahol c a vákuumbeli fénysebesség, n annak a közegnek a törésmutatója, amelyben a vizsgált atomok elhelyezkednek ($c_{anyag} = c/n$). Az egyenletekben fennmaradt ismeretlen B értékét a kvantummechanika kereteiben lehet kiszámítani és az mindig pozitív.

6.5.2. A lézer elve

A (6.6) egyensúlyi mérlegegyenletből látható, hogy egyensúlyi populációk esetében a $B\rho(\nu)(N_1 - N_2)$ abszorpcióval (indukált átmenetek nettó száma) az AN_2 spontán emisszió tart egyensúlyt. A spontán és indukált folyamatok arányára jellemző A/B hányados ν^3 -nel arányos. Ez azt mutatja, hogy ha döntően indukált folyamatokat akarunk létrehozni, az alacsony frekvencia a kedvezőbb. Ezért jött létre a lézert megelőzve a mézer (mikrohullámú lézer), ami alacsonyabb frekvencián működött, mint a mai lézerek.

Ezek szerint, ha egy közegen, amelyben ν frekvenciával gerjeszthető atomok találhatók, egy ν frekvenciájú fényhullám halad keresztül, ez abszorpciós és emissziós folyamatokat fog létrehozni. Mivel egy-egy elemi folyamatban h ν energia cserélődik ki, a hullám intenzitása a közegben terjedő fény gyengülését megadó (6.4) szerint úgy változik, hogy

$$\alpha = AN_2 = Bh\nu\rho(\nu)(N_1 - N_2).$$

Termikus egyensúly esetén (6.7) miatt $N_1 > N_2$, ezért $\alpha > 0$. Szemléletesen ez azt jelenti, hogy a fénysugár gerjeszti az atomokat E_1 -ből E_2 -be és indukálja az emissziójukat is. Ha minden abszorpcióra egy indukált emisszió felelne, akkor minden elnyelt foton változatlan állapotban (koherensen) kerülne vissza a nyalábba. De van egy kis spontán emisszió, amikor a fény nem az indukáló foton hullámszámvektorának és fázisának megfelelően lép ki koherens módon, hanem izotrop módon a tér minden irányába mehet véletlen fázissal. Ezek az elemi folyamatok csökkentik a nyalábban haladó fotonok számát. A hullám tehát gyengülni fog, hacsak valamilyen módon ki nem mozdítjuk a rendszert a termikus egyensúlyból. Akkor lehet erősítést létrehozni, ha $N_1 < N_2$, vagyis polulációinverzió jön létre, ilyenkor $\alpha < 0$. Szemléletesen ez azt jelenti, hogy mivel többen vannak a gerjesztett állapotban, az indukált emisszió többször következik be, mint az abszorpció. Energiabefektetés árán a gerjesztett állapotba vitt atom až áthaladó fénysugárnak mint karmesternek az irányítása alatt egyre jobban népesíti be koherens fotonokkal a fénysugarat. Ez többféleképpen is megvalósítható, amelyek közül két lehetőséget vázolunk.

a) A gerjesztendő atomoknak kiválaszthatjuk három alkalmas energianívóját úgy, hogy a harmadik nívó viszonylag hosszú élettartamú (metastabil) legyen (6.16. ábra). Ha szelektív gerjesztéssel, ún. pumpálással, az 1-es nívóról a 2-es nívóra gerjesztjük az atomokat (a bennük levő elektronokat), azok a 3-as nívóra való spontán legerjesztődés után mintegy "fennakadnak" a 3-as nívón, így az 1-es és 3-as nívók között populációinverzió jön létre.

b) Egy másik lehetőség adódik négy energiaszint felhasználásával, ha ezek között a 4-es nívó élettartama hosszabb, mint a 3-asé (nem kell, hogy metastabil legyen) (6.17. ábra). Az 1-es állapotból a 2-esbe való pumpálás után az innen történő spontán legerjesztődés során a 3-as és 4-es nívók között alakul ki a populációinverzió.



6.16. ábra. A populációinverzió metastabil állapot létezése esetén



A pumpálás történhet fénnyel, hővel, kémiai reakcióval, elektromos úton stb. Ha így létrejött a populációinverzió, azaz létrehoztuk az $\alpha < 0$ helyzetet (az aktív közeget), akkor a közegen való áthaladás alatt a fény erősödni fog.

Általában ez az erősítés nem túlságosan nagy, ezért az aktív anyagot két egymással szembefordított tükör közé helyezik, hogy a fényhullám sokszor végigfuthasson rajta. Amennyiben olyan nagy az erősítés, hogy tükrökre nincs szükség, szupersugárzásról beszélünk. Átlagos esetben azonban tükröket alkalmazva egy rezonátort hozunk létre, amely a benne oda-vissza haladó fényhullámot állóhullámok kialakítására kényszeríti. Természetesen a rezonátor csak meghatározott frekvenciájú állóhullámok kialakulását engedi meg, ezért jó beállítás esetén a lézerben kialakuló fényhullám sokkal "monokromatikusabb" lehet, mint az egyes atomi folyamatokban kilépő hullámcsomag.

A keletkezett fényhullám kicsatolása egyszerű esetben úgy történik, hogy pl. az egyik rezonátortükröt részbenáteresztő tükörnek készítik el, és az ilyenkor a fényhullám egy bizonyos hányadát állandóan kiengedi a rezonátorból. Természetesen az így kivett fényenergia a lézer működése szempontjából veszteség, tehát csak olyan mértékben csatolható ki energia a lézerből, amíg ez a lézer működését nem gátolja meg.

Összefoglalva, a lézer egy fényerősítő anyag pozitív visszacsatolást előidéző rendszerbe – rezonátorba – helyezve. A fényerősítést úgy sikerült elérnünk, hogy egyes elektronnívókon populációinverziót állítottunk elő, ami az erősítésre való képességet biztosítja. Ezután az indukált emisszióval alapállapotba kerül a rendszer, aminek során a lézerfolyamatot elindító fényhullámmal azonos frekvenciájú, fázisú és egyre erősödő intenzitású lézerfényt nyerünk.

Lézerek a gyakorlatban

A lehetséges lézeranyagok és gerjesztési módjaik áttekintése túl nagy feladat. Történelmi okokból megemlítjük az igen elterjedt hélium-neon gázlézereket, melyekben elektromos kisüléssel lehet előállítani az inverziót a 6.18. ábrán vázolt nívók között. A gyakorlatban csak a 623 nm-es vörös átmenetét szokták alkalmazni 0,1–100 mW teljesítményhatárok között.

A másik ismert lézer a rubinlézer. Ebben a lézeranyag az ékszernél kicsit világosabbra szennyezett alumíniumoxid (zafír), ami aktív lézeranyagként krómatomokat tartalmaz. Ugyancsak vörös fényt szolgáltat, de általában



6.18. ábra. A hélium-neon lézer energiaszintjeinek diagramja

csak impulzus-üzemmódokban használatos. Napjainkban elterjedtek a gázlézerek mellet a szilárdtest-lézerek, a félvezetőlézerek és a festéklézerek is. A kutatásban a jövő a hangolható, igen gyors, femtoszekundumos, impulzuslézereké lehet. A lézerek frekvenciája általában a látható tartományba esik, de léteznek nagyobb frekvenciájú ultaibolya-lézerek is. Ilyen, a látható fényhez képest magasabb frekvenciájú lézereket lehet előállítani pl. fémgőzök (rézgőz) segítségével, ezek a fémgőzlézerek.

6.5.3. A lézerfény tulajdonságai

Széles körben elterjedt a lézernek egy olyan meghatározása, mely nem is annyira a fénykeltés módjára, mint inkább a kibocsátott fény tulajdonságaira fordítja a figyelmet. Eszerint: a lézer egy olyan fényforrás, mely monokromatikus (egyszínű), koherens (interferenciára képes), kis divergenciájú (viszonylag párhuzamos nyalábban terjedő), nagy spektrális intenzitássűrűségű (az adott hullámhosszon az azonos teljesítményű termikus fényforrásokhoz képest viszonylag nagy intenzitású) fényt bocsát ki magából. Ezek azok a jellemzők, melyek megkülönböztetik a lézerfényt egyéb fényforrásaink fényétől.

Hosszabb távra is megbízható útmutatást ad, ha a lézerek számtalan alkalmazási lehetőségét, néhány példán, a lézerfény tulajdonságai szerint csoportosítjuk.

Monokromatikusság

A lézer egyszínű fényforrás. Azt, hogy mennyire egyszínű, a frekvenciasávszélessége határozza meg. Sikerült már olyan lézert előállítani – igaz csak másodpercekre – aminél a fényfrekvencia ingadozása 1–2 Hz volt. Ez a látható fény tartományában 10^{-14} relatív pontosságnak, stabilitásnak felel meg. Ha ezt használnánk egy órában időalapként, kb. 3 millió évenként jelentkezne 1 mp eltérés. A gyakorlatban használatos lézerek ettől messze elmaradnak, jellemzően 10^9-10^{11} Hz sávszélességűek.

A lézerek monokromatikussága két okra vezethető vissza. Az egyik az, hogy a fényerősítés ($\alpha < 0$) csak a természetes vonalszélesség (lásd: 4.4.1. alfejezet) egy kis részén (általában a maximum környékén) biztosítható, a másik, hogy a két egymással párhuzamos tükörből álló rezonátor (mint nyitott Fabry–Perot-interferométer) még ezeken belül is csak néhány meghatározott hullámhosszra biztosítja a pozitív visszacsatolást az állóhullám-feltétel miatt. A lézer monokromatikussága azt jelenti, hogy a lézerből kibocsátott fény vonalszélessége általában lényegesen keskenyebb, azaz monokromatikusabb, mint a szokásos fényforrások fénye.

A lézerek monokromatikusságának kihasználására főleg a spektroszkópiában van szükség. A lézerek, a lézeres spektroszkópia több nagyságrenddel megnövelte a spektroszkópiai felbontási lehetőségeket és a nagy intenzitás ppm-nél (particle per million, avagy 10^{-6} -od rész) is kisebb anyagmennyiségek kimutatását tette lehetővé.

A monokromatikussággal kapcsolatos a lézeres kémia hatalmas fejlődése, mely a fotokémiából nőtt ki. Új perspektívát jelent a szervetlen, de főleg a szerves kémiában, ezen keresztül a biológiában és az orvostudományban, hogy a nagyon határozott fotonenergiájú fény nem a termikus spektrumnak megfelelően hat az egyes molekulákra, hanem meghatározott kötések felépítésére vagy bontására nyújt lehetőséget, a többi változatlanul hagyása mellett. E témakörnek speciális területe a lézeres izotópszétválasztás (lásd még 1.7. alfejezet), ahol az izotópoknak a neutronszám változása miatti spektrumeltolódását lehet kihasználni. A lézervonal pontos behangolásával csak a kívánt izotóp elektronjai gerjesztődnek, majd ionizálódnak. A töltött részecskék szétválogatása ezután már igen egyszerű feladat.

Ugyancsak a lézerek egyszínűsége az alapja az üvegszálas, lézeres fénytávközlésnek. Elvben elegendő volna az üvegszálon egy izzólámpa modulált fényét továbbítani, csakhogy a diszperzió miatt, a különböző színű fény különböző sebességgel halad. Ha tehát nem monokromatikus fényforrást használnánk, az egymást követő fényjelek a sebességeltérések miatt a vevő oldalán teljesen összekeverednének. Napjainkban a gyors számítógéphálózatokban az információtovábbítást optikai kábeleken lézerimpulzusokkal oldják meg, az optikai szálak gyorsabbak és megbízhatóbbak a hagyományos digitális elektromos összeköttetéseknél.

Koherencia

Ez az a tulajdonság, mely valóban lézerré teszi a lézert. Az indukált emiszszión kívül alig van ma más lehetőségünk az atomok elektronátmenetei által keltett elektromágneses hullámok hullámszámvektorának (\vec{k}) és fázisának ($\vec{k}\vec{r} - \omega t$) szinkronizálására. Ugyanilyen együttrezgés más tartományon, pl. a rádióadók antennájában, kollektív jelenségként sokkal egyszerűbben megoldható.

A koherencia jellemzésére az ún. koherenciaidőt, vagy a fénysebességgel szorozva a koherenciahossz fogalmát szokás használni. Ez azt a maximális távolságot (hosszat) jelenti, amivel késleltetve a kettéosztott nyaláb egyik ágát, a két fénynyaláb egyesítésekor még interferenciát nyerhetünk. Atomi fényforrásaink monokromatikus fényének koherenciahossza néhány milliméter, a szokásos lézereknél jellemzően néhány deciméter, de extrém esetekben itt is elérhető a több kilométer.

A koherencia, azaz az interferenciára való képesség az, ami lehetővé tette, hogy Gábor Dénes a holográfia jelenségét meggyőző módon kimutassa. Gábor Dénesnek a holográfia kidolgozására irányuló kutatásait az vezérelte, hogy egy olyan rögzítési eljárást akart kidolgozni, ahol nem a tárgyakról visszaverődő fény intenzitását (térerősségnégyzetének időbeli átlaga) rögzíti, hanem a szemünkbe jutó teljes elektomágneses fényteret, hullámfrontot akarja újraalkotni a tárgy jelenléte nélkül. Ezért módszerét hullámfrontrekonstrukciónak nevezte. Lényege, hogy nem a tárgyról visszavert fény intenzitását, hanem az amplitúdóját és fázisát rögzíti. Ehhez természetesen a fázis nullpontját meghatározó referenciára van szüksége és olyan fényforrásra, mely legalább a tárgy méretének megfelelő mértékig koherens, hiszen a fázisértékeket csak interferometrikus úton rögzíthetjük. Egy igen elterjedt hologramkészítési elrendezés és a kész hologram visszaalakításának, "rekonstrukciójának" vázlata látható a 6.19. ábrán.

Egy referenciasugár a lézerből közvetlenül a fotólemezre esik (speciális, nagyfelbontású fotóanyag!), míg egy másik, ugyancsak koherens sugárzás – célszerűen ugyanazon lézer fényének egy része – megvilágítja a tárgyat. A tárgyról szórt fény, mivel koherens, az adott tárgypont fotólemeztől mért távolságának (egy hullámhosszon belül) megfelelő fázissal találkozik a referenciasugárzással. A viszonyoknak megfelelően, azt erősítve vagy gyengítve, sötét vagy világos foltot, fotólemezen rögzíthető intenzitást ad, ami azonban nem a tárgy intenzitásviszonyainak, hanem fázisviszonyainak megfelelő információt tartalmazza.



6.19. ábra. A hologramkészítés és -visszaalakítás elve

Röviden talán fogalmazhatunk úgy, hogy a hologramlemezen a tárgyhullám és a referenciahullám szuperpozícióját rögzítettük. Visszaalakításkor a lemezen található tárgy+referencia összegből kivonjuk a referenciát, és így eredményként a tárgyhullámot kapjuk. A lemezből olyan hullámfront lép ki, mint amit a tárgy szolgáltatott volna. Újraalkottuk tehát a tárgy által keltett hullámteret. Így nincs semmi csodálatos abban, hogy ha az eredeti tárgy háromdimenziós volt, akkor a rekonstrukció során is annak látjuk. A holográfia nem háromdimenziós fényképezés, annál lényegesen több: hullámfront-rekonstrukció, egy módszer bizonyos elektromágneses terek rögzítésére és újrafelidézésére. Alkalmazási lehetőségeinek felsorolása messzire vezetne, csak megemlítjük, hogy az információ nagy sűrűségű tárolásának egyik módja a hologram elvén alapul.

Színes hologramok

A hétköznapi életben egyre több napfényben is látható hologrammal lehet találkozni, sőt ezek már a művészetekbe is betörtek, a műfaj a modern művészeti technikák egzotikus tagja lett. A napfény nem monokromatikus sugárzás, a napfényhologram fotólemeze vastag és egyszerre több frekvenciájú fény információját tárolja, ez az alapja a térbeli visszaalakíthatóságnak.

Ezek a színes hologramok fekete-fehér filmmel készülnek, ezért is érdekesek. A hologramot három különböző hullámhosszon készítik (általában kék, vörös és zöld tartományban), ez az alapja annak, hogy az emberi szem érzékelni tudja az eredeti színt. Az ilyen hologramok esetén a referencia- és a tárgyhullámok – az eddigiekben említett transzverzális állóhullámok helyett – longitudinális állóhullámokat hoznak létre az emulzióban. Minden félhullámhossz-távolságban duzzadóhelyek jönnek létre, melyek az előhívás során rétegeket alkotnak. Ha az előhívott lemezt fehér fénnyel világítjuk meg, a rétegekhez illeszkedő hullámhosszak egymást erősítve interferálnak és visszaverődnek. A rekonstrukcióhoz inkoherens fény is megfelel! A hologram a folytonos színképből kiválasztja azokat a hullámhosszokat, melyekkel készítették, és amit visszaver.

A napfény-hologramok egy hullámhosszal is felvehetők. Ilyenkor a tárgy eredeti színét nem adja vissza a hologram, és általában a szín a megfigyelés szögétől is függ. A hologram-stúdiókban gyakran találkozhatunk ilyen típusú hologramokkal is.

Kis divergencia

Messziről arról lehet észrevenni egy lézert, hogy fénye majdnem párhuzamosan, alig táguló nyalábban terjed. Miért kis divergenciájú a lézernyaláb? Mint említettük, a lézerben a fény többször ide-oda verődik a tükrök között a lézeranyagon, míg kellő intenzitású lesz. Természetes, hogy a kellő fényerősítés csak azokra a fényutakra teljesül, melyek a két egymásra merőleges tükör tengelye mentén haladnak. A többi elveszik néhány reflexió után, s a lézerfény ebben az egy irányban nagy intenzitással a tengely mentén lép ki a rezonátorból. A nyaláb széttartásának értéke lézerenként, pontosabban rezonátorkonstrukciónként erősen eltérő lehet, jellemzően 10^{-3} radián. További optikai módszerrel ("nyalábtágítás") ez még csökkenthető.

Például a Föld-Hold távolságának precíz mérései során a Holdon a lézersugár átmérője nem volt nagyobb 30 méternél. Ebben a kísérletben a reflexió növelése érdekében speciális prizmarendszert helyeztek a Holdra (ún. sarokprizmás reflektort), mely a ráirányuló sugarakat a beesés szögétől függetlenül abba az irányba veri vissza, ahonnan az ráesett. Ezzel már rá is mutattunk az egyik lehetséges felhasználási lehetőségre, hozzátéve, hogy itt impulzuslézerek igen rövid fényfelvillanásának visszaverődési idejét mérték a radarelvhez hasonlóan. Ma már $10^{-9} - 10^{-11}$ s-ig tartó fényjelekkel, az ennek megfelelő centiméteres pontossággal állapítható meg a Föld és a Hold két pontja közötti távolság.

A kis nyalábszéttartás kiváló lehetőséget nyújt a geodétáknak iránykitűzésre vagy ellenőrzésre, de számos katonai felhasználási lehetőségnek is ez az egyik legfontosabb feltétele.

Nagy spektrális intenzitás

A lézerekből kibocsátott fény erősségének jellemzésére több adat is alkalmas. Nyilvánvalóan legfontosabb a kibocsátott fény intenzitása, vagy ha úgy tetszik teljesítménye, mely az egységnyi idő alatt kibocsátott fényenergiát jelenti. A gyakorlati életben a legfontosabb jellemző az intenzitás- vagy teljesítménysűrűség, azaz az egységnyi felületre jutó fényteljesítmény, amely például a szemkárosodás megelőzése érdekében szigorúan ellenőrizendő.

Spektroszkópiában és minden olyan területen, ahol a lézerfény monokromatikusságát is ki akarjuk használni, a spektrális intenzitássűrűséget érdemes jellemzőként használni. Ez az egységnyi fényfrekvencia-tartományra eső intenzitássűrűség. Ennek értéke jellemzi a lézert a legáltalánosabban. Ez az a mennyiség, amely az azonos betáplált energiához viszonyítva (még viszonylag kis lézerfénykeltési hatásfok mellett is) nagyobb értéket mutat lézereknél, mint a többi fényforrások esetén.

Tekintsük át, hogy milyen számadatok mögé kb. milyen lézert képzelhetünk. A tized milliwatt-tól 10–12 milliwattig terjedő tartományban a legegyszerűbb, majdhogynem csak demonstrációs célra alkalmas lézerek találhatók, például a mutatópálca. Ezeknél csak esetleges szemsérülésektől kell tartani (lásd a következő pontot). 100 mW fölött már gyufát gyújthatunk a lézerrel, apróbb műtétek végezhetők a néhány wattig terjedő tartományban. 50 W-tól 10 kW-ig a különböző anyagmegmunkáló lézereket találhatjuk, míg e felett már csak az energetikai és katonai lézerek működnek. Mindez folytonos üzemű lézerekre vonatkozott. Óriási teljesítményű (MJ!) impulzuslézerek fejlesztése van folyamatban fúziós reaktorok beindításához (15.2. fejezet).

Lézerek biztonságtechnikája

Manapság a lézerek a kutatólaboratóriumokon kívül az oktatásban is kellő szerephez jutnak, hiszen az optika alapvető kísérletei, mint pl. a fénytörés, fényelhajlás, leképzés, interferencia csak lézerekkel mutatható be kellően meggyőző erővel. Mindezek miatt lényeges néhány biztonságtechnikai kérdés ismerete. A leggyakoribb példánál maradva, a látható tartományban az említett He–Ne lézerek 0,1–50 mW nagyságrendben készülnek. Fényük csak a szem ideghártyájára veszélyes, de azon a szemlencse fókuszáló hatása miatt pontszerű, maradandó sérüléseket okozhatnak. A legnagyobb veszély abban mutatkozik, hogy esetleg csak hosszabb idő múlva jelentkezik a sérülés észrevehető formában, amikor a sérült rész környezete is elhal, és a nagyobb terület már észrevehető látótérkiesést okoz. Az azonnal nem jelentkező károsodás pedig könnyelműségre késztet.

Minden lézerrel végzett kísérletnél csak az oldalra kiszórt vagy diffúz felületen reflektált lézerfényt szabad hosszabb ideig szemmozgás nélkül vizsgálni, és azt is csak az említett teljesítményekig.

Tájékoztató számítások elvégzésére alkalmas az alábbiak figyelembevétele. Kb. 0,1 mW/cm² a maximális, szembe jutható fényintenzitás sűrűsége, ami azt jelenti, hogy egy 1 mW-os lézer 10 cm²-re feltágított nyalábjába szabad csak folyamatosan belenézni. Ugyanerre a lézerre, az általában 4–5 mm²-en közvetlenül kilépő nyalábba, csak a véletlen belepillantás (0,25 s-os szemlehunyási reflexidő) megengedett. Nyilvánvaló tehát, hogy 1 mW-nál nagyobb intenzitású lézereknél már igen körültekintően kell eljárni az alkalmazások során. A hazai biztonsági előírásokat az MSZ 16261 számú magyar szabvány tartalmazza.

Feladatok

- 6.1. Egy Stern-Gerlach-mágnesben a mágneses indukció $B(x) = (0, 0, \alpha z)$ alakban változik. $\alpha = 50$ T/m. Milyen hosszú mágnest kell alkalmazni, hogy egy 0,05 eV energiájú ezüstatom-nyaláb 10°-kal térüljön el? Az ezüstatom mágneses momentumát egyetlen elektron sajátperdülete okozza. Milyen hőmérsékletű atomnyaláb-forrás tud ilyen sebességű ezüstöt szolgáltatni?
- 6.2. Egy ferromágneses anyagot M = 500 J/T mágnesezettségre felmágnesezünk, ezután átlagosan 10^{-6} s alatt az áramirányt megváltoztatjuk. Mekkora forgatónyomatékkal lehetett egyensúlyban tartani a hengert?
- 6.3. Hány elektron fér el a 2s, 2p, 3d alhéjakon?
- 6.4. Milyen állapotok a következők: n = 2, l = 0; n = 3, l = 2; n = 5, l = 1. Hány csomósíkjuk, ill. csomógömbjük van?
- 6.5. Mekkora az r^2 átlagértéke a H-atom 1s állapotában?
- 6.6. Milyen kvantumszámai vannak a következő atomi elektronállapotoknak? $2^2P_{\frac{1}{2}}, 2^2P_{\frac{3}{2}}, 3^2D_{\frac{5}{2}}, 1^2S_{\frac{1}{2}}.$
- 6.7. Mekkora egy atomi elektron g-faktora a 3d állapotokban?
- 6.8. Az energiaszintek finomszerkezete (spin-pálya kölcsönhatás) hány részre bontja fel a hidrogén 4f alhéját?

- 6.9. Számoljuk ki a hidrogénatom közepén az átlagos mágneses indukció nagyságát abból a tényből, hogy a hiperfinom kölcsönhatás miatt felhasadt alapállapot két energiaszintje közötti átmenetkor keletkező foton hullámhossza 21 cm!
- 6.10. Egy r = 1 cm sugarú plazmagömböt minden oldalról szimmetrikusan intenzív lézersugárzás ér. Mekkora nyomás nyomja össze a gömböt, ha a piros lézer intenzitása 100 W/mm²?
- 6.11. Oldjuk meg a $\dot{\mu} = \gamma \vec{\mu} \times \vec{B}$ mozgásegyenletet a következő segítséggel: A $\vec{\mu} \omega$ szögsebességgel forog egy kúp palástján, a \vec{B} -re merőleges síkba eső vetületét vizsgáljuk. Értelmezzük ezt a síkot úgy, mint egy komplex számsík. A $\vec{\mu}$ vetülete legyen \mathcal{A} komplex szám. Keressük a megoldást $\mathcal{A}e^{i\omega t}$ alakban, ami éppen az ω szögsebességű forgást írja le. Határozzuk meg a szögsebességet egy álló szabadelektron esetére, ha B = 1 T!
- 6.12. Egy atom egyik színképvonala három vonalra bomlik mágneses térben. Mekkora a mágneses tér, ha ezen normális Zeeman-effektus során tapasztalt hullámhosszak a következők: 636,4055 nm, 636,4209 nm, 636,4363 nm? Hány elektron vesz részt ebben az átmenetben?
- 6.13. Számítsuk ki a finomfelhasadás energiájának $\lambda \vec{S} \vec{L}$ formulája alapján, hogy hogyan alakul a 3*p* energiaszint (például a nátriumban) a finomfelhasadás figyelembevételével. A nátrium *D*-vonalának két hullámhossza 589,0 nm és 589,6 nm. Számítsuk ki ezekből a λ állandót!

II. rész

ATOMMAGFIZIKA

Az anyag felépítésének megismerése során döntő áttörést hozott az atomok létének felfedezése. Ezután az atomok vizsgálatakor kiderült, hogy valamilyen szerkezetük van, kisebb részekből tevődnek össze. 1911-ben a Rutherford-féle szóráskísérletek alapján derült ki, hogy az atom tömege egy az atom teljes térfogatánál 10 000-szer kisebb sugarú térrészben koncentrálódik, s azóta tudjuk, hogy léteznek atommagok. Az atommagok vizsgálata, szerkezetük feltérképezése már "erősebb nagyítót" igényel, mint ami az atomok kutatásához kellett. Az atommagok vizsgálatához a technikai színvonalnak is fejlődni kellett. Egyre kisebb méreteket egyre gyorsabb részecskékkel lehet feltérképezni, a $\lambda = h/p$ de Broglie-hullámhossz alapján, ezért az atommagok kutatása rendszerint összefügg a részecskegyorsítók kérdéskörével. Ebben a részben az atomfizika második "nagyítójával" végzünk vizsgálatokat, ami az atommag mérettartományára fókuszál. Itt a protonok és neutronok szerkezetével nem foglalkozunk, a folyamatokban szereplő energiák a MeV nagyságrendbe esnek, nem haladják meg a 100-200 MeVot. Később aztán kiderül, hogy az atommagot alkotó részek sem szerkezet nélküliek, ott még erősebb "nagyító" kell, avagy sokkal élesebb kés (Lederman: Az isteni a-tom című könyvében használja ezt a hasonlatot), hogy az atommagot alkotó részek struktúráját feltérképezzük. Könyvünk III. része foglalkozik ezen harmadik, még kisebb méretek és még nagyobb energiák világával.

7. Az atommagok általános tulajdonságai

7.1. Az atommagok szerkezete

Amikor a Curie házaspár (P. Curie és M. Sklodowska) előállította a természetben található uránból a radioaktív és α -sugárzást kibocsátó rádiumot és polóniumot, még az atommagról nem tudtak. Rutherford 1909-ben megmutatta, hogy az α -részecskék kétszeresen ionizált héliumatomok, és két év múlva, 1911-ben már tudták, hogy az atommagban van az atom tömegének döntő része. Később felismerték, hogy a magtöltés az elemi töltés és a rendszám (Z) szorzata (Van Den Broek 1913), és hogy az atomok tömege mindig jó közelítéssel egy atomi tömegegység egész számú többszöröse (Aston tömegspektroszkópiai mérései 1919). Az atom tömegét ily módon az A tömegszámmal lehet jellemezni, ami egy egész szám. A tömegegység az elektron tömegénél sokkal nagyobbnak adódott és nagyjából megegyezett az A = 1 tömegszámú hidrogénatom tömegével. Később az atomi tömegegységet a ¹²C tömege egy tizenketted részének definiálták, az "atomic mass unit" értéke

1 A.M.U. =
$$931,5 \text{ MeV/c}^2$$
.

A magok tömegének pontosabb mérései a fentebb említett arányosságtól való eltéréseket is feltérképezték, ez a tömegdeffektus:

$$\Delta = \left(M - A\frac{M_{12}C}{12}\right)c^2.$$

A megszerzett tapasztalatok alapján a húszas években azt gondolták, hogy az atommag A darab pozitív elemi töltésű, de nehéz részecskéből, protonból (hidrogénatom magja), és A-Z darab elektronból áll. Így a tömeg és a töltés is a kísérleteknek megfelelően adódott. Volt azonban néhány ellentmondás:

- a) Az atommag méretűre lokalizált elektronnak kvantumnyüzsgése miatt ~ 20 MeV mozgási energiája van a magban. Ilyen nagy energiájú elektront a kísérletekben nem tapasztaltak.
- b) A ¹⁴N atommag perdülete ezen modellből páratlannak adódik, hiszen 14 proton és 7 elektron $21 \times \text{feles} = \text{feles-spin}$. A kísérletek alapján azonban a ¹⁴N spinje 1.
- c) A deutérium magja sokkal kisebb elektromos és mágneses dipólmomentummal rendelkezik (hiperfinom felhasadás adatai alapján), mint amekkorát a magban lévő elektron okozna.

7.1.1. Az atommag alkotórészei

A megnyugtató kép 1932-ben alakult ki, amikor J. Chadwick felfedezte a neutront (lásd 13. fejezet). Az atommag mindmáig elfogadott szerkezete, hogy Z darab protonból és A - Z darab neutronból áll. Egy X atommag jelölésére a következő konvenció alakult ki:

$^{A}_{Z}X.$

Például ²⁰⁸₈₂Pb az ólom 208-as tömegszámú izotópját mutatja. Esetleg a jobb alsó sarokba az N neutronszámot szokás még írni. Így egy atommag két egész számmal egyértelműen megadható. Ezt a kettőt az A, Z és N közül bárhogy választhatjuk. Egy atom elektronszerkezetét egyértelműen meghatározza a mag Z töltése, ezért az elem vegyjele már meghatározza a rendszámát, elég az ^AX jelölés.

Aston tömegspektroszkópiai mérései (az 1. fejezetben bemutatott tömegspektrográffal) megmutatták azt is, hogy a kémiai elemek természetben előforduló makroszkopikus mennyisége több különböző tömegszámú, de azonos rendszámú atom keveréke. Felfedezte az izotópokat. Ezek magjai ugyanannyi protonból, de különböző számú neutronból állnak. Az atommag alkotórészeivel kapcsolatban a kialakult elnevezések a következők:

nukleon = proton vagy neutron (atommag-építőkő),

izotópok = azonos rendszámú atommagok,

izobárok = azonos tömegszámú atommagok,

izotónok = azonos neutronszámú atommagok.

A kémiai elemek periódusos rendszeréhez kicsit hasonló táblázat létezik az atommagokról, ez az *izotóptérkép*. Ennek egy nem túl részletes változatát mutatja az 7.1. ábra. Az izotóptérkép kétdimenziós, a függőleges tengelyen a Z rendszám, a vízszintes tengelyen a neutronszám van. Minden atommag egy kis egységnyi négyzetet foglal el. Az ábrán szürke négyzet mutatja a stabil atommagokat. A szürke a hosszabb felezési idejű atommagok tartománya, a fehér a gyorsan bomló magoké. A fehér területet felülről a protonleesési vonal határolja, ami felett az atommag proton kibocsátásával energetikailag kötöttebb állapotba kerül. Ezen vonal feletti magok nem maradnak meg, azonnal leadnak egy protont. Hasonlóan a neutronleesési vonal a térkép alsó határa. Az ezalatt lévő magok azért nem léteznek, mert ahogy összeállítjuk őket, leadnak egy neutront, a neutron magától leesik az atommagról. Az izotóptérképen áttekinthetően lehet ábrázolni az atommagok egy-egy tulajdonságát, például a felezési időket, vagy a kötési energiákat. (Ezeket a fogalmakat később pontosan definiáljuk.)



7.1. ábra. Izotóptérkép

7.1.2. A magerő

178

Felmerülhet az olvasóban a kérdés, hogy ha a kb. 10^{-15} méter méretű atommagba (5.2.2. alfejezet) sok protont bezsúfolunk, akkor az a Coulombtaszítás miatt miért nem esik szét. A sok proton és neutron azért maradhat ilyen kis helyen kötött, mert az elektromágneses kölcsönhatásnál erősebb erő tartja őket össze. Ennek neve *magerő*.

A magerő fenomenologikus tulajdonságai. A Rutherford-kísérletben a bombázó α -részecskék megközelítvén az aranyatommagot úgy szóródtak, hogy azt tisztán elektromágneses kölcsönhatással le lehetett írni. Ez mutatja, hogy a magerők hatótávolsága nem végtelen, mint az elektromágnesesé, hanem a mérések szerint csak néhány fermi. Azt mondjuk, hogy a magerő rövid hatótávolságú. A magerő hatótávolságának szemléltetésére nézzünk egy egyszerűsített modellt. Tegyük fel, hogy az erő (impulzusáram) egy közvetítő részecskén keresztül hat, aminek a tömege m_k . A folyamat úgy zajlik, hogy az egyik mag kibocsát virtuálisan egy m_kc^2 energiájú részecskét, az nagy sebességgel eljut a másik magig, ami elnyeli ezt. Útközben az energia megmaradása nem állt fenn egy rövid ideig. Ezt úgy értelmezzük, hogy az m_kc^2 energiát a vákuum energiájából kölcsönvettük, majd "hiánytalanul" vissza is adtuk neki. Ezt meg lehet tenni a határozatlansági reláció alapján! Δt ideig az energia elmosódottsága lehet ΔE , ha $\Delta E \Delta t \approx \hbar$. Ezért az m_k tömegű közvetítő részecske

$$d = c \cdot \Delta t \approx \hbar c / \Delta E = \hbar c / m_k c^2 = \frac{\hbar}{m_k c}$$

hatótávolságú erőt tud közvetíteni. A magerő mért hatótávolsága 1–2 fermi, ebből a közvetítő részecske tömegére ~ 150 MeV adódik. Később felfedeztek egy hasonló tömegű részecskét, a π mezont, ami a képet teljessé tette. Ez a modell csak szemléltető jellegű, ezért sok közelítést tartalmazott, de a folyamat lényegét megragadja.

A magerők természetével csak röviden foglalkozunk most. Később látni fogjuk, hogy a magerő tulajdonságai arra mutatnak, hogy ez csak egy másodlagos erő. A Van der Waals-erő is másodlagos erő, mert kívülről semleges atomok között hat, mégis az azokon belüli töltések – így az elektromágneses kölcsönhatás - miatt alakul ki. A III. részben részletesen tárgyaljuk, hogy a nukleonok három kisebb összetevőből és ezek teréből állnak, ezen elemi alkotórészek a kvarkok. A kvarkoknak van ún. színtöltése, ami abból következett, hogy találtak olyan elemi részecskét, amiben három azonos kvark foglalt helyet, ami a Pauli-elv alapján nem lehet. A színtöltés 3 értéket vehet fel: piros, kék, zöld. A természet egyik alapvető kölcsönhatása (az elektromágneses, a gravitáció és a gyenge kölcsönhatás mellett a negyedik) az erős kölcsönhatás az, ami a színtöltések között hat. A természetben csak olyan részecskék fordulnak elő, amelyek fehérek: az őket alkotó kvarkok színeinek keveréke a fehéret adja ki. Így a nukleonok is fehérek, nincs összességében színtöltésük, de a bennük elhelyezkedő kvarkoknak van, és így két "fehér" nukleon másodlagosan kölcsön tud hatni az erős kölcsönhatás segítségével. Ez a magerő, a másodlagos erős kölcsönhatás. Közvetítő részecskéje egy "fehér" kvark–antikvark pár, legegyszerűbben a π mezon.

A magerők tanulmányozása során kiderült az is, hogy a proton-proton között ható magerő az elektromágneses részétől eltekintve pontosan ugyanaz, mint a proton-neutron vagy a neutron-neutron közötti magerő. Ez a kísérleti tapasztalat indokolja a proton és neutron közös elnevezését: nukleon.

7.1.3. Atommagokon belül működő kölcsönhatások áttekintése

Az atommagokon belül működő kölcsönhatások felölelik az összes alapvető kölcsönhatást, az elektromágneses, a gyenge, az erős és a gravitációs kölcsönhatást. Ezen utóbbi erősségének nagyságrendje ~ 10^{38} -szor kisebb, mint az elektromágnesesé, ezért nem foglalkozunk vele a mikrovilág leírásánál. A gravitáció akkor válik érdekessé, amikor egymástól nagy távolságra lévő

(erős, gyenge hatótávolságán kívül) elektromosan semleges objektumok mozgását vizsgáljuk. Az atomok egymásba alakítását a középkorban az alkimisták még csak próbálgatták, de ez a XX. századra elérhető közelségbe került. Az atommagok átalakulása lehet bomlás (8. fejezet) vagy magreakció (12. fejezet). Mindkét esetben a nukleonok struktúrájának átrendeződése megy végbe. Minden ilyen átalakulást valamilyen kölcsönhatás hoz létre, így meg lehet különböztetni a reakciókat úgy, hogy melyik kölcsönhatás játszotta bennük a főszerepet.

Az atommagok természetben előforduló bomlásának három fajtáját Rutherford a század elején már megkülönböztette a bomlástermékek mágneses térben való eltérülése alapján. A nagy pályasugárral az egyik irányba eltérülő sugárzást α -bomlásnak hívjuk, ez (mind később kiderült) He⁺⁺ionok kibocsátódásával jár, benne a magszerkezet átalakul a magerők játszanak döntő szerepet, de az elektrosztatikus energia is megváltozik. A kis pályasugárral a másik irányba eltérülő sugárzás a β -sugárzás. Ez a magból származó elektronok sugárzása, ilyenkor új könnyű részecskék (leptonok) keletkeznek. A folyamat a gyenge kölcsönhatás miatt megy végbe. A harmadik, el nem térülő, ezért semleges sugárzás az igen rövid hullámhosszúságú elektromágneses hullámok, a γ -sugárzás esete. Ilyenkor az elektromágneses kölcsönhatás irányítja a folyamatot.

A bomlások ezen három fajtájára és a magreakciókra jellemző az átalakulás karakterisztikus időtartama, a felezési idő. A magerők dominálta folyamatokban $\tau \approx 10^{-20} - 10^{-18}$ s, az elektromágneses folyamatokban $\tau \approx 10^{-18} - 10^{-5}$ s nagyságrendekbe esik. A gyenge kölcsönhatás azért gyenge, mert a karakterisztikus ideje jóval nagyobb, az átalakulás kis valószínűségű, $\tau > 10^{-3}s - 10^9$ év. A magfizikában felbukkanó időtartamokat a magfizikai időskálához kell igazítani. Az az idő, ami alatt a fény az atommagon keresztülhalad, a legkisebb idő, ami alatt egy magfizikai folyamat végbemehet, ez a magfizikai időskála egysége $\approx 10^{-23}$ s. Viszonyításként vegyük az emberi időskála egységét 1 s-nak, ekkor egy év már hosszú idő, $\sim 10^7$ egység. Ekkor egy "magfizikai év", azaz 10^7 időegység szekundumban kifejezve 10^{-16} s. Ennyi idő magfizikai szempontból már hosszúnak tekinthető. A magfizikai energiaskála általában használt egysége a MeV, megaelektronvolt. Azok az energiák, amik felszabadulnak magfizikai folyamatokban, rendszerint ebbe a nagyságrendbe esnek.
7.2. Az atommagok mérete

A Rutherford-szórás már adott egy becslést az atommag méretére, de vannak pontos módszerek is, amelyek nem csak a mag átmérőjét, de a töltéseloszlás alakját is le tudják tapogatni. Ezekből sorolunk fel néhányat.

Tekintsük át a magsugár mérési módszereit:

Elektromos magsugár	Nukleáris magsugár	
 Nagy energiájú elektronszórási kí- sérletek. 	4. Neutronnyaláb elnyelődése.	
 Müonatomok karakterisztikus röntgensugárzásának izotópelto- lódása. 	5. Anomális Rutherford-szórás.	
3. Tükörmagok β -bomlása.		

A bal oldalon azok a módszerek állnak, ahol az elektromos töltéseloszlás sugarát mérjük. Ilyenek azok, amikor elektronnal, vagy műonokkal hat kölcsön az atommag a mérés során, ezek a könnyű részecskék (leptonok) nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban, de elektromos töltésük van. (A műon az elektronnál 207-szer nehezebb negatív töltésű lepton.) A jobb oldali módszerek a nukleonsűrűség sugarát mérik meg. Ilyenkor a mérési módszer a magerőkön alapszik, melyben a neutronok is részt vesznek.

7.2.1. Ekvivalens magsugár

A mag méretének leírására legegyszerűbb a sugarának megadása. Nem tudjuk azonban, hogy valóban gömb alakúak-e az atommagok, ezért bevezetjük az ekvivalens magsugár fogalmát. Tételezzük fel, hogy az atommagQössztöltésű és $\varrho(\vec{r})$ töltéseloszlású. Ilyenkor az r^2 átlaga $\langle r^2 \rangle = \frac{1}{Q} \int r^2 \varrho(\vec{r}) \, dV$, egy egyenletesen töltöttR sugarú gömb esetén $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5}R^2$. Az ekvivalens magsugár olyan egyenletesen töltött gömb sugara, melynek $\langle r^2 \rangle$ -a megegyezik a vizsgált töltéseloszlás $\langle r^2 \rangle$ -ával. Így bármilyen alakú magok sugara értelmezhető. Megjegyezzük, hogy a következő alfejezetben leírandó magmodell (a cseppmodell) alapján azt mondjuk, hogy a magok általában forgási ellipszoid alakúak, és alakjuk sokszor nagyon közel esik a gömbalakhoz.

7.2.2. Nagy energiájú elektronszórás

A magsugármérési módszerek közül az elektronszórási kísérletek adják a legpontosabb eredményt, sőt ezek az elektromos töltéseloszlás alakját is megadják. A szórt elektronok eloszlása akkor lesz érzékeny a mag alakjára és sugarára, ha az elektron de Broglie-hullámhossza az atommag méretének nagyságrendjébe esik, azaz $\lambda \approx 10$ fm, ekkor:

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{\left(\frac{hc}{\lambda}\right)^2 + m_0^2 c^4} =$$
$$= \sqrt{\left(\frac{1241 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{10 \text{ fm}}\right)^2 + 0.511^2 \text{ MeV}^2} = 124 \text{ MeV}.$$

Ilyenkor az elektron már ultrarelativisztikus. Ha a magszerkezetet 1 fm mélységig akarjuk vizsgálni, akkor ~ 1 GeV energiájú elektronnyaláb szükséges. A vizsgálatokat R. Hofstädter és csoportja végezte 1950 körül Stanfordban, lineáris elektrongyorsítóval. A gyorsító energiáját 1960-ban 1 GeV-ra emelték. Napjainkban több laboratóriumban elérhető már az 50–100 GeV energiájú elektronnyaláb, főleg a tárológyűrűs gyorsítókban. A kísérletekben a tisztán elektromágneses szóródás hatáskeresztmetszetét határozták meg.

A pontszerű szórócentrum elektromágneses szóródását α-részecskék esetén a Rutherford-formula írja le. Ez nem-relativisztikus esetben érvényes. A 100 MeV-os elektronok esetén a klasszikus közelítés érvényét veszti, ezen elektronok inkább tekinthetők már ultrarelativisztikusnak, olyan nagy a sebességük. Ilyen esetekben a Rutherford-formulát a Mott-formula váltja fel, a szóródás leírásakor. A kísérletben meghatározott hatáskeresztmetszetet ezért a Mott-formulával kell összevetni, a kettő arányát (az ún. alakfaktort) kell meghatározni, ez utal az atommag véges kiterjedésének részleteire. Megjegyezzük, hogy a Mott-formula már figyelembe veszi a szórócentrum spinjét és mágneses momentumát, de nem a szóródó részecskéét. Közepes tömegű és nehezebb magokra ez kielégítő közelítés. Néhány nukleonos magokon (deutérium, trícium) történő elektronszóródás esetén azonban az elektron spinjének és mágneses momentumának kölcsönhatását is figyelembe kell venni. Az alakfaktor Fourier-transzformáltja adja azután a töltéseloszlás alakját. Így a 7.2. ábrán látható eredményeket kapták egyes magok töltéssűrűségeloszlására. Az ábrán a gömbszimmetrikus $\rho(\vec{r})$ sűrűségeloszlást látjuk az r függvényében.

A Hofstädter-kísérletek eredményei nemcsak a mag sugarát határozták meg, hanem felfedték, hogy a magok határa diffúz. Körülbelül t = 2,3 fm vastagságú diffúz határa van az atommagoknak. Ez azon tartomány vastagságát jelenti, melyen a magsűrűség $0,9\rho_0$ -ról $0,1\rho_0$ -ra esik. Ez az érték nagyjából minden magra megegyezik. Az ábrán látható eredményeket jól lehetett paraméterezni a következő alakú eloszlással:

(7.1)
$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + e^{\frac{r - r_{1/2}}{d}}}.$$



7.2. ábra. A töltéssűrűség eloszlása a nagyenergiájú elektronszórási kísérletek alapján

Ezen formulában a mag diffúz határát a d paraméter adja, amely $d \simeq t/4.4$ kapcsolatban van az említett felületvastagsággal. A mag sugarát jellemző $r_{1/2}$ azt a sugárértéket jelenti, ahol a magsűrűség a felére esik. A mag ekvivalens-sugarát a két paraméter együttesen határozza meg, $(r_{\rm ekv} = f(r_{1/2}, d))$. A ρ_0 a töltéssűrűség a mag közepén, ami ~ állandó. A kísérletek tanúsága szerint ez a ρ_0 érték körülbelül megegyezik minden atommag esetén. Az eredmények paraméterezése alapján kiderült, hogy ha a mért magsugár értékeket az $A^{1/3}$ függvényében ábrázoljuk, akkor a kísérletek eredményei egy egyenes mentén helyezkednek el, azaz a stabil magok ekvivalens-sugarai jól paraméterezhetők az $r = r_0 A^{1/3}$ összefüggéssel.

7.2.3. Müonatomok karakterisztikus röntgensugárzása

A müonok az elektronhoz hasonló, de náluk 207-szer nehezebb könnyű részecskék, leptonok. Tömegük 105,6 MeV/c². Ha müonok nyalábját egy adott atomokból álló céltárgyra bocsátjuk, akkor a müonok egyes atomokból kilöknek elektronokat, és ők foglalnak helyet az elektronfelhőben. A Bohrmodellben gondolkozva, ilyenkor a müonok is csak meghatározott pályákon mozoghatnak, úgy mint az elektronok, de a pályák sugara az elektron és a müon tömegének különbsége miatt kb. 207-szer kisebb, mint az elektroné, pl. az 1s pályánál $r_e = 52,9$ pm, így $r_{\mu} \approx 250$ fm. A müon térbeli elhelyezkedése az atommag körül sokkal érzékenyebb az atommag szerkezetére. A müonok az egyes pályákon lépkedve egészen az 1s pályáig esnek le, az utolsó lépésben bocsátják ki a K_{α} vagy K_{β} -sugárzást. Ezek energiája függ az atommag sugarától, azaz hogy az adott atom melyik izotópján fogódott be a müon. A $2p \rightarrow 1s$ átmenetről van szó, és az 1s állapot energiáját a mag kiterjedése megváltoztatja, mert ez az állapot számottevő valószínűséggel található meg az atommag helyén. A p állapotok valószínűsége az atommag helyén zérus, ezek energiáját a mag mérete nem befolyásolja. A K_{α} -sugárzás energiáinak különbsége az 1s állapotok energiájának különbségére utal, ami két véges méretű mag esetén (az itt nem részletezendő számolások elvégzése alapján) az $R_1^2 - R_2^2$ különbségtől függ. Az eredmények azt mutatták, hogy ez az eltolódás a tömegszám 2/3-ik hatványával változott, ami alapján a magsugárra ismét az $r = r_0 A^{1/3}$ formula adódik.

7.2.4. Tükörmagok β -bomlása

Tükörmagok azok az atommagok, melyek tömegszáma megegyezik és ahány proton van az egyikben, annyi neutron van a másikban. $Z_1 = N_2$, $Z_2 = N_1$. Elsőrendű tükörmagok, ha |Z - N| = 1. Például a trícium (³H) és a ³He ilyenek. Ezen magok kötési energiája, mint a következő alfejezetben látni fogjuk, csak az elektrosztatikus energia tagban különbözik. Így, ha az egyik β -bomlással átalakul a másikba, akkor a felszabaduló energia a protonneutron tömegkülönbségen felül az egyenletesen töltött gömb elektrosztatikus energiáinak különbségéből adódik:

$$\Delta E = (m_n - m_p)c^2 + k\frac{Z^2}{R} - k\frac{(Z-1)^2}{R}.$$

A kilépő elektron maximális energiájának (T_e) méréséből $\Delta E = T_e + m_e c^2$, és abból R meghatározható, itt k egy a 7.3.2. alfejezetben szereplő a_c konstans.

7.2.5. A nukleáris magsugár meghatározásának módszerei

Anomális Rutherford-szórás. Ruhterford természetes α -sugárzó izotópokat használt kísérleteiben, melyek energiája 5–8 MeV. Később a technika lehetővé tette, hogy az α -részecskéket elektrosztatikus gyorsítókban sokkal nagyobb energiára gyorsítsák, mint 8 MeV. Ilyen gyors α -részecskék már el tudják érni az atommagot, és ha a magerők hatótávolságán belülre érnek, akkor már nem tisztán a Coulomb-erő alapján történik a szóródás. Minél nagyobb a szórási szög, annál kisebb ütközési paraméterrel érkezik az α -részecske, és annál jobban meg fogja közelíteni a magot. Egy adott energiánál (ha az megfelelő tartományban van) van egy ϑ szög, ami feletti eltérülés már csak úgy történhet, hogy az α -részecske hozzáér a maghoz. Ezen szög felett a szögeloszlás hirtelen levág, ennél nagyobb szögek gyakorisága a tisztán elektromágneses szóráshoz képest lecsökken, a hatáskeresztmetszet szögeloszlásának alakjában töréspont van. A töréspont helyéből az r_{min} legkisebb megközelítés távolsága kiszámolható, és abból a mag sugara adódik.

Neutronok elnyelődése. A gyors neutronok (nem rezonanciaszerű) elnyelődése atommagokban olyan folyamat, hogy akkor fogódik be a neutron, ha éppen eltalálja az atommagot, ha attól hatótávolságon kívül halad el, akkor nem történik reakció. Ezen gondolatmenet alapján a befogódás hatáskeresztmetszete a geometriai hatáskeresztmetszetnek, $r^2\pi$ -nek adódik. Van még egy mechanizmus a befogódás mellett, ami gyengíti az anyagon áthaladó gyors neutronok intenzitását. Ez a rugalmas szóródás. A gyors neutronokat hullámként elképzelve, azok a mag peremén elhajlanak, és irányukat megváltoztatva kiszóródnak a nyalábból. Az elmélet megmutatja, hogy a szóródás hatáskeresztmetszete is $r^2\pi$. [Lásd pl. Györgyi Géza: *Elméleti magfizika* című könyvét.] Ha gyors neutronok nyalábját a mérendő atomokból álló közegen keresztülbocsátjuk, a nyaláb intenzitása exponenciálisan csökken:

$$I(d) = I_0 e^{-\sigma n d},$$

ahol d a közeg vastagsága és n az atommagok darabszámának térfogategységenkénti száma (koncentráció). Az intenzitás csökkenésének méréséből $\sigma = 2r^2\pi$ alapján a mag sugara meghatározható.

7.2.6. A magsugárra kapott eredmények összefoglalása és értelmezése

A fenti kísérletek eredményei egyhangúan azt az eredmény adták, hogy ha a stabil magok ekvivalens magsugarát a mért mag tömegszámának 1/3ik hatványa függvényében ábrázoljuk, akkor jó közelítéssel egy egyenest kapunk. Ez azt jelenti, hogy a magok sugara a következő összefüggésnek tesz eleget (magsugár-formula):

$$R = r_0 A^{1/3}.$$

Ez az összefüggés a stabil magok zónájától (7.1. ábra) távol már nem érvényes. Az r_0 kicsit függ attól, hogy milyen típusú módszerrel mértünk. Az elektromos magsugár esetén $r_0 \simeq 1,2$ fm, nukleáris magsugár esetén $r_0 \simeq 1,4$ fm adódott. Ez azt jelenti, hogy a neutronok nagyobb sugarú gömbön helyezkednek el, mint a protonok. Látszólag ez ellentmond annak a klasszikus képnek, hogy a protonok taszítása miatt ezek jobban szeretnek inkább a gömb szélén elhelyezkedni. A későbbiekben tárgyalandó héjmodellben azonban érthető, hogy ha több neutron van egy atommagban, mint proton, akkor ezek nagyobb energiájú kvantummechanikai pályákra szorulnak. A nagyobb energiájú pályák alakja pedig inkább kiterjedt, mint a kisenergiájúaké. Ezen eredményt úgy lehet összefoglalni, hogy az atommagoknak neutronbőre van.

A magsugárformulából az is adódik, hogy a mag térfogata $V = 4\pi r^3/3 = k \cdot A$, arányos a tömegszámmal, azaz a benne levő nukleonok számával. A k konstans nem függ attól, hogy melyik atommagot vizsgáltuk, általános érvényű (közelítőleg). Megfelel egy ilyen összefüggésnek például, ha egyenlő sugarú golyók vannak a magban úgy, hogy érintik egymást.

A $V \sim A$ tulajdonság még azt is jelenti, hogy az atommagok tömegsűrűsége állandó, minden magra:

$$\rho_0 = \frac{Am_0}{4\pi R^3/3} = \frac{m_0}{4\pi r_0^3/3} = \text{állandó} \approx 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}.$$

Ez nagyon nagy érték, az ennek megfelelő nukleonsűrűség 10^{44} nukleon/m³, ami sok nagyságrenddel nagyobb, mint az elektron tömegsűrűsége az atomban. A magok sűrűségének állandósága az összenyomhatatlan folyadék analógiát, a cseppmodellképet sugallja.

7.3. Atommag egyszerű modelljei

7.3.1. A kötési energia

Az atommagok tömegeit nagy pontossággal ismerjük a tömegspektroszkópiai mérések alapján. Ezekből az egyes atommagok kötési energiái meghatározhatók. A kötési energia az az energia, ami felszabadul, ha az atommagot építőköveiből összerakjuk. Van tehát Z darab proton és N darab neutron egymástól nagy távolságban, és ezután összeállítunk belőlük egy atommagot. Ilyenkor E_k energia szabadul fel, ezt hívjuk kötési energiának. $\varepsilon_k = E_k/A$ az egy nukleonra jutó kötési energia. A definíció szerint:

$$E_k = (Zm_p + Nm_n - m)c^2,$$

ahol m a vizsgált mag tömege. Szokás a kötési energiát ezen kifejezés -1szeresével is definiálni. Esetünkben a kötési energia egy pozitív szám. Aston tömegmérései után felismerték, hogy minden elemnek vannak izotópjai, és rövid idő alatt megmérték az atomok és atommagok tömegét (a különbség csak ezreléknyi, lévén az elektron nagyon könnyű részecske). Ezek ma részletes táblázatokban megtalálható értékek.

Az egy nukleonra jutó kötési energia arról ad felvilágosítást, hogy egy nukleon mennyire van kötve a magban. Egy magot akkor nevezünk jobban kötöttnek egy másiknál, ha az egy nukleonra jutó kötési energiája nagyobb. Nézzük meg, milyen eredményre vezettek a tömegmérésből számolt kötési energiák, ha az egy nukleonra eső értékeit a tömegszám függvényében ábrázoljuk, lásd 7.3. ábra.

Az ábrán látható, hogy a legkötöttebb atommag a vas (⁵⁶Fe), a görbe maximuma az A = 56-nál található. Az atommagok az energiaminimum felé törekszenek, így a nukleáris folyamatok során olyan magátrendeződések játszódnak le, hogy a magok a vas felé törekednek. Ezt a maximumhelyet hívjuk "vastó"-nak. Ha a könnyebb elemek felől közeledünk, akkor fúzióval



7.3. ábra. Az atommagok egy nukleonra jutó kötési energiájának eloszlása a tömegszám szerint

jutunk a vastóba, ha a nehéz elemek közül indulunk, akkor hasadással lehet a vastó felé közeledni, és persze még sokféle magreakcióval. Az ábra azt is mutatja, hogy kb. az A = 30 tömegszám után minden atommag kötési energiája a 7,5 MeV-8,5 MeV intervallumba esik. Azt mondhatjuk, hogy az atommagokban az egy nukleonra jutó kötési energia 8 MeV, és ez alól csak a legkönnyebb magok kivételek. Ez a tömegszám-függetlenség azt jelzi, hogy a maganyagban egy nukleon nem az összes nukleonnal van egyforma kölcsönhatásban, hanem csak a szomszédosakkal lép kölcsönhatásba, a rövid hatótávolságú magerő csak a közeli magokra terjed ki. Ezt nevezzük a magerők telítettségének.

Felmerülhet az a kérdés, hogy a rövid hatótávolságú magerő miért nem roppantja össze a magot, mi korlátozza a nukleonsűrűséget. Nagyenergiájú elektronszórások alapján tudjuk, hogy a nukleonsűrűség (és a töltéssűrűség) a mag középpontjában nem nagyon változik (7.2. ábra), ha egyre több nukleont adunk a rendszerhez. Ez azt mutatja, hogy a nukleonok "nem szeretnek" túlságosan közel kerülni egymáshoz. A nagyon nagy energiájú nukleonok ütközéseiből ugyanez a tapasztalat adódik. A kísérleteket akkor lehet jól magyarázni, ha feltételezzük, hogy a magerő kis távolságokon taszítóvá válik. Ezt nevezik angolul hard-core potenciálnak.

A kötési energia feltűnő tulajdonsága még, hogy páros, ill. páratlan tömegszámokra jelentősen különbözik (ugrál) az értéke. A páros protont és páros számú neutront tartalmazó atommagok esetén mindig nagyobb, mint páratlan tömegszámok esetén. Figyelemre méltó az is, hogy 5 darab stabil páratlan-páratlan atommag van a Földön, mellette 49 Z = ptl, N = ps;53 Z = ps, N = ptl; és 160 páros-páros stabil atommag létezik. Ez a magerők ún. párkölcsönhatás-jellege. A párosság hatása a stabilitásra kitűnik egy adott elem izotópjainak előfordulási arányaiból is (relatív izotópgyakoriság), mindig több a páros neutronszámú izotóp, ha Z = állandó. A 7.1. izotóptérképen is látható a páratlan nukleonszámoknál a stabil magokat jelző fekete négyzetek hiánya, a proton és neutronleesés határvonala is "csipkézett" a párosságtól függően. Kiemelkedő stabilitást és magas előfordulási gyakoriságot mutatnak azok a magok, melyekre N vagy Z értéke 2, 8, 20, 28, 50, 82 vagy 126. Ezen nukleonszámoknál megfigyelt törvényszerűségek nagyon hasonlítanak a nemesgázok törvényszerűségeihez az atomhéjban. A felsorolt számokat mágikus számoknak, a magokat, amelyeknek ilyen protonszáma vagy neutronszáma van mágikus magoknak nevezzük. Van néhány olyan atommag, amelyben a proton és a neutronszám is mágikus, ezek a duplán mágikus magok, pl. ⁴He, ¹⁶O, ⁴⁰Ca, ²⁰⁸Pb. A párosság fontosságát szemléletesen mutatja még a kötési energiához hasonló ún. nukleonleválasztási energia, pl. a neutronszeparációs energia. Ez azt mutatja meg, hogy mekkora energia befektetésével lehet egy neutront leválasztani a magról: $S_n = E_k(A, Z) - E_k(A - 1, Z)$. Hasonló módon lehet a protonszeparációs energiát is definiálni. S_n és S_p a Földön található összes mag esetére pozitív, hasadási termékként keletkezhetnek nagy neutronfelesleggel rendelkező magok, amelyek neutronkibocsátással bomlanak el (lásd még a későneutronoknál). Ezeknél a magoknál $S_n < 0$. Mesterséges úton protonkibocsátó magot (melyre $S_p < 0$) is sikerült már előállítani (1963). A neutronszeparációs energiák egy adott elem esetére, pl. ólom, ugráló függvényalakot mutatnak: minden páratlan N esetén az S_n kisebb, mint a szomszédos páros N-ek szeparációs energiái. A magerők párkölcsönhatás jellegét az okozza, hogy az azonos nukleonok egy adott pályán mozogya erősebb kötést hoznak létre, ha az impulzusmomentumuk (perdületük) ellentétes irányba áll be (anti-Hund-szabály), és a Pauli-elv miatt tényleg ellentétesen állnak. Ez már jelzi a magerő azon érdekes tulajdonságát, hogy spinfüggő.

Összefoglalva, a kötési energiák tapasztalati értékei azt mondják a magerőkről, hogy rövid hatótávolságú, telített, spinállapottól függő, intenzív vonzó kölcsönhatás, de kis távolságokon taszító része is van. Az atommagban kialakuló magerőknek jelentős párkölcsönhatás-jellegük van, és léteznek különösen stabil, mágikus számú protonnal, ill. neutronnal rendelkező atommagok.

7.3.2. A cseppmodell

Az atommagok méretének tulajdonságaiból levontuk azt a következtetést, hogy az atommag sűrűsége állandó, azt összenyomhatatlan folyadéknak lehet tekinteni, úgy képzelhetjük el, mint azonos sugarú, egymással érintkező golyók halmaza. A kötési energiából levont következtetés, hogy a magerők telítettek és a nukleonok csak a szomszédos nukleonokkal vannak kölcsönhatásban. Ezen tapasztalatok alapozzák meg az atommagok *cseppmodell*jét. Itt a magot összenyomhatatlan töltéssel rendelkező folyadéknak tekintjük, ami minimalizálja a felületét (felületi feszültsége van). Nagyrészt ezen modell alapján állította fel Weizsäcker a félempirikus kötési formulát (FEKF):

$$E_k = a_{\rm t}A - a_{\rm f}A^{2/3} - a_{\rm C}\frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{\rm sz}\frac{(A-2Z)^2}{A} - \varepsilon a_{\rm p}A^{-3/4}.$$

Itt $a_t = 15.5$ MeV a térfogati tag együtthatója, az $a_f = 16.8$ MeV a felületi tag együtthatója, az $a_{\rm C} = 0.72$ MeV a Coulomb-tag együtthatója, az $a_{\rm sz} = 23$ MeV a szimmetriatag együtthatója és $a_{\rm p} = 34$ MeV a párkölcsönhatási tag együtthatója. Itt a ε egy előjel: pozitív, ha páros-páros magról van szó (Z és N is páros), negatív, ha páratlan-páratlan magról van szó és 0, ha páros–páratlan magról van szó. Az első három tag magyarázható a cseppmodellben. A térfogati tag a kötési energia döntő részét adja, ez a magerők telítettségét fejezi ki, ezért A-val arányos kötési energiát ad. Az egy nukleonra jutó kötési energia állandó (a_t) lenne végtelen maganyagban. A térfogati tag hatását csökkentik a további tagok. A második tag a mag felületén található nukleonok számával arányos, azt fejezi ki, hogy ezen magoknak csak kevesebb szomszédja van, így gyengébb kötésben vannak, mint a mag közepén lévők (felületi feszültség). Az $A^{2/3}$ a mag felszínével arányos, hiszen $V \sim A$. A 7.3. ábrán az egy nukleonra jutó kötési energia tömegszám szerinti eloszlásánál a kis tömegszámok tartományát kapilláris lejtőnek is hívják, mert ezen lefelé haladva a felületi energia csökkenése (felszín/térfogat növekedése) biztosítja az erősebb kötést. A harmadik tag a protonok egymás közötti taszítása miatti elektrosztatikus energiát foglalja magában [néha a pontosabb Z(Z-1) szerepel a Z^2 helyett], egy egyenletesen töltött gömb elektrosztatikus energiáját írja le, felhasználva, hogy a sugár arányos $A^{1/3}$ -nal. A 7.3. ábrán a nagy tömegszámok lejtőjét Coulomblejtőnek is szokták hívni, mert a nagy tömegszámú magok kisebb magokra esésekor a Coulomb-energia csökkenése szolgáltat nagyobb kötési energiát (α -bomlás, hasadás). A negyedik tag a szimmetriatag. Ez már a kvantummechanikai ún. héjmodell-szemléletben magyarázható tag, amit a következő alfejezetben tárgyalunk részletesebben. Az utolsó tag a párkölcsönhatási tag.

A FEKF ereje abban van, hogy ezen öt paraméter segítségével sikerült az ismert atommagok (több száz ilyen van) kötési energiáját megmondani kb. 4% pontossággal. A paraméterek illesztések eredményei, így ezek értéke is változhat az irodalomban kissé. A FEKF sikere az atommagok viselkedésére vonatkozó első modell – a cseppmodell – sikerét jelzi. A modell határait jelentik a napjainkban előállított egzotikus atommagok, melyek kötési energiája és mérete sem illeszkedik be a cseppmodellbe.

7.3.3. Az atommagok héjmodellje

A héjmodell a kvantummechanika alkalmazása az atommagokra. Minden ilyen számoláshoz a rendszer részecskéi között ható kölcsönhatás potenciálját kell ismernünk. A protonok és neutronok között ható kölcsönhatás potenciálja azonban nem ismert pontosan, ezért nehéz az atommagok kvantummechanikai leírása. Első közelítés, ami jól magyaráz sok kísérleti tapasztalatot, az átlagtér-közelítés. Ebben feltesszük, hogy minden nukleon ugyanabban az átlagos magpotenciálban mozog, és ez az átlagos potenciál gömbszimmetrikus. Ilyenkor minden nukleonnak az individuális hullámfüggvényét ki tudjuk számolni, ez a modell a függetlenrészecske-modell. Pontosabb leírást kapnánk, ha a nukleonok egymás közötti párkölcsönhatásának potenciálját ismernénk, és nem csak az átlagos potenciállal számolnánk. Ebben a leírásban azonban a sokrészecskés rendszer hullámfüggvényeivel kellene számolnunk, nem lehetne a nukleonokat független részecskének tekinteni.

Az átlagtérmodellek potenciáljára elméleti feltevéseket kell tenni, ezeket azonban a proton-proton és neutron-proton szóródások tapasztalatai alapján kell megtenni. Legegyszerűbb feltevés az, hogy az átlagos potenciál konstans az atommagon belül, és kívül zérus. Ennél használhatóbb közelítés az, hogy a magpotenciál a magon belüli nukleonsűrűséggel arányos, ahol sok nukleon van, ott mélyebb a potenciál. Ezen gondolat alapján adódik az ún. Saxon-Wood-potenciál, melynek alakja megegyezik a 7.1. összefüggésben kapott alakkal.

Az egyes nukleonok pályáinak kiszámolásához először meg kell oldani a gömbszimmetrikus potenciálra a kvantummechanika egyenleteit. Alapállapotú maganyag esetén a Scrödinger-egyenlet elegendő, mert a nukleonok magon belüli mozgása nemrelativisztikus a nagy tömegük miatt. A Saxon-Wood-potenciál (hasonlóan a harmonikus oszcillátor potenciáljához vagy az atomhéj Coulomb-potenciáljához) adott energiáknál szolgáltat megoldásokat. Az energiaszintek jellemezhetők egy n természetes számmal, ezenkívül függenek az *l* pályaperdület kvantumszámától is (ellentétben az atomhéjban mozgó elektronok energiaszintjeinek energiáival a Schrödinger-modellben, a spin-pálya kölcsönhatás nélkül). Az n jelentése nem a főkvantumszám, csupán azt adja meg, hogy hányadik s pályáról vagy hányadik d pályáról van szó. Ezen jelölésrendszerben az energiaszintek sorozata a Saxon-Wood-potenciálból a következő: 1s, 1p, 1d, 2s, 1f, 2p. Az atommagok ezen leírása nem magyarázza kielégítően a már említett mágikus számok jelenlétét, ami egy nagyon egyértelmű kísérleti tapasztalat. Csak az első három mágikus szám jön ki ebből a modellből, a 2, 8 és a 20. Az 1s pályán 2 nukleon tartózkodhat, ez adja az első mágikus számot. Az 1p pályán további $6 = 2(2 \cdot 1 + 1)$, azaz összesen 8. A harmadik mágikus számot az első négy lehetséges pálya feltöltésével kapjuk. Ilyenkor az 1d-n 10, a 2s-en még 2 nukleon fér el, azaz összesen visszakaptuk a 20-as mágikus számot. Nagyobb energiájú pályákon figyelembe kell venni a spin-pálya kölcsönhatást, ahogy azt Maria Goeppert-Mayer, H. D. Jensen és munkatársai 1949-ben feltételezték, és feltevésükkel a mágikus számokat meg tudták magyarázni. Kiderült, hogy az atommagon belül nagyon erős a spin-pálya kölcsönhatás, nemcsak egy finom részlet, mint az atomhéjban, hanem meghatározó effektus. A spin–pálya csatolás $E_{\rm sp} = \lambda \vec{S} \vec{L}$ energiájában a λ csatolási állandót negatívnak kellett választani ahhoz, hogy a mágikus számok tapasztalt értékeit visszakapjuk. Ezért azt mondhatjuk, hogy a $j = l - \frac{1}{2}$ állapot magasabbra kerül és a $j = l + \frac{1}{2}$ állapot kerül mélyebbre. A nukleonok spinje azonos irányban szeret állni a pályaperdület irányával. Ezen kiegészítéssel az energiaszintek sorrendje: $1s_{1/2}$; $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$; $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$; $1f_{7/2}$; $1f_{5/2},\,2p_{3/2},\,2p_{1/2},\,1g_{9/2}.$ A pontosvesszők jelzik a teljes héjlezáródásokat, ezeknél a két energiaszint energiája között nagy ugrás van. Azokat az atommagokat hívjuk mágikus atommagoknak, melyekben a nukleonok teljesen betöltött héjakat alkotnak. Ezek nehezen gerjeszthető, gömbszimmetrikus atommagok. A mágikus magok nukleonszerkezete a nemesgázok elektronszerkezetére hasonlít az atomhéjban. A j = 1/2 pályákon 2, a j = 3/2pályákon 4 nukleon szerepelhet. Így adódik az első héjra 2, a második héjra 4+2=6 nukleon. A harmadik héjon 6+4+2=12 nukleon tartózkodhat, így adódik a 20, mint a harmadik mágikus szám. A negyedik héjon csak az $1f_{7/2}$ állapotú nukleonok lehetnek, ezek 8-an vannak, így adódik a tapasztalattal megegyező 28 a következő mágikus számra. Meg kell említenünk, hogy ezek a pályák külön-külön a protonok és a neutronok pályáit is leírják. A Coulomb-taszítás csak a protonokra hat, ezért magasabb energiájú pályákon a proton és a neutron energiaszintjeinek energiái eltérnek, de a mágikus számok ugyanúgy alakulnak. A héjmodell a mágikus számok magyarázatán

túl a legtöbb mag spinjét és paritását is jól magyarázta meg. Érdemes megjegyezni, hogy a spin-pálya kölcsönhatás olyan nagy az atommagban, hogy az azonos pályamomentumhoz tartozó energiaszinteket is különböző héjra tudja áttenni, például az $1f_{7/2}$ és az $1f_{5/2}$ különböző héjakra kerül.



7.4. ábra. A szimmetriatag szemléltetése

Térjünk vissza a félempirikus kötési formulában szereplő szimmetriatag magyarázatára. Ha az atommagban nagyon aszimmetrikus a protonok és a neutronok száma, akkor az egyik részecskéi csak magas energiájú pályákon tudnak elhelyezkedni a Pauli-elv miatt, és ez csökkenti az öszszes kötési energiát. A szimmetriatag konkrét alakja az atommagok Fermigáz modelljével magyarázható, amire most nem térünk ki.

7.4. Az atommagok stabilitása

A FEKF segítségével meg lehet magyarázni a stabil magok Z(A) görbéjének alakját, amit a 7.1. ábrán az izotóptérképen is láthatunk. Egy adott A tömegszám mellett a FEKF szerint a kötési energia a rendszámnak másodfokú függvénye, egy parabola, esetleg kettő. Ha a tömegszám páratlan, akkor a ε előjeltag mindkét lehetséges esetben (Z = ps, N = ptl és Z = ptl, N = ps) 0, így csak egy parabolán lehetnek a kötési energiák értékei. Ha azonban A páros, akkor páros-páros és páratlan-páratlan eset is előfordulhat, két parabola van az ε előjel miatt (párenergia miatt), ahogy a 7.5. ábrán látható.

A parabolán az atommagok átalakulhatnak egymásba β -bomlás segítségével. Jobbra a rendszám növekedésével β^- -bomlás történik, míg a β^+ bomlással a rendszám csökkenésének irányába haladhatunk. A legstabilabb mag a parabola alján elhelyezkedő mag. A páros tömegszamoknál előfordulhat, hogy a minimumhely közelébe eső egész szám éppen a felső parabolán van, így az nem stabil, β^{\pm} -bomlásokkal is elbomolhat, és ilyenkor két stabil izobár létezik. Megjegyezzük, ha a parabola meredeksége kisebb, akkor akár több stabil izobár is létezhet, ahogy az a nagy tömegszámú izotópoknál meg is valósul. Ha kiszámoljuk a parabola minimumhelyét, az összefüggést ad a Z és A között a stabil magokra vonatkozóan. A legkötöttebb atommagot megkeresve (csak az egész értékű Z lehetséges fizikailag), a kötési



7.5. ábra. Izobárok stabilitásának szemléltetése a cseppmodellben (A páros tömegszámú esetben két parabola van, így több stabil atommag is lehet, a páratlan tömegszámhoz egy stabil Z tartozik.)

energiának maximuma van állandó A mellett:

$$\frac{\partial E_k}{\partial Z} = -2a_{\rm C}\frac{Z}{\mathbf{Z}^{1/3}} + 4a_{\rm sz}\frac{(A-2Z)}{A} = 0,$$

ebből

$$Z_{\text{stabil}} = \frac{A}{2} \frac{1}{\frac{a_{\text{C}}}{a_{\text{sz}}} A^{2/3} + 1}.$$

Az $a_C/a_{sz} \approx 0,008$, így kicsi tömegszámok esetén Z = A/2 adódik, ami megegyezik a tapasztalattal. Ugyanis a ⁴⁰Ca izotópig a legstabilabb izobárok rendszáma általában A/2. Ez a formula jól adja vissza az izotóptérképen a stabil magok görbéjét, ami láthatóan nagy tömegszámok esetén Z < N irányban hajlik el. Ha a harmadik dimenzióban felmérjük a $-E_k$ -t (ez már negatív!), akkor ez egy elgörbült, éles völgyet jelent. A nem stabil magok bomlásaik és átalakulásaik során ezt a völgyet célozzák meg, az energiaminimumra törekvéssel összhangban.

7.5. Magnyomatékok

Az atomhéj tárgyalásakor láttuk, hogy a kísérletek alapján az elektronnak mágneses momentuma és perdülete van. Ezek egymáshoz kapcsolódó mennyiségek az elektron esetén (Einstein-de Haas-kísérlet). A perdület és a

mágneses momentum igazi kvantumos mennyiségek, és nem csak az elektron, de minden mikrorészecske elválaszthatatlan sajátjai. A protonnak és a neutronnak is 1/2 sajátperdülete, spinje van, \vec{S}_p és \vec{S}_n . Mindkettőnek van saját mágneses momentuma is. A relativisztikus kvantummechanika szerint a proton g-faktora 2 (az elektronéhoz hasonlóan). Ehelyett 5,586 a kísérletekben mért mágneses momentum. Az elektron esetén is van egy kis eltérés a 2-től, de azt kvantumelektrodinamikai meggondolások megmagyarázzák: virtuális fotonok és elektron-pozitron párok raja veszi körül az elektront és módosítja a mágneses momentumot. A proton esetében azt mondjuk, hogy a magerőtér járuléka miatt van anomális mágneses momentuma. Azt gondolhatnánk, hogy mivel a neutron elektromos töltése 0, ezért nincs mágneses momentuma sem. A neutron g-faktora ezzel szemben -3,826 a mérések szerint. Ha a nukleonok kvarkszerkezetét számbavesszük, akkor természetes, hogy a neutronnak is van mágneses momentuma, hiszen őt is töltött részek alkotják. A mágneses momentumaik, a μ_{mag} magmagneton használatával (lásd 6.2.5. alfejezetet):

$$\mu_p = 2,793 \ \mu_{\rm mag} = 5,586 \ \mu_{\rm mag} s_p,$$

így a proton dimenziótlan giromágneses faktora 5,586. A neutron esetében:

$$\mu_n = -1,913 \ \mu_{\text{mag}} = -3,826 \ \mu_{\text{mag}} s_n.$$

Az s_p , s_n itt a mikrorészecske sajátperdületének típusát jelenti (a harmadik komponens legnagyobb sajátértékét \hbar -sal osztva) ami mindkét esetben 1/2.

7.5.1. Az atommagok perdülete

Ismerve az atommagot felépítő részecskék perdületét, meg tudjuk konstruálni a mag teljes perdületét, amit egyszerűen csak magspinnek szokás mondani, de tartogassuk most a spin szót a szigorúbb értelemben vett sajátperdületre. A nukleonok az atommagban meghatározott pályákon mozognak, így a sajátperdületük (S) mellett pályaperdületük (L) is van. A mag teljes perdülete \vec{I} :

$$\vec{I} = \sum_{i}^{Z} \vec{S}_{pi} + \sum_{j}^{N} \vec{S}_{nj} + \sum_{i}^{Z} \vec{L}_{pi} + \sum_{j}^{N} \vec{L}_{nj}.$$

Itt \vec{S} , \vec{L} vektorok összeadásakor a kvantummechanikai perdületvektorok összeadási szabályai érvényesülnek. Szerencsére akkora mágneses tér nincs a magban, és mesterségesen sem sikerült előállítani, hogy a nukleonok perdületeit a szoros csatolásból fel tudja törni, így a mag \vec{I} perdületét mint egy egységet, annak belső tulajdonságát lehet tekinteni (innen ered a magspin kifejezés). A mag perdületét egyszerűen \vec{I} kvantummechanikai perdületvektor

típusával, i-vel jellemezzük, ez megad minden sajátértéket. Az I^2 sajátértéke $\hbar^2 i(i+1)$, az I_z harmadik komponens értékei $m = -i, -i+1, \ldots, i$ mindig egész vagy félegész számok lehetnek. A perdületek összeadási szabályaiból az az alapvető szabályosság tűnik ki, hogy ha páros a tömegszám, akkor a mindig egész típusú \vec{L} mellett páros sok feles típusú \vec{S} -et kell összeadni, ami ismét egész lesz. A páros tömegszámú magok perdülete (i perdületkvantumszám) egész, ugyanígy a páratlan magoké mindig feles. A természetben tapasztalt páros–páros magokra mindig igaz, hogy a mag teljes perdületének típusa 0. Ilyenkor mind a protonok, mind a neutronok páros sokan vannak, és párokba tudnak rendeződni, kioltva egymás perdületét. Altalában a magperdület értéke (magspin-kvantumszám) kicsi, de mindig egész vagy feles szám. (Minden párban a két 1/2-es perdület összege 0 vagy 1 lehet, de alapállapotban mindig a 0 valósul meg.) A magon belüli szerkezetektől függően kétféle viselkedést ismerünk. Az egyik, amikor az egyes nukleonok pályaperdületét és spinjét kell először összeadnunk, mert azok vannak erősen egymáshoz csatolva, és ezután ezeket az összegeket (j-ket) kell összeadni. Ez a *jj* csatolás. A másik, az ún. SL csatolás, amikor az egyes nukleonok spinjének és pályaperdületének relatív helyzete nem rögzített egymáshoz, az egyes spinek összege (S) és az egyes pályaperdületek összege (L) egymáshoz képesti helyzete változik. Az atommagok nagy részében *jj* csatolás tapasztalható. Létezik az atommagoknak olyan nagy perdületű gerjesztett állapota, amikor a párok nem ejtik ki egymás perdületét, mert már más pályára állnak. Így nagy perdületű állapotokat lehet létrehozni, amelyek egy adott energia felett felett szétesnek, ezt nevezzük hasadási határnak. Minden mag adott perdületértékéhez létezik egy legkisebb energiájú határ is, az Yrast-vonal, ami megmutatja, hogy egy nagy perdületű állapothoz legalább mekkora gerjesztési energia szükséges.

7.5.2. Az atommagok mágneses momentuma

Az elektronok esetén a mágneses momentumot a Bohr-magneton egységekben mérik, a magok mágneses momentumát a magmagneton egységben:

$$\mu_{\rm mag} = \mu_N = \frac{e\hbar}{2m_N}.$$

Itt m_N az atomi tömegegység (A.M.U.) c^2 -tel osztva. A μ_N kb. 1836szor kisebb az elektron magnetonjánál, így a mag mágneses tere mindig nagyságrendekkel kisebb, mint az elektron keltette mágneses tér.

A mag mágneses momentum operátorát ugyanúgy építhetjük fel, mint a perdületét, egy tag fog hiányozni: a neutronok keringéséből nem származik mágneses momentum:

$$\vec{M} = \mu_N \left(g_p \sum_i^Z \vec{S}_{pi} + g_n \sum_j^N \vec{S}_{nj} + \sum_i^Z \vec{L}_{pi} \right).$$

A keringésből adódó mágneses momentum g-faktora (dimenziótlan giromágneses faktor) itt is 1, mint az elektron keringésénél volt. A mágneses momentum és a perdület nem párhuzamosak, de a perdület megmaradó mennyiség, így a mágneses momentum a magperdület körül precessziót végez, a kísérletekben csak ennek időátlagát érzékelhetjük, ami az \vec{M} -nek az \vec{I} -vel párhuzamos része:

$$\vec{M}_{\rm eff} = \vec{\mu} = \frac{\left(\vec{M} \cdot \vec{I}\right)\vec{I}}{I^2} = g\mu_N \vec{I}.$$

Ez az atommagok g-faktorát definiáló egyenlet (vö. az atomi elektron Landéfaktorának definíciójával, 6.4.2. alfejezet). A mágneses momentum operátor minden kvantumszámát leírja a mágneses momentum nagysága μ . Ez a $\hat{\mu}_z$ operátor legnagyobb sajátértéke (ahogy a típus a perdületeknél). Így

$$\mu = g\mu_N i.$$

A magok mágneses momentumainak értéke minden páros-páros mag esetére 0, hiszen i = 0. A páros-páratlan magok mágneses momentumainak kiszámításánál a következő gondolatmenet vezet jó eredményre: a magtörzs mágneses momentuma 0, mivel ott a nukleonok párosával helyezkednek el és kiejtik egymást; a mag mágneses momentumát az utolsó nukleon határozza meg, amely egyedül mozog a pályáján. Ez a Schmidt-féle utolsónukleongondolat. Ilyenkor a pályaperdületből és a sajátperdületből származó (különböző giromágneses faktorral súlyozva őket) mágneses momentumot kell összeadni a kvantummechanika szabályai szerint, aminek részleteire most nem térünk ki. A mágneses momentumok hatása sokszor feltűnik, például az atomi színképeket is befolyásolják. A mag μ momentuma a felelős az atomi elektronok energiaszintjeinek hiperfinom felhasadásáért. A mágneses momentum harmadik komponense $\mu_z = -g\mu_N i$ -től $\mu_z = g\mu_N i$ -ig vehet fel értékeket, $\mu_z = g\mu_N m$. Ha a mag az m állapotból az m+1 perdület harmadik komponensű állapotba kerül, akkor egy fotont elnyel vagy kibocsát. Így megfelelően hangolt fotonokkal az atommagok beállása a kitüntetett irányhoz (általában külső mágneses térhez) képest megváltoztatható (7.7. ábra).

7.5.3. Magmágneses rezonancia-módszerek

Az elektron mágneses momentumát a Stern–Gerlach-kísérletben mérhetjük meg (például). Ha az atommagok mágneses momentumát akarjuk így megmérni, akkor a semleges atomban az elektronok jóval nagyobb mágneses momentumait valahogy össze kell párosítani úgy, hogy azok kiejtsék egymást. A magok ilyenfajta mérése megoldott technikailag, de nem a legkézenfekvőbb módszer. A Stern–Gerlach típusú kísérletet – nagy $\partial B/\partial z$ inhomogenitással – molekulanyalábokon lehet végrehajtani, mert ott a kémiai kötések kialakulásával zárt elektronhéjak jönnek létre, az elektronoktól származó mágneses momentumát először ezzel a módszerrel mérték meg, H_2 gázt alkalmazva, így derült fény a g-faktor 5,586 értékére.

Otto Stern tanítványa, I. I. Rabi javította meg a molekulanyalábok eltérülését vizsgáló kísérletet olyanná, melynél nemcsak a felhasadások számát, tehát az iránykvantálást, hanem az adott atom vagy molekula mágneses momentumának nagyságát is meg lehet mérni. [Phys. Rev., Vol. 55, 526 (1939)] Két ellenkező irányba térítő inhomogén mágneses térrel dolgozott, ahogy a 7.6. ábra mutatja. A belőtt molekulanyalábból az adott beállású mágneses momentumokat kiválogatjuk az első mágnessel $(H_1, \frac{\partial H_1}{\partial z})$, a második mágnes pontosan az előzővel egyező nagyságú mágneses teret tartalmaz (H_3) , de az inhomogenitás $\left(\frac{\partial H_3}{\partial z}\right)$ ellentétes irányú, így az előző mágnessel kiválasztott mágneses momentumok első mágnesbeli eltérülését a második mágnes kompenzálja, a nyaláb a detektorba jut. A két mágnes között azonban van egy állandó mágneses térben (H_2) elhelyezkedő (H_4) áramhurok, melyen keresztülhalad a nyaláb. Az áramhurokba nagyfrekvenciás áramot vezetve, annak elektromágneses tere az atommagok mágneses momentumát fel tudja billenteni, így azok a második eltérítő mágnesen már nem jutnak a detektorba. Megfelelően hangolt, adott frekvenciájú áram esetén ki lehet mérni a detektor áramának minimumát, amely a legintenzívebb abszorpcióhoz tartozik. Az áram frekvenciájának és az állandó mágneses térnek a nagyságából a mag mágneses momentuma meghatározható a rezonanciafeltételből. Ezen módszer elvileg új volt a rezonanciajelleg miatt, de még hordozta magán az inhomogén eltérítő mágnesek miatt azt a feltételt, hogy az elektronok mágneses momentumától valahogy meg kell szabadulni, ezért a módszert molekulanyalábok eltérítéses rezonancia-módszerének hívjuk.

Napjainkban elterjedt precíziós, minden nem zérus mágneses momentummal rendelkező atommagra alkalmazható módszerek vannak, melyek közül a legegyszerűbb a mag-mágneses rezonancia (NMR = Nuclear Magnetic Resonance) módszere. Itt nem inhomogén, hanem homogén mágneses térbe helyezzük a vizsgált mintát, ily módon a mágneses tér miatt az atom-



7.6. ábra. Rabi-kísérlet, a molekulanyalábok eltérítéses rezonancia-módszerének vázlata



7.7. ábra. Az NMR elvi alapja

mag irány szerinti beállásaihoz különböző energia tartozik, ezek között az energiaszintek között akarunk átmeneteket létrehozni elektromágneses hullámokkal. A mágneses momentum harmadik komponensétől ugyanis függ a rendszer energiája: $E = -\mu \vec{B} = -\mu_z B$ szerint. Kívülről megfelelő frekvenciájú fotonokkal bombázva ilyenkor az atommagot, az megfelelő frekvencia esetén át tud billenni az egyik μ_z állapotából egy szomszédosba. Az energiaszintek ilyen felhasadását a 7.7. ábra mutatja. A maximális és a minimális μ_z között éppen $\Delta E = 2\mu B$ energiakülönbség van, de ez 2*i* részre van felosztva, így a szomszédos szintek távolsága $\mu B/i$. Kívülről a gerjesztő fotonoknak pontosan ilyen energiával kell rendelkezni ahhoz, hogy őket az atommag el tudja nyelni

$$h\nu = g\mu_N B.$$

Ezt nevezzük rezoinanciafeltételnek. Ha meg lehet oldani, hogy a visszaalakuláskor ne foton bocsátódjon ki, hanem a rendszerbe helyezett más mágneses anyagok (paramágneses sók) vegyék át az energiát, akkor elérhető az abszorpció. A mag-mágneses rezonancia a fenti frekvenciafeltételnek megfelelően hangolt elektromágneses hullámok abszorpciója, általában rádiófrekvenciájú fotonok kellenek a technikailag elérhető mágneses térnek megfelelően, ezért rádiófrekvenciás módszernek is nevezik. Ezen abszorpciót nem zavarja az elektronok mágneses momentuma.



7.8. ábra. Egy általános NMR-kísérlet vázlata

Az NMR-spektroszkópiában a spektrum mellett a mag-mágneses momentumok (és saját impulzusmomentumok, spinek) dinamikai viselkedését leíró relaxációs idők; a mágneses momentumok egymás közötti kölcsönhatását leíró spin–spin; és a mag-mágneses momentumok és a környezet kölcsönhatására jellemző spin–rács relaxációs idők mérése is elterjedt. A relaxációs idők mérése heterogén rendszerekben közvetlenebb információt nyújt a rendszerről, mint maga a spektrum. Az említett 110 izotóp mindegyikének külön NMR-spektroszkópiája van. Könnyű olyan magokat találni, amely érdekli a földtudománnyal foglalkozó szakembereket, de az NMR-spektroszkópia elterjedt a szerves kémiában, a vegyészet számos területén, sőt az orvostudományban is. A legmodernebb komputertomográfia ezen az alapon működik. Az NMR-módszer felhasználásai közül mutatunk néhányat: a molekulán belüli mágneses teret lehet vele mérni a kiválasztott atommag helyén, ezzel a kötésekre lehet következtetni, vagy a Föld mágneses terét lehet mérni szabad protonok rezonanciájával, és atomok mennyiségi meghatározására is lehet használni. A legkönnyebben detektálható spektruma a protonnak van, ez összefügg azzal, hogy spinje 1/2, a lehető legkisebb, amit NMR-re használni lehet. A mágneses térerősséget mérő NMR-berendezések protontartalmú mintákat használnak. Maga a mérés elvileg nagyon egyszerű. Meg kell keresni a rezonanciaspektrumot, megmérni a középponthoz tartozó ν_0 frekvenciát és a rezonanciafeltétel alapján kiszámolható a mérendő tér.

Az NMR analitikai alkalmazásainak az az egyszerű tény az alapja, hogy az NMR-spektrumban az elnyelés integrális intenzitása arányos a rezonanciában részt vevő magok számával. Az arányossági tényező csak a berendezéstől függ, így ez az eszköz könnyen hitelesíthető. Ez az alapja különböző ásványok, ill. por alakú minták nedvességtartalom-meghatározásának is. Szilárd testekben kristályos vagy amorf fázisban lévő atommagok helyhez kötöttek, NMR-spektrumaik szélessége 10 kHz nagyságrendű. Egy ilyen NMR-spektrum láttán nyugodtan kijelenthetjük, hogy az azt létrehozó atommagok helyhez kötöttek, biztos nem folyadék vagy gáz halmazállapotú anyagban vannak. A ~ 10 kHz spektrumszélességet a mag-mágneses momentumok, röviden magdipólok közötti mágneses kölcsönhatás hozza létre. Felolvasztott vagy oldott anyagok esetén ez a dipól–dipól irányfüggő kölcsönhatás kiátlagolódik, és sokkal keskenyebb spektrumokat kapunk, mint a szilárd testeké. Ilyen keskeny spektrum például az abszorbeált víz spektruma.

Egy heterogén rendszer (ami szilárdfázist és folyadékfázist is tartalmaz, például olajtartalmú kőzet) proton NMR-spektruma elvben két azonos helyen lévő, de különböző szélességű Gauss-görbe összege. A keskenyebb görbe alatti területből a folyadékfázis mennyiségét lehet meghatározni. Természetesen a valóság kicsit bonyolultabb, de elvben erről van szó. A relaxációs időméréssel is meg lehet határozni az egyes fázisok mennyiségét, ha a két fázisban eltérő a relaxációs idő. Az egyes relaxációs idők súlya az időbeli lefutásban az adott fázis mennyiségére jellemző. Végezetül annyit kell még megemlíteni, hogy az NMR-technika roncsolásmentes módszer, ami sokszor előnyös.

7.5.4. Elektromos kvadrupólmomentum

Ha az atommag elektromos töltéseloszlása nem gömbszimmetrikus, akkor van olyan másodrendű nyomatéka (a mechanikai tehetetlenségi nyomatékhoz hasonló), ami inhomogén elektromos térben az atommag irányítottságától függően különböző energiát ad. Ezt hívjuk kvadrupólmomentumnak. Általában az atommagok alakja forgási ellipszoid. Ha ezek kis- és nagytengelye nem egyezik meg, akkor az elektromos tér gradiensével állhat párhuzamosan és arra merőlegesen is az ellipszoid, így ezen beállások energiái is különbözni fognak, egyikből a másikba történő átmenet során fotont nyel el vagy bocsát ki a mag.

Az atommag és a külső elektromos tér kölcsönhatási energiájának kiszámításához elektrodinamikai ismeretekre kell támaszkodjunk. Az $E = \int \rho(\vec{r}) V_e(\vec{r}) dV$ kölcsönhatási energiában az integrálást csak a mag térfogatára kell elvégezni, és szokás a $V_e(\vec{r})$ elektromos potenciált sorbafejteni, ezután:

$$E = qV_0 + \Sigma_i D_i \left(\frac{\partial V}{\partial x_i}\right)_{r=0} + \Sigma_{i,j} Q_{ij} \left(\frac{\partial E_i}{\partial x_j}\right)_{r=0} + \cdots.$$

Ilyenkor az első tag (q = Ze a mag össztöltése) lenne a kölcsönhatási energia, ha a mag pontszerű lenne. A második tag az elektromos dipólmomentum, a harmadik a kvadrupólmomentum által meghatározott tag. Az atommagokban csak egyfajta elektromos töltés van, így pozitív-negatív töltések megosztása nem lehetséges, a magok dipólmomentuma a mérések szerint is mindig 0. Ezért az első olyan tag, amely a mag alakja miatt lép fel, a kvadrupólmomentum. Ez egy szimmetrikus tenzor, így három főátlóbeli elem határozza meg. De a magok alakjának hengerszimmetriája miatt ebből kettő megegyezik, továbbá a tenzor főátlóbeli elemeinek összege 0, így marad egy mennyiség, ami egyértelműen meghatározza. Ez a Q_3 -nak nevezett érték, a zz-komponens (nagyon hasonló a tehetetlenségi tenzor zz eleméhez):

$$Q = Q_3 = \int \rho(\vec{r})(3z^2 - r^2) \, dV$$

A kvadrupólmomentum értékét megállapodás szerint, az m = i perdületállapotban kell kiszámolni, amikor a perdület és a mágneses momentum harmadik komponense a maximális értékét veszi fel. (Leginkább párhuzamos a külső tér által kitüntetett iránnyal.)



7.9. ábra. Az atommagok forgási ellipszoid alakjának szemléltetése (Az oblate a diszkosz alakú negatív kvadrupólmomentumú alak, míg a prolate a szivar alakú pozitív kvadrupólmomentumú állapot.)

Az atommagok forgási ellipszoid alakúak, ezért a három nagytengelyből kettő megegyezik, ezek hosszát nevezzük b-nek, a fennmaradót pedig a-nak. Legyen z irány a forgástengely iránya. Szivar alakú magot kapunk, ha a > b, ebben az esetben Q > 0. Erről a következő módon győződhetünk meg: a Q meghatározásában szereplő integrálban $3z^2 - r^2 = 2z^2 - x^2 - y^2$ szerepel, ha a z irányú kiterjedés nagyobb, mint az x, y irányú, akkor átlagosan $z^2 > x^2$ és $z^2 > y^2$, így Q > 0-t kapunk. Ha b > a, a mag alakja

4

összenyomott gömb, egy diszkoszhoz hasonlít, ilyenkor a kvadrupólmomentum kisebb, mint zérus, Q < 0. A kvadrupólmomentum mérése a magok alakjának vizsgálatakor fontos. Érdekes kérdés, hogy az izotóptérképen hol helyezkednek el azok az atommagok, melyeknek nagy kvadrupólmomentuma van, azaz alakjuk nagymértékben deformált a gömbhöz képest. A tapasztalat azt mutatja, hogy minél messzebb vagyunk a mágikus számoktól, annál deformáltabb a mag. A héjmodellben gondolkodva: félig betöltött héj okoz magalakdeformációt. A magok alakja még a gerjeszthetőségükkel is kapcsolatban van, ugyanis egy gömbszimmetrikus magot nehezen lehet forgási gerjesztésbe hozni, viszont egy elnyúlt szivaralakot sokkal könnyebben. A deformált magok gerjesztésienergia-spektrumában felismerhetők a mag forgása következtében fellépő gerjesztési energiák.

Feladatok

- 7.1. Mekkora energia szabadul fel az $^{238}_{92}$ U szimmetrikus hasadásakor, és ha $^{140}_{54}{\rm Mo}+^{94}_{38}{\rm Sr}+4{\rm n}$ keletkezik?
- 7.2. Hány százalék a tömegdeffektus, és mekkora az egy nukleonra jutó kötési energia az $^{197}_{79}$ Au és a $^{12}_{6}$ C magoknál a félempirikus kötési formula alapján?
- 7.3. Számoljuk ki a nagy tömegszámú stabil alapállapotú magok rendszáma és tömegszáma közötti összefüggést, hogyan változik az $\frac{A}{Z}$ arány aszimptotikusan? Határozzuk meg az A = 100-220 tartományban az átlagos $\frac{A}{Z}$ arányt!
- 7.4. A ¹⁰C és a ¹¹C β^+ -bomlásainak energiái E_1 , E_2 , és tegyük fel, hogy a sugár nem változik a β -bomlásban. Becsüljük meg az egyik mag sugarát!
- 7.5. A ²³Na spinje $I = \frac{3}{2}$ alapállapotban és $\nu = 2,66$ MHz frekvenciánál van a fotoabszorpciónak maximuma egy NMR-mérés során B = 1 T mágneses tér mellett. Mekkora a nátrium g-faktora alapállapotban?

8. Atommagok bomlása

8.1. Radioaktív bomlások típusai

Az atommagok átalakulásának azt a fajtáját, amikor egy atommagból spontán módon, külső hatás nélkül különböző részecskék, ill. atommagok keletkeznek, radioaktív bomlásnak vagy radioaktivitásnak nevezzük. A magátalakulások másik részében valamilyen részecske vagy külső erőtér okoz az atommagban szerkezeti változást, ezek a magreakciók, és későbbi fejezetben tárgyaljuk őket. A természetben előforduló magok többsége stabil, nem radioaktív. A Föld anyagának keletkezésekor valószínűleg sok radioaktív atommag volt jelen, de többségük gyorsan elbomlott. Napjainkban csak a Föld életkoránál hosszabb, vagy azzal összemérhető, felezési idejű, vagy a még ma is keletkező radioaktív atommagok vannak jelen a természetben.

8.1.1. A radioaktivitás felfedezése

Becquerel 1896-ban fedezte fel, hogy az urántartalmú ércek nem fluoreszcencia miatt (nem külső sugárzásra válaszolva), hanem maguktól is nagy áthatolóképességű sugárzást bocsátanak ki, amely a röntgensugarakhoz hasonlóan ionizálja a levegőt és megfeketíti a fényképezőlemezt. Ezen első magfizikai kísérletek "detektora" becsomagolt fényképezőlemez volt. Becquerel munkatársa, Marie Curie folytatta munkáit, és azt vizsgálta, hogy ez az új sugárzás az uránhoz van-e kötve, vagy más elemek is mutatják. Később felfedezték férjével, hogy a tórium (ezt G. C. Schmidt-tel együtt), a polónium és a rádium is ugyanilyen sugárzást bocsát ki. Ők használták először a radioaktivitás kifejezést. A Curie házaspár 1898-ban különítette el hosszas munkával a rádiumot az uránszurokércből, kidolgozták a rádium előállításának módszerét. Megvizsgálták, hogy nem alakul-e át a rádiumsó közben más anyaggá, de a vizsgált anyag színképében semmilyen változást nem észleltek. A radioaktív sugárzásról megállapították, hogy több elemnek is van ilyen tulajdonsága, a radioaktivitás az anyag atomjaihoz kapcsolódik, a radioaktív anyag a külső körülményektől függetlenül egyenletesen hosszú időn át képes a hőt termelni (akkor még ismeretlen forrásból). A Curie házaspár piezoelektromos jelenségen alapuló detektort szerkesztett, így kvantitatíven tudták vizsgálni a sugárzás hatásait.

Rutherford a sugárzás ionizációs hatásait vizsgálva megállapította, hogy annak van egy erősen ionizáló komponense, amely mágneses térben egyik irányban eltérül, és amit már vékony papírréteg is elnyel. Van egy kevésbé ionizáló része is, ami még inkább áthatolóképes, és mágneses térben a másik irányba térül el. Ezeket Rutherford egyszerűen α - és β -sugaraknak nevezte el. Villard 1900-ban megmutatta, hogy van egy még áthatolóbb komponense a radioaktív sugaraknak, ezek a γ -sugarak. Rutherford mágneses térben való eltérülésük alapján a β -sugárzás részecskéit az elektronokkal azonosította. 1909-ben α -bomló preparátum felett felfogott gázban kisülést előidézve, annak színképéből meghatározta, hogy az α -bomláskor kétszeresen ionizált hélium keletkezik. A γ -sugarak mágneses térben nem térülnek el. Érdekes, hogy a radioaktivitás során végbemenő elemátalakulást csak akkor ismerték fel, amikor az első gyorsan bomló radioaktív magokat felfedezték. Ezek a toron és a radon voltak, melyek nemesgázok. A tórium- ill. rádiumpreparátumok feletti levegő vizsgálatából Rutherford megmutatta, hogy az akti-

4

vitás időben gyorsan csökken. Ezután vetették fel annak gondolatát, hogy a radioaktivitást elemátalakulás kíséri.

8.1.2. Radioaktív alapfolyamatok

Ma már pontosan ismerjük a radioaktivitás folyamatának részleteit. Az α -sugárzás a két protonból és két neutronból álló héliummag kb. 10⁷ m/s sebességgel történő kilökődése az atommagból. Az α -részecskék levegőben néhány centimétert tesznek meg, szilárd anyagban még gyorsabban megállnak (lásd 3. fénykép).

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + \alpha + Q.$$

Q bomlási energia a keletkező magok mozgási energiája formájában szabadul fel. Az α -bomló magok helye az izotóptérképen jól látható, a legnagyobb rendszámú stabil mag – a ²⁰⁸Pb – feletti rész az α -bomló magok tartománya. Itt a protonok elektrosztatikus taszítása már akkora, hogy az egyszerre két egységnyi töltést elvivő α -bomlás az egyik domináns folyamat. Az α -bomlásnál a magerők szerepe is meghatározó az átalakulásban, a Coulomb-kölcsönhatás mellett. Másik, a magerők által meghatározott és elektrosztatikus potenciálgáttal rendelkező folyamat a hasadás. Ez csak az urán környéki izotópok esetén tud végbemenni, lassú vagy gyors neutronok hatására, esetleg spontán módon.

A β -sugárzás többféle lehet, de az a közös bennük, hogy leptonok keletkeznek vagy átalakulnak, és a folyamatot a gyenge kölcsönhatás irányítja. Az elemi folyamatok a β^- , és a β^+ -sugárzás során:

$$\begin{array}{ll} \beta^-: & \mathbf{n} \to \mathbf{p}^+ + \mathbf{e}^- + \tilde{\nu}, \\ \beta^+: & \mathbf{p}^+ \to \mathbf{n} + \mathbf{e}^+ + \nu. \end{array}$$

Általában a β -bomlásokban a magban lévő neutron átalakul protonná, vagy a magban kötött proton alakul át neutronná. A $\nu, \tilde{\nu}$ a neutrínó és az antineutrínó, a β -bomlások alapján felfedezett nagyon könnyű részecskék. A β -bomlásokat az atommagokra felírva:

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + \mathrm{e}^{-} + \tilde{\nu}$$

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \mathrm{e}^{+} + \nu.$$

Szabad proton bomlását még nem figyelték meg, a szabad neutron elbomlik, felezési ideje 10,26 perc. A β -bomlásban keletkeznek neutrínók vagy antineutrínók, a kísérleti tapasztalatoknak megfelelően, a leptonszám-megmaradással összhangban. Az elektronnak és a neutrínónak 1 a leptonszáma, a pozitronnak és az antineutrínónak –1. Ha a fenti egyenletekben az elektront és a pozitront szimbolikusan áthelyezzük a másik oldalra, akkor megkapjuk az inverz- β -bomlások egyenleteit:

inverz β^- : $e^+ + n \rightarrow p^+ + \tilde{\nu}$ E. C. : $e^- + p^+ \rightarrow n + \nu$.

A második sorban leírt bomlás az elektronbefogás (Electron Capture), ez több természetes radioaktív elemben lejátszódik, ilyenkor legvalószínűbben a K héjról egy elektront befog egy magbeli proton. Ez azért valósulhat meg, mert az atomi elektronok számottevő valószínűséggel tartózkodnak a mag helyén, ezért K-befogásnak is nevezik. A e⁺-befogás nem gyakori, természetes körülmények között nem találunk rá példát. A β -bomlás három gyakori változatát ismertük így meg. Ezek közül az E. C. és a β^+ a rendszám csökkenésével jár, mindkét esetben ugyanaz a leánymag. Ezen egymással versenyző folyamatok közül az elektronbefogás energetikailag könnyebben végbemegy, mert nem kell a végállapotban a pozitron tömegéhez szükséges energiát biztosítani. A β^- a rendszám növekedésével jár. Az izotóptérképen a β -bomlás két alaptípusa jól elkülönül. A β -bomláskor a tömegszám változatlan, így egy y = -x jellegű egyenes mentén lehet lerajzolni a β -bomlásokat az izotóptérképen, balra fel: β^- , jobbra le: β^+ . Ezek a bomlások mindig az energiaminimum felé törekvést fejezik ki, így a stabil magok völgye felé igyekeznek, ezért a stabilitás vonala felett az esetek döntő részében β^+ bomlás történik, alatta pedig β^{-} . Ez megfelel az izobárok paraboláin történő mozgásnak is (7.5. ábra), amit a kötési energiával foglalkozó fejezetben tárgyaltunk.

A harmadik bomlástípus az atommagok elektromágneses átmenetei. Ennek legismertebb esete a γ -sugárzás. A γ -sugárzás az elektromágneses hullámok eddig ismert legkisebb hullámhosszúságú formája. Az különbözteti meg a röntgensugárzástól, hogy ez a magban keletkezik, míg a röntgen az atomhéjon, elektronok átmeneteiben vagy elektronok fékezéséből. A γ -sugárzás energiatartománya átfed a röntgenével, a tipikus γ -energiák a néhány keVtól a többször tíz MeV-ig terjednek. A γ -sugárzás az atommag gerjesztett állapotának legerjesztődésekor keletkezik, az atommag tömegszáma és rendszáma változatlan, de teljes perdülete és paritása megváltozhat, a kezdeti és végállapot tulajdonságai alapján. Másik elektromágneses átmenet a belső konverzió (I. T. = Internal Transition), ilyenkor egy az atomi pályákon lévő elektron viszi el az atommag gerjesztési energiáját, kilökődve a héjról. Ez a folyamat akkor valószínű, ha a γ-bomlás valamiért erősen tiltott átmenet. A ritkán előforduló elektron-pozitron pár kibocsátása is ide tartozik, ilyenkor a mag a gerjesztési energiája az elektron-pozitron pár keltésére és azok mozgási energiájára fordítódik.

8.1.3. Példák a környezetünkben található radioaktivitásra

A természetben (földkéreg anyagában) található α -radioaktív urán- és tóriumtartalmú ásványok nagyban hozzájárultak a modern fizika kialakulásá-

hoz. Ezen elemek bomlásából még egy sor radioaktív elemet ismertek fel, ilyen a nemesgáz radon és toron, vagy a polónium izotópjai (stb.). Az ólomnál nehezebb elemek radioaktívak, és a kiinduló urán és tórium hosszú felezési ideje miatt találhatók meg. A könnyebb elemeknek a stabil izotópokon kívül is vannak más izotópjaik, ezek is radioaktívak, de legtöbbször olyan kicsi a felezési idejük, hogy már régen elbomlottak, és ma mesterségesen lehet őket előállítani. Az elemek izotópjainak relatív gyakoriságában a radioaktív izotópok általában csak kis gyakoriságot kapnak.



8.1. ábra. Radioaktív bomlások energiadiagramja

Az emberi szervezetet felépítő atomok között is vannak radioaktívak. A trícium a radioaktív hidrogén, amiből átlagosan minden 10¹⁵ hidrogén mellett megjelenik egy. A radiokarbon a szén radioaktív testvére, ¹⁴C. Ezek lágy β -bomló izotópok, azaz bomlási energiájuk a keV tartományba esik. Míg az előbb említett nagy tömegszámú elemek szupernóvarobbanásban keletkeztek a Föld kialakulása előtti időkben, a trícium és a radiokarbon a légkör felső rétegeiben állandóan termelődnek a kozmikus sugárzás nagyenergiájú neutronjai hatására. Lágy β -bomló izotóp még a ³²P, amit a biológiában jelzőelemnek használnak. A leggyakoribb, hétköznapjainkban is jelenlévő, izotóp a ⁴⁰K. Relatív gyakorisága 0,01%, 10⁹ év a felezési ideje, β -bomló mag. Az emberi szövetek aktivitásának legnagyobb részét ez az izotóp teszi ki. Ez a káliumizotóp elektronbefogással bomlik, így keletkezik a légkör argontartalma. Ezért van a 39-es tömegszámú kálium előtt egy 40-es tömegszámú atom a periódusos rendszerben. A természetes radioaktivitás felfedezése után I. Curie-nek és F. Joliot-nak sikerült az első mesterséges radioaktív elemet létrehozni α -sugárzás segítségével, majd E. Fermi dolgozott sokat a neutronok befogásával előállított mesterséges radioaktív izotópokon. Így keletkezik a természetes ⁶³Cu-ból is a ⁶⁴Cu, a réz radioaktív izotópja, ami 12,8 órás felezési idővel bomlik. Érdekessége, hogy β -bomlása során

mindhárom fajta- β -folyamat megvalósulhat, a β^- -bomlás 40%, a β^+ -bomlás 28% és az elektronbefogás 32% valószínűséggel mehet végbe. A laboratóriumokban használt izotópok rendszerint hosszú felezési idejű izotópok, mint a ¹³⁷Cs és a ⁶⁰Co, amelyek γ -források, azok közül is a hosszú felezési idejűek közé tartoznak, ezért lehet őket a laboratóriumban sokáig felhasználni. Bomlási sémájukat a 8.1. ábra mutatja. Elterjedt β -forrás a ⁹⁰Y. A nátrium A = 22 tömegszámú izotópja β^+ -bomló, a pozitronok azonban ritkán tudnak kijutni a védett preparátumból, így csak a lelassult pozitronok annihilációjakor keletkező 511 keV-os fotonokat tudjuk észlelni. Ebből kettő indul minden bomlás után egymással ellentétes irányban. A ²²Na gyakran használt izotóp, detektorok időfelbontása meghatározására nagyon alkalmas.

8.2. A radioaktivitás időbeli lefolyása

A radioaktív bomlások során a bomló magot anyamagnak, a keletkezett atommagot pedig leánymagnak nevezzük. A radioaktív elemek között, mint láttuk, vannak, amelyek a bomlás után egyből stabil atommagba alakulnak át: $A \rightarrow S$. Ezt nevezzük egyszerű bomlásnak. Vannak olyan esetek is, amikor a leánymag is radioaktív: $A \rightarrow L \rightarrow S$, vagy még több lépés után éri el a stabil magot. Ezt az esetet soros bomlásnak hívjuk. Ha sok izotóp egymást követő láncáról van szó, melyek egymásba alakulnak, ez a radioaktív sor. Ha az anyaelem több csatornán bomolhat egyszerre, akkor párhuzamos bomlásról beszélünk: $A \rightarrow L_1$ vagy L_2 . A negyedik típus az indukált radioaktív bomlás, amikor az anyaelemet valamilyen részecskével besugározzuk, és így indukált atommagot hozunk létre, amely a fenti esetek valamelyikével bomlik: $a + A \rightarrow I \rightarrow S$.

8.2.1. Az egyszerű bomlás és az exponenciális bomlástörvény

Gondolkozzunk a következő modellben: legyen N darab radioaktív izotóp, melyek mindegyike azonos fajtájú atom, és λ bomlás/s időegységre jutó valószínűséggel bomlanak. Ezen λ neve bomlási állandó. A $p_1 = \lambda \cdot dt$ egy rövid dt idő alatt egy darab részecske elbomlásának valószínűsége. Ha a rendszerünk eleget tesz a következő feltételeknek, akkor kiszámoljuk, hogy a dt idő alatt hány mag bomlik el az N-ből.

1. A magok egymástól függetlenek,

2. λ független a magok eddigi életétől,

3. λ független a kémiai körülményektől is, azaz az adott magra jellemző állandó. Ilyen esetben annak valószínűsége, hogy n mag bomlik el az Nből a dt idő alatt: $p(n) = {N \choose n} p_1^n (1-p_1)^{N-n}$. Azaz az n változó binomiális eloszlású. A binomiális eloszlás átlaga $\bar{n} = Np_1 = N\lambda dt$, ez megadja a dt idő alatt elbomlott magok átlagos számát, és egyben azt is mutatja, hogy az időegység alatt elbomlott magok száma statitisztikusan változik. Ha dt nagyon kicsi, akkor a magok számának csökkenési sebességére (dN/dt)fennáll a következő differenciálegyenlet:

$$\dot{N} = -\lambda N, \implies N(t) = N_0 e^{-\lambda t}.$$

A megoldás az exponenciális függvény, és a kezdeti feltételekből megadható az N_0 állandó, ami a magok száma a kezdeti időpontban. Ez az exponenciális bomlástörvény. A radioaktivitás karakterisztikus idejére a *felezési időt* használjuk, ez az az idő, ami alatt a magok száma a felére csökken, jele $T_{1/2}$: $N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$ alapján a felezési idő:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}.$$

A kísérletekben általában beütésszámot mérünk adott idő alatt, így a minta aktivitását határozzuk meg. A radioaktív bomlás sebességére jellemző paraméter az *aktivitás*, ami az időegységenkénti bomlások száma. (Nem a detektált beütéseké, hanem a mintában történő bomlásoké!) Egyszerű bomlásnál

$$A = -\frac{dN}{dt} = \dot{N} = \lambda N.$$

Ennek megfelelően, az aktivitás arányos a mintában lévő, még el nem bomlott magok számával. Ez alapján az aktivitás időfüggésére könnyen megkapjuk az ismét exponenciális törvényt: $A(t) = A_0 e^{-\lambda t}$. Többféle radioaktív anyagot tartalmazó minta teljes aktivitását $A_{tot} = \sum_i \lambda_i N_i$ határozza meg (abszolút aktivitás).

Még egy paraméter használatos a radioaktív bomlás karakterisztikus idejének leírására az átlagos élettartam, jele τ :

$$\tau = \int_0^\infty t \cdot p(t) \, dt = \lambda \int_0^\infty t \cdot e^{-\lambda t} \, dt = \frac{1}{\lambda}.$$

Itt felhasználtuk az exponenciális bomlástörvényből adódóan azt, hogy ha w(t) annak a valószínűsége, hogy egy mag a t idő elteltével még nem bomlott el, akkor $w(t) = \frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda t}$. Ebből az adódik, hogy a (t, t + dt) időintervallumban történő bomlás ennek a megváltozása: $p(t) = \lambda e^{-\lambda t}$.

Mértékegység. Az aktivitás mértékegysége a becquerel: Bq = bomlás/másodperc. Korábban 1 g rádium radioaktivitását használták, ez az 1 Ci, azaz egy curie. A két mértékegység közti áttérés: 1 Ci = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq. A bomlási állandó kísérleti meghatározása legegyszerűbben az aktivitás időbeli változásának mérésével történhet. Az aktivitás logaritmikus skálán történő ábrázolása egyenesre vezet, melynek iránytangense adja a bomlási állandót. A meghatározott felezési idők 30 nagyságrendet fognak át (10⁻⁸ s-10¹⁵ év). Ezt a módszert csak közepes felezési időkre lehet alkalmazni. Rövid felezési idők speciális módszert követelnek, hosszú felezési időket $A = \lambda N$ alapján az anyagmennyiség pontos ismerete és az aktivitás abszolút mérése által lehet meghatározni.

A radioaktivitás statisztikus jellege. Mint a fenti modellben is láttuk, N(t) a még el nem bomlott magok számának átlagát adja csak meg. A bomlás statisztikus folyamat, lehet, hogy egy adott idő alatt egy preparátumban az átlagosnál több vagy kevesebb bomlás történik, hiszen az egyes atomok függetlenek. A binomiális eloszlás átlaga mellett a szórását is ismerjük: $\sigma_n^2 = Np_1(1-p_1)$. Ahol σ^2 az átlagtól való eltérés négyzetének átlaga, $\sigma_n^2 = \sum p(n)(n-\bar{n})^2$. Ha $p_1 \ll 1$, akkor $\sigma_n^2 = Np_1 = \bar{n}$, azaz a szórásnégyzet megegyezik az átlaggal. Ez azt a feltételt rója ki a radioaktív bomlásokra, hogy ugyan változhat az adott idő alatt végbement bomlások száma, de annak szórásnégyzete éppen a bomlások átlagos száma kell legyen. Túl nagy, vagy túl kicsi szórás esetén a mérés statisztikáját más szisztematikus effektusok is befolyásolják. Ha $\lambda dt \ll 1$, akkor a fenti p(n) binomiális eloszlás jól közelíthető Poisson-eloszlással: $p(n) = \frac{(Np_1)^n}{n!}e^{-Np_1}$. A Poisson-eloszlás formulája már jobban kezelhető numerikusan. Van még egy közelítése a binomiális eloszlásnak, a Gauss-eloszlás, ez csak $p_1 \ll 1 \ll N p_1 = \bar{n}$ esetén áll fenn: $p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\tilde{n}}} e^{-\frac{(n-\tilde{n})^2}{2\tilde{n}}}$. A kísérleti eredmények paraméterezéséhez ez a leginkább alkalmazható függvény, mert már nem csak egész értékű helyeken van értelmezve.

8.2.2. Soros bomlások

Tekintsük először a két lépéses soros bomlást: $A \to L \to S$. Nevezzük az anyamagok számát $N_1(t)$ -nek, bomlásának állandóját λ_1 -nek, a leánymagok bomlási állandója λ_2 , számuk pedig $N_2(t)$. A t = 0 időpillanatban legyen az anyamagokból N_{10} , a leánymagokból pedig N_{20} . Az anyamagok egyszerű bomlást végeznek $N_1(t) = N_{10}e^{-\lambda_1 t}$, a leánymagok számának időbeli alakulását viszont már két tag határozza meg, az anyamagokból történő termelődés $(\lambda_1 N_1)$ és a bomlás $(\lambda_2 N_2)$:

$$\dot{N}_2(t) = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 = -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}.$$
(8.1)

Ez egy lineáris inhomogén differenciálegyenlet. A homogén egyenlet megoldása $N_h(t) = Ae^{-\lambda_2 t}$, az inhomogén megoldást $N_{\rm ih}(t) = Be^{-\lambda_1 t}$ alakban kell keresni. A teljes megoldás a homogén és az inhomogén összege, a kezdeti feltételekhez igazítva. $N_{\rm ih}(t)$ akkor megoldása (8.1) egyenletnek, ha $B = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$. Az A konstanst az $N_2(0) = N_{20}$ kezdeti feltételből lehet meghatározni. A teljes megoldás:

(8.2)
$$N_2(t) = N_{20}e^{-\lambda_2 t} + N_{10}\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right).$$

Leggyakrabban előforduló eset, hogy a kezdeti pillanatban nincsen leányelem a mintában, akkor $N_{20} = 0$ és az $N_2(t)$ -nek mindig van egy maximuma. (Leányelemek felhalmozódása.) Ha a rendszer abszolút aktivitását vizsgáljuk, akkor $A_{tot}(t) = \lambda_1 N_1(t) + \overline{\lambda_2} N_2(t)$ időfüggést kapunk. Ha a $\lambda_1 > \lambda_2$, akkor az abszolút aktivitás először nőni kezd és a maximumát elérve fog csak exponenciálisan csökkenni, ellenkező esetben A_{tot} monoton csökken.

Nézzük meg most a radioaktív sorok esetét. A sor *i*-edik elemének bomlásakor a bomlási állandó λ_i . Ilyenkor az anyaelemek száma $N_1(t)$ tisztán exponenciálisan lecseng. A további tagokra felírt differenciálegyenlet az előzőekben a leánymagra felírt egyenlettel analóg, hiszen a sor többi tagjai is valamelyik elemnek leányelemei:

$$N_i(t) = \lambda_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i.$$

Az *i*-edik elem időfüggését csak az előtte levő elemek befolyásolják, az *i*-edik differenciálegyenlet ugyanolyan inhomogén lineáris, mint az előzőek, csak az inhomogén tag most nem egy exponenciális, hanem i - 1 darab exponenciális összege. Ezen meggondolások alapján az $N_i(t)$ időfüggést a következő alakban kereshetjük:

$$N_i(t) = \sum_{j=1}^i a_{ij} e^{-\lambda_j t}.$$

Itt az a_{ij} konstans megmondja, hogy az *i*-edik elem időfüggésében a λ_j meredekségű exponenciális milyen súllyal szerepel, ez a konstans a kezdeti feltételektől függ.

8.2.3. Radioaktív egyensúly

Először nézzük az előbb részletesen vizsgált $A \to L \to S$ esetet, változatlan jelölésekkel, de amikor $N_{20} = 0$. Vizsgáljuk meg a leánymag és az anyamag aktivitásainak arányát. Az előző egyenletek felhasználásával:

$$\frac{A_2(t)}{A_1(t)} = \frac{N_{10}\frac{\lambda_2\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right)}{\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}\right).$$

Ha $\lambda_2 > \lambda_1$, akkor az $e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}$ függvény exponenciálisan lecseng és $\sim 5 \cdot \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}$ idő múlva értéke 0,01 alá esik, ettől kezdve azt mondhatjuk, hogy az anyaelem és a leányelem aktivitásának aránya időben jó közelítéssel állandó. Ezt nevezzük radioaktív egyensúlynak, és látható, hogy elérési ideje függ attól, hogy milyen pontosan követeljük meg az állandóságot.

$$\frac{A_2(t)}{A_1(t)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

Ez az arány mindig nagyobb mint 1, tehát a leányelemek aktivitása ilyenkor meghaladja az anyaelemek aktivitását. Ezt a 8.2. ábra bal oldalán láthatjuk, a 3-as görbe a 2-es fölött halad.

Ha $\lambda_2 \gg \lambda_1$, akkor $A_2 \approx A_1$ áll fenn, azaz a két aktivitás egyenlő lesz. Ezt hívjuk szekuláris egyensúlynak. Szekuláris egyensúlyban az anyaelemek bomlása olyan lassú, hogy azok száma konstansnak vehető, a leánymagok száma a (8.2) egyenlet alapján is konstanshoz tart, kb. 5 leánymag felezési idő alatt beáll a szekuláris egyensúly, és akkor mindkét atommag száma időben állandónak tekinthető. Ilyenkor a bomlások száma egyenlő az azonos idő alatt termelt magok számával. Szekuláris egyensúly valósulhat meg akkor is, ha nem egy hosszú felezési idejű anyamag termeli a leánymagot, hanem valamilyen magátalakulás, pl. ciklotron vagy reaktor segítségével.

Amikor csak a $\lambda_2 > \lambda_1$ eset áll fenn, *mozgó egyensúly*ról beszélünk. Ilyenkor az aktivitások aránya állandó, de az egyes aktivitások időben az anyamag bomlási sebességével exponenciálisan csökkennek, ahogy a 8.2. ábra mutatja.

 $\lambda_1 > \lambda_2$ esetben nincs egyensúly, ilyenkor az anyamag hamarabb elbomlik, átadja a helyét a leánymagoknak, és azok egy idő után egyszerű bomlást követve bomlanak.

Nézzük meg a szekuláris egyensúly feltételét radioaktív sorokra. Ha a sor első eleme a leglassabban bomló mag, és a kezdeti pillanatban csak N_0 darab anyaelem van, akkor $\lambda_i \gg \lambda_1$, ilyenkor $\frac{A_i(t)}{A_1(t)} = \sum_j b_{ij} e^{(\lambda_1 - \lambda_j)t}$, és minden exponenciális egy idő után lecseng, marad b_{i1} konstans, ami éppen 1 [hosszabb számolás eredménye]. A sor minden elemének aktivitása megegyezik a második legnagyobb felezési idő néhányszorosa után:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_i N_i.$$

Ezen összefüggést fel lehet használni hosszú felezési idők meghatározására. Megjegyezzük, hogy a sor tagjainak aktivitásait méréssel, energiaszelekcióval külön-külön is lehet vizsgálni, ha azok különböző energiájú γ - vagy α -részecskéket bocsátanak ki. Például minden talaj tartalmaz urán- vagy



8.2. ábra. Radioaktív egyensúlyok időbeli alakulása. A bal oldali grafikon a mozgó egyensúlyt mutatja be, a jobb oldali pedig a szekuláris egyensúly időfüggését ábrázolja (az 1-es görbe a teljes aktivitás, a 2-es az anyamag aktivitása, a 3-as a leányelem aktivitása)

tóriumatomokat, ezekben az urán- és a tóriumcsalád elemei az idők során egyensúlyba álltak. A sor egyes tagjainak aktivitását külön-külön is meg lehet vizsgálni, mert az egyes elemek γ -sugárzásai különböző energiájúak. A sor egyes tagjai mennyiségének megállapításánál figyelembe kell venni azt a tényt, hogy az adott energiájú γ -sugárzást milyen valószínűséggel bocsátja ki az atommag. Általában ez 1-nél kisebb, így a megszámolt beütésszám nemcsak azért lehet kisebb, mint egy másik tag beütéseinek száma, mert kevesebb atommag van belőle a mintában, hanem azért is, mert kisebb valószínűséggel bocsátja ki a rá jellemző γ -kvantumot.

8.2.4. Párhuzamos bomlás

Párhuzamos bomlás esetén egy adott mag többféle bomlási csatornán képes bomlani, különböző valószínűségekkel. A magok számainak időfüggését megadó egyenlet:

$$\dot{N}_1 = -\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_1 - \dots - \lambda_n N_1 = \lambda N_1$$

Itt λ_i az *i*-edik bomlási csatorna bomlási állandója. A $\lambda = \sum_{1}^{n} \lambda_i$ bevezetésével az anyamag egy λ bomlási állandójú egyszerű bomláshoz hasonlóan exponenciálisan bomlik. Az egyes csatornák arányai érdekesek ilyenkor: $r_i = \frac{\lambda_i}{\lambda}$, az r_i arányok összege 1. Az egyes λ_i bomlási állandók helvett elterjedt a parciális felezési idők használata. $T_{1/2,i} = \ln(2)/\lambda_i$, az egyes parciális felezési idők reciprok összege adja ki az anyamag felezési idejének reciprokát.

8.2.5. Radioaktív családok

Az izotóptérképen a stabil magok völgye véget ér az ólomnál, mégis van a természetben nála sokkal nagyobb tömegszámú radioaktív izotóp, pl. az urán és a tórium, melyek felezési ideje nagyon nagy. Az urán és a tórium bomlásakor létrejön a bomlások sorozata, a bomlási sor, bár néha elágazások is lehetnek benne. Az ólom feletti tömegszámok esetén mindhárom eddig vizsgált bomlási típus előfordulhat, de csak azok. Az α -bomlásnál a tömegszám 4-gyel változik, a másik kettőnél nem változik. Ebből az következik, hogy egy bomlási sor minden tagjának tömegszáma 4-gyel osztva ugyanazt a maradékot adja: A = 4n + C, ahol n egész szám, C a sorra jellemző állandó, értéke lehet 0, 1, 2, 3. Egy adott C-hez tartozó, egymásba bomló atommagok sokaságát hívjuk radioaktív családnak. Egy radioaktív családban van egy főág. Ez a leghosszabb felezési idejű tagból indul, és a legvalószínűbb bomlások útján halad a végmagig. Emellett lehetnek becsatlakozó oldalágak is. A dolog természeténél fogya 4 család létezhet, ebből hármat meg is lehet találni a természetben. A negyedik, a neptúnium-család, már nincs meg, mert a legnagyobb felezési idejű tagja is elbomlott már a Föld keletkezése óta. A legnagyobb felezési idejű kiindulási maggal szoktuk reprezentálni a családot, így van urán-család, tórium-család és neptúnium-család. Van még egy, természetben megtalálható család, az aktínium-család, ez az urán egy másik izotópjából indul, nevét mégis az aktíniumról kapta. Az egyes radioaktív családok néhány tuladonságát tekintsük át:

4n	tórium-család	²³² Th	$1,41 \cdot 10^{10}$ év	²⁰⁸ Pb
4n + 1	neptúnium-család	²³⁷ Np	$2,14 \cdot 10^6$ év	²⁰⁹ Bi
4n + 2	urán-család	²³⁸ U	$4,47 \cdot 10^9$ év	²⁰⁶ Pb
4n + 3	aktínium-család	²³⁵ U	$7,04 \cdot 10^8$ év	²⁰⁷ Pb

A táblázat harmadik oszlopában a leghosszabb felezési idejű atommag szerepel, a negyedik oszlopban a felezési ideje, az ötödik oszlopban pedig a bomlási sort lezáró stabil mag. Az ²³⁵U relatív gyakorisága sokkal kisebb, mint a gyakori társáé, az ²³⁸U-é, így általában két radioaktív család elemeit találhatjuk meg a radioaktív kőzetekben. Mindkét család tagja a Z = 86 rendszámú radon valamilyen izotópja. A radon nemesgáz, így könnyen kiszabadulhat a kőzetekből. Az urán-családban az A = 222 tömegszámú radon található, melynek felezési ideje 3,8 nap, van elég ideje arra, hogy a levegőben felhalmozódjon, vagy vizekbe oldódva a felszínre törjön. A tórium-család tagja az A = 220 tömegszámú radon, a toron. Ennek felezési ideje

.

56 s, így nem annyira valószínű kijutása a kőzetből, néha mégis megtalálható. A radon és a toron leányelemei így messze elkerülhetnek a kőzettől, radioaktivitással behintve a környezetet. Ezen izotópok sugárzásának emberre gyakorolt hatását a sugárvédelem fejezetben részletesen tárgyaljuk. Ezen izotópok adják a természetes eredetű radioaktivitásból származó dózis nagy részét.

8.2.6. Indukált radioaktivitás

Ha egy atommagot más atommagokkal bombázunk, előfordulhat, hogy egy magreakcióval új radioaktív elem keletkezik. A mesterséges radioaktivitást először 1934-ben Iréne Curie és F. Joliot fedezték fel, amikor a polónium α -sugárzását alumíniumfóliára bocsátották. Ekkor a 2,5 perc felezési idejű ³⁰P izotópot sikerült előállítani. Később Fermi végzett alapvető kísérleteket a neutronbefogás vizsgálatok során. Felfedezte, hogy az atommagok, befogván, egy neutront átalakulnak egy rendszerint β^- -bomló izotópba, ily módon hozta létre a mesterséges radioaktivitást, és számos β -bomlást tudott így vizsgálni. Tekintsünk egy olyan reakciót, melyben az a részecske bombázza az A atommagot, és I indukált mag jön létre, ami λ bomlási állandóval bomlik. Tegyük fel, hogy stabil mag lesz belőle, ha nem, az előzőekben tárgyalt eseteket kell alkalmazni.

$$a + A \rightarrow I \rightarrow S$$

Például neutronbesugárzással β -bomló magokat állítunk elő. Ilyenkor az indukált magok számának időbeli alakulására a következő differenciálegyenletet lehet felírni:

$$\dot{N}_I = -\lambda N_I + R, \qquad R = \sigma j N_A.$$

Az R az indukált magok termelődésére jellemző tag (vö. 5.1 formulával), függ a reakció σ hatáskeresztmetszetétől, a nyaláb j áramsűrűségétől vagy fluxusától és az A magok számától. Ha az A magok számát időben állandónak tekintjük, akkor R egy konstans. Ekkor a differenciálegyenlet megoldása, $N_I(t = 0) = 0$ határfeltétellel: $N_I(t) = (R/\lambda)(1 - e^{-\lambda t})$. Azaz az indukált magok aktivitása időben exponenciálisan az R értékhez tart. Ez addig igaz, amíg tart a besugárzás. A magreakciók leállításával az R tag megszűnik, és az indukált magok egyszerű bomlással bomlanak időben. Ha T ideig sugároztuk be a mintát, akkor az aktivitása

$$A_I(t) = R(1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda(t-T)}$$

szerint alakul az időben a besugárzás után. Ezt használják reaktorokban neutronfluxus mérésére, vagy ismeretlen számú A magok mennyiségének

meghatározására egy mintában. Ilyenkor neutronokkal besugárzott minta aktivitását mérik a besugárzás után, ebből R, majd a hatáskeresztmetszet és a fluxus ismeretében N_A meghatározható. Ezen technika neve Neutron Aktivációs Analízis (NAA), és egyike a roncsolásmentes nukleáris anyagvizsgálati módszereknek.

8.2.7. Radioaktív órák

A természetben megtalálható radioaktív izotópok kormeghatározásra is alkalmasak. Ez azon alapul, hogy az elemek izotópjai különböző felezési idővel bomlanak. Két legismertebb módja a történelmi és a geológiai kormeghatározás. A különbség a radioaktív izotópok felezési idejében van. Az urán 235-ös és 238-as izotópjainak eltérő a felezési ideje, így számuk aránya időben monoton változik. Az urán felezési ideje 10⁹ év nagyságrendbe esik, így geológiai korok alatt változik jelentősen az izotóparánya. A másik gyakran használt "óra" a radiokarbon, a ¹⁴C. Ha tudjuk, hogy az élő szervezetben a radioaktív szén részaránya mekkora, akkor csontok és egyéb régészeti leletek ¹⁴C-tartalmát és teljes széntartalmát mérve a korát lehet meghatározni. Ez a történelmi kormeghatározás, mert a radiokarbon felezési ideje 5770 év, történelmi korokat ölel át.

A radioaktív szén állandóan keletkezik a légkör felső rétegeiben, a ${}^{14}N + n \rightarrow p + {}^{14}C$ magreakcióval. A keletkezése és bomlása kialakít egy állandó ${}^{14}C/{}^{12}C$ arányt a levegőben, az élő szervezet a CO_2 útján beépíti magába a radioaktív szént, és az izotóparány a szervezetben (emberi, növényi egyaránt) felveszi az állandó értéket. Az életfunkciók beszüntetésével a radiokarbon nem pótlódik, csak bomlik az évek során. Az egyensúlyi radiokarbonarány kb. 1 radiokarbon minden $2 \cdot 10^{15}$ darab ${}^{12}C$ -atomra. Ez a mintáknak elég alacsony fajlagos aktivitását okozza, néhány gramm mintában 10-20 bomlás/perc aktivitás tapasztalható, ezért a ${}^{14}C$ kormeghatározáshoz alacsony hátterű mérési berendezés szükséges. A levegő ${}^{14}C/{}^{12}C$ arányát az utóbbi évtizedekben jelentősen befolyásolták az atombombakísérletek. Ez a minták aktivitását is befolyásolja. A referenciaarányok időbeli változását nagyon öreg fák évgyűrűinek vizsgálatával végezték el, ahol az évek száma leszámlálható, és az arányok mérhetőek.

Másik, a környezetünkben található elterjedt radioaktív izotóp a hidrogén 3-as tömegszámú izotópja, a trícium. A trícium a légkörben a következő reakció alapján keletkezik: ¹⁴N + n \rightarrow ³H + ¹²C. Ez β^- -bomlással héliumba bomlik, a radiokarbonhoz hasonlóan lágy β -sugárzást bocsátva ki. A trícium felezési ideje 12,3 év, így csak évtizedes kormeghatározásra alkalmas. Pl. elzárt vizek vagy palackba zárt borok korát lehet a fajlagos aktivitásukból megmondani. Sajnos a légköri atomrobbantások óta a légkör tríciumtar-

4

talma elmozdult a korábbi egyensúlyi értékről, és a meghatározás már nem működik olyan pontossággal, mint korábban.

Más izotóparányokból is lehet korokat megállapítani, ilyenek a $^{87}\mathrm{Rb}/^{86}\mathrm{Sr},~^{87}\mathrm{Sr}/^{86}\mathrm{Sr},~^{40}\mathrm{K}/^{40}\mathrm{Ar}$ izotóparányokon alapuló módszerek. Ez utóbbi a kálium–argon óra. A kálium a földkéreg egyik gyakori eleme, 0,0118%-ban tartalmaz $^{40}\mathrm{K}$ -et is, ami radioaktív és felezési ideje 1,3 milliárd év. A $^{40}\mathrm{K}$ párhuzamosan bomlik, 8 : 1 arányban $^{40}\mathrm{Ca}$ és $^{40}\mathrm{Ar}$ keletkezik belőle β -bomlással. Egy kőzet, ha megszilárdul, az argon már nem tud kiszabadulni belőle, így a radioaktív kálium és az argon kőzeten belüli arányából a kőzet megszilárdulásának korát lehet kiszámolni. Ezzel a módszerrel mérték meg a legrégibb meteorit korát (4,6 milliárd év), a Holdról származó kőzeteket, melyek 4,0–4,5 milliárd évesek, és a legősibb földi kőzeteket, melyek szerint a Föld kérge 3,8–3,9 milliárd éve szilárdult meg.

A geológiai kormeghatározást gyakran nem is az uránizotópok vizsgálatával végzik, hanem a végtermék magok leszámlálásával. Az ²³⁸U a radioaktív soron végigbomolva ²⁰⁶Pb ólomizotóp lesz. A másik uránizotóp (²³⁵U) végterméke az ²⁰⁷Pb. Ha feltesszük, hogy a két urán aránya α volt, a Föld keletkezésekor, akkor az azóta felhalmozódott ²⁰⁷Pb mennyisége $N_{207} =$ $N_0(1 - 2^{-t/T_1})$. Az ²⁰⁶Pb-atomok száma pedig: $N_{206} = \alpha N_0(1 - 2^{-t/T_2})$. Az ólomizotópok számának arányát egy adott mintában nagy pontossággal tömegspektrométerekkel lehet meghatározni, arányukból és α -segítségével a t meghatározható. Ha közvetlenül az uránatomok számát vizsgáljuk, akkor ezek arányára a keletkezéstől napjainkig eltelt idő függvényében $N_{238}/N_{235} = \alpha e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}$. Az α elfogadott értéke $\alpha = 1$, Napjainkban a két uránizotóp aránya 1/140, ezekből a Föld kialakulásának korára kb. 6 milliárd év adódik.

8.3. Az α -bomlás

A periódusos rendszer nagy rendszámú részén az α -bomlás igen nagy szerepet játszik. Jelentősége rohamosan nő, amint nehezebb magokról van szó. A magot szétszakítani törekvő Coulomb-erők Z^2 -tel arányosan nőnek. Az α bomlás révén a mag csökkenti töltését, stabilabbá válik, és energia szabadul fel. Elvben nemcsak α -bomlás, hanem más részecskék kibocsátása is lehetséges. Magasan gerjesztett magoknál valóban nemcsak α -, hanem neutronés protonemisszió is bekövetkezik. Alapállapotú magok esetében azonban, ha nukleonkibocsátás valósul meg, akkor α -bomlás történik. A 8.1. táblázat a felszabaduló energia számított értékeit tartalmazza különböző típusú bomlásokra az ²³²U esetére, amely tipikus α -bomló mag. A felszabaduló kinetikus energia a számítás szerint csak az α -bomlásnál pozitív, így alapál-
lapotban csak az α -bomlás megengedett. Az α -részecske kitüntetett szerepe azzal függ össze, hogy különlegesen stabil képződmény. A = 190 felett a legtöbb-magnál az α -bomlás energetikailag lehetséges, de mégis csak a magok felénél mutattak ki α -aktivitást. A többi esetben túl kicsi a bomlási állandó. A jelenlegi kísérleti technika a 10^{16} év felezési idejű α -bomlásokat is képes kimutatni, és egyéb kis valószínűségű bomlásokat is megfigyeltek. Ezek az egzotikus bomlások, példa erre a ²²⁶Ra \rightarrow ²¹²Pb + ¹⁴C bomlás, amikor szokatlanul nehéz elem, a szén 14-es izotópja keletkezik.

8.1. táblázat. A bomlási energia számított értékei MeV-ban ²³²U mag különböző típusú bomlásaira

n	-7,15	³ He	-9,6	⁶ Li	-3,78
p	-6,05	α	+5,38	$^{7}\mathrm{Li}$	-2,83
d	-10,5	⁵ He	-2,28		
$^{3}\mathrm{H}$	-10,1	⁶ He	-5,82		

8.3.1. A Geiger-Nuttal-törvény

Az α -bomlás energiája nem változik nagy intervallumban, szinte az összes α -energia 5–10 MeV tartományba esik. Az α -bomlás tipikus kétrészecskebomlás, itt az α -részecske és a leánymag az impulzusmegmaradás által kormányozva megosztoznak a bomlási energián. A mérésekben tapasztalt α spektrumok mindig adott energiánál tapasztalt csúcsok voltak, azt mondjuk, az α -sugárzás energiaeloszlása diszkrét. A felezési idők annál inkább változnak, sok nagyságrendet átfogva a másodperc törtrészétől milliárd évekig. Például a ²¹²Po esetén $T_{1/2} = 3,04 \cdot 10^{-7}$ s, de a ¹⁴⁴Nd α -bomlásának felezési ideje 2,4 \cdot 10¹⁵ év. A két esetben kibocsátott α -részecskék energiái viszont 8,78 MeV a polóniumra, és 1,83 MeV a neodínium esetére. A felezési idők és a bomlási energiák között 1911-ben I. Geiger és A. Nuttal összefüggést állapítottak meg: minél nagyobb az α -sugárzás energiája, annál nagyobb a bomlási állandó és annál kisebb a felezési idő.

Az akkori kísérletek az energia helyett a hatótávolságot mérték meg. A hatótávolság (R) az az úthossz, amit a részecske megtesz a megállásig. Vizuális detektorban, pl. ködkamrában, ez a részecske nyomának hosszát jelentette. Ma már tudjuk, hogy a hatótávolság az α -részecske energiájától egy hatványfüggvényen keresztül függ, így logaritmusuk arányos egymással: $\ln(R) = c \cdot \ln(E)$. Geiger és Nuttal tapasztalati törvénye a hatótávolságra vonatkozott, de most az energia szerinti alakjában használjuk:

$$\ln\left(\lambda\right) = A + B \cdot \ln\left(E\right).$$



8.3. ábra. A Geiger-Nuttal-törvény szemléltetése

Itt A az egyes radioaktív családokon belül állandó, de a családokra más és más érték, a B minden α -bomló magra ugyanaz az állandó. Ez az összefüggés magyarázza, hogy kicsi bomlásienergia-változás a nagy kitevőjű hatványfüggvény viselkedése miatt nagyon nagy felezésiidő-változást okoz, $\lambda \sim E^{80}$.

8.3.2. Az α -bomlás mechanizmusa, az alagúteffektus

A klasszikus fizika szerint az α -részecske nem is tud kijutni az atommagból. Amikor egy α -részecske és a leánymag ugyanis még elszakadás előtt éppen érintik egymást, a két gömb elektrosztatikus energiája nagyobb, mint az anyamag elektrosztatikus energiája. A kettő különbségét nevezzük Coulombpotenciálgátnak. Ez a potenciálgát magasabb, mint az α -részecske kinetikus energiája, az mégis "meg tudja mászni" és kijut a magból. A potenciálviszonyok szemléltetésére vegyük a fordított esetet, amit egyébként Rutherford kísérletileg meg is vizsgált. A ²³²Th α -részecskéi 4,2 MeV energiájúak, bombázzuk ezt a magot más izotóp ennél nagyobb energiájú α -sugárzásával, pl. 8,6 MeV-os α -részecskékkel. Rutherford az α -részecskéket nem tudta visszajuttatni a tóriumba, azok tiszta Coulomb-szóródást szenvedtek. Ez bizonyítja, hogy a potenciálgát legalább 8,6 MeV magasságú. Hogyan tud akkor mégis egy 4,2 MeV energiájú részecske kirepülni ebből a magból?

Az α -bomlás elméleti leírása a kvantummechanika korai sikerei közé tartozott (G. Gamow, B. Gurney és E. U. Condon 1928). Feltételezték, hogy a magban önállóan létezik az α -részecske, és a potenciálgát tartja benn. Az α -részecske a potenciálgáton belül mozog (lásd 8.4. ábra).



8.4. ábra. Alfa-bomlás alagúteffektussal történő értelmezése

A bomlási állandó két tényezőtől függ annak gyakoriságától, ahányszor az α -részecske "megostromolja" a potenciálgátat, és a Coulomb-gáton való áthaladás valószínűségétől. A potenciálgáton való átjutás valószínűségének kiszámítását a Schrödinger-egyenlet segítségével oldották meg, ez a Gamow-faktor. Ezen gondolatmenet szerinti számolások eredménye alapján ln $(\lambda) = a + b \frac{1}{\sqrt{E}}$ kapcsolat adódik, ami a valós energiatartományban jól követi Geiger és Nuttal törvényét. Az elmélet sikere nem azt jelenti, hogy az α -részecskék léteznek az atommagban, hanem csak annyit, hogy a magfelületen az α -részecskék még megőrzik azonosságukat. Végül megemlítjük, hogy az α -részecskék gyakran zérusnál nagyobb pályaperdülettel lépnek ki, így nemcsak az elektrosztatikus potenciálgátat kell legyőzniük, hanem a megkívánt nagyobb pályaperdülethez kapcsolódó energiával is rendelkezniük kell a kilépéskor. Ez a centrifugális potenciálgát.

8.4. A β -bomlás

A β -bomlás a legelterjedtebb radioaktív bomlás. A fejezet elején már bemutattuk, hogy háromféle típusa elterjedt az atommagok esetében, és hogy a gyenge kölcsönhatás játszik meghatározó szerepet benne.

8.4.1. A neutrínóhipotézis

A β -bomlás kísérleti vizsgálatakor hamar kitűnt, hogy az elektronok átlagos energiája kisebb, mint azt a kezdeti és végmag, valamint az elektron tömegének ismeretéből várták. Később megmutatták sebességszelektív detektorral vizsgálva a β -bomlást, hogy az elektronok sebességeloszlása a β -bomlásban folytonos. Az eloszlás maximuma felel csak meg a tömegkülönbségből várt értéknek, a folytonos β -spektrum még hosszú időn keresztül gondot okozott. Hova lesz a hiányzó energia? Felmerült még az energiamegmaradás törvényének esetleges sérülése is. Hasonló nehézségeket jelentett, hogy látszólag az impulzus és a perdület sem maradnak meg a β -bomlásban. A β bomlásban a tömegszám nem változik, így a mag perdülete marad vagy egész (A = páros), vagy feles (A = páratlan), de a különbségük csak egész lehet. Az elektron sajátperdülete viszont 1/2 (Stern-Gerlach-kísérlet), így a perdületmegmaradás törvénye is veszélyben volt. Ezen nehézségek kiküszöbölésére alkotta meg 1931-ben W. Pauli a neutrínóhipotézist. A 3. függelékben olvashatjuk Pauli két eredeti levelét az új hipotéziséről. Eszerint az elektronokkal egyidőben egy további részecske is emittálódik, a neutrínó. Ez a részecske elviszi a kinetikus energia egy részét, az impulzus egy részét, és a perdület megfelelő részét. Így az energiamegmaradás akkor is teljesül, ha az elektronok különböző energiával lépnek ki, hiszen a többit a neutrínó viszi el. A töltés megmaradása érdekében a neutrínó töltése 0, nyugalmi tömegének vagy zérusnak, vagy nagyon kicsinek kell lenni.

8.4.2. A neutrínók tulajdonságai

A kísérleti detektálás nehézségei alapján fel kellett tételezni, hogy a neutrínó anyaggal való kölcsönhatása igen csekély. A neutrínó tömegét először zérusnak tekintették, az utóbbi évtizedekben azonban voltak olyan kísérletek, amelyek nem zárták ki a véges tömeget, egyesek határozottan pozitív tömeget mértek. Ezek a kísérletek nagyon nehezek, az elektronhéj hatását, a detektor precíz részleteit is ismerni kell. Még ma sem eldöntött, hogy a neutrínó nyugalmi tömege véges vagy egzaktul zérus. A modern kísérletek a neutrínó tömegének felső korlátját mérik, az elektronneutrínó tömegére a legújabban mért felső korlát 1 eV alatti. A neutrínók tömegének kozmológiai következményei lehetnek, mert a világegyetemben található rengeteg neutrínó tömege befolyásolhatja a galaxisok kialakulását is.

Különbséget teszünk a β^- és a β^+ -bomlásokban keletkező neutrínók között. Az egyik a másiknak antirészecskéje. A két neutrínó létezését azok a kísérleti tapasztalatok támasztják alá, hogy a β^- -bomlásból származó neutrínók kimutathatók, amikor a $\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ reakció végbemegy (F. Reines, G. Cowan 1956), viszont a rendszám csökkenésével járó β -bomlásban (β^+) keletkező neutrínók ezt a reakciót nem mutatják. A β^+ neutrínói a ³⁷Cl atommagot tudják átalakítani ³⁷Ar maggá, ami nemesgáz, könnyen összegyűjthető és 35 napos felezési idővel bomlik (Davis-kísérlet). Így a két neutrínó kísérletben tapasztalt különbsége, hogy különböző reakciókban vesznek részt. Megállapodás szerint a β^- -bomláskor keletkező részecske az antineutrínó, és a pozitronbomláskor keletkező részecskét hívjuk neutrínónak.

A neutrínó spinjét hosszú ideig nem tudták biztosan meghatározni. A neutron β -bomlásakor az 1/2 spinű neutronból lesz három részecske: a proton, az elektron, melyeknek szintén 1/2, a spinje, plusz az antineutrínó. Ezek ismeretében, és a perdületösszeadás szabályai alapján, a neutrínó spinje vagy 1/2 vagy 3/2 lehet. Ha találunk egy olyan 0 spinű magot, amelyik elektronbefogással bomlik, és a leánymag is 0 spinű, akkor az azt jelenti, hogy a neutrínónak is csak 1/2 lehet a sajátperdülete, mint az elektronnak. Ilyen magokat már találtak, pl. a ³⁴Cl, ⁴²Sc. A neutrínó mágneses momentuma 0.

Fermi feltételezte, hogy a β -bomlás az atommag, az elektron és a neutrínó között egy új típusú kölcsönhatás, a gyenge kölcsönhatás következménye, amely nem azonos sem a gravitációs, sem az elektromágneses, sem az erős kölcsönhatással. Ettől kezdve tekintjük a gyenge kölcsönhatást a negyedik alapvető kölcsönhatásnak. A kölcsönhatás mértékének jellemzésére egy új természeti állandót vezetett be (g_F) , hasonlóan ahhoz, ahogy az elektromágneses kölcsönhatásban felbukkan a $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$, vagy a gravitációs állandó γ a gravitáció során. A Fermi-féle csatolási állandó értéke: $g_F \approx 9 \cdot 10^{-5}$ MeV · fm³. A neutrínó indukálta folyamatok hatáskeresztmetszetének nagyságrendje 10^{-43} cm² = 10^{-19} barn = 0,1 ab (atto-barn), szemben pl. a (n, p) reakciók átlagosan 10^{-28} m² = 1 barn hatáskeresztmetszetével.

A neutrínókkal végzett kísérletekről és tulajdonságaikról részletesebben a Neutrínófizika fejezetben lesz szó.

8.4.3. A β -bomlás energiaeloszlása

A β -bomlásban három részecske keletkezik, így a kilépő elektronok energiája folytonos eloszlást mutat. Az eloszlásnak egy adott energiánál vége van, jelezve, hogy mekkora Q energia szabadult fel a reakcióban. Ezen az energián hárman osztoznak: az elektron, a neutrínó és a visszalökődő leánymag. Az elektronok energiájának valószínűségeloszlását először Fermi írta le egyszerűsített modellben. Ez a β -bomlás Fermi elmélete, amiből csak az energiaspektrumhoz szükséges elemeket mutatjuk be. Három feltevést teszünk: 1. Az elektron és a neutrínó szabad részecskeként keletkezik, hullámfüggvényük síkhullám. Ez azt is jelenti, hogy a leánymag töltése Z = 0, hiszen ha beleszámítanánk a mag elektromos terét, nem lehetne síkhullám az elektron, azaz nem lehetne erőmentesen mozgó szabad részecske.

2. Megengedett átmenetről van szó. A β -bomláskor a perdület- és paritásviszonyok megváltoznak, a bomlás valószínűsége nagyban függ attól, hogy mekkora perdületet kell elvinni az elektronnak és a neutrínónak, és hogy a paritásviszonyok hogyan alakulnak. Egy átmenet megengedett, ha az anya és a leányelem magspinjeinek különbsége 0 vagy 1, és ha a két mag paritása azonos. (A kiválasztási szabályokat részletesen most nem tárgyaljuk. β -bomlásban kétféle kiválasztási szabály van: A Fermi-féle átmenetek esetére, amikor az elektron és a neutrínó sajátperdületei kompenzálják egymást; és a Gamow–Teller-féle átmenetekre, amikor az elektron és a neutrínó spinjei összességében egy 1-es típusú perdületet alkotnak. Amit említettünk, az mindkettőt magában foglalja.)

 A leánymag visszalökődésétől eltekintünk. Ez általában tényleg elhanyagolható, csak a legpontosabb mérések során kell vele foglalkozni.

Az időegység alatti átmenet valószínűsége (kvantummechanikai megfontolások alapján) arányos a mag kezdeti- és végállapotától függő ún. magmátrixelemmel (de ezt megengedett átmeneteknél állandónak vehetjük), és a végállapotban vett állapotsűrűséggel. Ez utóbbi az egységnyi energiaintervallumba eső állapotok számát adja meg, az adott energiánál, és most csak ez határozza meg a β -bomlás energiaeloszlásának alakját. A magmátrixelem megmutatja, hogy mennyire megengedett az átmenet. Azt kell meghatározzuk, hogy adott Q bomlási energia és E_e elektron energia mellett milyen a végállapot állapotsűrűsége. Ilyenkor a neutrínó $Q - E_e = E_{\nu}$ energiát visz el. Az elektron- és neutrínóállapotok is (szabad részecskéknek tekintjük őket) egyenletesen töltik ki a p_x, p_y, p_z koordináta-rendszerben a teret. Az adott E_e és $E_e + dE$ energiaintervallumba eső állapotok egy gömbhéjon találhatók, melynek térfogata $p_e^2 dp_e$ -vel arányos. Hosszadalmas számolás eredménye az, hogy a végállapotsűrűség

$$\rho(E_e) = (\cdots) p_e^2 p_\nu^2 \frac{dp_e}{dE_e} \frac{dp_\nu}{dE_\nu}.$$

Egy kis számolás után ezt a sűrűséget ki lehet számolni úgy, hogy csak az elektron energiája maradjon változóként. Korrekciót kell alkalmazni a leánymag rendszámára, ezt a Fermi-függvénnyel lehet megtenni F(E, Z). A nem megengedett átmeneteknél, a magmátrixelem nem konstans, így akkor az ún. alakfaktor is módosítja az eloszlást S(E, Z). A számolás végeredménye:

$$p(E) = (\cdots)F(E,Z) \cdot S(E,Z) \cdot (E^2 - m_0^2 c^4)^{1/2} E(Q-E)^2$$

Ez az eloszlás E = 0-nál, és E = Q-nál zérus. Ha a Fermi-faktort is beszámítjuk, akkor β^- -bomlásnál az eloszlás kis energiák felé tolódik el, mert a leánymag vonzza a kilépő elektront (8.5. bal oldali ábra); β^+ -bomlásoknál nagyobb energiák felé transzformálódik a görbe (E = Q helyen mindenképpen zérussá válik), hiszen a mag pozitív töltése taszítja a pozitront (8.5. jobb oldali ábra). Valóságban mért eloszlásokat mutat a 8.5. ábra a ⁶⁴Cu esetére, amely mind β^- , mind β^+ -bomlással tud bomlani.



Az elektronok energiájának átlagát is ki tudjuk számolni az eloszlás ismerete alapján. A részletes számolások mellőzésével csak a főbb eredményeket közöljük. Ha a bomlási energia nagy, az elektron ultrarelativisztikusnak tekinthető, akkor az átlagos energia kb. Q/2. Ha az elektron lágy, azaz kicsi a maximális energiája, akkor a T mozgási energiájának átlaga $(Q - m_e c^2)/3$.

Érdekes megjegyezni, hogy itt a neutrínó tömegét elhanyagoltuk. Ha véges nyugalmi tömegű neutrínóval dolgozunk, akkor az eloszlás alakja érzékeny lesz a neutrínó tömegére, méghozzá az eloszlás nagy energiájú vége (az ott mutatkozó meredekség) függ a neutrínó tömegétől. Ilyenkor a visszalökődő leánymag mozgási energiáját is számba kell venni, és minden kis részletet. A mérésnek nagyon precíznek kell lenni. Az eddig elvégzett mérések csak felső korlátot bizonyítottak a neutrínó nyugalmi tömegére.

8.5. Az atommagok elektromágneses átmenetei

8.5.1. A γ -sugárzás

Az atommagban lezajló, leggyakoribb elektromágneses folyamat a γ -bomlás (lásd még a bomlások típusai alfejezetet korábban). A γ -foton kibocsátásakor az A és Z nem változik, de a mag gerjesztési energiája csökken. Lehetséges, hogy egy lépésben az alapállapotba kerül a mag, de vannak többlépéses legerjesztődések, ún. kaszkád átmenetek is. Az atommag gerjesztett állapota különböző okokból jöhet létre, gyakran radioaktív átalakulás vagy magreakciók során alakul ki azáltal, hogy a végmag (leánymag) nem a legalacsonyabb energiájú állapotba jut. A γ -kibocsátáskor a kiinduló állapot élettartama jelentősen rövidebb, mint a potenciálgát miatt lassú α -bomlás, vagy a gyenge kölcsönhatás miatt lassú β -bomlás esetében. A gammák energiája általában néhány MeV nagyságrendbe esik.

Mivel a γ -bomlásnál fontos szerepe van, ejtsünk néhány szót a paritásról. A paritás operátora a tértükrözés. Az atommagok hullámfüggvényei olyanok, hogy ha az origóra tükrözzük őket, akkor az eredményül kapott függvény vagy megegyezik a hullámfüggvénnyel, vagy annak mínusz egyszerese lesz. Ezt úgy fejezzük ki, hogy a magállapotok +1 vagy -1 paritással rendelkeznek. Az hogy a fizikai rendszerek jól jellemezhetők paritással (tehát mindig vagy +1, vagy -1 a paritás, nem kevert az állapot) általános természeti szimmetriák miatt van így.

A γ -átmenet valószínűségét, és a kirepülő γ -kvantum szögeloszlását döntően befolyásolják a kezdeti és a végállapot spinje és paritása. Legyen a kezdeti állapot atommagjának perdület-kvantumszáma I_k , a végállapot
é I_v . A kezdeti mag paritása p_k , a végállapoti mag paritása pedig p_v . $\Delta I =$
 $|I_k - I_v|$ a perdületváltozás jele és $\Delta p = p_k/p_v$ a paritás megváltozására
jellemző mennyiség. A kirepülő foton perdületoperátora \vec{L} , ennek kvantum-
száma l. Az l kvantumszámot más néven multipolaritásnak is hívjuk ebben
az esetében.

A γ -sugárzás multipolaritása alapján következtettek nagyon sok atommag gerjesztett állapotának spinjére és paritására, ezért az ilyen jellegű mérések a magszerkezet kutatásában alapvetőek voltak. Amikor fénysugárról vagy röntgensugár-nyalábról beszélünk, akkor olyan elektromágneses hullámra gondolunk, amelynek az impulzusa meghatározott. Azok a γ -fotonok, melyeket atommag bocsát ki nem ilyenek. Ilyenkor a kezdeti és a végállapot perdülete rögzített, és ezért a kifutó elektromágneses sugárzás is jól meghatározott perdületű kell legyen. A perdületet ilyenkor az határozza meg, hogy a tér egyes irányaiban milyen valószínűséggel tudjuk detektálni a kibocsátott γ -t. Ezért multipolaritást alapvetően a kibocsátott γ szögeloszlása határozza meg. Példaként említsük meg a legalacsonyabb multipolaritást, a dipólsugárzást. Ilyen egy antennában harmonikusan rezgő töltés sugárzása, például egy rádióadó esetén. A rádióadó is az antennára merőlegesen sugároz legintenzívebben, azzal párhuzamosan (az ég felé) csak elhanyagolható mértékben. Az ilyen sugárzást elektromos dipólsugárzásnak hívjuk. Van még egy fajta dipólsugárzás. Ez akkor alakul ki, ha egy spin (egy mágnestű) átfordul egyik állapotából a másikba. Mindkét sugárzás dipól jellegű, mégis különböznek, a dipólsugárzás két módusáról beszélhetünk. A multipól-sugárzásoknak általában is két módusa van: elektromos és mágneses sugárzás. (Itt nem részletezendő módon a mágneses és az elektromos térerősségvektorok helyzete különböző a két módusban.) A két módus léte már korábban is felbukkant: a fénynyaláb esetén a jobbra ill. a balra cirkulárosan poláros fény, vagy az x, ill. y irányban lineárisan polarizált hullámok analóg esetek.

A szögeloszlás mérésekor tudnunk kell, hogy a kibocsátó mag milyen irányban állt, hiszen mindig ehhez viszonyítjuk a szöget. Azért, hogy az atommagokat azonos irányba állítsuk nagyon alacsony hőmérsékletet kell előállítani. A mintákat rendszerint néhány K, vagy még alacsonyabb, hőmérsékletre kell hűteni. Részletesebb információt tudunk meg, ha a vizsgált γ -sugárzást megelőzi egy másik. Ilyenkor két γ -fotont kell mérnünk, melyek nagyon rövid idővel egymás után keletkeztek. Ehhez koincidencia technikára van szükség, és a két foton bezárt szögének gyakoriság eloszlását kell meghatározni. Az ilyen mérések neve: szögkorrelációs technika.

Nézzük meg a perdület megmaradását egy ilyen bomlásban. $\vec{I}_k = \vec{I}_v + \vec{L}$, ekkor a kvantummechanikai perdületvektorok összeadási szabálya alapján azt mondhatjuk: $|I_k - I_v| \leq l \leq |I_k + I_v|$. A paritás megmaradása az elektromos és a mágneses módusokra különböző feltételeket jelent: $\Delta p =$ $(-1)^l$ elektromos esetben, $\Delta p = (-1)^{l+1}$ mágneses esetben. Ezek alapján áttekinthetjük, hogy a kezdeti és a végállapot perdület- és paritásértékei alapján milyen multipolaritású fotont bocsát ki a mag.

Az átmenetek valószínűségére V. Weisskopf adta azt a jól használható becslést, hogy adott tömegszám mellett a γ -kibocsátás valószínűsége $w \sim E^{-2l-1}$, E a γ -foton energiája, l a multipolaritása. A mágneses átmenetek mindig kisebb valószínűségűek, mint az azonos l-ű elektromos átmenet. Mint látjuk, az l növekedésével az átmenet valószínűsége rohamosan csökken. A következő táblázat megmutatja, hogy adott magspin- és paritásváltozás mellett milyen típusú γ -sugárzás lesz a legvalószínűbb.

$\Delta I =$	0	1	2	3
$\Delta p = -1:$	E1	E1	M2	E3
$\Delta p = +1$:	M1&E2	M1&E2	E2	<i>M</i> 3

Itt E1 az elektromos dipól, E2 az elektromos kvadrupól, E3 az elektromos oktupól stb. sugárzások jelzése. Ugyanígy az M a mágneses módusokat jelöli. Példaként vizsgáljuk meg, hogy milyen sugárzást bocsát ki egy mag,

ha 2⁺ állapotából 0⁺ alapállapotba megy át. (Ez gyakran előforduló átmenet, például erősen deformált magok forgási gerjesztése esetén.) Esetünkben a paritás nem változik, ezért a táblázat alsó sorát kell alkalmazni. A magspin megváltozása 2, ezért dipólsugárzás nem lehetséges (l = 1), ilyenkor tisztán E2, azaz elektromos kvadrupólsugárzás jelenik meg. Egy másik példában, ha a kiinduló állapot 3⁺ tulajdonságú, és a végállapot 2⁺, akkor az elektromos kvadrupól és a mágneses dipól típusok versenyeznek. Hogy melyiknek mekkora a valószínűsége, azt a kibocsátott γ energiája és a mag tömegszáma is jelentősen befolyásolja. Utolsó példánkban említsük meg, hogy ha az átmenet 0 spinű állapotból 0 spinűbe történik, akkor a perdületmegmaradás csak az l = 0 multipolaritást engedné meg. Ilyen azonban nincsen ($l \neq 0$)! Ezekben az esetekben a mag más módon adja le a gerjesztési energiáját, például átadja egy atomi elektronnak.

8.5.2. Belső konverzió

Az elektromágneses átmenetek másik típusa a belső konverzió. Ez egy héjelektron kilökődése, ami az atommag gerjesztési energiáját viszi el. A mechanizmusa azon alapszik, hogy a héjon tartózkodó elektronok hullámfüggvénye a mag térfogatán belül nem zérus, így bizonyos valószínűséggel az elektron az atommag helyén van, így a mag közvetlenül tudja átadni az energiáját az elektromágneses kölcsönhatás közvetítésével egy héjelektronnak, általában egy K héjon levő elektronnak. Az elektron mozgási energiája, amit elvisz: $E = E_g - E_v - E_k$. Itt az E_g a kezdeti gerjesztett állapot energiája, E_v a végállapot energiája, E_k a kilökött elektron kötési energiája a héjban. A belső konverzió után az atomhéjban egy elektronhiány marad fenn, ezt a lyukat egy magasabb energiájú pályáról mindig betölti egy elektronok keletkeznek. Előfordulhat, hogy az atomhéj (!) a gerjesztési energiáját nem egy foton formájában adja le, hanem közvetlenül egy külső héjon tartózkodó elektronnak adja, és az így kirepül az atomból, ezeket hívjuk Auger-elektronoknak.

A harmadik elektromágneses átmenet a párkeltés, elektron-pozitron párok keletkezése, alig fordul elő, mert több mint 1 MeV gerjesztési energia kell a magnak, hogy ezt átadva az elektron és a pozitron tömegére legyen elegendő energia. Ez az eset csak nagy gerjesztési energiáknál is csak akkor jön szóba, ha a másik két típusa az elektromágneses átmeneteknek tiltott.

Ha egy gerjesztett állapotú mag elektromágnesesen bomlik, akkor a bomlási állandója két részből tevődik össze, két csatorna versenyez egymással:

$$\lambda = \lambda_{\gamma} + \lambda_{e},$$

ahol λ_e a belső konverzió bomlási állandója, λ_{γ} pedig a γ -sugárzásé. A kettő arányára jellemző a belső konverziós együttható: $\alpha = \lambda_e/\lambda_{\gamma}$. A konverziós együttható az elmélet szerint a mag Z rendszámával, és a γ -sugárzás multipolaritásával nő.

8.5.3. A Mössbauer-effektus

Rudolf Mössbauer kísérleteiben azt vizsgálta, hogy egy atommag az általa kibocsátott γ -sugárzást hogyan tudja elnyelni. Kísérletei során bukkant egy érdekes jelenségre, amit Mössbauer-effektusnak hívunk. Ez az atommagok γ -sugárzásával kapcsolatos, és széles körű alkalmazásai vannak, ezért külön tárgyaljuk.

A rezonancia-abszorpció

Az atommagok képesek elnyelni γ -sugarakat, ha az elnyelt kvantum energiája megegyezik azzal az energiával, amivel az atommagot gerjesztett állapotba tudja hozni, akkor az elnyelődés valószínűsége rezonanciaszerűen megnő. Ez a rezonanciaelnyelés.

A rezonancia-abszorpció megvalósításához kézenfekvő az emittáló maggal azonos magot alkalmazni abszorbensnek. A γ -kvantum energiája azonban általában kevés ugyanannak a magnívónak a gerjesztésére, amelyről emittálódott. Az E energiájú gerjesztett állapotból az alapállapotba történő átmenetnél kibocsátott γ -kvantum energiája $E_{\gamma} < E$. A hiányzó energiát a visszalökődött mag kinetikus energiája viszi el. Ehhez hasonlóan, az abszorpciónál nem az egész E_{γ} energia gerjeszti a magot, hanem egy rész a mag meglökésére fordítódik. Legyen M_0 a mag nyugalmi tömege és E^* a gerjesztési energia. Ilyenkor az impulzusmegmaradás miatt a foton impulzusának nagysága megegyezik a visszalökődő mag impulzusának nagyságával, és irányuk ellentétes. Jelöljük ezt az impulzust p-vel. Az energia megmaradása a folyamatban:

$$E^* = E_\gamma + T,$$

ahol T a mag visszalökődésének mozgási energiája. A visszalökődés nem túl nagy effektus, nem kell relativisztikusan számolni:

$$T = \frac{p^2}{2M_0} = \frac{E_\gamma}{2M_0c^2}.$$

A γ -kvantum energiája emissziónál $E_{\gamma} = E^* - T$, abszorpciónál $E_{\gamma} = E^* + T$. Azt kaptuk, hogy az emisszió és az abszorpció vonalainak távolsága, azonos mag esetén, 2T.

Ha a gerjesztett állapotot csak "hajszálpontosan" E^* energiával lehetne gerjeszteni, akkor nem menne végbe az abszorpció. De a Heisenberg-féle határozatlansági reláció szerint a nem végtelen élettartamú állapotok energiája

elmosódott egy kicsit, vonalszélessége van. A kibocsátott γ -kvantum energiájában bizonytalanság keletkezik, néha kicsit nagyobb, néha kicsit kisebb. Az energia elmosódottsága annál nagyobb, minél rövidebb az élettartam. Csak a stabil magok energiája pontosan meghatározott. Annak a valószínűsége, hogy az átlagos E^* energia esetén a kísérletileg tapasztalt gerjesztési energia értéke E, az ún. Lorentz-görbe:

$$w(E,\Gamma) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{2\pi\Gamma}{(E-E^*)^2 + \Gamma^2/4}.$$

 Γ a görbe félszélessége, azon két abszcisszapont közötti távolság, amelynél a görbe a maximális érték felére csökken. Az emissziós és abszorpciós vonalak eltolódását a 8.6. ábra szemlélteti. Az a) ábrán egy Lorentz-görbe szerepel, amely az E^* energiájú emissziós és abszorpciós vonalak egybeesését, azaz teljes rezonanciát ábrázol. A b) ábra az emissziós vonalaknak a mag visszalökődése miatti eltolódását mutatja. A c) ábra azt is bemutatja, hogy az emittáló magok hőmozgása miatt Doppler-kiszélesedés lép fel. Ezen kiszélesedés miatt az emissziós vonal elérheti, sőt túllépheti az $E^* + T$ értéket. A d) ábra azt mutatja, hogy a kiszélesedett és eltolódott emissziós és abszorpciós görbék átfedhetik egymást E^* körül, létrehozván a rezonanciaabszorpciót. Tekintsük példaként az ¹⁹¹Ir magot, ennek 129 keV-os gerjesztési energiájú nívójának felezési ideje $T_{1/2} = 10^{-10}$ s. A vonalszélesség $\Gamma = 6 \cdot 10^{-6} eV$, és a mag által elvitt energia $T \approx 0.05$ eV. Ez ugyan kis érték, de jelentősen meghaladja a természetes vonalszélességet. (Megjegyzés: Itt kell megemlíteni, hogy az atomhéj elektronjainak átmenetei során az átmenet sokkal gyorsabban végbemegy és a természetes vonalszélesség nagyobb, ott a T eltolódás a kisebb a vonalszélességnél, így a gázok képesek elnyelni a saját fényüket.)

A mozgó sugárforrás által kibocsátott sugárzás vagy a mozgó megfigyelő által észlelt sugárzás energiája a Doppler-eltolódás következtében függ a forrás és az észlelő mozgása közti relatív sebességtől:

$$E' = h\nu' = h\nu \left(1 \pm \frac{v}{c}\cos\vartheta\right).$$

A ν' a mozgás miatt megváltozott frekvencia, c a fénysebesség, ϑ a sugárzás iránya és az észlelő mozgásának iránya közti bezárt szög. A sugárzás energiáját a sugárforrás felé mozogva ($\vartheta = 0$) $E' = E_{\gamma}(1 + v/c)$ -nek, a sugárforrástól távolodva $E' = E_{\gamma}(1 - v/c)$ -nek észleljük.

Az atomok hőmozgása miatti kiszélesedés általában jelentősen meghaladja a természetes vonalszélességet, a Doppler-hatás módosítja a gerjesztett állapot vonalszélességét, kiszélesíti azt. A természetes vonalszélesség és a



8.6. ábra. Visszalökődés szemléltetése a Mössbauer-effektus során

hőmozgás miatti vonalszélesség szuperponálódnak. Az eredő eloszlást a hőmozgás miatt fellépő Doppler-kiszélesedés dominálja. Ezeket a viszonyokat szemlélteti a 8.6. ábra.

A Doppler-kiszélesedés miatt az emissziós és abszorpciós vonalak átfedhetik egymást. Az átfedési tartományt, ezáltal a rezonancia-abszorpció valószínűségét növeli az, ha a forrást az abszorbenshez nagy sebességgel közelítjük. Ekkor határozott irányú mozgást végez minden mag a mintában, a vonal nem szélesedik tovább, hanem eltolódik. Ily módon a γ -energiája a mozgatás sebességétől, az energiamérés pontossága a mozgatás sebességének állandóságától és értékének pontosságától függ.

A Mössbauer-effektus

1958-ban R. L. Mössbauernek sikerült a rezonancia bekövetkezésének valószínűségét jelentősen növelni azáltal, hogy a visszalökődési energiát mind az emissziónál, mind az abszorpciónál jelentősen csökkentette. Mössbauer az irídium említett vonalának rezonancia-abszorpcióját vizsgálta, és a hőmérséklet csökkentésével próbálta a Doppler-kiszélesedést csökkenteni. Azt várta, hogy ekkor az átfedési tartomány is csökken, így egyre kevesebb rezonancia-abszorpciót tapasztal. Meglepetésre a rezonancia-abszorpciók száma jelentősen megnőtt. Ezt úgy értelmezte, hogy a visszalökődő mag T energiája olyan kicsi, hogy nem tudja kilökni a magot a kristályrácsból, és a visszalökődési impulzust, p-t, az egész kristályrács veszi rugalmasan át. M_0 helyébe az egész rács tömegét kell írni, illetve az atomok egy nagy $(N\approx 10^8)$ csoportjának tömegét, amelyre a haladó hanghullám kiterjed a kibocsátás ideje alatt. Tekintve, hogy ez jóval nagyobb M_0 -nál, a Teltolódási energia elhanyagolhatóan kicsi lesz. A módszer egyik alapgondolata tehát, hogy kristályrácsba kell helyezni az emittáló és az abszorbeáló magokat.

Az első kísérleteket az ¹⁹¹Ir atommagokkal végezte. A kísérleti elrendezés a 8.7. ábrán látható. Mind a forrást, mind az abszorbenst kriosztátban helyezte el, a hőmérsékletet 88 K értéken tartotta. A forrást tartalmazó kriosztátot forgatni lehetett. A forgás egyik irányában a forrás közeledett, a másikban távolodott az abszorbenstől. A mérés elve, hogy a forrásból kirepülő gamma-fotonokat a gamma-detektor érzékeli, ha azok kölcsönhatás nélkül átrepülnek az abszorbensen. Megfelelő forrássebességnél az abszorbensben a rezonanciaabszorpció miatt a fotonok elnyelődnek, a gamma-detektor beütésszáma lecsökken, a rezonancia jól kimérhető. A kísérletet különböző szögsebességek mellett hajtotta végre. A forgatással a Doppler-effektus alapján változtatni lehetett a γ -kvantum energiáját. A kísérletben kapott rezonanciagörbe szűk sebességtartományra terjed ki, maximuma pontosan E^* nál volt. A görbe alapján meg lehetett állapítani a természetes vonalszélességet, amire $\Gamma = 5 \cdot 10^{-6}$ eV értéket kapott.



8.7. ábra. Mössbauer kísérleti berendezése és a sugárforrás 129 keV γ -energiájának nívósémája

A rezonancia-abszorpció felhasználásával rendkívül kis energiaváltozásokat lehetett észlelni. A módszer pontosságának mértéke Γ/E , ami a fenti esetben $4 \cdot 10^{-11}$. Tulajdonképpen a mérési pontosság még nagyobb, ugyanis az abszorpciós görbében a vonalszélesség tört részének megfelelő eltolódást már észre lehet venni. Ez a rendkívül nagy energiamérési pontosság minden eddigi energiamérési pontosságot felülmúl, és ez a legfontosabb oka a Mössbauer-effektus széles körű felhasználásának. A nagy pontosság lehetővé tette például az általános relativitáselmélet által jósolt gravitációs vöröseltolódás kísérleti kimutatását.

A Mössbauer-effektust a tudományos kutatás számos területén felhasználják. Gammaforrásként legtöbb esetben a 57 Fe 14,4 keV-os nívójának alapállapotba történő átmenetét használják szobahőmérsékleten. A Mössbauertechnika alkalmas igen rövid élettartamok vizsgálatára. Ezt a metodikát $10^{-3}s > \tau > 10^{-10}$ s tartományban lehet eredményesen alkalmazni. A nukleáris Zeeman-felhasadás mérésével a Mössbauer-magok perdületét, giromágneses faktorát és mágneses momentumát lehetett megállapítani.

Feladatok

- 8.1. Határozzuk meg adott mennyiségű régi fatárgy korát, ha 14 C-aktivitása 70%-a a frissen kivágott fából vett azonos mennyiségű minta aktivitásának! $T_{1/2} = 5770$ év.
- 8.2. Hány százalék pontossággal lehet megmérni 1 mg tiszta ²³⁸U felezési idejét egy nap alatt egy nagyon jó detektorral? $T_{1/2} \cong 4.6 \cdot 10^9$ év.
- 8.3. Hermetikusan zárt üvegampullában csak 1 g tiszta rádium van. Mennyi radon van az ampullában, amikor a radon aktivitása maximális? $T_{\rm Ra} = 1622$ év, $T_{\rm Rn} = 3,82$ nap.
- 8.4. Egy 15 literes radonkamrában 4 kBq/m³ fajlagos aktivitású ²²²Rn van. Hány darab uránmaggal van ez radioaktív egyensúlyban?
- 8.5. Egy anyamag felezési ideje 8,1 nap, a leánymagé 3,5 nap. A radioaktív egyensúlyt 5% pontosságig követeljük meg. Hányad részére csökken az anyamag kezdeti aktivitása, mialatt beáll az egyensúly? $N_2(0) = 0$.
- 8.6. T = 150 s-ig reaktorban besugárzott 3 g-os ¹⁹⁷Au-fólia aktivitása 1,4 · 10⁶ Bq a besugárzás vége után t = 3 perccel, az ¹⁹⁸Au $T_{1/2} = 64,7$ óra felezési idővel bomlik tovább. Mekkora volt a termikus neutronfluxus a reaktor aktív zónájában, ha $\sigma_{197Au+n} = 98,8 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$?
- 8.7. Mekkora a visszalökődési energiája a $^{57}\mathrm{Fe}$ magnak, amikor 14 keV-os gerjesztett állapotából 1 fotont kibocsátva legerjesztődik? Hányszorosa ez a természetes vonalszélességnek, ha $T_{1/2}=10^{-3}$ s? $m_{\mathrm{Fe}}=57$ A.M.U.
- 8.8. A ²³⁹Pu α-bomlásakor 5,144 MeV-os α-kat detektálunk. Az eredeti bomlási energia hány százalékát vitte el a visszalökődő leánymag?

- 8.9. Mekkora a trícium β -bomlásakor keletkező elektronok mozgási energiájának átlaga? $T_{\max} = 18 \text{ keV}$ az elektron mozgási energiájának maximuma a bomlás során ($p_e \frac{dp_e}{dp_e}$ -t klasszikus képletekből számoljuk, ugyanezt a neutrínóra E = pc alapján, és használjuk a szövegben leírt képletet).
- 8.10. Egy α -bomlásban a paritásmegmaradást az fejezi ki, hogy az anyamag és a leánymag paritásainak aránya $(-1)^l$, ahol l az α -részecske pályaperdülete. Az ¹⁶O* 8 MeV-nál magasabban gerjesztett egy-egy állapota 2⁺, ill. 2⁻ spinparitású. Ezek közül melyik α -bomlása lesz a paritásmegmaradás miatt tiltott?

9. SUGÁRZÁS ÉS ANYAG KÖLCSÖNHATÁSA

Az ionizáló folyamatok igen nagy szerepet játszanak a magfizikában, a részecskefizikában, az atomfizikában és a szilárdtestfizikában, valamint a modern fizika más területein. A magfizikában külön hangsúlyt nyernek azáltal, hogy a kísérletekben az ionizáló sugárzás anyagban való áthaladásával összefüggő problémák merülnek fel; a részecskedetektorok működése szintén szorosan kapcsolódik a sugárzás és az anyag kölcsönhatásának kérdéséhez.

Az atomi részecske és az elektromágneses sugárzás az anyagban számos, különböző kölcsönhatásban vehet részt: fékeződik, elnyelődik, szekunder folyamatokat kelt. Sokféle folyamat játszódhat le. Célszerű külön tárgyalni az elektromágneses sugárzás különböző kölcsönhatásait és külön a töltött részecskék (protonok, elektronok stb) áthaladását az anyagon. A két típus viselkedésében jelentkező szembetűnő különbséget érdemes a bevezetésben hangsúlyozni. Egy γ -nyaláb gyengülése – attenuációja – anyagon való kereszt<u>ül</u>haladásnál intenzitáscsökkenés formájában jelentkezik, és nem mint a γ -kvantum energiájának csökkenése. A gammasugár bizonyos mélységig teljesen kölcsönhatásmentesen halad, majd abszorpció, vagy éles irányváltozás következtében kidobódik a nyalábból. Az intenzitás csökkenését exponenciális törvény írja le. Töltött részecskenyalábok gyengülése anyagban gyökeresen másképpen játszódik le: nagyszámú kölcsönhatás megy végbe a nagyjából egyenes pálya mentén. A részecskék energiája a megtett út arányában fogy, a részecskék lefékeződnek, végül a pálya hirtelen megszakad.

A neutronnyalábok kölcsönhatása különbözik mind a gamma-, mind a töltött részecskenyaláboktól. (A neutronokkal külön foglalkozunk a 13. fejezetben.)

9.1. Töltött részecskék kölcsönhatásai

9.1.1. Nehéz részecskék energiaveszteségei

Töltött részecskék (protonok, deuteronok, alfarészecskék és nehéz ionok) anyagban haladva – töltésük révén – az atomok elektronjaival Coulombkölcsönhatásba jutnak. Egy aktusban az energiaveszteség csekély, néhány keV, mégis a lefékeződés döntően a héjbeli elektronokkal való kölcsönhatás, ionizáció és gerjesztés következménye. Az atommaggal történő ütközés viszonylag ritka, durván számolva a mag és az atom keresztmetszetének arányában: ~ 10^5 -szer ritkább, mint az ionizáció és a gerjesztés. A lehetséges mechanizmusok a következők:

- a) rugalmas ütközések az atomi elektronokkal,
- b) rugalmatlan ütközések az atomi elektronokkal,
- c) rugalmas ütközések az atommaggal,
- d) rugalmatlan ütközések az atommaggal.

A magfizikában a részecskék energiája nagyságrendileg néhány MeV, az elszenvedett ütközések száma néhány tízezer. A felsorolt típusok mindegyike egy pálya mentén sokszor fordul elő, a lefékeződést a folyamatok statisztikus eredője szabja meg.

A fő folyamat, amelyben a kinetikus energia az abszorbensen való áthaladás során csökken, a rugalmatlan ütközés elektronokkal (b). Az átadott energia az elektront magasabb energiájú, külső pályára viszi át, esetleg elegendő arra, hogy teljesen kiszabadítsa az atomi kötelékből, és így ionizáció jöjjön létre. Az atommaggal való rugalmas ütközés (c) nehéz részecskék fékezésében játszik szerepet, de jelentős elektronok és pozitronok abszorpciójában is. A rugalmas ütközés atomi elektronokkal (a) és az atommagokkal való rugalmatlan ütközés (d) szerepe a legkisebb. Nehéz részecskék fékeződésénél teljesen elhanyagolhatjuk ezt az utóbbi folyamatot, elektronoknál, nagy energiánál azonban ezt is számításba kell venni. Ebbe a csoportba tartozik a fékezési sugárzás, valamint az ún. Coulomb-gerjesztés.

Minden töltött részecske (alfarész, proton, elektron stb.) az anyagon való áthaladásakor energiát veszít. Az 1 cm útra eső energiaveszteséget fajlagos (specifikus) energiaveszteségnek nevezzük és $\frac{dE}{dx}$ -szel jelöljük. Értékét a Bethe-Bloch-formula adja meg: az egyenlet a következő, leegyszerűsített alakjában az elektronnál nehezebb töltött részecskékre érvényes:

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{Zze^2}{m_e v^2},$$

ahol Z az anyag rendszáma, z a részecske töltése.

ŧ

A Bethe-Bloch-formula adott töltés mellett csak egyetlen olyan paramétert tartalmaz, amely a részecskére jellemző: a v sebességet. Alacsony energiák esetében az ionizációs veszteség gyorsan csökken v növekedésével. A relativisztikus tartományban ($v \approx c$) a v^2 faktor konstansnak tekinthető.

A nehéz töltött részecskék iránya a kölcsönhatásban elhanyagolható mértékben változik meg, a részecskék haladása a közegben majdnem teljesen egyenes pálya mentén történik. Könnyen értelmezni lehet a hatótávolságot (R). Az energia elvesztése nagyszámú ütközésben, kis energiaadagokban megy végbe, így a fluktuációk kiátlagolódnak. A hatótávolság a kezdeti energiának, a tömegnek és a töltésnek, valamint a közeg fékezési tulajdonságának függvénye.

9.1.2. Elektronok kölcsönhatása anyaggal

Az elektronok ugyanúgy, mint a nehéz töltött részecskék, a fékező közegben gerjesztést és ionizációt váltanak ki. Lényeges eltérés, hogy az elektron egy ütközési aktusban energiájának felét is elveszítheti, és iránya ütközés után erősen eltérhet eredeti irányától: az elektronok pályája nem egyenes vonal. Határozott kiindulási energiájú elektronok energiája, miután azok keresztülhaladtak egy abszorbensrétegen, jelentős szóródást mutat. Ezért – elektronok esetében – a hatótávolság értelme nem olyan egyszerű, mint nehéz részecskéknél.

Az elektronok fékeződésében három folyamat vesz részt:

- a) rugalmatlan szóródás atomi elektronokkal,
- b) rugalmas szóródás atomokon,
- c) rugalmatlan szóródás atommagokon, fékezési sugárzás kibocsátásával.

Az atomi elektronok Coulomb-terében az elektronok rugalmas szórást szenvednek (b). Az energiaveszteség egy ilyen aktusban csekély, annyi, amennyit az irányváltozás kinematikai feltételei megszabnak. A folyamat bekövetkezésének valószínűsége azonban nagyobb, mint a rugalmatlan aktusé (a). Az elektronok az atommaggal való rugalmatlan ütközésben (c), fékezési sugárzás kibocsátása révén, a teljes energiájukat is elveszíthetik.

Az elektronok lehetséges energiavesztesége a zérus és a teljes energia közötti érték. A nagy energiaszórás egyik következménye, hogy az elektronok által valóságosan megtett út nagyon erősen szór az átlagérték körül. A 9.1. ábra azt szemlélteti, hogy milyen nagy mértékű az eltérés az elektronok által megtett út, a behatolási mélység és az átlagos hatótávolság között. A valóságosan megtett út sokkal nagyobb, mint a behatolási mélység, mely utóbbi lényegesen eltérhet az átlagos hatótávolságtól, amint az ábra mutatja. Az átlagos hatótávolság definíciója a következő: az a behatolási mélység, amely az elektronok számát felére csökkenti.

Nem létezik olyan általános kifejezés, amely összekapcsolná az elektronok extrapolált hatótávolságát és az energiát. Több empirikus összefüggést is felírtak, amely ezeket a meny-



9.1. ábra. Két azonos energiájú elektron eltérő pályájának és hatótávolságának szemléltetése

nyiségeket különböző anyagokra, illetve különböző energiaintervallumokra összekapcsolja.

A fékezési sugárzás

Töltések lassulását (vagy gyorsulását) elektromágneses sugárzás kibocsátása követi, a kisugárzott energia a gyorsulás négyzetétől függ, ami m tömegű, ze töltésű részecske, Ze töltésű nehéz fékező részecske esetén $\frac{zZe^2}{m}$ mennyiséggel arányos. Így a kisugárzott energia:

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{z^2 Z^2}{m^2}.$$

A sugárzás intenzitása fordítva arányos a tömeg négyzetével, ezért elektronok esetében ez jelentős, ám viszonylag jelentéktelen nehéz ionizáló részecskék fékeződésénél. A fékezési sugárzásban elvesztett energia eloszlása a klasszikus elektrodinamika keretében elvégzett számítás alapján zérus és a teljes energia közé esik.

A rugalmatlan ütközésben – gerjesztés és ionizáció – elszenvedett energiaveszteséggel való összehasonlítás azt adja, hogy a kétfajta energiaveszteség hányadosa:

$$\frac{(dE/dx)_{\rm sug}}{(dE/dx)_{\rm ion}} \sim ZE.$$

A kétfajta energiaveszteség nagysága Z = 8-nál – a víz esetében – 100 MeV-nál egyezik meg, az ólomnál ~ 10 MeV. A kritikus érték fölötti energiánál a fékeződésben a sugárzási veszteség dominál. $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{sug}$ az elektron által megtett távolság függvényében közelítőleg exponenciális jellegű. Az az anyagvastagság, amelyen az elektron energiája *e*-ed részére csökken, az ún. "sugárzási hossz". Értéke levegőben 36 $\frac{g}{cm^2}$, alumíniumban 24 $\frac{g}{cm^2}$, ólomban 6 $\frac{g}{cm^2}$.

9.1.3. Cserenkov-sugárzás

Átlátszó, dielektromos közegben mozgó töltött részecske (akár elektron, akár nehéz részecske), ha sebessége nagyobb, mint a fény sebessége a közegben, sajátos jelenséget produkál: elektromágneses sugárzást, ún. Cserenkov-sugárzást bocsát ki. Legyen a részecske sebessége v, a fény sebessége a közegben c/n, ahol n a törésmutató. A Cserenkov-sugárzás keletkezésének feltétele:

$$v > \frac{c}{n}$$
.

Egyszerű geometriai megfontolásból belátható a Cserenkov-sugárzás megjelenésének iránya:

$$\cos\vartheta = \frac{c}{vn}.$$

Ez az irány egy kúpot határoz meg a haladási irány körül, amelynek palástja mentén terjed a sugárzás (9.2. ábra).



9.2. ábra. A Cserenkov-sugárzás

Minden törésmutatóhoz tartozik egy minimális sebesség, amely alatt a részecske nem sugároz, a sebesség növelésével a fény egyre szélesebb kúpban lép ki.

Egységnyi töltésű részecske centiméterenként kb. $500 \sin^2 \vartheta$ számú fotont bocsát ki a spektrum látható részében. Ez kb. 2–3%-a a hasonló szcintillátorban keletkező fényhozamnak. Ebből következik, hogy ott érdemes Cserenkov-számlálót (Cserenkov sugárzáson alapuló detektort) alkalmazni, ahol előnyösen lehet használni a sebességérzékenységet vagy van valamilyen lehetőség a kilépési szög mérésére.

9.2. Gammasugárzás és anyag kölcsönhatása

A gammasugárzás a magfolyamatokban fellépő elektromágneses sugárzás szokásos elnevezése. Hullámhossza általában $10^{-8}cm$ -nél rövidebb, azaz a kvantumenergia $h\nu>0,1$ MeV. A gammasugárzás és az anyag kölcsönhatása komplex.

9.2.1. A gammanyaláb gyengülése

Az anyaggal kölcsönhatásba lépett γ -fotonok száma, ΔI arányos a Δx anyagvastagsággal, amelyen a nyaláb áthalad, továbbá a beeső fotonok I számával:

$$\Delta I = -\mu I \cdot \Delta x,$$

ahol μ arányossági tényező (sugárgyengülési együtthatónak, attenuációs koefficiensnek is nevezik). Homogén sugárzás esetében μ konstans, x-szerinti integrálásával kapjuk a röntgensugárzásnál is már felírt formulát:

$$I = I_0 \exp\left(-\mu x\right).$$

A μx szorzat dimenzió nélküli, x értéke megadható g·cm⁻², atom·cm⁻², cm stb. egységekben, ennek megfelelően μ dimenziója cm²·g⁻¹, cm²·atom⁻¹, cm⁻¹ stb. lehet. A γ -sugárzás és az anyag kölcsönhatásának vizsgálatánál μ meghatározása a feladat. A μ értéke függ az energiától (*E*), a vizsgált anyagtól (*Z*), a kölcsönhatási folyamatot ezek már meghatározzák. A teljességre való törekvés nélkül a gammasugarak és az anyag kölcsönhatásának sokféle lehetséges folyamatából a három legfontosabbat emeljük ki a következőkben:

Fotoeffektus: a foton teljes energiáját átadja egy kötött elektronnak. Az elektron az átadott energia révén kiszabadul a kötött állapotból és mozgási energiára tesz szert. A fotoeffektus alacsony energiáknál és nagy rendszámnál jelentős.

Compton-effektus: a foton szóródása az atomi elektronokon. Az elektron kötési energiájánál jóval nagyobb energiájú gammasugarak úgy szóródnak, mintha az elektron nyugvó és szabad lenne. Közepes energiák esetén ez az alapvető kölcsönhatás.

Párkeltés: a foton a mag terében elektron-pozitron párrá alakul. Az elektron-pozitron pár teljes mozgási energiája a foton energiájának és a részecskepár nyugalmi tömegének különbsége. Ez a folyamat nagy energiák esetén dominál, mégpedig alumíniumra vonatkoztatva 16 MeV felett, ólomra vonatkoztatva 4,8 MeV felett.

A három alapvető folyamat egymástól független, ezért a μ sugárgyengülési együttható három részre választható szét. Legyen τ a fotoeffektusra, σ a Compton-szórásra és κ a párkeltésre vonatkozó együttható:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa, \quad \Delta I = -(\tau + \sigma + \kappa) \cdot I \cdot \Delta x$$

A 9.3. a ábra a $\mu, \tau, \sigma, \kappa$ -értékek energiafüggését mutatja be Al-ra, a 9.3. b ábra Pb-ra, a 9.3. c pedig NaI(Tl)-ra (szcintillátor).



9.3. ábra. a – Alumíniumra (Z = 13) vonatkozó $\mu, \tau, \sigma, \kappa$ -értékek függése az energiától. b – ólomra (Z = 82) vonatkozó $\mu, \tau, \sigma, \kappa$ -értékek függése az energiától. c – A NaI(Tl) kristály lineáris abszorbciós együtthatójának energiafüggése a különböző folyamatokra vonatkozóan

9.2.2. A fotoelektromos hatás

Az energiamegmaradás törvényét az Einstein-egyenlet (3.4. képlet) tartalmazta. Könnyű belátni, hogy az atom meglökési energiája általában elhanyagolható, tehát a fotoelektron kinetikus energiája:

$$T_e = h\nu - E_B,$$

ahol E_B az ún. kilépési munka, az az energia, amely ahhoz szükséges, hogy az elektron az anyagból (rendszerint fém) kilépjen.

Fotoelektromos hatás inkább a belső héjakon következik be, kb. 0,5 MeV felett a legvalószínűbb a K héjon. A fotoelektromos hatáshoz mindig szekunder jelenségek kapcsolódnak, ugyanis az atom nem marad meg gerjesztett állapotában, röntgensugarak, esetleg külső héjakról származó elektronok lépnek ki. Ez utóbbiakat Auger-elektronoknak nevezik.

 $E\approx 1$ MeV alatt a fotoelektromos hatás a γ -kvantumok legfontosabb kölcsönhatási módja. Az abszorpciós görbe menete az energia függvényében jellegzetes lépcsős szerkezetű. Éles abszorpciós élek lépnek fel, valahányszor $h\nu$ megegyezik a K,L,M,\ldots héjak valamelyikének ionizációs energiájával.

9.2.3. A Compton-effektus

Szabadelektronokkal ütköző γ -kvantumok nem nyelődnek el, hanem szóródnak. A szórásnál a kvantum energiája csökken, de az impulzus- és energiamegmaradás miatt a γ -kvantumok teljes elnyelődése szabadelektronon nem következhet be.

A Compton-effektus a γ -sugarak szóródása szabadnak tekintett atomi elektronokon. Megfelelően nagy fotonenergia esetében az elektron atomi kötése elhanyagolható, az elektron szabadnak tekinthető. Az energia- és impulzusmegmaradás alapján meghatározható a beeső ν_0 frekvenciájú kvantum szóródás utáni ν frekvenciája (9.4. ábra):

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta)},$$

ahol Θ a szórási szög.

9.2.4. Párképzés

A foton egy elektron-pozitron párt is létrehozhat. A párképzés küszöbenergiája:

$$E_{\gamma} > 2m_0 c^2 \approx 1.02 \text{ MeV}.$$

Az impulzusmegmaradás kielégítése miatt a folyamat csak egy további partner (pl. atommag) részvételével mehet végbe. A γ -kvantum energiája és impulzusa:

$$E_{\gamma} = h\nu, \quad P_{\gamma} = \frac{h\nu}{c} = \frac{E_{\gamma}}{c}.$$

A párképzésnél a γ -kvantum energiájának a két nyugalmi energia $(2m_0c^2)$ feletti része az e⁻-e⁺ pár között oszlik meg.

A relativitáselméletben a teljes energia (relativisztikus energiaképlet):

$$W = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}.$$



9.4. ábra. A Compton-effektus. A $h\nu_0$ a bejövő γ -foton, Θ a foton szóródási szöge, e a T kinetikus energiára szert tett meglőkött elektron, φ az elektron szóródási szöge a bejövő foton haladási irányához viszonyítva



9.5. ábra. A párképzés szemléltetése. Pozitív és negatív energiájú energiaszintek, köztük a tiltott sáv. A negatív energiájú tengerben keletkező lyuk jelenti az elektron antirészecskéjét, a pozitront

Ez a kifejezés szerepel Dirac relativisztikus hullámegyenletében, amely megadja az energia-sajátértékeket. A lehetséges energiaértékek $-\infty$ -től $+\infty$ -ig terjednek, de a $-m_0c^2$ és m_0c^2 közöttiWértékek nem szerepelhetnek. Ezt vázolja a 9.5. ábra.

Dirac elmélete alapján a viszonyokat így lehet elképzelni: Alapállapotban az elektron a Pauli-elv teljesítésével a lehetséges legmélyebb energiaállapotot foglalja el. Minden negatív energiaállapot, észlelhető anyag vagy elektromágneses tér jelenléte nélkül teljesen foglalt, tele van elektronokkal. Ezen elektronok semmilyen külső hatása nem figyelhető meg. Nem lehetséges átmenet a felső pozitív tartományból az alsóba, kivéve, ha a normálisan teljesen betöltött negatív állapotok "tengerében" hiány, "lyuk" szerepel. Ellenkező átmenet könnyen végbemehet, ha energiát közlünk a negatív energiájú elektronok rendszerével. Így egy $2m_0c^2$ energiájú foton átemelhet egy elektront az alsó tartományból a felső tartomány egy szabad helyére. Ez a párképzés folyamata. A kiemelt elektron az alsó tartományban lyukat hagy hátra (ezt észleljük pozitronként). Egy elektron a felső tartományból átmehet a lyukba, ez a szétsugárzás, az annihiláció jelensége.

9.3. Pozitronannihiláció

Pozitív energiák m_0 nyugalmi tömegű \vec{p} impulzusú részecskének felelnek meg, negatív energiák $-m_0$ tömegű, $-\vec{p}$ impulzusú részecskének. A negatív tartományban egy lyuk $-(-m_0)$ tömegű $-(-\vec{p})$ impulzusú, -(-e) töltésű elektront jelent, vagyis m_0 tömegű, impulzusú +e töltésű részecske jelenik meg. Ezt a részecskét Dirac pozitronnak nevezte, és kísérletileg C. D. Anderson fedezte fel 1932-ben.

A párkeltés inverz folyamata egy elektron-pozitron pár szétsugárzása. Dirac elektronelmélete szerint ez a folyamat egy be nem töltött negatív energiaállapot betöltésének felel meg: legtöbbször két (esetleg 3) foton keletkezik.

Anyagban haladó pozitronok szétsugárzása nagy valószínűséggel a pozitronok előzetes lelassulása után következik be. Nagyobb energiáknál más, a pozitronok lelassulására vezető kölcsönhatási formák – szórás, gerjesztés, ionizáció – valószínűsége nagyobb, ezért lelassulás előtt a pozitronoknak csak kis százaléka sugárzódik szét.

A pozitronok túlnyomó többsége tehát lelassulás (termalizálódás) után elektronnal találkozik és szétsugárzódik. Ilyenkor a legnagyobb valószínű-séggel a szinglet (¹S₀) állapotból történik a szétsugárzás. ¹S₀ állapotban a két részecske spinje ellentétes beállású. Szétsugárzásnál két γ -kvantum jön létre, ezek ellentétes irányban, közel 180°-os szögben lépnek ki, energiájuk egyenként $m_0 c^2 \approx 511$ keV, ellentétes irányba mutató spint visznek magukkal.

A triplet ${}^{3}S_{1}$ állapot – az elektron és a pozitron spinje egy irányba mutat – létrejöttének és az ebből történő szétsugárzásnak a valószínűsége jóval kisebb. Ebben az esetben a szétsugárzás három általában különböző energiájú γ -kvantum kibocsátásával történik, amelyek energiája együttesen teszi ki az 1,02 MeV-ot. A szinglet állapotból történő kétfotonos annihiláció és a triplet állapotból történő háromfotonos annihiláció valószínűségeinek hányadosa: $\lambda_{s}/\lambda_{t} \approx 1115$.

A szétsugárzással kapcsolatos jelenségek, a sugárzás térbeli és időbeli eloszlása, spektruma stb. nagymértékben jellemzők arra a közegre, amelyben a szétsugárzás történik. Így a pozitron szondaként szerepelhet az anyagszerkezet kutatásában. A pozitron kísérleti felfedezése mintegy hetven évvel ezelőtt kiemelkedő fontosságú esemény volt, igazolta Diracnak a relativisztikus kvantumelmélet alapján "jósolt" következtetését, az elektron pozitív töltésű párjának, "antirészecskéjének" a létezését. A pozitron kutatási eszközként történő felhasználása felfedezése után viszonylag hosszú ideig váratott magára. Csak az utóbbi tizenöt-húsz évben bontakozott ki a pozitronannihiláció széles körű alkalmazása az anyagszerkezeti kutatásokban, elsősorban a szilárdtestfizikában és -kémiában. (Érdekes ezt összevetni a neutron esetével; ennek felfedezése után gyorsan megkezdődött alkalmazása a kutatásban és a gyakorlati felhasználásban.) Az utóbbi években a pozitronok felhasználásával végzett vizsgálatok erősen elterjedtek, jelentős új eszközét képezik az anyagszerkezet megismerésének, alkalmazhatók némely olyan esetben is, amelyre jelenleg más módszer nem áll rendelkezésre.

9.3.1. A pozitrónium

Ha egy pozitron anyagon halad keresztül, szétsugárzás előtt a következők történhetnek vele: Kezdetben a szabad pozitron a közegben mozogva termalizálódik, majd mint termalizált pozitron tovább vándorol az anyagban, amíg az előző pontban vázoltaknak megfelelően a szétsugárzás szinglet vagy triplet állapotból bekövetkezik. Egy másik lehetőség, hogy a pozitron elektronnal 6,8 eV ionizációs energiájú, kötött állapotot, ún. pozitróniumot alkot. Ez a rendszer hasonló a hidrogénatomhoz, de a proton helyett az ugyancsak pozitív töltésű pozitron szerepel benne. A hasonlóság igen nagy, eltérést csak a pozitróniumnak a hidrogénatomtól különböző redukált tömege okoz: a pozitrónium energiaszintjei fele olyan nagyságúak, mint a hidrogén-energiaszintek. Így pl. a pozitrónium első gerjesztési energiája 5,1 eV. Ugyancsak a redukált tömeg különbözősége miatt a pozitróniumban a pozitron–elektron távolság, és ennek megfelelően a Bohr-sugár kétszer olyan nagy, mint hidrogénnél.

A pozitrónium alapállapotának két formája van: a nulla eredő spinű parapozitrónium (p-Ps) és az egységnyi eredő spinű orthopozitrónium (o-Ps). A pozitrónium két formájának bomlási karakterisztikája lényegesen eltér egymástól. A parapozitrónium közepes élettartama: $\tau_{p-Ps} \simeq 1,25 \cdot 10^{-10}$ s, az orthopozitróniumé: $\tau_{o-Ps} \simeq 1,4 \cdot 10^{-7}$ s. Az előbbi épp úgy, mint a szabad ütközésnél, két γ -kvantummal, míg az utóbbi három γ -kvantummal sugárzódik szét. A pozitrónium létrejöttének valószínűsége a különböző anyagokban más és más. A fémekben, valamint ionkristályokban egyáltalán nincs pozitróniumképződés. Gázokban, folyadékokban és más szilárd anyagokban az anyagi minőségtől és a külső körülményektől függ a pozitróniumképződés valószínűsége.

Mérési módszerek

A pozitronok szétsugárzásánál a két legfontosabb mérhető mennyiség a γ -kvantumok időeloszlása és a kétfotonos szétsugárzás kvantumai közötti szögkorreláció. A pozitron anyagban mért élettartama és a 2 annihilációs γ -kvantum által bezárt szög eltér a vákuumbelitől. Előbbi függ az anyag (minta) elektronsűrűségétől és kisebb, mint a vákuumbeli. Az utóbbi függ az elektron impulzuseloszlásától az anyagban, és (kis mértékben) eltér a vákuumbeli 180°-tól. Az időspektrum vizsgálatánál a kísérleti elrendezést vázlatosan a 9.6. ábra mutatja.

A pozitronok forrása valamilyen radioaktív forrás (legtöbbször ²²Na), ezt veszi körül az az anyag, amelyben a szétsugárzást vizsgáljuk. A pozitron "születéséről" a magbomlásból eredő "prompt" γ-kvantum ad jelet (a ²²Na



9.6. ábra. Pozitron-élettartam mérőberendezése

esetében 1,28 MeV-os), és ehhez képest vizsgálják a szétsugárzásról hírt adó (0,51 MeV-os) kvantumok időbeli eloszlását (9.7. ábra).



9.7. ábra. A ²²Na bomlási sémája (EC – elektronbefogás)

A kétfotonos szétsugárzásnál a két kvantum szigorúan 180°-ot zárna be, ha a szétsugárzó pozitron és elektron szigorúan zérus energiával és zérus impulzussal rendelkezne. A tapasztalat szerint az annihilálódó elektronpozitron pár összimpulzusa gyakorlatilag megegyezik az elektron impulzusával. A két γ -kvantumnak nagy energiát és kis impulzust kell elvinnie, és ezért a két γ irányának eltérése a 180°-tól igen kicsi lesz. A 9.8. ábrán a szögkorreláció-mérés vázlata látható.



9.8. ábra. A 27-szögkorreláció mérésére szolgáló mérőberendezés

A vizsgált mintát a rendszer középpontjában helyezik el. Fölötte helyezkedik el a ²²Na vagy ⁶⁴Cu pozitronforrás. Kollimátorok gondoskodnak arról, hogy a detektorokba csak a mintából kilépő 0,51 MeV energiájú γ -sugarak jussanak be, és egyben biztosítják, hogy a sugárzás a hengeres detektornak – NaI(TI) kristálynak – csak vékony középső rétegébe hatolhasson be. A megkívánt pontosságot szemlélteti, hogy ha a két detektor távolsága 4 m, akkor a különböző szöghelyzeteket mintegy 30 cm hosszúságú íven történő mozgatással kell előállítani.

Van még egy harmadik mérési módszer is: az annihilációs γ -kvantumok Doppler-effektusának a tanulmányozása. Minthogy az annihilációs γ -kvantumok egy mozgó elektron-pozitron-rendszer impulzusát hordozzák, természetes, hogy Doppler-eltolódás jelentkezik a γ -kvantumok frekvenciájában, így az energiájában is. A γ -energia két szélső értékének becslése:

$$E_{\gamma}^{\min,\max} = mc^2 \left(1 \pm \sqrt{\frac{E}{2mc^2}}\right),$$

ahol E az elektronenergia. Minthogy szilárd anyagokban E kb. 10 eV, belátható, hogy az E_{γ} érték az 511 keV-os értéktől kb. 0,5%-kal, azaz maximum 2–3 keV-tal térhet el. Ilyen különbségek a mai korszerű félvezető detektorokkal már jól mérhetők. A Doppler-effektus mérésére szolgáló félvezető detektoros spektrométert a 9.9. ábrán láthatjuk.



9.9. ábra. Az annihilációs γ -kvantumok Doppler-kiszélesedésének mérése

A Doppler-effektus mérésekor regisztrált energiaeloszlás görbéje lényegében hasonló információkat tartalmaz, mint a szögkorrelációs mérés eredménye. Előnye, hogy rövid mérési idő (néhány óra) alatt nagy statisztikai pontosság érhető el, ráadásul könnyű a mintákat különböző behatásoknak (hőkezelés, deformáció, külső mágneses tér alkalmazása stb.) kitenni, s azok hatását az elektronszerkezetre vizsgálni. Kihasználhatjuk a pozitronannihilációs mérések összehasonlíthatóságát, azaz egy ismeretlen mintában felvett annihilációs γ -spektrumot egy ismert mintára vonatkozó spektrummal hasonlítunk össze, s így könnyen és gyorsan kapunk információt egyes folyamatok időbeli lefolyására, pl. a relaxációs jelenségekre vonatkozóan.

Feladatok

- 9.1. $E_{\alpha} = 25~{\rm MeV}$ energiájú α részecske $b = 2 \cdot 10^{-9}~{\rm cm}$ ütközési paraméterrel elhalad egy kezdetben nyugvó elektron mellett. Az ütközési paraméter elég nagy ahhoz, hogy az elektron elmozdulását és a töltött részecske irányváltoztatását elhanyagoljuk a folyamat során (távoli ionizáció). Mekkora energiát adott át az α részecske az elektronnak?
- 9.2. Egy α 6-szor több energiát ad le egységnyi úton, mint egy proton. A proton energiája 10 MeV, akkor mennyi volt az α -részecske energiája?
- 9.3. 136 keV energiájú foton maximálisan mennyi energiát tud átadni egy szabadelektronnak?

- 9.4. A ²²Na sugárzásakor egy foton ($E_{\gamma} = 1275 \text{ keV}$) úgy detektálódott, hogy előtte átrepült a detektoron, majd valamilyen elektronról visszaszóródott az érzékeny térfogatba kb. 180°-ban. Mekkora energiájúnak érezte őt a detektor?
- 9.5. 66 MeV energiájú elektronnyaláb esik 5 mm vékony ólomfalra. Becsüljük meg mekkora energia távozik a falon túl fotonok formájában! A számadatokat vegyük a szövegből.
- 9.6. Kozmikus müonok átlagos impulzusa 500 MeV/c. Egy 20 cm magas víztartályra függőlegesen müonok érkeznek. Átlagosan hány fotont kelt egy müon? A tartály aljának melyik részén lehet érzékelni ezen müon keltette fotonokat?
- 9.7. Nehéz töltött részecskék detektálására egy "szendvics
detektort" alkalmazunk, amelyik egy vékony fóliából és egy vastag detektor
részből áll. A fóliában alig veszít sebességéből a részecske, kis energiát ad le
, E_1 -et, a vastag részben pedig megáll, it
t $E_2 = E E_1$ energiát ad le, ha kezdeti energiáj
aEvolt. Számoljuk ki, hogy hogyan függ az
 $E_1 \cdot (E_1 + E_2)$ érték a részecske energiájától, rendszámától és tö
megszámától!

10. Magsugárzások detektálása

A detektorok magfolyamatok termékeinek, illetve az elemi kölcsönhatásokban részt vevő részecskéknek a kimutatását, sajátságainak a meghatározását szolgálják. Az egyszerűbb detektorok (az ún. számlálók) feladata csupán az, hogy jelezzék a részecske jelenlétét egy adott pillanatban és egy adott helyen. Ezeknek lényeges jellemző adata a térbeli és időbeli felbontóképesség. A detektorok bonyolultabb fajtái már a részecskék tulajdonságainak a meghatározására is alkalmasak, így azonosításukra, töltésük és nyugalmi tömegük meghatározására, kinetikus energiájuknak, illetve impulzusuknak a megmérésére.

A detektálás fizikai alapja a részecske (sugárzás) és a detektoranyag (a legtöbb esetben elektromágneses) kölcsönhatása. Semleges részecskéket közvetlenül nem lehet detektálni, csak azon töltött részecskéken keresztül, melyeket pl. magreakciók vagy – instabil részecskék esetén – elbomlásuk révén létrehoznak.

A kölcsönhatás primer folyamata szerint több detektortípust különböztetünk meg.

Az utolsó évtizedek során a részecskedetektorok és a a regisztrálás elektronikai eszközei látványos fejlődésen mentek keresztül, és ez a folyamat még jelenleg is tart. Ezt a viharos fejlődést elsősorban a részecskefizika igényei hozták létre, de a számítógép és az új, "negyedik generációs" elektronika tette lehetővé. Az új helyzetet nem annyira új detektálási elvek megjelenése jellemzi, hanem elsősorban a régebben kialakult detektortípusok új, nagy méretű és "sokszálas" változatainak és ezek kombinációinak a kidolgozása.

10.1. Gáztöltésű számlálók

10.1.1. Ionizációs kamra

Az egyik legegyszerűbb részecskedetektor az ionizációs kamra, amely lehet pl. egy párhuzamos fegyverzetű, gázszigetelésű síkkondenzátor (10.1. ábra).

Ha a kondenzátor elektródjai között ionizáló részecskék haladnak át, a gázt ionizálják. Az elektródokra kapcsolt V feszültség hatására az ionok az elektródokra vándorolnak, a G műszer áramot jelez.

Egy állandó részecskefluxussal besugárzott kamra feszültség-áramerősség (V–I) karakterisztikája a 10.2. ábrán látható.





10.1. ábra. Egy ionizációs kamra vázlata

10.2. ábra. Ionizációs kamra feszültség-áram (V–I) karakterisztikája

A görbén három szakasz különböztethető meg. A középső feszültségtartományban (B) az elektromos tér minden, a sugárzás által keltett iont, és csakis azokat, begyűjti: az áram független a feszültségtől. Ha a feszültség túl kicsi, a töltéshordozók olyan lassan mozognak, hogy van idejük rekombinálódni, tehát nem mindegyik jut el az elektródokhoz (A). A jobb oldali emelkedő szakaszról (C) a későbbiekben lesz szó. Az áramerősség igen kis érték. Ezért új módszereket, eszközöket kellett keresni.

Ma ionizációs kamrákat főleg nagy intenzitások mérésére (pl. reaktorokban) doziméterként és egyes kozmikus sugárzási mérésekben használnak.

10.1.2. Proporcionális számláló

Az elég nagy elektromos tér hatására mozgó szabadelektronok gerjesztik a gáz molekuláit. Ha a térerősség elég nagy, az elektronok a két ütközés közötti szabad úthosszon annyi energiát nyerhetnek, mint a gáz ionizációs potenciálja. A következő ütközés alkalmával minden elektron ionizálhat egy atomot, s ezután már két elektron megy tovább. A következő ütközésnél mindkettő kivált egy-egy újabb elektront és így tovább: <u>elektronlavina alakul</u> <u>ki. A kialakult lavinák nagysága és így a kapott jel arányos (proporcionális)</u> a primer elektronok számával.

Ez a térerősség túl nagy feszültség használata nélkül könnyen megvalósítható. Ha a számláló katódja r_1 sugarú cső, amelynek belsejében koncentrikusan helyezkedik el az r_2 sugarú anód (10.3. ábra), a tengelytől rtávolságban a térerősség



10.3. ábra. A proporcionális számláló sémája (a), keresztmetszete (b)

Ha $r_1 = 100$ mm, $r_2 = 0.05$ mm és U = 1000 V, a szál felszíne felett 0.05 mm távolságban a térerősség $1.3 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$, ami már–kb. elég a lavina megindításához.

A szokásos töltőgázok ionizációs potenciálja 15 eV körül van. Rekombinációkor ilyen energiájú (ultraibolya) fotonok sugárzódnak ki. Mivel a szokásos katódok kilépési munkája néhány (3–5) eV, a nagy energiájú fotonok nagy valószínűséggel váltanak ki fotoelektronokat, amelyek újabb lavinákat indíthatnak el, tehát állandó kisülés lép fel.

A fotoeffektus megszüntethető úgy, hogy a csövet olyan gázzal (pl. metán) töltjük meg, amelynek erős az abszorpciója az ultraibolya tartományban. Így a fotonok nem juthatnak el a katódhoz, a gázerősítés megfelel az elméletileg vártnak. Amikor a metánmolekula fotont nyel el, széthasad, ezzel felhasználódik. Ezért a cső élettartama korlátozott, nagyságrendben 10¹² impulzus.

Mint azt láttuk, a térerősség csak a szál közvetlen közelében elegendő a lavina megindításához. A cső térfogatának túlnyomó részében csak arra elég, hogy a keletkezett elektronokat a szál felé továbbítsa. Ezért a gázerősítés lényegében független lehet a részecske áthaladásának helyétől. A síkgeometriájú proporcionális számlálók mérete néhány cm-től 1 méterig (kozmikus sugárzási célokra) terjedhet, a síkok távolsága általában néhány cm. Az anód kb. 50 μ m vastagságú volfrámszál, a katód valamilyen fém, pl. vörösréz vagy alumínium (1–2 mm vastagságú). A töltőgáz metán, ha a gázt állandóan cseréljük, akkor a számláló élettartama nagyon hosszúra növelhető. Az alkalmazott feszültség 2000 V körül mozog.

A proporcionális számlálók egyik legfontosabb felhasználási területe a neutronfluxus mérése. Ha a a számlálót bór-trifluorid (BF₃) gázzal töltjük, a lassú neutronok nagy valószínűséggel váltják ki a ¹⁰B+n \rightarrow ¹¹B \rightarrow ⁷Li+⁴He reakciót, amelyben összesen kb. 2,5 MeV energia szabadul fel. A kapott jel jól érzékelhető és könnyen elválasztható az esetleges γ -kvantum háttértől is (egy γ -kvantum mindössze 10⁵ eV nagyságrendű energiát veszíthet a számlálót paraffinba vagy más, nagy hidrogéntartalmú anyagba ágyazzuk, amely lelassítja a neutronokat.

10.1.3. Proporcionális kamra

Proporcionális számlálók úgy is kialakíthatók, hogy egy lapos tartályban egymással párhuzamosan sok szálat feszítünk ki, ezek lesznek az anódszálak. A szálsík fölött és alatt fémlemezek helyezkednek el, amelyek a katódot alkotják. A gáztér közös, ennek ellenére az egyes szálak egymástól függetlenül mint önálló proporcionális számlálók képesek működni (10.4. ábra).



10.4. ábra. Sokszálas proporcionális kamra

A töltőgáz nyomása lényegében azonos a légköri nyomással, ezért a beés a kilépési oldalon a kamra rendszerint vékony műanyagfólia. E detektortípus egyik fő előnye, hogy nagyon kevéssé abszorbeálja és szórja a rajta áthaladó részecskéket. Mivel egy ilyen kamra vákuumtechnikai szempontból "piszkos", állandó gázöblítésről kell gondoskodni. Ha minden szálhoz külön erősítő tartozik és két, egymásra merőleges szálrendszert alkalmazunk, mm nagyságrendű pontossággal megkapjuk a részecske áthaladásának a helyét (koordináta-detektor). A kamra felhasználható triggerjel keltésére is, az elérhető felbontási idő – elsősorban az elektronikától függően – 10 ns–100 ns.

A proporcionális kamrák az utóbbi években uralkodó szerephez jutottak a nagyenergiájú fizikában. Méretük négyzetdecimétertől több négyzetméterig terjed. A szálsűrűség általában 1–2 szál három milliméterenként. Egy mérésben 10^2-10^5 szálat használnak, mindegyiket a saját erősítőjével. Mivel egy szál elektronikája néhány dollár körüli összegbe kerül, ezek a detektorok rendkívül költségesek.

10.1.4. Driftkamra

Könnyen belátható, hogy összefüggés van a részecske által kiváltott ionoszlop helyzete és az időtartam között, ami ahhoz szükséges, hogy az anódszál begyűjtse az ionokat. Ezt az összefüggést fel lehet használni a részecskenyom helyének pontos meghatározására. Ebből a célból olyan kamrát, ún. driftkamrát építünk, mint a sokszálas proporcionális kamra, csak a szálak közötti távolság jóval nagyobb: 10 cm nagyságrendű.

Ha megmérjük elektronikus módszerrel azt az időt, ami a részecske áthaladása (t = 0, kiegészítő szcintillációs számláló megszólalásának ideje) és az adott anódszálon való jel megjelenése között eltelt, akkor ebből következtethetünk a részecske áthaladásának helyére (koordináta-detektor). Ehhez az szükséges, hogy a térerő teljesen homogén legyen. Ez utóbbi esetben a megtett út és a repülési idő közötti összefüggés lineáris. A 10.5. ábrán láthatjuk a driftkamra működési elvét, a felső és az alsó sorban levő szálak a tér linearizálására és homogenizálására szolgálnak.



10.5. ábra. A driftkamra működési vázlata

A mérhető idő néhány ns, így 100 μ m-es felbontás érhető el a kialakuló driftsebességekkel számolva. Mivel az ionoszlop útját, és így begyűjtési idejét is egy esetleges külső mágneses tér erősen befolyásolja, a driftkamrák mágneses térben nem használhatók. A driftkamra konstrukciója bonyolultabb, mint a proporcionális kamráé, ugyanakkor a jóval kevesebb szál révén sokkal olcsóbb a hozzá szükséges szálelektronika.

10.1.5. Geiger-Müller-számláló (GM-cső)

Ha egy proporcionális számláló tápfeszültségét a normális üzemfeszültség fölé növeljük, eljuthatunk egy olyan értékhez, amelynél a gázerősítés végtelen lesz: az egy elektron által megindított kisülés önfenntartóvá válik. Tiszta nemesgáztöltés esetén ez akkor következik be, ha az első lavinában keletkezett fotonok számának és a katódon a fotoeffektus valószínűségének szorzata 1 lesz. Ha kívülről gondoskodunk arról, hogy a kisülést kioltsuk, nagyon értékes számlálótípust nyerünk: olyan számlálót, amelyben a részecske áthaladása csak kiváltja az elektromos impulzust, de annak nagysága már független a részecske energiájától (kiváltó számláló). A kisülésből kapott jel lényegesen nagyobb a proporcionális számlálóénál, tehát egyszerűbb elektronika is elegendő.

Lehetséges olyan töltőgázkeveréket (pl. argon + alkohol) találni, amelylyel a számláló önkioltóan működik: egy kisülési ciklus után visszaáll alapállapotába. Az önkioltó számláló működése időben három szakaszra bontható:

1. A részecske által keltett szabadelektronok a szál felé, az ionok a "ház" (henger) felé mozognak.

2. Az elektronok a szál közelébe érve lavinákat indítanak el. Az alkalmazott gázkeverékben a lavinákból származó ultraibolya fény abszorpciós hossza 0,1 mm nagyságrendű. Ezért a katódra nem juthatnak el fotonok, de a lavinák közelében újabb szabadelektronokat hozhatnak létre, amelyek újabb lavinákat indítanak el és így tovább. A kisülés szétterjed a szál teljes hosszán, majd a szál végén kialszik. A lavinában keletkező elektronok belépnek a szálba, a nagy tömegű pozitív ionokból tértöltésfelhő marad vissza a szál közelében.

3. A tértöltésfelhő az elektromos tér hatására a ház felé mozog. Ha a nemesgázionok megérkeznének a katódra, nagy valószínűséggel elektront váltanának ki, és evvel újabb aktív kisülési szakaszt indítanának el. Ám ha a gázkeverék másik alkotórészét úgy választjuk meg (pl. alkoholgőz), hogy ionizációs potenciálja alacsonyabb (kb. 11,3 eV) legyen, akkor töltéscsere következik be: gerjesztett semleges argonatomot és ionizált alkoholmolekulát kapunk. Az ionizált alkoholmolekulák disszociálnak, maradék energiájuk már kevés lesz ahhoz, hogy elektront váltsanak ki a katódból. Ezért egy aktív szakasz után a kisülés megszűnik. Amíg a pozitív ionfelhő el nem

.

távozik a szál közeléből, a GM-cső érzéketlen (holtidő). Ez az idő 100 $\mu{\rm s}-$ 300 $\mu{\rm s}$ körüli érték.

Az első szakasz hossza 100 ns, a másodiké 10 $\mu {\rm s},$ a harmadiké 1 ms nagyságrendű.



10.6. ábra. GM-cső karakterisztikája. V a feszültség az anód és a katód között, N a beütésszám

Alapvetően kétféle típusú gázkeverék terjedt el: argon-szervesgáz (pl. alkoholgőz) és argon-halogéngáz (pl. brómgőz) keverék. Az argon-alkohol keveréket kisebb intenzitások mérésére lehet használni, mert az alkohol a kisülésekben elhasználódik. A cső élettartama 10^8-10^9 impulzus. Tipikus töltés: $1,1 \cdot 10^4$ Pa (argon) és $1,3 \cdot$ 10^3 Pa (alkohol) (90 Hgmm, illetve

10 Hgmm). A halogéngázt tartalmazó számlálócső élettartama elméletileg korlátlan, de jele sokkal többet késik a részecske áthaladásához képest, mint az argon–alkohol keverékében keletkező jel, tehát koincidencia-mérésekben nem használható. Egy jó minőségű GM-cső feszültség–beütésszám (V–N) karakterisztikája a 10.6. ábrán látható.

Látszik, hogy széles feszültségtartományban (plató) a beütésszám alig függ a tápfeszültségtől. A cső jóságára jellemző mennyiség a platómeredékség. Jó minőségű csöveknél a 100 V-ra eső meredekség 2–3%-os.

10.1.6. Szikrakamra

Ha két párhuzamos síklap közé sok fémszálat feszítünk ki (mint pl. a proporcionális kamránál), és a lap és a szál közé elég nagy feszültséget kapcsolunk (jóval nagyobbat, mint a proporcionális kamránál), akkor a kettő közt szikra üt át. Ha a spontán szikrázáshoz szükségesnél valamivel kisebb feszültséget alkalmazunk és egy részecske halad át a lapok között, a részecske után viszszamaradt ionizált nyom különösen kedvező helyzetet teremt a szikra kialakulására, tehát az a nyom mentén levő szálak között fog átütni.

A szikrakamrán nyugalmi helyzetben csak 100 V-nyi nagyságrendű "tértisztító" feszültség van, amelynek feladata, hogy a régebben áthaladt részecskék által létrehozott ionokat eltávolítsa. Ez az erő, továbbá a megfelelő gáztöltés biztosítja, hogy a kamra "emlékezési ideje" (az az idő, amellyel korábban érkezett részecskéket a kamra még észlel) néhány μ s nagyságrendű legyen. (Gyorsítós mérések esetében lényeges az emlékezési idő csökkentése, mert evvel csökken a vizsgálni kívánt eseményhez nem tartozó részecskék zavaró hatása.) A nagyfeszültséget (néhány kV-ot) a részecske áthaladása után, impulzusszerűen kell ráadni a kamrára.
Az áthaladás helyének megállapítása (koordináta-detektor) céljából a nyomot (azaz a szikrasorozatot) le lehet fényképezni, illetve a szikrában folyó áramot felhasználva elektronikus úton is meg lehet állapítani az áthaladás helyét.

A szikrakamrák előnye, hogy segítségükkel aránylag könnyen és olcsón lehet a részecskék pályáját meghatározni, továbbá a proporcionális kamrákhoz hasonlóan kevés anyagot tartalmaznak, így bennük kicsi az abszorpció. Hátrányuk (a proporcionális kamrákhoz képest), hogy nagy (10 ms nagyságrendű) a holtidejük.

10.2. A szcintillációs számláló

Az egyik legrégibb detektálási eljárás a sugárzások által bizonyos kristályokban (pl. ZnS) keletkező fényfelvillanások megfigyelésén alapul. Ezt alkalmazták a magfizikai kutatások kezdetén. A keltett felvillanásokat vizuálisan észlelték-és leszámlálták. Bár a mérések fáradságosak és szubjektívek voltak, mégis ezen eszköz segítségével jutottunk az atom alapvető szerkezetének megismeréséhez (Rutherford-szórás). Az 1930-as évekig ez az eszköz volt az egyetlen sugárzásdetektor.

A szcintillációs számláló továbbfejlődését a fotoelektron-sokszorozók megjelenése jelentette: a vizuális megfigyelést helyettesítették fotoelektronsokszorozóval.

10.2.1. A szcintillációs számláló felépítése

A szcintillációs mérőrendszer a következő részekből áll:

- 1. a szcintillátor, melyben a sugárzás energiája fényenergiává alakul,
- 2. a fotoelektron-sokszorozó, amely a fényfelvillanásokat elektromos impulzussá alakítja,
- 3. az elektromos impulzusok erősítésére, analizálására, regisztrálására szolgáló elektronika.

10.2.2. A szcintillátor

A szcintilláló anyagokban a számlálandó részecskék, illetve γ -kvantumok energiájának egy része fényenergiává alakul át. Ez töltött részecskék esetén közvetlenül valósul meg: semleges részecskék és γ -kvantumok csak másodlagos folyamatok segítségével detektálhatók.

Univerzális szcintillátorok nincsenek. β -részecskék, nehézionizáló részecskék és γ -sugárzás detektálására más-más szcintillációs anyagokat alkalmazunk, amelyekben a fényfelvillanás kialakulásának és lefolyásának mechanizmusa különböző.

- 1. A beérkező részecske vagy γ -foton energiát ad át a szcintillátornak, amely gerjesztett állapotba kerül.
- 2. A szcintillátor gerjesztett állapotából fotonok, ún. fluoreszcenciafény kibocsátásával ismét alap- (stabilis) állapotba tér vissza.

A szcintillátorokkal szemben támasztott főbb követelmények a következők:

- a) a primer sugárzás energiájának minél nagyobb hányada alakuljon át fénnyé, azaz a transzformáló hatásfoka nagy legyen,
- b) a kristály legyen átlátszó a benne keletkező fényre.

A leggyakrabban használt szcintillátorok (A zárójelben levő elem, ún. aktivátor kis mennyiségű jelenléte növeli a szcintillátor hatásfokát):

- a) szervetlen kristályok [pl. ZnS(Cu), NaI(Tl), CsI(Tl), LiI(Tl)],
- b) szerves egykristályok (pl. antracén, naftalin, sztilbén),
- c) szcintilláló oldatok (folyadékszcintillátor, pl. toluol),
- d) plasztik szcintillátorok (polimerizált folyadékszcintillátor).

Az alábbiakban a γ -sugárzás detektálására általánosan alkalmazott NaI(Tl) szcintillációs kristály vázlatos ismertetésére szorítkozunk.

A NaI(Tl) szervetlen egykristály, kis mennyiségben (0,1-0,5%) talliumot, mint aktiváló anyagot tartalmaz. A γ -fotonok energiája és a keltett látható fotonok száma közötti összefüggés nagymértékben lineáris. Kellemetlen tulajdonsága, hogy fényérzékeny és higroszkópos, ezért légmentes záróréteggel kell körülvenni. A fémedény fala és a kristály közötti hézagot jól reflektáló anyagokkal, pl. Al₂O₃-dal töltik ki, a fény egy ablakon keresztül lép ki. A szcintillációs kristálynak természetesen átlátszónak kell lennie a benne létrejövő fényre.

A fényfelvillanások száma a szcintillátorba jutó γ -fotonok számával, az egyes felvillanásban a fotonok száma a γ -kvantum energiájával arányos. A szintillációs detektorok egyik fő előnye a nagy fényhozam és a kitűnő időfelbontás.

10.2.3. Fotoelektron-sokszorozó

A fotoelektron-sokszorozó (photomultiplier) olyan elektroncső, amely két elemet tartalmaz: a fényérzékeny fotokatódot, továbbá az erősítő részt. A fényérzékeny elem a fényáramot elektronárammá alakítja át. Az erősítő rész a fény hatására keletkező elektronáramot megfelelően felerősíti. A korszerű fotoelektron-sokszorozó sematikus rajzát a 10.7. ábrán láthatjuk.

Az ábrán feltüntetett részek szerepe a következő:

Fotokatód– az üvegbura belső felületére vákuumpárolással felvitt féligáteresztő fényérzékeny réteg a beeső a szcintillátorból kijövő fényt fotoeffektussal elektronárammá alakítja át, és ezt a fotoelektron-sokszorozó fotokatódjára továbbítja. A fotoelektron-sokszorozó maximális érzékenysége $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}m$ körül van. A minimális fényveszteség érdekében a kristályt az átlátszó üvegre felvitt fotokatódhoz az üvegéhez hasonló törésmutatójú olajjal szokás illeszteni.

Elektronoptikai rendszer – a fotokatódból kilépő elektronokat az elektronokszorozó bemenetére juttatja, fókuszálja.

Elektronsokszorozó – szekunder emittáló elektródokból (ún. dinódákból) álló rendszer. A fotoelektron-sokszorozó féligáteresztő fotokatódjából kilépő elektronok a dinódákra kerülnek, melyeket úgy kapcsolnak, hogy a következő mindig nagyobb feszültségen legyen, mint a megelőző. A dinódák között elektromos tér juttatja az elektronlavinát az egyik dinódától a következőig. Az egyes dinódákra ráeső elektron hatására 2–3 elektron lép ki. Az elektronok száma dinódáról dinódára haladva lavinaszerűen nő.

Anód– a megsokszorozott elektronok összegyűjtésére szolgál: az anódon tehát a fényárammal arányos elektronáram folyik: végül az anódra 10^8-10^{12} elektron érkezik, és ez alakítja ki az anódköri munkaellenálláson az impulzust. A szekunder emisszió mértéke függ a dinódákra kapcsolt feszültségtől, így a fotoelektron-sokszorozó erősítése hatványozottan függ a detektor feszültségétől. Egy szcintillátor és fotoelektron-sokszorozó összeállítás látható a 10.8. ábrán.

10.2.4. Gammasugárzás detektálása

A szcintillációs számlálókat legeredményesebben és legkiterjedtebben talán a γ -sugarak számlálására és energiájuk mérésére használják. Ennek oka az, hogy a legjobb tulajdonságú NaI(Tl) kristályból nagyméretű szcintillátor készíthető, a higroszkóposság miatt elkerülhetetlen légmentes zárás viszont a γ -sugárzás energiamérését nem befolyásolja.

A szcintillátorban a γ -sugárzás detektálását a fotoeffektus, a Comptonszórás és a párkeltés teszi lehetővé. Eme effektusok során keletkező elektronok okozzák a kristályban a szcintillációt. A párkeltésénél a keletkezett elektronok és pozitronok energiájukat elvesztve szcintillációt okoznak. A teljesen lelassult pozitron a nyugalomban levőnek tekinthető elektronnal kölcsönhatásba lép. Az energia- és az impulzusmomentum megmaradásának következtében két, $m_0c^2 = 511$ keV-os, a tömegközépponti rendszerben egymáshoz képest ellentétes irányba kirepülő γ -kvantum keletkezik. (10.9. ábra)

Adott méretű kristály esetén a keletkező két, 511 keV-os foton bizonyos valószínűséggel kiszökik a kristályból, vagy részben, illetve teljesen ab-





10.7. ábra. A fotoelektron-sokszorozó sematikus rajza

10.8. ábra. A fotoelektron-sokszorozó és a szcintillátor illesztése



10.9. ábra. A párkeltés és megsemmisülés (annihiláció) folyamata

szorbeálódik. Ennek megfelelően a γ -spektrum összetett: általában hármas csúcsot tartalmaz még monoenergikus γ -sugárzás esetén is. A 10.10. ábrán bemutatjuk a ¹²C*-bomlásakor jelentkező 4,43 MeV-os sugárzás energia-spektrumát.

A spektrumon látható legnagyobb energiájú, 4,43 MeV-os csúcs annak felel meg, hogy a 4,43 MeV-os γ -foton párkeltés (vagy fotoeffektus) révén teljes energiáját elvesztette a kristályban. A 3,92 MeV-os csúcs esetén az egyik annihilációs, 0,5 MeV-os γ -kvantum kiszökött a kristályból, a másik abszorbeálódott. A csúcs energiája ennek megfelelően fél MeV-tal kisebb.



10.10. ábra. A 4,43 MeV-os γ -sugárzás szcintillációs spektrométerrel mért energiaspektruma

A harmadik, 3,41 MeV-os csúcs úgy jött létre, hogy az annihiláció során keletkezett mindkét γ -kvantum kiszökött a kristályból, kölcsönhatás nélkül. Ez tehát az eredeti energiához képest 1 MeV-tal alacsonyabb. Így a spektrum nagy energiájú végén egy adott γ -energia esetén nem egy, hanem három csúcs jelentkezik. Bonyolítja a helyzetet, hogy mindez ráül a Compton-szórás spektrumára. Ez teszi a szcintillációs γ -spektrumokat nehezen értékelhetővé, különösen ha – és ez az általános – egyszerre különböző energiájú γ -kvantumok vannak jelen.

10.3. A félvezető detektorok

10.3.1. A félvezető detektorok alkalmazási területei

Az 1960-as évek elejétől a félvezető detektorok gyors fejlődésének és térhódításának lehetünk tanúi. E detektorok fő előnye, hogy kis méretük ellenére igen jó energiafelbontó képességük van, s ennek révén alkalmazásuk mindazokon a területeken előnyös, ahol töltött részecskék vagy γ -sugárzás energiáját kell mérni, de nincsen szükség néhány cm²-t meghaladó érzékeny felületre vagy 100 cm³-nél nagyobb érzékeny térfogatra. Ennek alapján a félvezető detektorok elsősorban a magfizikai méréseknél terjedtek el széleskörűen, de sikerrel alkalmazzák más területeken is (aktivációs analízis, többszörösen nyomjelzett vegyületek mérése, ipari és orvosi izotóptechnika).

A különböző félvezető anyagok közül félvezető magsugárzás-detektorok előállítására széleskörűen csak a szilíciumot és a germániumot alkalmazzák. A szilíciumból készült detektorok készítése egyszerűbb, nem csak alacsony hőmérsékleten használhatók, elsősorban töltött részecskék spektrometriájára szolgálnak. A germániumdetektorok előállítása költséges, csak a folyékony nitrogén hőmérsékletén használhatók, de mivel a germániumnak a szilíciuménál lényegesen nagyobb a rendszáma, sokkal előnyösebbek γ -sugárzás spektrometriájára, mint a szilíciumdetektorok. A germániumot vagy Li-mal aktiválva, vagy nagyon tiszta (high purity, HPGe) elemi állapotban használják detektornak.

10.3.2. A félvezető detektorok működési elve és általános jellemzése

A félvezető detektorok olyan ionizációs kamráknak tekinthetők, amelyekben az ionizáció szilárd, félvezető anyagban jön létre. A szilárd félvezető anyagok alkalmazása gázközeg helyett több előnnyel jár. Ezek között legjelentősebb a szilárd anyagok gázokhoz viszonyított nagy sűrűsége, továbbá az, hogy a félvezető anyagokban (szilícium, germánium) egy töltéshordozó pár keltéséhez csak tizedannyi energia kell, mint a gázokban, és mintegy századannyi csak, mint egy fotoelektron keltéséhez a szcintillációs detektorokban. Ennek révén egységnyi átadott energia hatására a félvezető detektorokban sokkal több töltéshordozó keletkezik, mint a gázionizációs és szcintillációs detektorokban. Ezek számának relatív ingadozása kisebb lesz, s ennek következtében jobb felbontóképességet adhat a félvezető detektor, mint a másik két említett típus.

A félvezető detektorok jó energiafelbontási lehetőségeinek kihasználását azonban több tényező akadályozza. Ezek közé tartozik, hogy a félvezető anyagok fajlagos vezetőképessége sokkal nagyobb a gázokénál, ez a detektorok nagy alapáramához, illetve elektromos zajához vezet. További problémát okoznak a félvezető anyagokban levő vagy a sugárzás révén kialakuló hibahelyek, amelyeken az ionizáció hatására keletkező töltéshordozók egy része rekombinálódik, ez rontja a felbontóképességet. (A rekombináció nagysága függ a mérendő részecske pályájától, s ez a fő oka a felbontóképesség romlásának.) A félvezető detektorok működési elvének jobb áttekintéséhez röviden foglaljuk össze a félvezető anyagok néhány alaptulajdonságát!

A félvezető anyagokra és a szigetelőanyagokra jellemző, hogy_az atomokhoz kötött elektronok legfelső sávja és az atomokhoz nem kötött szabadelektronok sávja között energetikailag meg nem engedett, ún. tiltott sáv van. Az atomokhoz kötött elektronok nem tudnak elmozdulni elektromos tér hatására, s így a csak kötött elektronokat tartalmazó anyag szigetelőként viselkedik. Ha valamely anyagban az elektron energiája eléri azt a küszöbenergiát, amelynél az atom már nem tudja az elektront kötve tartani, akkor az elektron szabaddá válik, részt tud venni a vezetésben. A félvezetőkben a kötött elektronok legfelső energiasávját valenciasávnak (vegyértéksávnak), a szabad elektronokét pedig vezetési sávnak szokás nevezni. Gerjesztés nélküli állapotban a valenciasáv teljesen betöltött, míg a vezetési sáv teljesen üres. Hőmozgás, fény, radioaktív sugárzás vagy egyéb energiát közlő hatásra a valenciasáv egyes elektronjai átkerülhetnek a vezetési sávba, így részt vehetnek a vezetésben. A félvezetőket és a szigetelőket csupán aszerint szokás egymástól megkülönböztetni, hogy a tiltott sáv szélessége mekkora, és ennek alapján már szobahőmérsékleten át tud-e annyi elektron kerülni a vezetési sávba, hogy az anyagot vezetőnek tekinthessük. Meg kell jegyezni, hogy a vezetési sávba átkerült elektron helyén a valenciasávban keletkezett elektronhiány, az ún. lyuk is részt tud venni a vezetésben, mivel a lyukba a szomszédos atomból energiaváltozás nélkül is át tud kerülni egy valenciaelektron. A lyuk elmozdulása az elektronokéval ellentétes irányú, így pozitív töltésként is felfogható.

10.3.3. Alkalmazás

- 1. Nehéz töltött részecskék mérése. A félvezető detektorok felbontóképessége jobb a szcintillációs detektorokénál és az ionizációs kamrákénál, s mindazokban az esetekben, amikor nincs szükség nagy érzékeny felületre, azoknál jobban használhatók. A kis felületű félvezető detektorokkal 15 keV értéknél jobb felbontó képesség érhető el 15 MeV-os α -részecskékre.
- Elektronok detektálása. Különösen alkalmasak a félvezetődetektorok a konverziós elektronok spektrumának meghatározására. A nagyobb rendszámú magoknál külön megjelennek a különböző héjaknak megfelelő konverziós csúcsok.
- 3. γ -sugárzás regisztrálása. Ezen a területen a germániumból lítiumdrifteléssel készült detektorok ugrásszerű változást hoztak a sugárzás energiájának meghatározásában. A félvezető-detektorok energiafelbontóképessége közelítőleg egy nagyságrenddel jobb, mint a szcintillációs számlálóké, s így számos esetben alkalmasak a szcintillációs spektrométerekkel megoldhatatlan feladatok elvégzésére (lásd pl. a 10.11. ábrát).

Széles körű elterjedésüknek azonban az alábbi tényezők szabnak határt:

a) A detektorok hatásfoka a mintegy 100 cm³-re korlátozott térfogat miatt sokkal kisebb, mint a kereskedelmi forgalomban levő NaI(Tl) kristályoké. Az alacsony teljes hatásfok mellett a fotocsúcsnak a teljes területhez viszonyított aránya is kisebb, mint a NaI(Tl)detektoré.



10.11. ábra. ¹²⁵Sb, és ¹²⁶Sb γ -spektrumának részlete ø75·75 mm³-es NaI(Tl)-os és 6 cm³-es Ge(Li)-detektorral felvéve. E_{γ} a γ -sugarak energiája, N a beütésszám

- b) Magas a detektorok ára, mert előállításukhoz különleges tisztaságú anyag kell: Si(Li) vagy Ge(Li) esetén maga a lítiumdriftelés is költséges művelet.
- c) Nagy az üzemeltetési költség, mert a Si(Li)- és a Gé(Li)-detektorokat – használaton kívül is – nagy vákuumban, folyékony nitrogénhőmérsékleten kell tartani.

Kis energiájú γ - és röntgensugárzás mérésére a szilíciumból készült detektorokat is sikerrel lehet használni, azonban a fotocsúcs-hatásfok e detektoroknál sokkal gyorsabban csökken az energia növelésével, mint a germániumdetektoroknál.

 Neutronok észlelése. A félvezető detektorok csak konverterrel használhatók fel neutronok mérésére.

10.4. Cserenkov-számlálók

Nagysebességű töltött részek detektálására fel lehet használni a Cserenkovsugárzást. Az egyik leggyakoribb, fókuszáló típusú számláló a 10.12. ábrán látható. A radiátorban Cserenkov-sugárzás jön létre, ezt tükrökkel fotoelektron-sokszorozóra ejtjük, ahol elektromos jellé alakul.

Mivel az elektronsokszorozóra csak egy bizonyos szűk szögtartományban kilépett fotonok juthatnak, ez a számláló alkalmas valamilyen szűk sebességintervallumba eső sebességű részecskék kiválasztására.



10.12. ábra. A Cserenkov-detektor sémája

Igen nagy energiájú részecskéket lehet detektálni úgy, hogy a közeg, az ún. radiátor anyaga gáz. A levegő törésmutatója 1,000292, levegőben a minimális $\beta = 0,999708$, ilyen sebességű részecskére $\frac{m}{m_0} \approx 3400$. A légkört használják radiátornak egyes kozmikus sugárzási mérésekben.

A Cserenkov-sugárzás frekvenciaspektruma szűk: a látható és a közeli ibolya tartományra szorítkozik. Minél jobban megközelítjük a küszöbsebességet, annál kisebb az intenzitás, a küszöbsebességnél zérus. A Cserenkovsugárzás látványos módon jelentkezik az atomreaktorok vízmoderátorában. A hasadási termékekből nagy intenzitású, nagy energiájú radioaktív sugarak lépnek ki, amelyek a moderátor vízében Cserenkov-sugárzást keltenek, és emiatt a víz jéllegzetes, kékeslila fényben világít.

10.5. Részecskenyom-detektorok (Vizuális detektorok)

A létező detektorokat durván két csoportba sorolhatjuk: számlálók és részecskenyom-detektorok. Gyakran az előbbit mondjuk röviden detektornak. Az első csoportba azokat az eszközöket soroljuk, amelyek egy részecske adott időben, adott helyen való megjelenéséről adnak számot (a pontosság $\approx 0,1$ mm és $\approx 10^{-9}s$ lehet). A nyomdetektorokban a részecske pályája mentén nyomot hagy, amelyet gyakran trek-nek (track) neveznek. A pályát valamilyen módszerrel, pl. fényképezéssel rögzítik. A pálya adataiból (ionizációs sűrűség, görbület mágneses térben stb.) sokkal több információt lehet nyerni, mint a számlálók esetében.

Nyomot csak ionizáló részecske hagyhat. Mégis, semleges részecskék esetében is alkalmaznak nyomdetektort, ilyenkor a treket (vagy trekeket) ionizáló szekunder termékek hozzák létre.

A részecskenyom-detektorok jelentősége növekedett az automatikus, számítógép segítésével megvalósított nyomkiértékelő rendszerek terjedésével. A nyomok kézi kiértékelése mikroszkóppal rendkívül munkaigényes, és ez a körülmény erősen fékezte a részecskenyom-detektorok alkalmazását. Ma már alkalmazásuk erősen korlátozott.

10.5.1. A ködkamra

A legrégibb nyomdetektor a ködkamra (Wilson-kamra, 1912). Ha egy gáz-, és gőzkeverékkel töltött edényben túltelítettséget hozunk létre, a gőz kicsapódik a jelenlevő gázionokra, majd a kicsapódott ködcseppek tovább növekednek és láthatóvá válnak. Így ki lehet mutatni az elemi részecskék pályáit, mert a töltött részecskék a haladásuk nyomában ionizálják a gázatomokat.

A ködkamrában a túltelítettséget úgy hozzák létre, hogy a gáz-gőz térfogatot adiabatikusan kitágítják. Ennélfogva a ködkamra működtetése három fázisból áll:

1. a kamra gáztöltésének expandáltatása,

2. a keletkező nyomok lefényképezése,

3. a kamra előkészítése a következő regisztrálásra.

Ködkamra elvi vázlata



10.13. ábra.

A kamra felépítésének elvi vázlata a 10.13. ábrán látható.

A kamra alján levő dugattyú hirtelen lefelé mozgatása biztosítja az adiabatikus expanziót. A nyomokat a felső üveglap felett elhelyezett fényképezőgép regisztrálja. A kialakult ködcseppeket oldalról történő megvilágítással teszik láthatóvá.

A ködkamra a kozmikus sugárzási kutatásokban kapott jelentős sze-

repet, számos elemi részecskét, így pl. a pozitront, a μ -t, a π -t a ködkamrafelvételek segítségével fedezték fel (18. fejezet).

A kis anyagsűrűség, másrészt a jelentős holtidő miatt, amit jórészt a működés harmadik (előkészítő) fázisa igényel, a ködkamrával csak kevés eseményt lehetett összegyűjteni, vagyis nehéz volt megfelelő statisztikát biztosítani. Jelentős előny volt viszont a kamra vezérelhetősége: a kamra köré elhelyezett számlálódetektorokkal, illetve ezek koincidenciáival indított kamráknál csak meghatározott típusú események esetén működtették a kamrát. Bár a külső vezérelhetőség jelentős előny, a ködkamrát fokozatosan kiszorították az egyéb nyomdetektorok.

A ködkamra érdekes változata az ún. diffúziós kamra (3. fénykép). A nyomok ebben is túltelített gőz + gáz keverékében alakulnak ki, de a túltelített állapotot nem adiabatikus expanzióval hozzák létre. A kamra kb. 20 °C hőmérsékleten tartott tetejéről etil-alkohol gőz áramlik folyamatosan a szárazjéggel (szilárd CO₂-vel) -(60-70) °C-ra hűtött fenéklap irányába. A diffúziós réteg vastagsága $\approx 1-2$ cm. Ez a kamra folyamatosan üzemel, további eltérés a ködkamrától, hogy viszonylag magas nyomást lehet benne létrehozni (3–4 \cdot 10⁶ Pa). Ma már csak mint demonstrációs eszköz szerepel.

10.5.2. A magemulzió

A ködkamrával szemben elsődleges előnye a nagy anyagsűrűség, azaz a kölcsönhatások nagyobb gyakorisága. Működési elve nagyon hasonló a közönséges fényérzékeny filmekhez. A magemulzió zselatinban diszpergált ezüstbromid és ezüst-jodid kristályokból áll. A detektorba hatoló részecske, ionizációs hatása révén, elektronokat tesz szabaddá a kristályokban, amelyek a kristály szélére diffundálva az ott levő ezüst-jodid (ezüst-bromid) molekulák által befogódnak, és ez utóbbiakon negatív töltést hoznak létre. Az ezüst-jodid (ezüst-bromid) kristályban állandóan jelen levő pozitív ezüstionok ezeken az ún. fényérzékeny központokon semlegesítődnek, és fémes ezüst válik ki.

Az emulzió nem rendelkezik időbeli felbontóképességgel, így az események előzetes kiválogatására nem alkalmas. Az emulziós technika hátránya, hogy az események kikeresése (scanning) bonyolult és munkaigényes folyamat.

A buborékkajárás technika megjelenésével alkalmazása rohamosan viszszaszorult és ma már csak azokban a kivételes esetekben alkalmazzák, amikor egyedülálló térbeli felbontóképessége, nagy anyagsűrűsége vagy kis mérete és egyszerűsége (pl. űrkutatás) azt indokolttá teszi.

10.5.3. A buborékkamra

Az utóbbi két évtizedben a buborékkamra kiemelkedő szerepet töltött be a kísérleti részecskefizikában, a komplex, több részecskés kölcsönhatások vizsgálatában. Mind nagyobb méretű buborékkamrákat hoztak létre. Az első néhány cm nagyságú kamrák mai utódai néhány méter kiterjedésűek (4. fénykép).

A buborékkamrában a nyomok (a forráspont fölé) túlfűtött folyadékban alakulnak ki. A működési ciklus elindítása hasonlóan történik, mint a ködkamráknál, a nyomás hirtelen csökkentésével.

Egy folyadékban normális körülmények között véletlenszerűen állandóan keletkeznek és eltűnnek buborékok. Túlfűtött folyadékban azonban a buborékok nem semmisülnek meg, hanem növekedni kezdenek. A kamrafolyadékban kölcsönható, regisztrálandó, ionizáló részecske által létrehozott ionpárok buborékokat hoznak létre, és így megfelelő kritikus hőmérséklet esetén a folyadék nyomásának hirtelen csökkentése után a részecske pályája mentén fényképezhető méretű ($\approx 200~\mu{\rm m}$) buboréksorozat alakul ki. Tipikus buborékkamra-felvétel látható a 10.14. ábrán.



10.14. ábra. Részecskék és kölcsönhatásaik tipikus képe buborékkamrában. (Az "e" típusú trekkek alacsony energiájú elektronoknak felelnek meg)

A buborékkamra térbeli felbontóképességét a buborékok mérete és a fényképek alapján történő visszaállítás pontossága szabja meg: kb. mm nagyságrendű. Az időbeli felbontóképességet az érzékenységi idő szabja meg, ez ms nagyságrendű. A holtidő nagy kiterjedésű kamráknál néhány száz μ s. Speciális kamrákat is kidolgoztak, amelyekben a következő regisztrálásig szükséges idő rövidebb, μ s rendű.

A buborékkamra jelentős előnye, hogy a tanulmányozandó fizikai folyamathoz legmegfelelőbb folyadékkal tölthető. Így használnak töltőanyagként folyékony hidrogént, mód van tehát elemi proton céltárgyat használni, ami egyben detektorként is szolgál. Továbbá a folyadékatom súlyának növelése jó lehetőséget nyújt foton detektálására, elsősorban ez a szerepe az ún. nehéz folyadék töltésű (propán, freon, xenon) kamráknak. A folyadék jó kompromisszum a gáz és a szilárd anyag között – a buborékkamra egyesíti magában a ködkamra és magemulzió előnyeit, azok hátrányai nélkül: megfelelően nagy számú eseményt detektál és a kamrában alkalmazott mágneses tér segítségével nem csak a részecskék töltése határozható meg, de impulzusuk is kielégítő pontossággal mérhető. Tipikus példája a jó kompromiszszumnak, hogy a nehéztöltésű buborékkamrák igen jól alkalmazhatók a neutrínókölcsönhatások tanulmányozására, ahol egyszerre van szükség sűrű abszorbensre és jó mérési feltételekre. A buborékkamrák igen terjedelmesek, drágák, bonyolult a készítésük és üzemben tartásuk. Ezért ilyen berendezéseket csak olyan kísérletekben alkalmaznak, ahol ez elkerülhetetlen: elsősorban bonyolult, sokrészecskés, nagyenergiájú folyamatok, valamint ritka jelenségek, pl. neutrínó-kölcsönhatások vizsgálatánál. Ma már csaknem teljesen kiszorították őket a modern sokszálas (proporcionális-, drift- stb.) kamrák.

10.5.4. Szilárdtest-nyomdetektorok

A szilárd szigetelőanyagokban, így egykristályokban, üvegszerű anyagokban és szerves polimerekben nehéz, töltött részecskék áthaladása nyomán maradandó változások keletkeznek. Ezek a változások szubmikroszkopikusak, alkalmas módszerekkel azonban mikroszkóp alatt láthatóvá tehetők.

Hasadási termékekkel besugárzott csillámban elektrondiffrakciós módszerrel egyenes, a normális kristályszerkezettől eltérő szerkezetű tartományokat figyeltek meg, melynek átmérője kb. 10 nm. Kiderült, hogy a nyomok megjelenése kritikusan függ a réteg anyagától, valamint a bombázó részecske tömegétől és energiájától. A 60-as évek elején alkalmaztak először kémiai marást, nevezetesen csillám esetében fluorsavas kezelést, melynek következtében a sugárkárosodott tartomány feloldódott, ily módon a nyomok, "kráterek" stabilizálódtak, nagyobbak lettek és elektronmikroszkóposan láthatóvá váltak. Hosszabb ideig folytatott marás a nyomokat fénymikroszkópon is láthatóvá tette. Kimutatták, hogy csillámban csak kb. 30-as tömegszámnál nehezebb részecskék okoznak előhívható nyomot. Ezután számos más szilárd anyagot (különböző kristályos anyagokat, üvegeket és szerves polimereket) vizsgáltak meg és sokféle előhívási módszert dolgoztak ki. Kiderült, hogy a különböző anyagok érzékenysége széles tartományban változik, legérzékenyebbnek egyes műanyagok bizonyultak, amelyekben α -részecskék, sőt deuteronok nyomait is sikerült kimutatni.

A szilárdtest-nyomdetektorok főbb tulajdonságai:

- 1. Tipikusan küszöbdetektorok, azaz csak egy az anyagra jellemző küszöb feletti energiaveszteségű részecskéket regisztrálnak.
- 2. Lehetőséget nyújtanak energiamérésre, dE/dx meghatározásra, részecskeazonosításra és az áthaladási irány megállapítására.
- 3. Mivel a szekundernyomok mérete tipikusan 5–20 nm, igen jó a geometriai felbontóképességük.
- 4. Még szélsőséges környezeti behatásokra is (pl. relatíve magas hőmérséklet, nedvesség, háttérsugárzások, fény, mechanikai hatások) általában gyakorlatilag érzéketlenek. (A cellulózalapú detektorokra azonban a hő, a nedvesség, a fény hatással van, ami a nyomok elhalványodásában nyilvánul meg.) A nyomok hosszú időn át tárolódnak, az expozíció



10.15. ábra. Az ábra cellulóz-nitrát szilárdtest-nyomdetektor fényképét mutatja. A detektoron d + d és d + t reakcióból származó ³He, ⁴He és trícium magok nyomai láthatók két különböző maratási idő alkalmazása után

és a marás között – az anyagtól és a környezeti körülményektől függően – olykor igen hosszú idő is eltelhet.

- 5. Sok esetben a célanyagot, illetve a vizsgált magokat a detektor tartalmazhatja.
- Készítésük, előhívásuk és észlelésük viszonylag egyszerű és gyors. Az előhívott detektor, mint eredménytároló gyakorlatilag örökéletű.

Néhány jellegzetes alkalmazás:

- a) Hasadás vizsgálata. Hasadási termékekre vonatkozólag az üveg-, csillám- és egyes műanyag-(polikarbonát)-detektorok gyakorlatilag háttérmentesek. Hasadványok szögeloszlása stb. mérhető. Legnagyobb jelentőségük a ritka események regisztrálásánál van, pl. hármas hasadásnál.
- b) α-részecskék emissziójára vezető reakciók vizsgálata. Különösen jelentős, hogy még nagy protonháttér mellett is alkalmazni lehet a módszert.
- c) Nehéz részecskék azonosítása nagyenergiájú reakciókban.
- d) A kozmikus sugárzás primer komponensének vizsgálata.

10.6. Neutrínódetektorok

10.6.1. Számlálós neutrínódetektorok

Ezek "legegyszerűbb" fajtája az a szcintillációs detektor, amelyet Reines és Cowan az ötvenes évek közepén használtak a neutrínó létezésének kísérleti kimutatására (lásd 20.2.2). Ma a neutrínók detektálása, ha nem is rutinfeladat, de mindenesetre megoldott, a világon mintegy tucatnyi számlálós neutrínódetektor működik. Ezek a detektorok az előző pontban ismertetett szcintillációs detektoroktól két dologban különböznek: egyrészt sokkal nagyobb méretűek, másrészt koordináta-detektorok is vannak bennük. (Egy hasonló neutrínódetektor elkészítését a dubnai és a szerpuhovi intézet közösen végezte: ebben együttműködőként magyar fizikusok is részt vettek.) Lásd még a 20.27. alfejezetben.

E berendezésben folyadékszcintillációs (hasáb alakú) detektorok váltakoznak koordináta-detektorként szolgáló driftkamrákkal. A neutrínók kölcsönhatása során a valamelyik szcintillációs detektorban keletkezett szekunder töltött részecskék az ezután következő többi szcintillációs detektorban energiát veszítenek. Mintegy "megszondázzuk" a töltött részecskét a pálya mentén, hogy mekkora energiát veszít egy-egy szcintillációs detektoron való áthaladás következtében. Végül is a szcintillációs detektorok sokasága megadja a szekunder részek teljes energiáját. Éppen ezért az ilyen típusú detektorokat kalorimétereknek is szokás nevezni.

A közbeiktatott driftkamrák arra szolgálnak, hogy kirajzolják a keletkezett szekunder részek pályáját. Az X és Y koordináta meghatározása érdekében mindig ikerkamrákat használnak, az egyikben a szálak vízszintes, a másikban függőleges irányban haladnak. A neutrínó-kölcsönhatások egyik típusánál (töltött áramú kölcsönhatás) mindig keletkezik műon is, a másiknál (semleges áramú kölcsönhatás) viszont nem. Azért, hogy ezeket az eseményeket világosan külön lehessen választani, egy olyan mágneses vaskerettel veszik körül a teljes detektorrendszert, amely az esetleg keletkezett müont visszatéríti a detektor belsejébe. Az egész detektort egy nagy, mágneses vaskorongokból álló müonspektrométer zárja le, amelyben a driftkamrák a vaskorongok között helyezkednek el. A driftkamrák felülete 3,3 m², ami különösen nehéz feladatot jelent a driftkamrák tervezői és megépítői számára. Az egész detektor hossza kb. 50 méter, a tömege mintegy 1000 tonna. A szcintilláló folyadék össztérfogata 150 m³. A szcintillációs detektorok és a driftkamrák jeleit egy on-line számítógép dolgozza fel. A detektor modulszerkezetű, így könnyen átalakítható különböző fizikai mérési célokra.

Feladatok

10.1. Egy γ -foton 600 keV energiát ad le egy detektorban. Becsüljük meg, hány szcintillációs fotont kelt ez egy NaI-kristályban, plasztikszcintillátorban, hány elektron-ion párt kelt egy Si(Li)-detektorban és egy gáztöltésű detektorban? Az egyes detektortípusokban az egy elektron keltéséhez szükséges energia: NaI ~ 30 eV, félvezető 3 eV, levegő ~ 36 eV.

- 10.2. Egy GM-számláló $\tau_H = 0.2$ ms holtidővel tud detektálni. Mekkora volt a detektorba jutó részecskék száma, ha $4 \cdot 10^4$ beütést észlelt 10 s alatt?
- 10.3. Mekkora az ionizációs kamra árama, ha egy A = 100 kBq aktivitású forrás részecskéit detektálja $\eta = 5\%$ geometriai hatásfokkal?
- 10.4. Tervezzünk egy hengeres geometriájú ionizációs kamrát! A maximális feszültség, amit rá tudunk kapcsolni, 1500 V. Az anódszál 0,1 mm sugarú, a katód hengere pedig 1 cm sugarú. Milyen sugárnál indul meg az elektronlavina? A lavinához szükséges kritikus térerősség értékét vegyük a szövegből! Hány százalék a detektor érzékeny térfogata (ahol a lavina ki tud alakulni)?
- 10.5. Egy 100 MeV energiával repülő proton az útjába helyezett szcintillációs detektorban 50 keV energiát ad le. Ez a szcintillációs detektor csak kék színű felvillanásokra képes. Becsüljük meg, hány foton keletkezik a 100 MeV-os proton áthaladásakor, ha a foton keltésének hatásfoka 10%? Mekkora a fotonok számának relatív bizonytalansága, ha feltesszük, hogy számuk Poisson-eloszlást követ?
- 10.6. Egy fotoelektron-sokszorozó 12 diódából áll és mind átlagosan három elektront ad le, ha egy becsapódik, a normális működési feszültség mellett. Egy folyadékszcintillációs detektorral ³H β -sugárzását detektáljuk, és minden keletkező fotont a fotokatódra irányítunk. Átlagosan 160 eV energia kell egy foton keltésére, a fotokatód hatásfoka 10%. Az elektronlavina a katódról egy 50 Ω -os ellenálláson keresztül folyik át 20 ns alatt a földpotenciálra. Mekkora egy bomlás során keletkező elektronikus jel nagysága maximálisan? (A jel alakját nem határoztuk meg, ezért az átlagos nagysággal számoljunk.)
- 10.7. Egy barlangban állandó 600 Bq/m³ radonaktivitás-koncentrációjú levegő van. Egy 1 cm² felületű szilárdtest-nyomdetektort 1 hétre kirakunk a barlangba, majd maratással az α -nyomokat láthatóvá tesszük. Hány foltot látunk, ha a radon α -inak hatótávolsága levegőben 3,5 cm? (Először számoljunk jó nagy felülettel!)

11. A részecskegyorsítók

Az atommagok és részecskék vizsgálatának legfontosabb, lényegében egyetlen módszere a részecskék közötti ütközések létrehozása és az ütközés után szétrepülő részecskék adatainak mérése. Részecskék közötti ütközés megvalósításához megfelelő energiájú részecskenyalábokat és a vizsgált atommagokat tartalmazó anyagrétegeket, céltárgyakat (targeteket) kell létrehozni. A kísérleti magfizika fejlődésének kezdeti szakaszában természetes atommagok radioaktív bomlása során kibocsátott gyors α -részecskékkel kísérleteztek, nagyenergiájú részecskenyalábot előállító készülékek, gyorsítóberendezések építésére és felhasználására csak századunk húszas éveiben került sor. Gyorsítónak nevezzük azokat a berendezéseket, amelyekben elektromos terek segítségével töltött részecskék nyalábját nagy energiára gyorsítunk fel. A részecskegyorsítók fejlődése számos laboratórium és nagyon sok kutató munkájának az eredménye. Az angol J. Cockcroft és E. Walton voltak az elsők, akik felgyorsított protonokkal lítiummagokat bombáztak (1932).

A részecskegyorsítók tervezésében elért minden eredmény újabb kapukat nyit meg a kutatások előtt. Minden újabb részecskegyorsító üzembehelyezése mind tudományos, mind műszaki téren addig elérhetetlennek hitt, sokszor váratlan eredményre vezetett. Ez az oka annak, hogy a részecskegyorsítók fejlődése világszerte rohamléptekben halad előre. A gyorsított részecskékkel elért relativisztikus sebességek az ötvenes évek elején lehetővé tették az újfajta elemi részecskék keltését és vizsgálatát. Azóta a gyorsítóberendezések lenyűgöző fejlődése folyamatosan tart. Újabb elvek alkalmazásával, valamint újabb és újabb technikai megoldásokkal folyamatosan növekedett a részecskék energiája, nőtt intenzitásuk és szélesedett a kísérletileg vizsgált jelenségek köre.

Ebben a fejezetben a gyorsítókkal csak "felhasználói szinten" fogunk foglalkozni, vagyis csak a működési elveket és a fontosabb jellemzőket fogjuk megemlíteni.

A gyorsítókat az üzemmódjuk szerint folytonos, és impulzusüzemű, a részecskék trejektóriái alapján pedig lineáris pályájú és ciklikus gyorsítókra oszthatjuk fel. Az atommagok tanulmányozására viszonylag kis energiájú, de egyszerűbb és olcsóbb, igen nagy precizitású berendezéseket fejlesztettek ki, az elemi részek vizsgálatához viszont elsősorban az energia növelését tűzték ki célul.

A gyorsítás folyamata magában foglalja a szorosabb értelemben vett gyorsításon kívül a gyorsítandó részecskék előállítását (ionforrás) és a már felgyorsított részecskenyaláb további kezelését (nyalábtechnika).

Gyakran ún. rádiófrekvenciás ionforrást alkalmaznak (11.1. ábra). Egy rádiófrekvenciás oszcillátor rezgőkörének tekercsébe hengeres üvegballon nyúlik be, amelyben gáz – többnyire hidrogén, deutérium vagy hélium – van. Az elektromágneses tér hatására a gázban levő szabadelektronok felgyorsulnak és ionizációs lavinát indítanak el. Ennek eredményeként a gáz ionizálódik és plazma keletkezik. A plazmába benyúlik a plazmához képest negatív potenciálú kiszívó szonda elektromos tere, amely például hidrogéngáz esetében a plazmában levő protonokat mozgásra kényszeríti, s egyben nyalábbá formálva belefókuszálja a fémcső nyílásába. Ez a kis átmérőjű nyílás arra is szolgál, hogy elválassza az ionforrás kamrájában a plazma kialakulásához szükséges kb. 1 Pa nyomású teret, a gyorsítócsőben levő kb. 10^{-4} Pa nyomású tértől. A szokásos ionáramértékek ennél az ionforrástí-



11.1. ábra. Nagyfrekvenciás ionforrás

pusnál 100 μ A és 10 mA között mozognak. Ezen kívül sokféle más típusú ionforrás is létezik.

Nemcsak az alaptudományok műszerei a gyorsítók, hanem sok gyártási technológiának elengedhetetlen berendezései is (félvezetőgyártás, anyagvizsgálat, műanyagipar stb.), nem beszélve a gyógyászatról stb. Ez megkövetelte a célorientált gyorsítók fejlesztését.

11.1. Lineáris pályájú gyorsítóberendezések

11.1.1. A Cockcroft-Walton-gyorsító

A Cockcroft-Walton-féle részecskegyorsítóban a nagyfeszültséget egy ún. kaszkádgenerátor állítja elő (11.2. ábra, 5. fénykép).

Ebben a transzformátor a C_1 jelű kondenzátort U_{cs} csúcsfeszültségre tölti fel, ennek következtében az egyenirányító sarkain a nulla és a kétszeres csúcsfeszültség között hullámzó értékű feszültséget kapunk. A második C_2 kondenzátor $2U_{cs}$ feszültségre fog feltöltődni, és a lüktető helyett állandó egyenfeszültséget nyerünk. Ha a kétszeresnél nagyobb egyenfeszültséget kí-



11.2. ábra. A KFKI 800 kV-os részecskegyorsítója

vánunk előállítani, akkor további – egyenirányítóból és kondenzátorból álló – egységeket kell beiktatnunk. További elemek hozzákapcsolásával a kaszkádgenerátor feszültsége tovább növelhető, de a gyakorlatilag elérhető maximális részecskeenergia 1 MeV körüli.

A berendezéssel előállítható maximális feszültség értékét a környezethez történő átütés veszélye korlátozza. Nagyobb energia érhető el, ha a berendezést sűrített gázt tartalmazó tartályba helyezzük. A kaszkádgenerátorokat általában a nagy áram-, és az egyéb gyorsítókhoz képest viszonylag kis energiaértékek jellemzik.

A kaszkádgenerátor nagyfeszültségű elektródján egy ionforrás segítségével hozzák létre az elektromosan töltött részecskéket. A keletkezett ionok elektromos feszültség hatására jutnak ki az ionforrásból, és ez a kihúzófeszültség rendszerint olyan teret hoz létre, amely egyben fókuszál is.

Az ionforrásban előállított részecskék nagy átütési szilárdságú anyagból készült gyorsítócsőben az elektromos erőtér hatására növekvő energiával mozognak a céltárgy felé. A gyorsítófeszültség egyenletes elosztására és a nyaláb fókuszálására a gyorsítócső belsejében egy sor hengeres elektródát helyeznek el (lásd a 11.2. ábra jobb oldalán). Az egyes hengerközökben a részecskék egyrészt felveszik a két szomszédos henger közötti potenciálkülönbségnek megfelelő energiát, másrészt a tengely felé fókuszálódnak.

A Cockcroft–Walton-féle részecskegyorsítót napjainkban is használják gyors neutronok előállítására, ez esetben az elnevezése neutrongenerátor. A neutrongenerátor felgyorsított részecskékkel létrehozott magreakció útján állít elő neutronokat. A leggyakrabban használt magreakció a $T(d, n)^4$ He [A T + d = He + n reakció tömörebb jelölése T(d, n)He.] reakció. Ennek a reakciónak termékei egyrészt (a gyorsító alkatrészeiben abszorbeálódó) α -részecskék, másrészt a 14,7 MeV energiájú gyorsneutronok, amelyek a gyorsítóból történő kilépés után hasznosíthatók. A fenti magreakció akkor következik be, amikor tríciumatomok 70 keV–120 keV kinetikus energiának megfelelő sebességű deuteronokkal ütköznek. A céltárgyként (target) szolgáló tríciumgázt abszorbeálják vékony cirkónium- vagy titánrétegen. A deutérium atommagok felgyorsítása erre az energiára az egyszerű részecskegyorsítók üzemének megfelelően történik. A viszonylag rövid gyorsítócső és a kisméretű feszültségforrás alkalmazása könnyű telepítési lehetőséget biztosít.

A neutrongenerátorok legszélesebb körű alkalmazását a tudományos fizikai kutatás mellett az aktivációs analízis adja. A világon több száz neutrongenerátor működik, Magyarországon kb. 10 db van (KFKI, ELTE, ATOMKI, KLTE stb.).

A nehéz ionok kaszkádgenerátorral történő gyorsítása szerepet kapott az ionimplantációs gyorsítótechnikában. Az ionimplantáció eredményeként a szennyező atomok ott és olyan mélyen hatolnak a céltárgyba, ahol azt a tervezett funkció megköveteli, a céltárgyon kialakult akár több ezer tranzisztor és az ezeket összekapcsoló passzív elemek sokasága, azaz egy olyan elrendezés, amely (pl. a számítógépben) meghatározott komplex funkciót lát el. A céltárgy rendszerint szilícium egykristály lapocska, az alkalmazott ionok pedig bór-, arzén-, foszfor- stb. ionok.

11.1.2. Van de Graaff-generátor

A harmincas évek elején a részecskegyorsítók fejlődése az elektrosztatikus, ún. Van de Graaff-generátor kifejlesztésével folytatódott. A készülék elvi rajza a 11.3. ábrán látható.

Földpotenciáltól elszigetelten egy nagyfeszültségű elektród helyezkedik el. A szerkezet belsejében két henger közé kifeszítve szigetelőanyagból készült hevederszerű szalag fut. A szalag alsó részén fémcsúcsokról, melyek egy feszültséggenerátorral állnak összeköttetésben, töltések mennek át a szalag felmenő ágára. Ezek a töltések a szalag felső részén töltéstleszedő csúcsokon keresztül a nagyfeszültségű elektródra kerülnek. A nagyfeszültségű elektród potenciálja ennek következtében hasonló módon nő, mint egy áramforráshoz kapcsolt kondenzátoré. Az előállított nagyfeszültséget üveg vagy porcelán gyorsítócsőhöz vezetik, melynek belsejében 10^{-4} Pa nyomás van. A gyorsítócsőben a tengely mentén elhelyezett elektródrendszer egyenletes feszültségeloszlást és megfelelő nyalábfókuszálást tesz lehetővé. A Van de Graaff-generátorok feszültségértékének felső határa ma 20 MV (millió Volt) körül van.

Hazánkban Sopronban, majd a Központi Fizikai Kutató Intézetben kezdték el építeni az 50-es évek elején az első hazai Van de Graaff-generátorokat. A KFKI-ban 1970 óta üzemel egy 5 MeV-os generátor. Ugyanilyen gyorsító működik a debreceni ATOMKI-ben is.

Az áttöltéses, ún. tandemgenerátor (11.4. ábra) olyan Van de Graaffféle berendezés, amelyben kétszeresen használják ki a generátor feszültségét.

A részecskék energiájának megduplázását ionáttöltés útján L. W. Alvarez javasolta: negatív ionokat lőnek be a gyorsító földelt vége felől. A feszültségforrás polaritása pozitív, az ionok a nagyfeszültségű elektródnál energiára tesznek szert. A nagyfeszültségű elektród belsejében a negatív ionok fémfólián vagy gázkamrán haladnak át, az eredetileg negatív ionokról elektronok szakadnak le, azok változatlan energiájú pozitív ionokká válnak, áttöltődnek. Az ionokat az előbbivel közös tengelyű, másik eldalon földelt gyorsítócsövön futtatjuk tovább, a második cső földelt végén az ionok kétszeres energiával fognak rendelkezni.



11.3. ábra. Van de Graaff-generátor



11.4. ábra. Tandemgenerátor

A tandemgenerátorokkal előtérbe került a nehézionok gyorsítása. A nehezebb atomok többszörös ionizálhatósága révén az ionok (ugyanakkora gyorsítófeszültség mellett) az ionizáció mértéke szerint többszörös energiára tehetnek szert.

11.1.3. A lineáris rezonanciagyorsító

A nagyfeszültségű gyorsítóberendezéseknél a részecskéket a nagyfeszültségű elektród potenciáljának megfelelő energiára lehet gyorsítani. Nem valószínű, hogy ezt a potenciált belátható időn belül jelentősen növelni lehetne. A nagyobb energiára történő gyorsítás problémáját nem állandó, hanem időben változó elektromos erőtér alkalmazásával oldották meg. A lineáris részecskegyorsítók olyan berendezések, amelyekben a gyorsított részecske pályája közel egyenes vonalú, a gyorsítás pedig rezonanciamódszerrel történik nagyfrekvenciás elektromos tér segítségével.

A töltéssel rendelkező részecskéket a cső végénél lövik be a céltárgyba (11.5. ábra).



11.5. ábra. Lineáris rezonancia-részecskegyorsító

Gyorsulás csak két elektróda között van. Amikor a részecskék elhagyják az első elektródát és a második felé haladnak, az előbbi taszítja, az utóbbi vonzza őket. Ha a részecske a másik elektródát elhagyva a harmadik felé közeledik, a nagyfrekvenciás váltakozó feszültség éppen előjelet vált, eléri a maximális értéket és a részecskék ismét kapnak egy sebességnövelő impulzust. Az elektródák hosszát fokozatosan növelni kell, hogy a sebességnövelés ellenére a nagyfrekvenciás váltakozó feszültség előjelváltása a kellő pillanatban következzék be.

A lineáris rezonanciagyorsítókban elérhető energiát csak a hossz és a nagyfrekvenciás rendszer teljesítményigénye korlátozza.

A fenti az ún. drift-csöves gyorsító mellett az elektronok gyorsítására használják még a hullámvezető típusú gyorsítót, ahol a haladó elektromágneses hullámok mintegy magukkal viszik az elektront. Az USA-beli Stanfordban üzemel a világ legnagyobb, elektronokat gyorsító lineáris rezonanciagyorsítója (SLAC = Stanford Linear Accelerator). Hossza 3 km és 22 GeV érhető el a segítségével. Ezzel a gyorsítóval kapták azokat a fizikai eredményeket, amelyek arra mutatnak, hogy az elemi részek egy széles köre nem pontszerű, hanem szerkezettel bír (partonok).

11.2. Ciklikus részecskegyorsítók

A lineáris rezonanciagyorsítók méreteit rendkívüli módon megnöveli a sok egymás után elhelyezett elektród. Ezt a nehézséget hidalják át a ciklikus gyorsítók.

A ciklikus részecskegyorsítók olyan berendezések, melyeknél a részecskék pályájára merőlegesen mágneses teret alkalmaznak, és ennek hatására a felgyorsítandó töltött részecske pályája kör (ill. a gyorsítás miatt növekvő energia következtében spirális) alakot vesz fel. Minden egyes részecske sokszor halad át a gerjesztőrendszeren, amelyben a jó ütemben polaritást váltó elektromos tér minden áthaladásnál gyorsít rajta.

11.2.1. A ciklotron

A ciklotron egyszerű és könnyen érthető működésének elvét a 11.6. ábra alapján a következőképpen érthetjük meg:



11.6. ábra. A ciklotron elrendezésének és működésének elvi sémája

A középen levő ionforrásból (mondjuk) protonok lépnek ki. Ha a felső duáns negatív polaritású, akkor a protonok felé rohanva felgyorsulnak. Közben a merőleges mágneses tér körpályára kényszeríti őket. Egy idő múlva elérkeznek a két duánst elválasztó közhöz és itt, ha közben polaritásváltás

ment végbe a duánsok között, akkor most éppen az alsó duáns lesz negatív. Ekkor itt újabb gyorsítás következik be, újabb lökést adunk a protonoknak. Ha mindig jó fázisban változtatjuk a polaritást, akkor a protonra spirális pálya mentén állandó gyorsító erő hat.

Homogén mágneses térben a részecskék körpályán mozognak, a pálya sugara a részecskék sebességével arányos. Ha a részecskék tömegét állandónak tekintjük, akkor körbefutásuk periódusa független a sebességtől. Ha a gyorsítótér periódusa egyenlő a keringés periódusával, akkor azok a részecskék, amelyek a gyorsító azonos fázisaiban kerülnek a D alakú fémdobozokból kialakított elektródok – duánsok – gyorsítóterébe, az elektromos erőtér hatására állandóan gyorsulnak. A sebességnövekedéssel együtt a pálya görbületi sugara is nő, tehát a részecskék pályája spirális alakú.

A ciklotronban az alkalmazott nagyfrekvenciás elektromos gyorsítótér frekvenciája és a mágneses tér állandó. A ciklotron gerjesztőrendszere síklapokkal határolt, hengeres, átmérője mentén kettészelt doboz (duáns). A doboz két fele közt nagyfrekvenciás erőtér hat, amely egy nagyteljesítményű, homogén, időben állandó és a kamra tengelyével párhuzamos mágneses teret létrehozó elektromágnes légrésében helyezkedik el. Ennek megfelelően a ciklotronnak három fő része van: az elektromágnes, a nagyfrekvenciás adóberendezés és a gyorsítókamra.

Amikor a részecske elérte a kellő energiát, akkor a 100 kV nagyságrendű feszültségre kapcsolt elektród letéríti arról a körpályáról, amelyre a mágneses tér kényszerítette, és a részecskék becsapódnak a céltárgyba.

A szinkronizálás az alábbi egyszerű összefüggések alapján történik:

$$B = \frac{\omega m}{e} \qquad U = \frac{\omega^2 m^2 r}{2},$$

ahol a B a mágneses tér indukciója, ω a nagyfrekvenciás gyorsítófeszültség körfrekvenciája és U a részecske energiája, ha r a duáns sugara, e és m a gyorsított részecske töltése és tömege.

Az elektromágnes mérete és erőssége a különböző berendezésekben változó. A mágneses indukció a légrésben 2 T, a mágnespólusok átmérője 1–2 méter, a légrés hossza 10–30 cm. A nagyfrekvenciás berendezés elvileg azonos a hagyományos rádióadókkal. Teljesítménye több tízezer wattig terjed.

A 30-as évek végére a ciklotron elterjedt laboratóriumi eszközzé vált, és a gyorsított részecskék energiája gyakorlatilag elérte a felső határt, amely protonokra vonatkoztatva kb. 20 MeV. Nehéz atomi részecskék – protonok, deuteronok, α -részecskék és kis rendszámú elemek többszörös ionjai – gyorsítására alkalmazzák.

11.2.2. A relativisztikus ciklotron

Nagy sebességeknél a részecske relativisztikus tömegnövekedése $\left(m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\right)$ jelentőssé válik, s ennek következtében a ciklotronnál a gyor-

sítótér és a mozgás közötti szinkron felborul. (Pl. 0,5 MeV energiájú elektron tömege kétszerese a nyugvó tömegnek, a protonok tömege 1000 MeV energiánál kétszereződik meg.)

Az ún. relativisztikus ciklotronok esetében a problémát úgy oldják meg, hogy a mágnespólusok között a tengelytől távolodva, növekvő mágneses teret hoznak létre. Mivel a futási idő a térerősséggel fordítva arányos, a külső pályákon a nagyobb mágneses térerősség a relativisztikus tömegnövekedés hatását kompenzálja. Magyarországon az ATOMKI-ban üzemel egy 1 m átmérőjű, protonokat kb. 20 MeV-ig felgyorsító relativisztikus ciklotron.

11.2.3. A protonszinkrotron

A protonszinkrotron (11.7. ábra) olyan ciklikus rezonancia-részecskegyorsító, amelyben a gyorsítás változó frekvenciájú nagyfrekvenciás elektromos tér segítségével történik, a mágneses erőtér növelése közben.



11.7. ábra. A protonszinkrotron vázlata

A gyorsító mágnesrendszere keskeny, gyűrűs térrészben hoz létre mágneses teret, itt helyezkedik el a gyorsító vákuumkamrája. A keringés frekvenciájával együtt változik a gyorsítótér frekvenciája. Hogy a mozgás a keskeny gyűrűs térrészben történjék, a gyorsítótér frekvenciájának változását a mágneses tér változásának nagy, kb. 0,1% pontossággal kell követnie. Impulzusüzemben működik, az impulzusok közötti holtidő néhány másodperc.

A mágneses tér szempontjából az állandó sugarú pálya megvalósítása két fontos követelmény kielégítését teszi szükségessé. Az egyik az, hogy a mágneses teret a gyorsítás kezdetétől fogva állandóan növelni kell, mert csak így biztosítható, hogy az egyre nagyobb energiájú részecskék mindig ugyanazon a körpályán mozogjanak. A protonszinkrotronban tehát a mágneses tér a gyorsítás megkezdésekor felvett minimális értékről felnő a legnagyobb energiának megfelelő maximumig. A minimális értéket a remanencia (maradék mágneses térerő) szabja meg, ami általában a maximális térerősség néhány százaléka. Emiatt a részecskéket nagy kezdeti energiával kell belőni a gyorsítóba.

A nyalábkivezetést a deflektornak nevezett berendezéssel oldják meg. A deflektorban a részecskék mozgásirányának megváltoztatására erős elektromos teret alkalmaznak, amely mintegy kilövi a felgyorsított töltött részecskét.

11.2.4. A betatron

A betatron ciklikus – nem rezonanciaelven működő – elektron-(β -részecske) gyorsító (innen a neve), melyben az elektronokat mágneses mező által gerjesztett elektromos tér gyorsítja, ezért ezt a berendezést ciklikus indukciós gyorsítónak is nevezik.

Az az impulzus, amelyet az elektron a betatronban kap, hasonló jellegű ahhoz, amely egy transzformátor szekundertekercsében áramot gerjeszt. Tegyük fel, hogy a légüres gyorsítókamrába a mágneses erőtérre merőlegesen egy elektront lövünk be. Pályája olyan vezetőnek tekinthető, amelyben bizonyos erősségű áram kering. Ha az elektromágnest árammal gerjesztjük, akkor a mágneses térerősség ennek következtében egy maximális és minimális érték között változik, az egymenetes tekercset – vagyis az elektronpályát – metsző erővonalak száma szintén változik. Az elektromágneses indukció törvényéből következik, hogy a "tekercs"-ben folyó áramerősség ugyancsak változik. Az áramerősség azonban csak akkor nőhet, ha az elektron egy másodperc alatti fordulatszáma nő. Ez viszont maga után vonja a sebesség növekedését.

A gyorsulás akkor szűnik meg, amikor a mágneses térerősség eléri maximumát. Minthogy a térerősség ekkor elkezd csökkenni, s az irányváltozás előtt áthalad a zérusértéken, az elektron gyorsulás helyett lassulni fog. Ennek következtében a részecskéket maximális energiájuk elérésekor ki kell juttatnunk a körpályáról, pl. olyan módon, hogy a mágneses teret egy segédmágnes bekapcsolásával eltorzítjuk. Valóban, a betatron mágneses tere célszerűen periodikusan változik, az elektronforrásból minden pozitív fázis kezdetén engednek egy töltésimpulzust a berendezésbe, és a gyorsító negyedperiódus végén a felgyorsított részecskéket eltávolítják az egyensúlyi pályáról. Tekintve, hogy a betatron csak a gerjesztőáram növekedése idején gyorsít, a gyorsító periódust – és ezzel a gyorsítás céljára rendelkezésre álló időt – egyenáramú előmágnesezéssel meg lehet növelni.

A részecskék gyorsítása a gyorsító toroidális vákuumkamrájában történik, amely a betatron mágnesének gyűrűs légrésében van elhelyezve. Az elektronok mozgásának stabilitását mágneses nyalábfókuszálás biztosítja. A betatront néhány MeV-től néhány száz MeV-ig alkalmazzák elektronok gyorsítására. A betatronban felgyorsított elektronokat és a fékezésükkor nyert γ -sugarakat magfizikai vizsgálatokra, valamint az orvostudományban és a műszaki gyakorlatban használják fel.

A világon több száz betatron működik. 25 MeV-es betatronnal rendelkezik az Országos Onkológiai Intézet, a Csepeli Izotóp Laboratóriumnak pedig 2 db hordozható betatron áll rendelkezésére.

11.2.5. A mikrotron

Míg a ciklotront nehéz atomi részecskék gyorsítására alkalmazzák, addig elektronok gyorsítására kifejlesztettek egy "elektronciklotront", a mikrotront. Szokásos gyorsítófeszültsége több száz kV, hullámhossza néhány cm, ami a mikrohullámú tartományba esik, innen ered a berendezés elnevezése is.

A mikrotron ugyancsak ciklikus rezonancia-részecskegyorsító, állandó mágneses térrel és konstans frekvenciájú gyorsítófeszültséggel. Elvi rajza a 11.8. ábrán látható.



11.8. ábra. Mikrotron (O az oszcillátor, B mágneses indukció, É az északi pólus, D a déli pólus)

A jól záró kamrába belőtt elektronok a merőleges mágneses térben körpályán mozognak. A kamra belsejében nagyfrekvenciás oszcillátor van, ennek hatására az elektronok pályájának sugara egyre nagyobbá válik. Az oszcillátor frekvenciája a mágneses indukció függvénye, s oly módon választották meg, hogy rezonancia és gyorsulás következik be abban a pillanatban, amikor az elektron a rezgő üregen áthalad.

Többek között Kanadában üzemel egy 4,6 MeV-es mikrotron. Az ebben alkalmazott hullámhossz 10,7 cm, a mágneses tér $8 \cdot 10^4$ A/m, az elektronok nyolc körpályát tesznek meg. A mikrotron a gyorsítótechnikában mind

ez ideig különösebb jelentőséget nem kapott, elsősorban azért nem, mert a homogén mágneses tér miatt kicsi a stabilitása. Ehhez járul a viszonylag kis gyorsítóenergia és a mindössze néhány tized mA nagyságrendű elektronáram.

11.3. "Klasszikus" részecskefizikai mamutgyorsítók

Ha a nagyenergiájú részecskefizikai gyorsítók fejlődését időben akarjuk bemutatni, akkor az 1936-os évnél kell kezdenünk. A napjainkig eltelt kb. 60 év alatt az első szembeötlő tény az, hogy az energia mintegy 10 milliószorosára (!) nőtt. A 11. I. táblázat tájékoztat a protongyorsítók (pl. a 6. fénykép) energiájának növekedéséről – mellőzve a részleteket és a fejlődés kezdeti szakaszát (1936-tól 1955-ig).

Év	Energia	hely
1955	10 GeV	Dubna
1960	30 GeV	CERN, USA
1970	$76 { m GeV}$	SZU
1980	$500 { m GeV}$	USA, CERN
1984	1000 GeV	USA

11. I. táblázat. Gyorsítóenergia fejlődése

Látszik tehát, hogy világméretű nemes versengés folyik az egyre nagyobb és nagyobb energiák eléréséért, és ennek érdekében egyre újabb és újabb gyorsítók lépnek sorompóba. A 11.9. ábrán ábrázoljuk ezt a folyamatot. Az abszcisszán látható az évek száma, az ordinátán pedig – logaritmikus skálában – az elért maximális energia.

Úgy látszik, hogy az adott gyorsítási elv mellett a batáviai (Tevatron, FERMILAB, USA) gyorsító jelenti a mamutnagyságot, azt, amit a gyorsítók fejlesztésénél máig maximálisan létrehoztak. Világos ugyanis, hogy a gyorsítók energiájának további emelése még nagyobb átmérőket tesz szükségessé. Költségeik – amelyek a végenergiával nagyjából lineárisan nőnek – igen nagyok (több milliárd dollár nagyságrendű).

A nagy gyorsítóknak nemcsak a felépítése rendkívül költséges, hanem az üzemben tartása is meghökkentően drága. Pl. a batáviai gyorsító kb. 200 MW-os, ami nagyjából megfelel Debrecen és Szeged együttes áramfogyasztásának, vagy más hasonlattal élve, egy gyorsító üzemeltetése igénybe venné a paksi hőerőmű I. blokkjának fél teljesítményét. A batáviai gyor-



11.9. ábra. Protongyorsítók

sító 1 órás üzemeltetése mintegy 8 ezer dollárba kerül, nem számítva az üzemeltető személyzet fizetését.

Nem nagyon képzelhető el, hogy akár a nagyhatalmak, akár a kisebb országok társulásai (pl. a CERN) képesek lennének egy 1000 GeV energiánál lényegesen nagyobb gyorsítót megépíteni. (A kis országok számára már régebben kiderült, hogy nem reális saját óriás gyorsító felépítése, ezért ezek az országok, köztük hazánk is, már régóta társulások révén juthatnak hozzá nagyenergiájú gyorsítókhoz.)

11.4. Ütközőnyalábok – tárológyűrűk

A gyorsítók költségeinek és méreteinek rohamos növekedése egyébként más irányú fejlődést is elindított. Ez abból a felismerésből fakad, hogy az összes eddigi nagyenergiájú részecskefizikai gyorsító lényegében egyetlen gyorsítási alapelvnek – a szinkrotronelvnek – a továbbfejlesztéséből, rendkívül direkt módon (méret-, és így költségnövelésből) adódott. Természetesen ez így elnagyolt kép, a valóságban minden gyorsító rengeteg technikai újdonságot hordoz magában. Ez azonban a fejlődés fő vonalát alig érinti. A kiút új alapelvek keresése, hátha azok majd kevésbé költséges megvalósítást tesznek lehetővé.

Az eddigi gyorsítók működése megegyezett abban, hogy egy felgyorsított atomi lövedékkel bombáztak egy álló céltárgyat (targetet). Ez az ún. fix, rögzített céltárgyas megoldás volt a legkézenfekvőbb, technikailag a legkönnyebben megvalósítható. Vegyük azonban észre, hogy ilyenkor a céltárgyba ütköző lövedék kinetikus energiájának egy döntő hányada nem arra fordítódik, amire szántuk: nem a nukleonok gerjesztésére, szerkezetük letapogatására, új részecskék létrehozására. A kinetikus energia döntő része arra használódik el, hogy a bombázó részecske meglöki az eltalált nukleont. Az elmondottakat szemlélteti a 11.10. ábra, ahol a vízszintes tengelyre felrajzoltuk a bombázó lövedék energiáját, a függőleges tengelyre pedig a hozzá tartozó tömegközépponti energiát: a hasznos energiát, amely rendelkezésünkre áll.



11.10. ábra. A tömegközépponti energia függése a nyalábenergiától

Látjuk, hogy a görbe (szaggatott vonal) nagyon lassan emelkedik, tehát egyre nagyobb erőfeszítéseket kell tennünk annak érdekében, hogy a nyaláb energiáját drasztikusan megnöveljük, ugyanakkor a fizika szempontjából alig nyerünk valamit.

Ekkor született az az egyszerűségében lenyűgöző gondolat, hogy mi lenne, ha nem egy álló céltárgyat bombáznánk részecskével, hanem két felgyorsított részecskenyalábot ütköztetnénk össze egymással! Ilyenkor a nyalábenergiával arányosan nő a rendelkezésre álló tömegközépponti, azaz hasznos energia (11.10. ábra folytonos vonala). Az ilyen megoldást ütközőnyalábos megoldásnak nevezzük.

A fentieket egy példával illusztrálva: ha egy rögzített céltárgynál a bombázó energia mondjuk 1000 GeV, akkor a hasznos, ún. tömegközépponti energia – számítások szerint – mindössze 45 GeV, míg az ütközőnyalábnál, ha két 1000 GeV-os nyalábot ütköztetnek egymással szembe, akkor 2000 GeV lesz a hasznos energia. A nyereség szembeszökő, az ötlet ígéretes.

Felmerült a kérdés, hogy a gyakorlatban hogyan lehet ezt megvalósítani. A megvalósítás úgy történik, hogy egy nagy kerületű vákuumgyűrűben szembefuttatjuk egymással a két ütközésre szánt nyalábot, mint azt a 11.11. ábra mutatja.



11.11. ábra. Nyalábütköztetés (Az ISR elvi sémája. PS a proton-szinkrotron, LINAC az előgyorsító)

Ezen az ábrán a CERN egyik régebbi gyorsítója (PS) felváltva (hol felfelé, hol lefelé mutató nyilak irányában) szolgáltatja a protonokat. Ezek a protonok bejutnak a nagyobb gyűrűbe, és ott egymással szembefutó pályákat írnak le. Mágneses teret alkalmazunk, hogy a részecskék körpályát írjanak le, de úgy torzítjuk el, hogy ne pontosan kör alak legyen, hanem néhány helyen (esetünkben 8 helyen) a pályák metsszék egymást. Ezeken a pontokon a felgyorsított nyalábok teljes energiával ütköznek, tehát ez az a része a berendezésnek, ahol a méréseket le lehet bonyolítani, ahová a mérőberendezéseket el kell helyezni.

A fő technikai probléma nyilván az intenzitás. El tudjuk képzelni, hogy ha két nagyon ritka, nagyon kis méretű részecskékből álló nyaláb egymással szembetalálkozik, annak nagyon kicsi a valószínűsége, hogy összeütközzenek. Ezen úgy lehet segíteni, hogy többször végigvezetjük a részecskéket a gyűrűben, és a többszöri találkozás során végbemenő események száma összességében végül is elfogadható lesz. Mindehhez rendkívül nagy (rekordot jelentő, $10^{-9}Pa$ nagyságrendű) vákuumra van szükség, és mindezt néhány cm átmérőjű és néhány km kerületű vákuumgyűrűben kell létrehozni. Ez egyike azoknak a területeknek, ahol a ma még fundamentális kérdéseket boncolgató részecskefizika provokálta az ipart és a technikai lehetőségeket, igényeivel jelentős műszaki előrehaladást eredményezett, indukált.

A gyűrűt, amelyben részecskenyalábok futnak egymással szemben, tárológyűrűnek nevezzük (Storage Ring). A tárológyűrűben a feltöltés után napokig lehet futtatni a nyalábokat, amelyek találkozásuknál valamilyen valószínűséggel létrehozzák a vizsgálni kívánt eseményeket. Mindezen fogások ellenére az intenzitás sokkal kisebb, mint a rögzített céltárgyú gyorsítóknál.

Az ütközőnyalábok esetében tulajdonképpen többféle részecskét lehet egymással szembefuttatni, és így különböző ütközőpárokat kialakítani. Fizikailag egyik legtöbbet ígérő részecskepár az elektron-pozitron pár, amely ilyen tárológyűrűbe juttatható, sőt, ugyanolyan irányú mágneses tér mellett is egymással szembefutnak, hiszen éppen ellentétes a töltésük. Ugyanígy lehet vizsgálni proton-antiproton, elektron-proton stb. ütközéseket is. Történetileg először az elektron-pozitron gyűrűket hozták létre a Rómától nem messze levő Frascatiban és Novoszibirszkben.

A részecskefizika szempontjából igazán újat nyújtó első ütközőnyalábot protonok esetében a CERN-ben valósították meg (ISR, Intersecting Storage Ring). Itt két, egyenként 28 GeV-os protonnyaláb találkozott, és ez a tömegközépponti rendszerben 56 GeV-nak felelt meg. Ezt a gyorsítót néhány éves működés után a 70-es évek végén leállították, annak ellenére, hogy teljesen üzembiztosan működött és nagyon sok fizikai problémát lehetett volna még vizsgálni vele. Szükség volt azonban megfelelő összeg és személyzet felszabadítására ahhoz, hogy megkezdjék a CERN-ben egy még nagyobb gyorsítónak, a LEP-nek a felépítését.

A LEP (Large Electron Positron collider) első fázisában 50 GeV-os elektronokat ütköztet 50 GeV-os pozitronokkal, így a tömegközépponti rendszerben 100 GeV energia szabadul fel. Ezzel a gyorsítóval igen komoly fizikai eredményeket értek el. Jelenleg folyik az energia növelése 80 + 80 GeV-ra.

A CERN másik ütközőnyalábos gyorsítója, az SPS protonokat ütköztet antiprotonokkal, és 500 GeV középponti energiát ér el. Ez a gyorsítóberendezés tette lehetővé az ún. közbenső vektorbozonok (W és Z^0) létezésének kísérleti kimutatását, és ezzel az elektrogyenge-elmélet helyességének bizonyítását (lásd 23.2. fejezet).

Az amerikaiak a Texas állambeli Dallasban terveztek felépíteni egy extra nagy energiájú proton-proton tárológyűrűs gyorsítót, az SSC-t (Superconducting Super Collider). Ebben az ütközőnyalábok energiája 20 ezer GeV (!) lett volna, és a tömegközépponti energia 40 000 GeV-ot is elért volna. A rendkívül gondosan megtervezett gyorsító építése elkezdődött, azonban az Egyesült Államok kongresszusa megtagadta a további finanszírozást, így az eredetileg mintegy 3 milliárd dollárra becsült (később ez az összeg 11 milliárdra emelkedett) gyorsító építését abbahagyták. Ugyanakkor a CERN-ben sikeresen folyik egy megközelítően hasonló nagy proton-proton ütközőnyalábos tárológyűrűs gyorsítónak, az ún. LHC-nek (Large Hadron Collider) tervezése és építése, amely ugyancsak rendkívül nagy energiát fog adni, azonban nem akkorát, mint a tervezett, de meg nem valósuló texasi gyorsító: itt a nyalábok energiája 7 000 GeV lenne, így a tömegközépponti energia 14 000 GeV. A projekt megvalósítása egyszerűbb és lényegesen olcsóbb, kb. 1 milliárd dollárnak megfelelő összeg, ami azzal magyarázható, hogy a LEP csatornáját és infrastruktúráját úgy alakították ki, hogy benne lehetőség van a LEP fölé egy ugyanolyan átmérőjű protongyorsító gyűrűjének az elhelyezésére, és nem kell új alagutat fúrni. Ez természetesen a költségeket lényegesen csökkenti és a megvalósítás idejét lerövidíti. Várható, hogy ez az extrém nagy energiájú gyorsító 2005 körül kezdi el működését.

Feladatok

- 11.1. Egy Van de Graaf-generátor
td=125cm széles szalaggal töltünk, ami
v $=300~\frac{\rm cm}{\rm s}$ sebességgel mozog. Mekkora a maximális töltőáram?
 $E_{\rm max}=3\cdot10^4~\frac{\rm V}{\rm cm}.$
- 11.2. R sugarú kör mentén elhelyezkedő csatornában elektronok mozoghatnak. A csatornában helytől független $B_{\rm pálya}$ mágneses tér van, a kör belsejében $B_{\rm átl}$ helytől független tér van, azonban ezt időben változtatjuk $B_{\rm átl} = \alpha \cdot t$. Hogyan kell $B_{\rm pálya}$ t változtatni, hogy az elektronok körpályán maradjanak? $\alpha = 10^{-3} \ {\rm T_e}$.
- 11.3. Egy ciklotron 11 MHz frekvencián dolgozik. Határozzuk meg az α -részecskék, protonok és a deutérium magok gyorsításához szükséges mágneses indukciót.
- 11.4. B = 2,5 T homogén mágneses terű (klasszikus) ciklotronban α -részecskéket gyorsítunk. Milyen sugárnál kell kivenni a nyalábot, hogy ne romoljon el a szinkron?
- 11.5. Egy B = 3T mágneses terű klasszikus ciklotronban T_1 a $\frac{E_{\rm kin}}{m_0c^2} = \alpha = 0,1$ energiájú protonok keringési idejének a fele, T_2 ugyanez $\alpha = 0,2$ protonokra. Mekkora a $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ hányados, azaz mennyit késik a gyorsabb proton 1/2 kör megtétele alatt?
- 11.6. Hányszor több energia tud részecskék keltésére fordítódni egy 200 GeV energiájú ütköző protonnyalábokkal végzett kísérletben, mint hasonlóban, de álló céltárggyal?

11.7. Egy lineáris rezonanciagyorsítóban elektronokat gyorsítunk 2856 MHz frekvenciájú és 10 kV csúcsértékű feszültséggel, amit a csövek között rezonanciaszerűen alkalmazunk. Hányadik csőnél kezd az elektron relativisztikusan viselkedni? Mekkora ennek a csőnek a hossza? (Számoljunk úgy, hogy az elektron v = c/2-nél lesz relativisztikus.)

12. A magreakciók

12.1. Magreakciók általános jellemzése

12.1.1. Magreakciók áttekintése néhány példán

Az atommagok felfedezése (1911) után Rutherford mutatta ki először, hogy lehetséges a mesterséges magátalakítás. A tórium leányelemei α -sugarainak nyomát egy ködkamrában fényképezte le. A pontszerű forrásból kijövő αrészecskék nyomai között egy teljesen eltérő irányú ködcsík keletkezett, amikor az α -részecskék egyike protont lökött ki a ¹⁴N magjából. (Ezt a kísérletet tekintjük a proton mint magalkatrész felfedezésének.) A proton a felvételen hosszú csíkot húzott, ami a hosszabb hatótávolságra, így nagy energiájára utal. Ez annak köszönhető, hogy a reakció során energia szabadul fel. Később a Joliot-Curie házaspár az α-részecskék és ⁹Be ütközését vizsgálták kísérleteikben. Azt tapasztalták, hogy a berilliumból egy nagy áthatolóképességű sugárzás indul ki az α -sugárzás hatására. Itt is magreakció zajlott le és egy neutron keletkezett, amit azonban még nem ismertek, így ezen kísérlet értelmezése még váratott magára. A helyes megoldást Chadwick találta meg, ahogy ezt részletesen a következő fejezetben leírjuk. A neutron felfedezése után a magátalakítások száma megnövekedett, általában β -bomló radioaktív izotópokat lehetett neutronbesugárzással előállítani.

Már ezeken a példákon is látjuk, hogy az atommagok át tudnak egymásba alakulni (középkori alkimisták régi vágya volt), újfajta részecskéket vagy természetben nem található atommagokat lehet létrehozni magátalakítással. A magátalakulásoknak két jellemző módja van. Az egyik, mikor az atommag kívülről érkező másik részecske hatására változik meg, ezt hívjuk magreakciónak. A másik esetben a mag nem stabil, és magától, ill. a magon belül fellépő kölcsönhatás miatt elbomlik, megváltozik az összetétele. A magreakciók általában az $a + A \rightarrow B + b$ logikai szerkezetet követik. Az *a* atommagnak van sebessége, az álló *A* atommagnak ütközik, amikor is az *A* mag átalakul *B* maggá. A tradicionális kísérletekben az *a* mag egy nukleon, vagy kisebb atommag, például α -részecske vagy deuteron (a deutériumatom magja) volt. Ezeket lehetett a kor színvonalának megfelelő részecskegyorsítókkal felgyorsítani. Ezeket a reakciókat egyszerűsített jelölésrendszerben szokás írni: A(a, b)B. Napjainkban már nehezebb magok gyorsítására is van lehetőség, és előfordulhat az is, hogy az a részecske nehezebb az A-nál, ami nem mozog a laboratóriumi rendszerben. Ezeket hívjuk inverz kinematikájú ütközéseknek. Nehezebb magokat egyre inkább felgyorsítva 2-nél jóval több részecske is keletkezhet, de ebben a fejezetben csak "tradicionális" esetekről lesz szó.

Napjainkban a tudományos érdeklődés sokrétű ebben a témában. Néhány példát említünk, hogy merre fejlődött a technika, a kísérleti és az elméleti fizika egymást inspirálva. A TeV nagyságrendű energiára felgyorsított protonok és antiprotonok kutatása az atommag szerkezeténél mélyebb szintet, az atommagot alkotó részecskék részletes belső szerkezetét vizsgálja. A relativisztikus energiákra felgyorsított részecskék már új részecskéket tudnak létrehozni a reakcióban, ezek túlmutatnak a magfizika körén, és a részecskefizika világába vezetnek. A nehéz atommagok – például ólomvagy uránmagok – GeV energiájú ütközéseiből a természetben nem létező mikrorészecskék hada keletkezik. A magreakciók általunk vizsgált témaköre azonban nem megy az ilyen nagy energiák felé. Most csak olyan atommagatommag ütközéseket vizsgálunk, ahol a kezdeti mozgási energia nem elég ahhoz, hogy új, a hadronok családjába tartozó mikrorészecskék keletkezzenek.

A magreakciók tapulmányozására alkalmas kísérleti elrendezést sematikusan bemutatja a 12.1. ábra. Egy részecskegyorsító felgyorsít egy részecskenyalábot, ami közvetlenül vagy mágneses analizálás után álló céltárgyra esik. A mágneses analíziskor a felgyorsított részecskék közül pályasugaruk alapján kiválasztjuk azokat, melyekkel a magreakciót vizsgálni kívánjuk. A nyaláb útja során többször szokás elektromos és mágneses terekkel működő fókuszáló rendszert használni, így elérhető, hogy a nyaláb útjába helyezett lapon – a céltárgyon – jól meghatározott helyen történjen a reakció. A felgyorsított magok nekiütköznek a céltárgy álló atommagjainak, és a keletkezett vagy meglökött magokat sok detektor figyeli. A 12.1. ábrán csak egy detektort rajzoltunk fel szemléltetésként, de a szögtartomány nagy részét lefedő detektorcsoportokat is el lehet helyezni. Az ábra jobb szélén található a Faradaykalitka, amibe a céltárgyon kölcsönhatás nélkül áthaladt bombázó részecskék jutnak. A Faraday-kalitka áramából következtetni lehet azon bombázó magok számára, amelyek egyáltalán ráestek a céltárgyra. A hatáskeresztmetszeteket azután az $N_{\text{reakció}}/N_{\text{be}}$ arányból lehet megkapni, ahogy azt az 5. fejezetben részletesen tárgyaltuk. Napjainkban egyre népszerűbbek a detektorrendszerek, akár majdnem a teljes 4π térszöget is lefedő detektorok. A felgyorsított részecske + álló céltárgy elrendezést a nagyon nagy energiájú részecskefizikai mérésekben felváltotta az egymással szemben haladó nyalábok összeütköztetése.



12.1. ábra. Magreakciók vizsgálatára elterjedt kísérleti elrendezés vázlata

A kísérletekben a detektált részecskék azonosítása elsőrendű feladat. Igy a már ismert atommagoknak elsősorban az energiáját, sebességét, pozícióját és a detektálás időpontját kell megmérni, persze a kísérlet céljának és jellegének függvényében. Ezekből az adatokból lehet energia- vagy a szög függvényében vizsgálni az egyes hatáskeresztmetszeteket. Alapvető kísérleti technika a koincidencia-technika, ilyenkor a részecskéknek pemcsak a számát mérik meg, hanem azt is figyelik, hogy melyek keletkeztek egyidőben; ezen részecskék korrelációjára és ezekből nagyon sok további tulajdonságra, paraméterre lehet következtetni, mint például a kibocsátó forrás mérete, esetleg magfizikailag értelmezett hőmérsékete, gerjesztettsége. Egy magreakció során gyakran több módon is végződhet az ütközés, ezt úgy mondjuk, hogy többféle csatornán mehet végbe a reakció. A koincidencia-technikáknak nagy szerepe van ezen csatornák külön-külön történő vizsgálatánál is. A magerők érzékenyek a mag perdületére is, ezért sok kísérletben polarizált nyalábokat vizsgálnak, ahol a magok spinjei a mágneses momentumuk segítségével párhuzamosítva vannak. Itt felhasználják azt a tényt, hogy a perdület és a mágneses momentum párhuzamosak. Arra ma még nem vállalkozhatunk, hogy ezt a sokrétű és szerteágazó kísérleti anyagot egy átfogó képben értelmezzük, a magreakciók sokszínűségét szem előtt tartva egyes alapvető reakciókat kiemelünk és alaptulajdonságaikat mutatjuk csak be.

12.1.2. Magreakciók osztályozásának szempontjai

A magreakciókat sokféleképpen fel lehet osztani. Egy lehetséges felsorolás a következő, amelyben áttekintünk néhány gyakori reakciótípust:

a) Rugalmas szórás. Ilyenkor a részt vevő magok minősége (A, Z) nem változik meg, mindkettő alapállapotban van, és az ütközés során a mozgási energiák összege megmarad. A tömegközépponti rendszerben egyik résztvevő mozgási energiája sem változik meg, csak irányuk fordul el. Ilyen például a Rutherford-szórás, de magreakciókban a szögeloszlás
már eltérhet az ~ $\frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}$ formulától, mert itt már a magerők is szerepet játszanak a részecske eltérítésében, ha a mozgási energiák nem is alakulnak át a részecskék belső gerjesztésére. Jó példa erre a neutronok rugalmas ütközése atommagokkal, melynek során lelassulnak.

- b) Rugalmatlan szórás. Ez azt jelenti, hogy az ütköző részecskék mozgási energiájának egy része valamelyik mag belső gerjesztésére fordítódik. Ilyenkor a reakció során a gerjesztett mag általában γ -foton kibocsátásával veszti el a gerjesztési energiáját. Fontos azonban, hogy a részecskék identitása nem változik meg. $a+X \rightarrow X^* + a'$ egyenlettel jellemezhetjük a rugalmatlan szórást, ahol a csillag azt jelzi, hogy az X mag gerjesztett állapotban maradt vissza az ütközés után.
- c) Sugárzásos befogás. Ilyenkor a bombázó részecske beépül a céltárgy mag anyagába, egy új magot képeznek, ami keletkezésekor gerjesztett állapotba kerül. Az energiát γ -sugárzással adja le. A keletkezett mag lehet radioaktív, és a befogást β -sugárzás is követheti, például a mesterséges radioaktivitás felfedezésekor neutron befogásával állítottak elő β -bomló magokat $a + X \rightarrow Y + \gamma$.
- d) Fotoreakciók. A γ -fotonok is hozhatnak létre atommagátalakulást, ezek a fotoreakciók $\gamma + X \rightarrow Y_1 + Y_2 + Q$. (Q-val a reakcióban keletkező energiát jelöljük, mint ahogyan azt néhány paragrafus múlva részletesen megtárgyaljuk.)
- e) Stripping-pick up reakciók. Ilyen esetben a bombázó részecske elmegy a céltárgy mag mellett, de az lehánt róla egy-két nukleont, amit beépít saját rendszerébe. Ez a stripping reakció. Ha a bombázó atommag magával ragad a magerők révén a céltárgyból egy-két nukleont, akkor "pick up" reakcióról beszélünk. A "stripping" reakcióra példa a (d, p) reakció, amikor $d + X \rightarrow Y + p + Q$ reakció zajlik le, a deutérium neutronját a céltárgy lehántja. Pick up reakcióra példa ennek a fordítottja, a (p, d) reakció.
- f) Nukleoncserék. Általában a nukleoncserével járó reakciókat összefoglaltuk a 12.2. ábrán. A leggyakoribb reakciók: neutronokkal a (n, p), (n, α), (n, γ), (n, n'). Példaként a nagy hatáskeresztmetszetű ¹¹³Cd(n, γ) ¹¹⁴Cd lassúneutron-befogást említjük (19500 barn a hatáskeresztmetszete). A lassú neutronok energiája ~ 0,025 eV, mozgási energiájuk a szobahőmérsékleti termikus mozgás energiájának nagyságrendjében van. Másik példa a ¹⁴N(n, p) ¹⁴C reakció, amely a légkör felső rétegeiben zajlik le, és termeli a radioaktív szénizotópokat, a kozmikus sugárzás neutronjai segítségével. Protonokkal végrehajtott reakciók: (p, p'), (p, n), (p, α) stb. Ezekre példa a ⁷Li(p, n) ⁷Be, ami neutronok előállítására alkalmas,

valamint a ${}^{19}F(p,\alpha){}^{16}O$, ami azért érdekes, mert a proton belépését és az α -részecske kilépését is az elektrosztatikus potenciálgát nehezíti. A deutériummal végzett reakciók gyakran stripping típusú reakciók, és monoenergiájú neutronok keltésére alkalmasak.



12.2. ábra. A nukleoncserével járó reakciók szemléletes rajza az izotóptérképen. Az n = neutron, p = proton, d = deutérium, t = trícium atommagjait jelöli

- g) Többrészecske-reakciók. Ilyen esetben a céltárgy mag akkora gerjesztési energiát szerez, hogy egy vagy több részecske kibocsátásával adja le az energiáját, vagy esetleg a bombázó részecske szétrobbantja a céltárgyat. Ilyenen bomlások leginkább nehézion-ütközésekben mennek végbe.
- h) Hasadás. A többrészecske-bomlások leggyakoribb esete. Egy gyors vagy lassú neutron áthaladása az urán- vagy nála nehezebb atommagokat rezgésre készteti, ami lehet olyan nagy amplitúdójú is, hogy az atommag széthasad.
- i) Fúzió. A 7. fejezetben láttuk, hogy a könnyű magok összeolvadása energiafelszabadulással jár. Ez a fúzió, két kisebb mag összeolvadása. Például p + d \rightarrow ³He + Q, de fúzió során keletkezhet két részecske is: d + t $\rightarrow \alpha$ + n + Q. Q = 17,6 MeV.
- j) Nehézion-reakciók. Két, sok nukleonból álló mag ütközése, ilyenkor magasan gerjesztett állapotú maganyag jön létre, és a maganyag időfejlődése sokféle lehet a bombázó energia, ütközési paraméter, egyedi magok

tulajdonságai figyelembevételével. Rendkívül sokszínű végállapotok jöhetnek létre.

Általában elmondható a magreakciókról, hogy a bombázó *a* mag mozgási energiája alapvetően befolyásolja a reakciót. Vizsgáljuk meg a reakciókat a bombázó energia szempontjából:

- Ha a bombázó mag (a) de Broglie-hullámhossza, $\lambda_a = h/p_a$, sokkal nagyobb az atommag méreténél (ami néhány fermi), akkor a mag egységként hat kölcsön *a*-val, s a reakció érzéketlen a mag részleteire. Ekkor az átlagtér-kölcsönhatások játszanak szerepet.
- Ha a $\lambda_a \approx R_A$, a bombázó energia olyan, hogy λ_a a mag méretével nagyságrendileg megegyezik, akkor a mag egyedi tulajdonságai szabják meg a reakciót, héjmodellben értelmezhető effektusok léphetnek fel.
- Ha $\lambda_a < 1$ fm, azaz $E \ge 100$ MeV/A, akkor a nukleon–nukleon ütközések szabják meg a reakció lefolyását. Ha a tömegközépponti rendszerben mért összenergia túllépi a 150 MeV-ot, akkor új részecskék keltésére is lehetőség nyílik, mert a π -mezon, a legkönnyebb mezon keltésére már van elegendő energia. Nukleononként 500 MeV feletti bombázó energiák esetén a részecskekeltés már domináns folyamat, a szabadsági fokok száma hirtelen megsokszorozódik a mezonkeltés lehetősége miatt. Ilyenkor már részecskefizikai kérdésekre keres a kísérlet választ.

A magreakciók vizsgálatának másik szempontja az energiamérleg. Az $a + A \rightarrow B + b$ típusú reakcióban, azaz A(a, b)B-ben, a kezdeti és a végmagok tömegeinek különbsége határozza meg a reakció energetikai viszonyait. A reakció Q-értéke:

$$Q = (m_1 + m_2)c^2 - (m_3 + m_4)c^2.$$
(12.1)

Ha Q > 0, akkor exoterm reakcióról beszélünk, az energia mozgási energia formájában szabadul fel. A reakciótermékekben a magerők kötése erősebb (átlagosan), mint a kiindulási magokban. Példa erre a ¹⁰B(n, α) ⁷Li reakció, amikor az α -részecske nagyobb energiát visz el, mint a bejövő neutron hozott. Q = 2,79 MeV.

Vannak olyan reakciók is, amikor a Q < 0, ezek az endoterm reakciók. Ha például egy α -részecskét 3 MeV-nél nagyobb energiára gyorsítunk fel, képes kiütni egy neutront a ⁷Li-ból, és az előző reakció megy végbe fordított irányban. Ilyen endoterm reakcióknak mindig van küszöbenergiájuk, ami azt jelenti, hogy a bombázó részecske mozgási energiájának egy része fedezi a reakcióhoz szükséges átalakulási energiát. Ilyenkor lazább kötés alakul ki a reakciótermékekben, mint a kezdeti magokban, és az energiát a gyorsításkor termeljük meg. Az álló céltárgyas kísérletekben a bombázó mag és a céltárgy mag tömegközéppontjának sebességét öröklik a reakciótermékek, az impulzus megmaradása miatt. A felgyorsított bombázó részecske teljes energiája nemcsak a reakcióhőt fedezi, hanem a tömegközéppont mozgását is biztosítja, erre is fordítódik energia. A tömegközéppont $u = v \frac{m_a}{m_a + m_A}$ sebességgel halad, és ez megmarad, az ebben tárolt kinetikus energia nem fordítható a reakció energiaigényére, így a bombázó $E_b = \frac{1}{2}m_av^2$ -nek csak az $\frac{m_A}{m_A + m_a}$ -ad része fedezi a Q energiahiányt:

$$-Q = E_b \frac{m_A}{m_A + m_a}.$$

Egy a + A jellegű reakció esetén sokféle mag keletkezhet a megmaradási törvényeket figyelembe véve. Ez azt jelenti, hogy többféle (kimenő-) reakciócsatorna lehetséges (angolul: exit-channel), vagy más néven többfajta végállapot lehet. A reakció hatáskeresztmetszete ezen csatornák parciális hatáskeresztmetszeteinek összege.

$$\sigma = \sigma_{\rm rugalmas} + \sigma_{\rm rugalmatlan} + \sigma_{\rm fotoreakció} + \dots + \sigma_i + \dots$$

A magreakciók vizsgálatának egyik fontos szempontja a reakció időbeli fejlődése, azaz a reakciómechanizmus. Ez azt mondja meg, hogyan alakul a magszerkezet a reakció lefolyása során. A nukleoncserével járó reakciók két szélsőséges esete a direkt reakciók és az összetett mag keletkezésével járó reakciók. Ezeket kicsit részletesebben is tárgyaljuk. A direkt reakciók nukleon-nukleon ütközésekhez hasonlítanak, míg az összetett-mag típusú reakciókban keletkezik egy közbenső mag, kialakult szerkezete a magfizikai időskálán nagyságrendekkel hosszabb ideig él, mint amennyi idő alatt a fény átér egy atommag egyik oldaláról a másikra. Az összetett magban a bombázó energia szétoszlik és ez fog tovább bomlani. Ezt a két szélsőséges típust a következő alfejezetekben vizsgáljuk meg. A reakciómechanizmus szerinti néhány szemléletes példát mutat a 12.3. ábra, mindet a héjmodell keretei között értelmezve. Az a) ábrán egy rugalmatlan reakció egy lehetséges mechanizmusa látható. A bombázó részecske (a) az A mag egyik nukleonját egy magasabb energiájú pályára löki, közben veszít energiájából, ezt egyrészecske-gerjesztésnek hívjuk. A szaggatott vonal jelzi a két nukleon közötti kölcsönhatást. Példa erre a $(p, p'\gamma)$ reakció. Ilyenkor az A mag gerjesztett állapotát γ -foton kibocsátásával adja le. A b) ábrán a bombázó mag energiáját az egész A magnak kollektíven adja át. Ilyen például, amikor a céltárgy mag forgásba jön. A megnyúlt vagy diszkosz alakú magok gerjeszthetők forgással, ilyenkor sokszor a belső erők megváltozása miatt a magalak is megváltozik. Ekkor a magon belüli átlagos magerőtér (ami a héjmodell



12.3. ábra. Néhány direkt-reakció mechanizmusának szemléltetése

alapfeltevése) megváltozik, ahogy az ábra szemlélteti. Változik az az átlagos potenciál, amiben a héjmodell keretei között gondolkodunk. Ezt jelzi, hogy a szaggatott vonallal rajzolt potenciálgödör már szélesebb (a forgás megnyújtja a magalakot), és sekélyebb is, az egyes nukleonok energiaszintjei elmozdulnak. Ez a kollektív gerjesztés. A c) ábra egy direkt reakciót vázol. A bombázó nukleon bejut a magba, az ott mozgó nukleonokkal ütközik, veszít energiájából, és egy szabad pályára befogódik a magba, miközben egy másik nukleont kilök annak energiaszintjéről. A direkt reakciók során nincs sok nukleon-nukleon ütközés, általában egy ütközés elég ahhoz, hogy a keletkező nukleont kilökje a bombázó nukleon. Ezért a direkt reakciók karakterisztikus ideje kicsi, közel $10^{-22}s$. Például ilyenek a (p, n) és az (n, p) reakciók.

12.1.3. Megmaradási tételek magreakciókban

A magreakciókat általános törvényszerűségek, megmaradási törvények jellemzik. Alacsony és közepes energiáknál a következő megmaradási törvények érvényesek:

- a) Töltésmegmaradás. A magreakcióknál minden esetben megmarad az elektromos töltések összege. Ezt a $Z_a + Z_A = Z_b + Z_B$ egyenlettel fejezhetjük ki, ha csak atommagok vesznek részt a reakcióban; ha könnyű részecskék is keletkeznek, akkor azok elemi töltésegységben mért töltését is tekintetbe kell venni.
- b) Nukleonszám-megmaradás. A nukleonok száma az ütközés előtt és után megegyezik. Nagyenergiájú reakciókban, 6 GeV felett nukleon-antinukleon párok keletkeznek. A nukleonszám megmaradása ilyenkor úgy teljesül, ha minden antinukleon nukleonszámát –1-nek tekintjük. A nukleonok a barionok családjába tartozó mikrorészecskék. Rajtuk kívül még

a hiperionok ilyenek, de ezt a III. részben tárgyaljuk. A nukleonszám természetben megtalálható magok esetére egybeesik a barionszámmal. A barionszám megmaradás azt a kísérleti tapasztalatot rögzíti, hogy a legkönnyebb barion, a proton, bomlását még nem tapasztaltuk. A proton felezési ideje aktuális mérések szerint nagyobb mint 10^{30} év.

- c) Perdületek. A teljes perdület megmarad. A pálya- és a sajátperdületek összege nem változik a reakció során, a két mag perdületeit a kvantummechanikai perdületvektorok összeadási szabálya szerint kell összegezni, így a perdület-kvantumszámokra általában egy egyenlőtlenség adódik. A reakciótermékek szögeloszlását a két részecske relatív pályaperdületének típusa határozza meg, például ha ez 0, akkor izotróp módon történik a szóródás a tömegközépponti rendszerben. Megjegyezzük, hogy a magerők hatótávolsága ~ 1 fm, ha a bombázó részecske klasszikus fogalmakkal gondolkodva, b > R+1 fm távolságban halad el céltárgy mellett, ahol R a céltárgymag sugara, akkor a pályaperdülete nagy ugyan, de nem jut hatótávolságon belülre. Kísenergiájú esetben (~ néhány MeV), ha hatótávolságon belül kerül a bombázó rész, akkor pedig már olyan közel halad a céltárgyhoz, hogy a pályaperdület 0 lesz, hiszen nem vehet fel \hbar -nál kisebb értéket.
- d) *Energia.* A rendszer teljes energiája megmarad. Természetesen a tömegváltozások okozzák, hogy a kinetikus energiák összege megváltozhat.
- e) Paritás. A reakcióba lépő részecskék paritásainak szorzata kiegészítve a relatív mozgás paritásával az erős kölcsönhatásban és az elektromágneses kölcsönhatásban megmarad. A relatív mozgást a pályaperdület határozza meg, és ennek paritása mindig $(-1)^l$. A gyenge kölcsönhatás megváltoztathatja a paritás-sajátállapotot, így azokban a reakciókban, amikor a gyenge kölcsönhatás is szerephez jut, nem kötelező a paritásmegmaradás.
- f) Leptonszám. A könnyű részecskék keletkezésével járó folyamatokban a leptonszám megmarad. Az elektronnak és a neutrínónak a leptonszáma 1, a pozitronnak és az antineutrínónak –1. Ha μ -mezon is keletkezik, akkor erre, antirészecskéjére és neutrínóira is fennáll a leptonszám megmaradása. Sőt külön-külön is fennállnak. Megmarad az elektronikus leptonszám és a müonikus leptonszám is.

12.1.4. Összetettmag-reakciók

A magreakciók mechanizmusának megértése fontos feladata a magfizikának. Az egyik sokszor előforduló mechanizmus az összetett mag kialakulásával járó reakciók mechanizmusa. Ezekben a bombázó atommag nukleonjai a céltárgy nukleonjaival ütköznek. A sorozatos ütközések során a bevitt moz-

gási energia gyorsan eloszlik a rendszert alkotó nukleonok között. Ekkor "sokáig" egyik nukleonra sem esik egyszerre akkora energia, hogy kiléphessen. Létrejön egy magszerkezettel rendelkező objektum, az összetett mag. A létrejövő összetett rendszer egy gerjesztett atommag, mely a magfizikai időskálán sokáig létezik, 10^{-16} s átlagos élettartama van. Ezt a modellt Niels Bohr dolgozta ki 1936-ban. Az összetett mag olyan nagyszámú lépés végeredményeként alakul ki, hogy a mag "elfelejti" létrejöttének részleteit, keletkezésétől lényegében független módon bomlik el. Például ha egy Z, Aszámokkal jellemzett atommagot neutronokkal bombázunk, akkor Z, A+1atommag keletkezik. Egy másik reakcióban, ha a Z - 2, A - 1 atommagot bombázzuk α -részecskékkel, akkor ugyanarra az összetett magra jutunk. Ha a bombázó energiát megfelelően állítjuk be, és az összetett mag azonos gerjesztési állapotát sikerül előállítani a két kísérletben, akkor kiderül, hogy az összetett mag $10^{-16}s$ eltelte után is emlékszik-e, melyik módon keletkezett. Kísérletekben vizsgálták a felejtés mértékét, erről a későbbiekben szólunk részletesen. Az elbomlásnál kilépő részecske – speciális esetben – a beeső részecskével azonos fajtájú és azonos energiájú részecske is lehet. Ilyenkor összetett mag kialakulásával járó rugalmas reakcióról beszélünk. Ezt a reakciót nem lehet megkülönböztetni eseményenként attól, amikor ugyanilyen bombázó részecske a mag átlagos potenciálján direkt-reakcióban vesz részt és rugalmasan szóródik. A két folyamat járulékát a szögfüggésük alapján és a folyamat lefolyásához szükséges idő alapján lehet megkülönböztetni.

Az összetettmag-modellben az X(a, b)Y magreakciót két lépésre bonthatjuk fel. Egyik a bemenő csatorna, a másik az összetett mag bomlása. Ez azt jelenti, hogy az (a, b) magreakció hatáskeresztmetszetét szorzat alakjában írhatjuk fel:

$$\sigma_{a,b} = \sigma_{a,c}(T_0) \cdot P_b(E_0),$$

ahol $\sigma_{a,c}$ a C^* gerjesztett állapotú összetett mag létrejöttének hatáskeresztmetszete és $P_b(E)$ annak a valószínűsége, hogy a C^* rendszer b + Y részecskékre bomlik fel. T_0 a bombázó energia tömegközépponti rendszerben és E_0 az összetett mag gerjesztési energiája. Az energiaviszonyokat a 12.4. ábra szemlélteti.

Az összetett mag elbomlását a következő módon képzeljük el: egy nukleon kilépése a magból akkor valósulhat meg, ha energiája meghaladja a szeparációs energiáját. Az összetett mag élettartama viszonylag hosszú. Elbomlása akkor következik be, amikor valamelyik nukleonra vagy nukleonok csoportjára, fluktuáció folytán, elegendő energia koncentrálódott. Az ehhez szükséges idő alatt annyi ütközés történik a magban, hogy a részecske energiája véletlen fluktuációk következtében koncentrálódik. A kilépés iránya – az



12.4. ábra. Összetett mag keletkezésével járó magreakció energiaviszonyai tömegközépponti rendszerben. S_a és S_b az a és b részecske energiája. Az ábra egy endoterm reakciót ábrázol

eltelt hosszú idő alatt a sok ütközés miatt – teljesen elvesztette kapcsolatát a beeső részecske irányával. Az irányeloszlás a tömegközépponti rendszerben 90°-ra szimmetrikus (előre-hátra szimmetria), ami a perdületmegmaradás következménye. A laboratóriumi rendszerben beesési irányban több részecske lép ki. Mivel annak kicsi a valószínűsége, hogy véletlen aktusokban nagy mennyiségű energia koncentrálódjék egy részecskére, azt várjuk, hogy a kilépési energia általában viszonylag alacsony. Az összetettmag-reakciók során a gerjesztési függvény ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$ energiafüggése) fluktuációkat tartalmaz, "ugráló" függvény.

Az összetettmag-reakciók során a neutronok kibocsátásának egy modellje a párolgási modell. Sok kísérleti adat igazolja, hogy például (adott bombázó energián) a neutron-kibocsátás energiaeloszlása párolgásra emlékeztet. Ez esetben a neutronok energiaspektruma közelítőleg a Maxwell– Boltzmann-sebességeloszlás szerinti:

$$P(E) \approx \sqrt{E}e^{-E/T},$$

ahol P(E)dE annak a valószínűsége, hogy a kilépő neutron energiája E és E + dE között legyen. T paramétert maghőmérsékletnek nevezik, szerepe analóg a hőmérséklettel a párolgási spektrumban. A 12.5. ábra a párolgó neutronok tipikus energiaeloszlását ábrázolja T = 2 MeV maghőmérsékletnél.

Az összetettmag-elmélet ellenőrzésére az egyik első kísérletsorozat az, amit S. N. Goshal és munkatársai hajtottak végre [*Physical Review* 80



12.5. ábra. Neutronok energiaspektruma T = 2 MeV maghőmérséklet esetén

(1950) 939. oldal]. Ugyanazt a közbülső állapotot több úton, több különböző reakcióval, megfelelő energiák alkalmazásával is meg lehet valósítani. Ha az összetett mag elméletének feltevései teljesülnek, a különböző magokból keletkezett közbenső állapotok függetlenek kell, hogy legyenek attól a magtól, amelyikből létrejöttek. Goshal a ⁶⁴Zn^{*} összetett mag bomlását vizsgálta. A következő folyamatok hatáskeresztmetszeteit mérte:

a) ${}^{60}_{28}$ Ni $(\alpha, n) {}^{63}_{30}$ Zn	d) $^{60}_{29}$ Cu(p, n) $^{63}_{30}$ Zn
b) ${}^{60}_{28}{ m Ni}(lpha,{ m pn}){}^{62}_{29}{ m Cu}$	e) $^{63}_{29}$ Cu(p, pn) $^{62}_{29}$ Cu
c) ${}^{60}_{28}$ Ni $(\alpha, 2n) {}^{62}_{30}$ Zn	f) $^{63}_{29}$ Cu(p, 2n) $^{62}_{30}$ Zn

A kísérletileg kapott gerjesztési függvények a megfelelő párok között figyelemre méltó hasonlóságot mutattak ki. Ez azt jelenti, hogy az adott gerjesztési energiájú ⁶⁴Zn* összetett mag elbomlása nagyjából független attól a módtól, amelyben létrejött. Részletesebb vizsgálatok arra utalnak, hogy az egyezés nem teljes, a gyakorlati esetben nincsen teljes felejtés.

12.1.5. Direkt-reakciók

A magreakciók másik tipikus határesete a direkt-reakció. Ez a héjmodellre támaszkodik, mechanizmusának idealizált szemléletes képe a 12.3. ábrán látható. (A direkt-reakciók elméletét H. Bethe dolgozta ki 1935-ben.)

A direkt-reakció elsősorban nagyenergiájú részecskéknél tapasztalható. Példaként nézzük meg a proton esetét. Egy 1 MeV-os proton de Brogliehullámhossza nagyobb, mint 5 fm, ilyenkor a proton a mag egészével hat kölcsön inkább, nem érzékeny a mag szerkezetére. Ha egy proton mozgási energiája 20 MeV, akkor hullámhossza ~ 1 fm, és ilyenkor inkább egy 1 fm nagyságú objektummal, egy nukleonnal hat kölcsön. Direkt reakciókban általában egy-egy vagy néhány nukleon vesz részt a magból, és általában a mag felszínéhez közel.

A direkt-reakciókat úgy képzelhetjük el, hogy a részecske egy befutó síkhullám, amely az atommag potenciálterén szóródik. Az atommag potenciálterét egy r < R sugarú tartományban lévő konstans mélységű potenciálgödörnek tekinthetjük, első közelítésben. Először a befutó hullám a mag felületével hat kölcsön, azon szóródik, majd a szórt hullámok interferenciáját lehet tapasztalni. A reakció szögeloszlása diffrakciós jellegű lesz, és főleg előre irányuló (ellentétben az összetettmag-reakciók szögeloszlásával). Az előre fókuszált szögeloszlást az a kép is alátámasztja, hogy ez olyan folyamat, ahol egy-egy nukleon vesz részt, és ezen két nukleon közös tömegközéppontja jóval gyorsabban megy, mint a teljes rendszer tömegközéppontja. Így nagyobb a "kinematikai fókuszálás". A gerjesztési függvény nem fluktuál, azt egy sima függvény írja le. A direkt-reakciók egylépéses folyamatok. Az energia nem oszlik el az atommag nukleonjai között, hanem lényegében egy ütközés meghatározza a reakciót, ezért az reakció időben nagyon gyorsan, $\sim 10^{-22}$ s alatt végbemegy. Ezek rendkívül gyors reakciók.

A direkt-reakciókra néhány példát említünk:

- a) (n, p), (p, n) reakciók, amelyek során a bombázó részecske kilök egy nukleont a másik magból, esetleg mindketten elhagyják a magot ütközés után (12.3. c ábra).
- b) Rugalmas vagy rugalmatlan szórás a mag terén (12.3. a ábra).
- c) Rugalmatlan szórás a mag terén oly módon, hogy a beeső nukleon a mag egészének adja át az energiáját, a mag kollektív szabadsági fokait gerjesztve (12.3. b ábra, erre példa a maganyag forgása, rezgése).
- d) Stripping-pick up reakciók.

A direkt-reakciók során a bombázó és a kifutó részecske perdületének különbsége a magszerkezeti változásokra utal. A magon belül, a héjmodell keretei között gondolkodva, a nukleonok meghatározott perdületű pályákon mozognak. A bemenő nukleon (a) valamilyen perdületű pályára fogódik be, és a kilökött nukleon (b) valamilyen adott perdületű pályáról indult ki. A perdület megváltozását a magon belül az a és b pályaperdületének különbsége fedezi. Empirikus modellben gondolkodva, a perdületkülönbség $l = |\vec{r} \times \Delta \vec{p}|$. A reakció a felszínen zajlik le, ahol r = R. A p_a, p_b impulzusok nagysága a bombázó energia, valamint az energia- és a lendületmegmaradás miatt rögzítve van. Csak úgy lehet nagyobb perdületet átadni a magnak, hogy a részecske nagyobb szögben szóródik. (Képzeljük el a \vec{p}_a, \vec{p}_b háromszöget, ahol a harmadik oldal a $\Delta \vec{p}$, ez a két rögzített hosszúságú oldal bezárt szögével növelhető.) Ha $p_a \approx p_b$, akkor egyenlő szárú a háromszög, és $\Delta p \sim \sin \frac{\vartheta}{2}$. Az egyes szögekben más-más perdületátadáshoz tartozó reakciónak van maximális valószínűsége. Így a szög beállításával kiválaszthatjuk, hogy a b nukleont melyik pályáról ütöttük ki. A szög kiválasztása egyben a b energiáját is meghatározza, az impulzusmegmaradás miatt.

Összefoglalva, az iránykijelölés meghatározza a magnak átadott perdületet, és a keletkezett nukleon mozgási energiáját. A 12.6. ábra a direkt reakciót és az összetett maggal járó reakciót egyaránt szemlélteti.



12.6. ábra. A magreakciók lefolyásának szemléltetése

12.1.6. Néhány magreakció hatáskeresztmetszete

A rezonancia típusú reakciók hatáskeresztmetszetét a Breit–Wigner-formulával lehet leírni, melyet a kvantummechanika keretei között pontosan ki lehet számolni. A rezonanciajelleg onnan adódik, hogy ha a teljes rendszernek egy bizonyos diszkrét energiánál hosszabb időtartamú állapota van, akkor az ezt az állapotot gerjesztő szórás hatáskeresztmetszete kiugróan magas. Erre jó példa az összetett magok keletkezése.

$$\sigma_{a,c} = g_I \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4},$$
 (12.2)

ahol $\Gamma_a h$ az összetett mag a + X végmagokra történő bomlására – visszaalakulására – vonatkozó vonalszélesség. Γ -t az állapot teljes szélességének nevezzük, Γ_a az a + X csatorna parciális szélessége. A teljes szélesség:

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_{b_1} + \Gamma_{b_2} + \Gamma_{b_3} + \cdots,$$

ahol $\Gamma_{b_1}, \Gamma_{b_2}, \Gamma_{b_3}, \ldots$ az energetikailag megengedett további bomlásmódok – csatornák – parciális szélessége. A perdület figyelembevételére a (12.2) jobb oldalán szerepel a g_I spinfaktor:

$$g_I = \frac{2I+1}{(2I_A+1)(2I_B+1)}$$

Itt I az összetett mag teljes perdülete. A 2I + 1-es faktor abból adódik, hogy az összetett mag ennyiféle módon állhat a térben (irány szerint kvantálva van), a nevezőben lévő faktorok pedig a kezdeti és a végmag spinbeállásainak számát adják meg.

A magreakciók hatáskeresztmetszetének kvantummechanikai tárgyalásakor először a kezdeti és a végállapot közötti átmenet valószínűségét kell kiszámolni, a Fermi-féle aranyszabály alapján. Ez a w a kvantummechanika szerint a kezdeti és a végállapot hullámfüggvényeire jellemző valószínűséggel (magmátrixelem) áll kapcsolatban, ezen kívül a végállapotban a mikroállapotok energia szerinti sűrűségével arányos. Esetünkben az előbbi jó közelítéssel energiafüggetlen, a végállapotok energiasűrűségét pedig a kifutó nukleon impulzusából származtathatjuk. A p_x, p_y, p_z koordináta-rendszerben a mikroállapotok egyenletes valószínűségűek, egy adott energiához egy gömbhéj tartozik. Annál nagyobb az állapotsűrűség ennél az energiánál, minél nagyobb a gömbhéj felszíne $(p^2 dp)$, azaz $\frac{dn}{dE} = (\cdot / \cdot)p_b^2 \frac{dp_b}{dE_b}$. Ez a gondolatmenet teljesen analóg a β -bomlás energiaeloszlásánál használt gondolatmenettel. Az átmeneti valószínűséget már felírtuk, a hatáskeresztmetszet azonban nem dimenziótlan valószínűség. A σ definíciójából $(N_r = \sigma \Phi N_c)$ az átmeneti valószínűségre a következő összefüggés adódik: $w = \sigma \Phi$, ahol Φ a céltárgyra eső fluxusa a bombázó részecskéknek. Ez szemléletesen az időegység alatt bekövetkező reakcióknak az egy céltárgy-magra eső számát adja meg $(N_{\rm reakció}/N_c)$. A fluxus a bombázó magok részecskesűrűségének és azok sebességének szorzata: $\Phi = n_a v_a$ (ahogy a mechanikában is). Ezek alapján a hatáskeresztmetszet sebességfüggésére a következő összefüggés adódik:

$$\sigma = \frac{w}{\Phi} = (\cdots) \frac{p_b^2}{v_a} \frac{dp_b}{dE_b} \sim \frac{p_b^2}{v_a v_b},$$

hiszen $\frac{dE}{dp} = \frac{p}{m} = v$. Ez az összefüggés a hatáskeresztmetszetre csak a rezonanciáktól távol igaz.

Fontos példa a lassú neutronok befogásának hatáskeresztmetszete. Ilyenkor a bombázó részecske sebessége nagyságrendekkel kisebb, mint a kifutó részecske sebessége, v_b . A bombázó energia ilyenkor a termikus energia nagyságrendjébe esik, ~ 0,02 eV, a kifutó részecske energiája ezzel szemben MeV-os nagyságrendű. A v_b -t a kinematikai effektusok nem befolyásolják, azt csak a reakcióban keletkezett energia szabja meg. Így a kifutó részecske sebessége és lendülete, p_b, v_b nem függ a bombázó energiától, állandónak vehető. A hatáskeresztmetszet csak a neutron sebességétől függ. A fenti egyenlet alapján $\sigma \sim 1/v_a$. Ez az 1/v törvény. Szemléletesen ez azt jelenti, hogy a neutron befogódásának valószínűsége a mag térfogatán belül eltöltött idővel arányos. Ez a kísérletekkel nagyon jó egyezést mutató törvény, természetesen csak a rezonancia-jellegű folyamatoktól távoli esetekre igaz.

Feladatok

- 12.1. Legalább milyen energiájú α -részecskékkel kell a ¹³C atommagot bombázni, hogy az ¹⁶O első gerjesztett állapota ami 6,049 MeV-nál van gerjesztődjön (α , n) reakcióval? A tömegek nukleáris tömegegységben: $m_{\alpha} = 4,0026$, $m_{^{13}C} = 13,003355$, $m_{^{16}O} = 15,9949$, $m_n = 1,008665$.
- 12.2. 7,50 MeV energiájú protonok rugalmasan és tisztán elektromágnesesen szóródnak egy ⁷Li magon éppen 90°-ba. Milyen energiájú a szórt proton? Mekkora ez az energia, ha a lítium 0,477 MeV-os gerjesztett állapotában lökődik meg (nem rugalmas szórás)?
- 12.3. A 64 Cu β^+ bomlásának maximális energiája 670 keV. Mekkora a 64 Cu(n,p) 64 Ni reakcióQ-értéke ebből? Miért lehet összehasonlítani őket?
- 12.4. Az urán–proton elasztikus szórás differenciális hatáskeresztmetszete 1 MeV bombázó energián $\vartheta = 20^{\circ}$ -ban 3 mbarn/sterad. Hány beütést tapasztalunk 10 s alatt, ha a protonnyaláb intenzitása $I = 10^{12}$ proton/s, a target vastagsága 10 μ g/cm², a detektor távolsága 10 cm, területe 1 cm²?
- 12.5. Egy 10⁸ db/s intenzitású idealizáltrészecske-nyalábbal bombázunk álló proton céltárgyat, melynek felületi sűrűsége 2 mg/cm² és vastagsága 1 mm. Hány beütést detektálunk/1 perc alatt $\vartheta = 30^{\circ}$ -ban egy $A = 12 \text{ cm}^2$ felületű detektorral, ami r = 0,1 m távolságban van az igen kicsi céltárgytól, ha a reakció differenciális hatáskeresztmetszete $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 50 + 10 \cos \vartheta$ mbarn/str, az aktuális bombázó energián?
- 12.6. Egy 0,8 mg/cm² felületi sűrűségű ezüstfóliára 14 nA áramerősségű ¹⁴N⁷⁺ ionnyaláb érkezik. A nyaláb irányához képest 20°-ban r = 2 m távolságban van egy A = 40 cm² felületű neutrondetektor. Ez 10%-os hatásfokkal működik. 100 perc alatt átlagosan hány beütést tapasztalunk, ha a neutron keletkezésének differenciális hatáskeresztmetszete 20°-ban 108 µbarn/str? (Tegyük fel, hogy egy reakcióból egy neutron távozik mindig. 4π str = teljes térszög, ezüst atomtömege 107,9.)

13. Neutronok

13.1. A neutron tulajdonságai

13.1.1. A neutron felfedezése

Könnyű elemeknek α -részecskékkel történő bombázása során W. Bothe és H. Becker megfigyelték (1930), hogy amikor berilliumot polónium α sugaraival (5,99 MeV) bombáztak nagyon nagy áthatolóképességű sugárzás keletkezett. Kezdetben ezt különlegesen nagy energiájú γ -sugárzásnak vélték. I. Curie és F. Joliot (1932) azt vizsgálták, hogy milyen hatással van a sugárzásra, ha annak paraffinrétegen kell áthatolnia. Azt a következtetést vonták le, hogy protonok lépnek ki, 5,3 MeV-ig terjedő energiával. Fotonok Compton-szórással, centrális ütközésben 52 MeV energia esetén hoznak létre 5,3 MeV energiájú protonokat. Ilyen nagy energiájú γ -sugárzás létezése nem volt valószínű.

A kísérleteket J. Chadwick értelmezte 1932-ben úgy, hogy az áthatoló sugárzás semleges részecskékből áll, amelyek tömege hozzávetőleg a proton tömegével egyenlő. A részecskéket neutronoknak nevezte el. Ezen neutronok a következő magreakcióban keletkeznek: ${}^{9}_{4}\text{Be}(\alpha, n) {}^{12}_{6}\text{C}, Q = 5,7$ MeV. Chadwick a neutron tömegének mérésére a 13.1. ábrán vázolt kísérletet hajtotta végre és megmutatta, hogy a paraffinból kijövő semleges sugárzás részecskéinek tömege valóban a proton tömegénél kicsit nagyobb.



13.1. ábra. Chadwick kísérletének vázlata a neutron azonosítására

Chadwick kísérletében vékony a polóniumrétegből kilépő α -részecskék berillium céltárgyra esnek (13.1. ábra). A keletkező neutronok a paraffinrétegből protonokat löknek ki, ezek egy ionizációs kamrában áramot hoznak létre. Chadwick meghatározta a meglökött protonok sebességét, majd egy ködkamrában meglökött nitrogénmagok sebességét; ezek alapján a neutron tömege: $m_{\rm n} \approx 1,16m_{\rm p}$.

Pontosabb tömegmérést hajtott végre Chadwick és Goldhaber (1935), amikor a deuteront fotonokkal bombázták, és a fotonbefogást követő szétesést detektálták. A fotonok egy küszöbenergia felett tudták a deuteront széthasítani. Ez a γ -küszöbenergia 2,226 MeV. A $d(\gamma, n)p$ reakció endoterm, és Q = 2,226 MeV. Tekintve, hogy a deuteron és a hidrogén tömegeit tömegspektrometriai mérésekből pontosan ismerték, ennek alapján a neutrontömeg:

$$m_{\rm n} = m_{\rm d} - m_{\rm H} + 2,26 \text{ MeV/c}^2 \approx 1,00138 m_{\rm p}.$$

13.1.2. Átlagos élettartam

A neutron tömege kicsit nagyobb, mint a hidrogénatom tömege. Ezért egy szabad neutron protonra és elektronra tud szétesni:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu} + 780 \text{ keV}.$$

Ez egy tipikus β^- -bomlási folyamat. A neutron β -bomlás
ának felezési ideje olyan nagy, hogy anyagban elnyelődik, mielőt
t β -bomlást szenvedne. A neutronok felezési idejét először az 50-es években mérték meg nagyfluxusú reaktor mellett, és $T_{1/2}\approx 10,61$ perc adódott.

13.1.3. A neutron spinje és mágneses nyomatéka

A neutron sajátperdülete (spinje) 1/2-es. Kísérleti tapasztalat, hogy a páratlan számú nukleont tartalmazó atommagok perdületkvantumszáma 1/2 páratlan számú többszöröse. Ugyanakkor a páros számú nukleont tartalmazó magok eredő spinje egész típusú. Figyelembe véve, hogy a magok protonokból és neutronokból épülnek fel, s hogy a proton spinje kísérletileg 1/2-nek adódott, a fenti törvényszerűséget le tudjuk írni, ha feltételezzük, hogy a neutron spinje 1/2 páratlan számú többszöröse, azaz 1/2, 3/2, 5/2 stb. Monoenergiájú neutronnyalábbal végzett Stern-Gerlach-kísérlettel kimutatható, hogy a neutron spinje 1/2.

A neutron mágneses dipólmomentuma: -1,913148 magmagnetonegység. A neutron mágneses nyomatékának vizsgálatánál kiindulási alapot a proton és a deuteron adatai képezték: +2,8 és +0,8 magmagneton. Ezekből az adatokból következik, hogy a neutron elég nagy negatív mágneses nyomatékkal kell, hogy rendelkezzék. Ez, figyelembe véve a neutron elektromosan semleges jellegét, elég meglepő. A legkézenfekvőbb magyarázatot az a feltételezés szolgáltatja, hogy a piontérrel állandó kölcsönhatásban álló nukleonok életük egy részét "disszociált állapotban" töltik ($p \leftrightarrow n + \pi^+$ és $n \leftrightarrow p + \pi^-$). Az elektromosan töltött pionok (π -mezonok) árama mágneses nyomatékot képvisel, és ez lehet a magyarázata annak, hogy a neutron mágneses nyomatéka zérustól különbözik, és hogy negatív (a disszociációnál negatív pionok keletkeznek). Ugyanakkor szemléletesen magyarázza azt is, hogy miért anomálisan nagy a proton mágneses nyomatéka (pontszerű proton mágneses momentumára $1 \cdot \mu_{mag}$ értéket várnánk). Az előbbiek alapján igen fontos és elvi jelentőségű kérdés volt a neutron mágneses dipólus nyomatékának kísérleti meghatározása. A mérés elvét I. I. Rabi dolgozta ki és ő végezte el először a kísérletet.

13.2. Neutronforrások

Mivel a hidrogén kivételével minden atommag tartalmaz neutront, illetve neutronokat, elvben nagyon sok atommag alkalmas neutronok előállítására. Ehhez akkora energiát kell az atommaggal közölni, mint a neutron kötési energiája. Az energiaközlés sokféleképpen történhet: α -részecskékkel, deuteronokkal, protonokkal, γ -sugárzással való bombázással. Az előzőeknek megfelelően a neutronforrásoknak nagyon sok változata lehetséges. A gyakorlatban ez a kör leszűkül: lehetőleg olyan reakciót alkalmaznak, amelyben a targetmagban a neutron kötési energiája alacsony (a deutérium 2,226 és a berillium 1,666 MeV-os kötési energiája kivételesen alacsony az átlagos 8 MeV-hoz képest). A bombázó részt könnyen lehessen nagy intenzitással előállítani, és a reakció hatáskeresztmetszete már kis bombázó energiáknál megfelelően magas legyen.

A neutronforrásokat három csoportba lehet sorolni: radioaktív neutronforrások, gyorsítós neutronforrások és az atomreaktor.

13.2.1. Radioaktív források

Ennél a típusnál a bombázó részeket radioaktív izotópok szolgáltatják. A bombázó részecske α - vagy γ -sugárzás. A targetanyag legtöbbször berillium. A leggyakoribb neutronforrás-típusok ebben a kategóriában a következők: a Ra–Be, Pu–Be és a Po–Be források. A neutront termelő reakció mindháromnál a tradicionális: ⁹Be (α, n) ¹²C. A keletkezett neutronok energiája nem homogén, ami könnyen érthető, mivel egy adott magreakcióból (mint az energia- és impulzusmegmaradás törvényének alkalmazásával könnyen belátható) csak akkor kapunk monoenergetikus neutronokat, ha rögzítettek a következő mennyiségek:

- a bombázó rész energiája,
- a kilépő neutronnak a bombázó rész irányával bezárt szöge,
- a reakcióhő. Az említett neutronforrásoknál ezen feltételek egyike sem teljesül: az α-részecske lefékeződik a Be-ban, így a maximális energiától nulláig mindenféle kinetikus energia előfordulhat. Az α-részek a tér minden irányában kirepülnek, ezért rögzített szögviszonyokról nem beszélhetünk. Végül a reakció sok esetben nem a keletkező C atommag alapállapotára vezet, hanem gerjesztett állapotára, és így a Q reakcióhő sem egyértékű.

Ra–Be forrás. Ilyenkor az α -részecskék a rádium α -bomlásakor keletkeznek. A forrás intenzitása lassan változik, mégpedig az egyensúlyi állapot elérése után a rádium felezési idejének, azaz 1600 évnek megfelelően csökken, ez a csökkenés azonban olyan kis mértékű, hogy nem zavar, egyébként is korrekcióba vehető. Ez az oka, hogy az egyetemi oktató-laboratóriumban szívesen használnak ilyen neutronforrást. A rádiumforrás hátránya, hogy intenzív γ -háttér is fellép. A Pu–Be, plutónium–berillium forrás hasonló működésű.

Po–Be forrás. A ²¹⁰Po 138 napos felezési idővel bomlik és α -részecskéket sugároz ki. A gyors felezési idő miatt a neutronforrás intenzitása is 138 nap felezési idővel csökken. Ez az aránylag gyors változás a forrás hátrányai közé tartozik. Előnye ugyanakkor az, hogy γ -sugárzás alig lép fel, így a sugárvédelem lényegesen egyszerűbb.

Fotoneutron-forrásnak nevezzük azokat a forrásokat, amelyeknél γ sugárzással, fotonokkal indítjuk meg a neutrontermelő reakciót. A megfelelő energiájú γ -sugárzás vagy Be-, vagy nehézvíz-céltárgyra esik és a következő reakciók mennek végbe: ${}_{4}^{9}$ Be $(\gamma, n) {}_{4}^{8}$ Be, ahol a 8 Be nagyon hamar két α -részecskére esik szét; ${}_{1}^{2}$ H $(\gamma, n) {}_{1}^{1}$ H. γ -forrásként általában atomreaktorban előállított radioaktív izotópokat használnak.

Hasadásos neutronforrások. A 252 Cf atommagja 3% valószínűséggel spontán elhasad. Hasadásakor átlagosan 3,86 neutron keletkezik. Ezen hasadásos neutronforrás felezési ideje 2,64 év, a kalifornium atommag felezési idejének megfelelően. A kalifornium-preparátumot ha paraffinburkolattal vesszük körül, akkor lassú neutronok forrását állíthatjuk elő. Egy másik kalifornium izotóp, a 254 Cf szinte 100% valószínűséggel hasad, és hasadásakor 225 MeV energia szabadul fel. Ezen izotóp felezési ideje 60 nap, ezért nem terjedt el neutronforrásként.

13.2.2. Gyorsítós neutronforrások

A gyorsítós neutronforrások fontos előnye a jóval nagyobb hozam, valamint kutatási feladatok esetén az, hogy monoenergetikus neutronokat lehet vele előállítani.

a) <u>Neutrongenerátor</u>. Csupán 150 kV feszültséget használó lineáris kaszkádgyorsító mellett is lehet neutronokat generálni az alábbi két magreakcióval:

$${}_{1}^{2}\text{H} + {}_{1}^{2}\text{H} \rightarrow {}_{2}^{3}\text{He} + n \quad Q = 3,2 \text{ MeV} \quad \text{és} \quad {}_{1}^{3}\text{H} + {}_{1}^{2}\text{H} \rightarrow {}_{2}^{4}\text{He} + n \quad Q = 17,6 \text{ MeV}.$$

Ezek előnye, hogy a felgyorsított deutériumion-nyalábot csak a Coulombtaszítás leküzdése miatt kell felgyorsítani. A deuteron- és tríciummagok fúziója során keletkező neutronok a nagy reakcióhő miatt 14 MeV mozgási energiával keletkeznek, a maradék energiát a visszalökődő α -részecske viszi el. A neutronok közel izotróp módon lépnek ki, meghatározott energiával. Ez az energia a nyalábirányhoz viszonyított szög függvényében változik, de minden szöghöz egy adott neutronenergia tartozik.

A ${}_{1}^{2}$ H(t, n) ${}_{2}^{4}$ He reakciót gyakran alkalmazzák ipari célokra szolgáló berendezésekben, mert nagy hozamú és monokromatikus neutronokat szolgáltat. A gyakorlatban a targetként szolgáló tríciumgázt titán-, cirkóniumvagy palládiumkorongra adszorbeálják. Ezek az anyagok a felületükön nagy mennyiségű tríciumot képesek megkötni. Nagy hozama miatt laboratóriumokban is kedvelt neutronforrás. Az ezt a reakciót felhasználó gyorsítókomplexumot neutrongenerátornak is szokás nevezni. A szokásos üzemi körülmények között a neutrongenerátorok kb. 14 MeV-os neutronokat szolgáltatnak. Éppen a neutronforrás viszonylagos olcsósága és egyszerűsége miatt számtalan neutronfizikai mérés történt 14 MeV-os neutronokkal. Sok szempontból előnyt jelent még, hogy a reakcióban (a neutronokkal egyidőben) keletkező α -részecskék könnyen detektálhatók és kijelölik azt az időpillanatot, amikor a neutron elindul a céltárgyról.

b) Nem monoenergiájú gyorsneutronforrások. Az előző részben láttuk, hogy a neutronokat (p, n) reakcióval is ki lehet ütni az atommagból. Ilyen reakciókat alkalmazva, tetszőleges energiájú neutronnyaláb előállítható, ha a protonokat változtatható energiára gyorsítjuk fel, például lineáris vagy ciklikus gyorsítóval. Ekkor előre fókuszált neutronokat kapunk a (p, n) reakció tulajdonságainak megfelelően. Ilyen elrendezésre példa a ⁶Li(p, n) ⁶Be reakció, és a kilépő neutron szögének függvényében változik az energiája. Ez az energiaváltozás azért nagyobb a neutrongenerátor hasonló energiaváltozásánál, mert ott 100 keV nagyságrendű volt a nyaláb sebessége.

c) Spallációs neutronforrás. Napjaink korszerű nagy fluxusú neutronforrásai a spallációs neutronforrások. Ilyen működik Angliában (ISIS) és tervezés alatt van Ausztriában (Austron). A spalláció lényege az, hogy GeV-ra felgyorsított protonokkal bombáznak ólom- (vagy más nehéz-) atommagot, és az hirtelen nagyon nagy gerjesztési energiára tesz szert, a proton lényegében felrobbantja. Minden ilyen ütközésben a bombázott nehéz mag neutron/proton aránya miatt sok neutron keletkezik. A reakció leállítható a protonnyaláb megszüntetésével, nincs láncreakció, biztonságos neutronforrást kapunk. A spallációs forrásoknál az egy neutronimpulzusban a fluxus maximuma a $10^{20} \frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \text{s}}$ -ra is felmehet, az időátlagban $10^{17} \frac{\text{n}}{\text{cm}^2 \text{s}}$ fluxus mellett. A spallációs forrásokat lassító közeggel kell körülvenni, ha lassú neutronokat használnak fel a kísérletekben. A neutronnyaláb impulzusokban és folyamatosan is előállítható, annak függvényében, hogy a protonokat milyen üzemmódban gyorsítják.

13.2.3. Atomreaktor, mint neutronforrás

Az atomreaktorok aktív zónája nagy intenzitású neutronforrás. Reaktorból származó neutronokkal számos kísérletet lehet végezni. A védelmi betonfalba az aktív zónáig egy hosszú lyukat kell fúrni, így egy nagy intenzitású lassúneutron-forrást kapunk. Ilyen célokra külön kutató-reaktorokat építettek, energiatermelő reaktor soha nem funkcionál neutronforrásként.

Különleges helyet foglal el a lassúneutron-spektroszkópiában (és általában a neutronfizikában) a dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben felépített rendkívül egyszerű elgondoláson alapuló, egyedi megoldást jelentő impulzusreaktor (IBR). Ennél maga a reaktor termeli impulzusszerűen a neutronokat, ahogy azt a következő fejezetben részletesen bemutatjuk.

13.3. A neutronok detektálása

A neutronok érzékelése, mivel semleges részecskék, csak másodlagos effektusok révén történhet. Éppen ezért a detektálás szempontjából megkülönböztetünk lassú- és gyorsneutron-detektorokat. A gyors neutronokat a protonokon történő rugalmas szórás segítségével (a meglökött proton ionizál) detektáljuk. Lassú neutronokat olyan magreakciók segítségével detektáljuk, amelyek során töltött részecske keletkezik.

Lassú neutron detektálása majdnem kizárólag a

$${}^{10}_{5}\text{B} + n \rightarrow {}^{7}_{3}\text{Li} + {}^{4}_{2}\text{He} + 2,78 \text{ MeV}$$
$${}^{6}\text{Li} + n \rightarrow {}^{3}\text{H} + {}^{4}\text{He} + 4,6 \text{ MeV}$$
$${}^{116}\text{Cd} + n \rightarrow {}^{117}\text{Cd} + \gamma$$

magreakciók segítségével történik, ezeknek kifejezetten nagy a neutronelnyelési hatáskeresztmetszetük. A magreakció után a keletkezett részecskéket ionizációs kamrával vagy szcintillációs detektorral lehet detektálni. Az ionizációs kamrát BF₃ gázzal töltve jól használható neutrondetektort kapunk. A detektorként használt szcintillátorok bór-, illetve lítiumtartalmú anyagok. Igen alkalmas valamilyen bórvegyülettel kevert ZnS, amelyet műanyagba ágyaznak. Jól használhatók a bórsavas poliészterek, a LiI(T1) és LiI(Eu) egykristályok és lítiumtartalmú üvegek. Ezen detektorok hatásfoka igen jó, mivel ⁶Li és ¹⁰B esetén a lassú neutronokra vonatkozó hatáskeresztmetszet nagy.

A gyors neutronok detektálása a meglökött protonok regisztrálásán alapul. A neutron-proton rugalmas ütközésben a neutron protonnak átadott energiája $E_p = E_n \cos^2 \varphi$, a proton meglökődési szögének függvényében. Ilyenkor a proton által a detektorokban keltett fényhozam nem arányos a

neutron energiájával. Azonban ha a proton meglökési szöge izotróp a tömegközépponti rendszerben (térben egyenletes valószínűségű), akkor a protonnak átadott energia valószínűségeloszlása $0 - E_n$ -ig konstans a laboratóriumi rendszerben. A szerves kristály-, plasztik és folyadékszcintillátorok igen alkalmasak a neutronok detektálására. Homogén szcintillátorban a fényvillanások a meglökött protonok energiaeloszlásának felelnek meg, a keltett fényhozam nem arányos a leadott energiával szerves szcintillátorokban, hanem egy bonyolultabb függvény kapcsolja őket össze. Annak következtében, hogy a neutron rugalmas szórása izotróp, az energiaeloszlása konstans. A meglökött protonok energiája $0 - E_n$ energiatartományba esik. Ha monoenergiájú neutronokat vizsgálunk, akkor a detektor fényhozameloszlása véget ér E_n nél (ilyenkor a proton és a neutron centrális ütközésben vettek részt), ez az érték felel meg a neutron energiájának. Neutronok energiáját a repülési idejük alapján lehet megmérni. A keletkezésük ha gyorsító mellett történik, akkor a gyorsított részecske impulzusainak targetre érkezési ideje a gyorsító működéséből jól megállapítható. Magreakcióval keltett neutronok esetében az indulás időpontját a reakcióban a neutronnal egyszerre keletkező töltött részecskék adják.

A gyors neutronok detektálásánál alapvető fontosságú feladat a neutronok elkülönítése a γ -fotonoktól. Magreakción alapuló detektálásnál a fotonok nem indukálják a reakciót. A proton visszalökődésén alapuló detektorokban a γ -fotonok is meglökhetnek elektronokat, azok ugyanúgy kelthetnek fényt a szcintillátorban, és nem lehet őket a töltött részecskék szelekciójával kizárni. A γ -fotonoknak a neutronoktól történő elválasztására több módszer is ismert. Az egyik leggyakoribb eljárás speciális folyadékszcintillátoranyagokat használ, és alapja az, hogy a protonok, ill. az elektronok energialeadásánál más lesz a szcintillációs fény hozamának időbeli változása, jelalakja (ez a jelalak-diszkrimináció).

13.4. Neutronspektroszkópia

A neutronspektroszkópia kísérleti módszere lényegében hatáskeresztmetszet-mérés. A teljes vagy a parciális hatáskeresztmetszetek energiafüggését mérik változtatható energiájú neutronnyalábbal. A neutronspektrométerek a kölcsönhatásban részt vevő neutronok energiájának mérését teszik lehetővé. Neutronspektrométereken a neutronforrást, a neutron vagy a reakciótermék detektálására szolgáló detektort és a neutronenergia meghatározását végző berendezést együttesen értjük. A mérendő neutronenergia szerint kb. 100 keV alatt lassú, 100 keV felett gyors neutronspektrométerekről beszélünk. A megkülönböztetést a neutronforrások energiaspektruma, a

Neutronok

detektorok energiafüggése, valamint az energiamérésben fellépő technikai problémák különbözősége indokolja.

13.4.1. Repülésiidő-spektrométer

A neutron energiáját sebességméréssel is meg lehet határozni. A repülési időt mérő spektrométerekben a repülési táv kezdetén neutroncsomagot állítunk elő, ennek időpontja az időmérés kezdete. L távolság megtétele után a neutroncsomag a neutronok sebességének megfelelően széthúzódik. A neutronok detektálásának vagy a neutronok által keltett reakciótermék detektálásának időpontjáig eltelt ún. repülési idő eloszlásából a neutronok energia szerinti eloszlása, ill. a reakciót létrehozó neutron energiája meghatározható. Ily módon a spektrométer a neutronokat az energiájuk szerint szeparálja.

Gyorsneutron-spektroszkópiában folyamatosan működő gyorsítóval is lehet repülési idő alapján neutronenergiát mérni, ha a neutronkibocsátás töltött részecske kibocsátásával jár. A nulla időpontot ebben az esetben a neutronokkal együtt keletkező részecske jelzi.

A sokcsatornás időanalizátorok $10^{-2}-10^{-9}$ s között nagypontosságú időmérést tesznek lehetővé, és ezzel a repülésiidő-spektrométereket nagypontosságú neutronenergia-mérő spektrométerekké avatják.

13.4.2. Kristályspektrométer

A kristályspektrométer térben szeparálja a neutronokat energiájuk szerint, monoenergetikus neutronnyalábot állít elő egykristályon történő koherens neutronszórás segítségével. Ha jól kollimált neutronnyaláb egy egykristály valamely kristálysíkjára Θ szög alatt esik (13.2. ábra), akkor a nyaláb eredeti irányához képest 2 Θ szögben interferencia-maximum figyelhető meg az olyan energiájú neutronokra, melyekre teljesül a Bragg-feltétel: $n\lambda = 2d\sin\Theta$, ahol az n egész szám a reflexió rendje, d a kristálysíkok közötti távolság, λ a neutronok hullámhossza.



13.2. ábra. Bragg-feltétel szemléltetése. A d rácsállandó, Θ a neutron beesési szög, λ a neutronok hullámhossza

A kristályspektrométerek felépítését vázlatosan a 13.3. ábra mutatja. Spektrométer céljára Be, LiF, Pb, Cu, CaF₂ kristályokat alkalmaznak. Az 1. kollimátor által előállított nyaláb Θ szög alatt esik a kristályra. A 2. kollimátor a háttér csökkentésére szolgál, kiválasztja a 2 Θ irányban koherensen szórt neutronokat. A kristály és a 2. kollimátor összehangolt forgatásával a kiválasztott energia folytonosan változtatható. Az energiafelbontás a kristályspektrométerek alkalmazhatóságát 20 eV-nál kisebb neutronenergiákra korlátozza. 10 eV felett a repülésiidő-spektrométerek jobbnak bizonyulnak.



13.3. ábra. Kristályspektrométer vázlatos rajza (A Soller-kollimátor hossza \sim 120 cm, a rések szélessége ~ 0.05 m)

13.4.3. Gyorsneutron-spektroszkópia

A gyors neutronokkal keltett magreakciók vizsgálata a magfizika nehéz feladatai közé tartozik. Míg a töltött részecskéket közvetlenül, a neutronokat csak közvetve, reakciótermékeik vagy a visszalökött magok ionizációja útján lehet detektálni. A közvetett regisztrálás következményeként a gyors neutronokkal végzett kísérletekben igen hosszú az adatgyűjtési idő. A kezdeti időpont megállapítása két módon történhet:

A neutronok valamely magreakció termékeként gyorsított ionnyaláb hatására lépnek ki. Az ionnyaláb modulálásával biztosítani lehet, hogy a targetet csak impulzusokban érje az ionáram, ezáltal a neutrontermelés is csak impulzusokban történjen. A neutronkilépés időpontját az ionimpulzussal szinkron elektromos impulzus jelzi.

Az ionnyaláb pulzálásának egyszerű módszere az ún. sepertetési eljárás. A jól fókuszált ionnyaláb eltérítő lemezpár között halad át. A lemezekre nagyfrekvenciájú szinuszos feszültséget kapcsolnak. Az eltérített nyaláb rés előtt halad át. Minden periódusban kétszer a zérus átmenetek környékén a nyaláb átjut a résen. Az impulzus időtartama az eltérítő feszültség amplitúdójával és a rés méretével szabályozható.

Egy másik szellemes eljárás, amikor a folyamatos ionnyalábot nem szaggatják meg klasszikus értelemben, hanem csomókba húzzák össze. Ez az összecsomósítás (bunching) kétféle módon valósítható meg: a) Egy adott időtartamon belül a korábban érkező ionokat fokozatosan lelassítják, a később érkezőket pedig jobban felgyorsítják. Így ezek megfelelő távolság befutása után (a targetnél) utolérik a korábban indult, de lassabban haladó ionokat. Ez az elektrofizikában klisztron-elvként ismert eljárás alkalmazása ionokra. A sebességmoduláció miatt a pulzált nyaláb energiaszórása nagyobb lesz, mint a folyamatos nyalábé volt.

b) Az előzőleg már megszaggatott ionnyalábból a korábban érkező ionokat egy hosszabb, a később jövőket pedig rövidebb pályára terelik egy szektor alakú mágnes segítségével. Így a target helyére a hosszabb pulzusban levő összes ion majdnem egyszerre érkezik meg. Az irányeltérítés miatt az összenyomott nyaláb szögdivergenciája lényegesen megnő, a folyamatos nyaláb irányszórásához képest. A módszert felfedezőjéről Mobley-féle mágneses bunchingnak szokás nevezni.

Feladatok

- 13.1. Mekkora a proton visszalökődésének energiája a neutron β -bomlásakor, ha az elektron és az antineutrínó 60°-os szögben lépnek ki és kinetikus energiáik megegyeznek?
- 13.2. Egy neutrongenerátor neutronokat termel a t + d reakció alapján, a deutériumnyaláb energiája 200 keV. Mekkora az előre- és a hátrainduló neutronok energiakülönbsége?
- 13.3. $A=1000~\frac{\mathrm{db}}{\mathrm{sec}}$ intenzitású 10 MeV-os neutronnyaláb halad át egy visszalökődési n-detektoron. A $(E,\Delta E)$ energiatartományban, E=4 MeV, $\Delta E=0,1$ MeV, 60 s alatt 300 neutron adott le energiát. Mekkora ezen az energián a detektálás hatásfoka?
- 13.4. Egy rendezetlen irányú termikus neutronfluxust hozunk létre T hőmérsékletű közegben. A közegben ⁶Li található, ami neutronbefogással ⁶Li(n, α)d alapján átalakul. A neutronsűrűséget állandónak feltételezve, és ismerve, hogy $T = 0^{\circ}$ -on percenként 10 000 α -részecske keletkezik, becsüljük meg, hogy 100°-on hány α -részecske fog keletkezni 10 másodperc alatt? Ha a befogás hatáskeresztmetszete 1000 barn 0°-on, és a neutronfluxus 10¹⁰ neutron/m²s, akkor hány darab ⁶Li van a rendszerben?
- 13.5. A ²⁵²Cf az esetek 3,1%-ában spontán hasad. Felezési ideje 2,64 év. Hány neutron keletkezik 10 perc alatt egy mg ²⁵²Cf-ból, ha minden hasadásnál átlagosan 3,86 neutron keletkezik? Hány neutron keletkezik, ha a hasadványok a ¹⁰⁶₄₁Nb és a ¹⁵⁷₄₂La?
- 13.6. 5 MeV energiájú protonokkal bombázunk álló ⁷Li céltárgyat, és (p, n) reakcióval neutronok keletkeznek. Adjuk meg a neutronok energiáját a szög függvényében! A tömegek atomi egységben: ⁷Be 7,016928, ⁷Li 7,016003.

14. AZ ATOMREAKTOR

14.1. A maghasadás

A neutronok felfedezése után rövid idő múlva megindult a neutronokkal előidézett magreakciók vizsgálata. E. Fermi és munkatársai egy sor radioaktív izotópot állítottak elő. Fermi – többek között – urániumot bombázott lassú neutronokkal, a kísérlet eredményeként új transzurán elem előállítását remélte. O. Hahn, L. Meitner és F. Strassman 1939-ben kimutatta, hogy a neutronokkal bombázott uránmagban lezajló reakció eredményeként bárium és még egy, a báriumhoz hasonló súlyú mag keletkezik. A folyamatot maghasadásnak nevezték el. F. Joliot-Curie, L. Kowarski, valamint Fermi, Anderson és Szilárd Leó kísérleteiből pedig nyilvánvalóvá vált, hogy a nehéz atommagok hasadása folyamán 1-nél több neutron keletkezik. Felmerült a "láncreakció" gondolata. Hatalmas szellemi és anyagi erő koncentrálódott a hasadási kutatásokra, s az intenzív munka eredményeként 1942-ben működésbe lépett a Fermi, Szilárd és Wigner vezette csoport által épített "atommáglya" (reaktor), 1945-re pedig elkészült az atombomba. A szakirodalomban csak 1955, az atomenergia békés felhasználásával foglalkozó első genfi konferencia után jelentek meg ismét maghasadásról szóló közlemények. Újabb és újabb reaktorok tervezéséhez és építéséhez a maghasadási paraméterek egyre pontosabb ismeretére volt szükség, de természetesen a probléma fizikai érdekessége miatt is az alapkutatás előterében állt.

Vizsgáljuk most meg közelebbről a maghasadás jelenségét. Az X(a, b)Ymagreakciót hasadásnak nevezzük, ha b és Y tömegei összemérhetők. Egyes magok spontán módon is hasadnak, többnyire azonban idegen részecske hatására megy végbe a hasadás (indukált hasadás), minden esetben összetettmag-reakció útján. A gerjesztett közbenső összetettmag kettészakad, a folyamatban prompt, azonnali neutronok is kiszakadnak. Az energiaviszonyokat a kötési energia félempirikus formulája alapján lehet kiszámítani. Tekintsük pl. a ²³⁵U termikus neutron hatására végbemenő hasadását:

$$^{235}\mathrm{U} + \mathrm{n} \to Y_1 + Y_2,$$

ahol Y_1 és Y_2 a prompt hasadási termékek – fragmentek. Ezekben a neutron/proton arány ugyanaz, mint a ²³⁵U magban. A hasadás pillanatában felszabaduló energia (prompt energia):

$$Q_{\text{prompt}} = T_{Y_1} + T_{Y_2} = (m_{235}_{\text{U}} + m_{\text{n}} - m_{Y_1} - m_{Y_2})c^2.$$

Az energiamérlegben a neutron kinetikus energiáját ($\approx 0,025 \text{ eV}$) elhanyagolva $Q_{\text{prompt}} \approx 170 \text{ MeV}$. A teljes felszabaduló energia a β -bomlások, a γ -sugarak, valamint a neutronok energiáját is tartalmazza:

$$Q_{\rm telies} \approx 210 {\rm MeV}.$$

Egy atommag energetikailag akkor hasadhat két részre, ha a hasadás során energia szabadul fel. Tegyük fel, hogy az (A, Z) atommag két egyenlő (A/2, Z/2) atommagra hasad szét. A felszabadult energia pozitív, ha $Z^2/A > 17,7$, ami kb. 90–100-as tömegszám esetén következik be. Ilyen magok azonban nem szenvednek spontán bomlást, ugyanis a Coulomb-gát – hasadási gát – megakadályozza azt. A hasadási gát szemléltetése érdekében közeledjék egymáshoz két gömb alakú (A/2, Z/2) mag. Ezt ábrázolja a 14.1. ábra.



14.1. ábra. A hasadási Coulomb-gát szemléltetése

A vízszintes tengely alatt a két mag alakját szemléltettük a különböző helyzetekben. A felső görbe (1) a mag spontán bomlását szemlélteti. A 2. görbénél gerjesztési energiát – kinetikus energiát – kell bevinni a hasadás létrehozásához. A maghasadás legelső (és máig is nagyon sok vonatkozásában érvényes) elméleti leírását az A. Bohr és J. A. Wheeler által kidolgozott cseppmodell adta meg. Az elmélet alapgondolata az, hogy egy összenyomhatatlan folyadékcsepp néhány fontos vonatkozásában analóg az atommaggal, és egy ilyen csepp hasadásának tanulmányozásával helyettesíteni lehet az atommag hasadásának vizsgálatát. A maghasadásnak a cseppmodell alapján való tárgyalásában két energiatagot kell figyelembe venni, amelyek közreműködnek a kötési energia megváltozásában: ez a Coulombenergia és a felületi energia. Ez utóbbi azzal kapcsolatos, hogy a felületi nukleonok kevésbé járulnak hozzá az atommag kötési energiájához, mint a többi nukleon. Az atommagot gerjesztve a mag oszcillálni kezd, megnövekszik a felülete és ezzel együtt a felületi energiája, ez pedig a mag eredeti alakjának visszaállítására törekszik. Másrészről az elektrosztatikus erő a deformációt növelni kívánja. Ha az elektrosztatikus erő nagyobbá válik a felületi feszültségnél, a deformáció növekszik, és a mag két vagy több részre szakad szét. A legtöbb atommagnál közepes gerjesztéskor a felületi feszültség sokkal nagyobb, mint a Coulomb-erő, és a stabil magalak gyorsan helyreáll, a gerjesztést pedig a mag γ -sugarak vagy nukleonok kibocsátása útján adja le. Csak a legnehezebb elemek rendelkeznek olyan nagy protonszámmal, hogy az atommag viszonylag kis deformációja is hasadáshoz vezet.

A cseppmodell keretében ki lehet számítani azt a Z^2/A arányt, amelynél a mag már spontán széthasad, ez 48,4, ami Z > 120 esetén biztosan teljesül. Z^2/A értéke néhány fontosabb hasadó magra: ²³⁸U-nál 35,56, ²³⁵U-nál 36,02, ²³⁹Pu-nál 36,97. A nem spontán hasadó elemek esetében a hasadási küszöbenergia az az energia, amelyet át kell adni az atommagnak, hogy elérje a kritikus deformációt, amelyből már önmagától széthasad, vagyis aminek a felvételével a mag eléri a hasadási gát tetejét.



14.2. ábra. A maghasadás lefolyásának szemléltetése, a feltüntetett idők az egyes fázisok időtartamának nagyságrendjét jelzik

Összefoglalva a következőket mondhatjuk: ha az atommagban a Coulomb-taszítás nem lépne fel, egy mag tetszőleges nagy lehetne. A Coulomb-tag fellépte az oka annak, hogy a magok nem nőhetnek minden határon túl. Ha egy mag egy adott deformáció esetén energiát nyer, a deformáció tovább folytatódik és a mag lassan kettéválik. A magok deformáltságát a felületi energia akadályozza, az igyekszik a magot a legkisebb felületű, azaz gömbszerű alakúra összehúzni, míg a Coulomb-tag a további deformálódást segíti elő. Ha

$$\frac{Z^2}{A} > \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\rm kritikus} \approx 50,$$

a mag már a legkisebb deformációra is elhasad, míg a 17,7 < $\frac{Z^2}{A}$ < 50 tartományban a hasadás elvileg bekövetkezhet, de nem szükségszerű. A 14.2. ábra a hasadás lefolyását szemlélteti. A feltüntetett idők az egyes fázisok időtartamát jelentik.

A hasadó magok közül a 238 U, 235 U és 239 Pu a legjelentősebb az atomtechnikában. Ezek a magok nagy mennyiségben előállíthatók és igen nagy a lassú neutronokra vonatkozó hasadási hatáskeresztmetszetük. A 14. I. táblázatban megadjuk a termikus neutronokra vonatkozó hasadási hatáskeresztmetszetek σ_f , és a sugárzási befogási hatáskeresztmetszetek σ_γ adatait.

14. I. táblázat. A legfontosabb hasadóanyagok hatáskeresztmetszetei termikus neutronokra

	²³³ U	²³⁵ U	²³⁹ Pu
σ_f (barn)	526	578	743
σ_{γ} (barn)	49	101	266

A hasadási keresztmetszet néhány tized elektronvoltig durván az 1/Eszabály szerint változik a neutronok energiájával, majd e fölött sok éles rezonancia jelentkezik, ha a neutronok kötési és kinetikus energiája együttesen egyenlő a gerjesztett mag valamely kvantumállapotával. A spontán hasadás az α -bomláshoz hasonló kvantummechanikai effektus: a hasadási termékek keresztülhaladnak a mag széthasadását akadályozó potenciálgáton. A spontán hasadásnál keletkező hasadási termékek, neutronok és γ kvantumok adatai igen hasonlóak azokéhoz, amelyek részecskével előidézett hasadásnál keletkeznek. A hasadás során felszabaduló teljes energia mint a hasadási termékek mozgási és gerjesztési energiája jelentkezik. Ennek az energiának döntő többsége mint a fragmentek kinetikus energiája jelenik meg. A 14.3. ábra a hasadási termékek tömegeloszlását tünteti fel.

Az ábrán bemutatott, különböző magokra vonatkozó tömegeloszlásgörbékről látható, hogy a szimmetrikus hasadásnak megfelelő helyen (A/2)mély minimum van, tehát a szétszakadás döntő többségben nem egyforma tömegű atommagokra történik. A maghasadás elméletének klasszikus problémája az aszimmetrikus tömegeloszlás megmagyarázása. (A cseppmodell



14.3. ábra. A hasadási termékek tömegének eloszlása lassú neutronokkal történő bombázásnál

alapján szimmetrikus hasadás lenne várható.) A hasadási termékek a szétrepülésükkor gerjesztett állapotban vannak és neutronfelesleggel rendelkeznek. A gerjesztési energia jelentős részétől neutronok kibocsátása révén szabadulnak meg. A hasadási termékek és a belőlük kirepülő neutronok közötti szögkorreláció alapján arra következtethetünk, hogy a neutronkibocsátási idő felső határa $4 \cdot 10^{-14}$ s. Ezeket a neutronokat a prompt jelzővel szokták megkülönböztetni a késő neutronoktól, amelyek nagyságrendekkel később, a bomlásokat követően lépnek ki. Néhány hasadómagra vonatkozóan a kibocsátott neutronok átlagos száma termikus, illetve spontán hasadásnál:

^{233}U	2,57
²³⁵ U	2,44
²³⁹ Pu	2,88
^{252}Cf	3.77

A hasadási neutronok energiaspektrumát kísérletileg többféle módszerrel vizsgálták. A neutronok energiaeloszlását empirikusan egy párolgási jellegű formulával lehet leírni. ²³⁵U-ra vonatkozóan:

$$N(E) \approx 0.484 \cdot e^{-E} \operatorname{sh}\left(\sqrt{2E}\right).$$

A hasadási termékek a prompt neutronok kibocsátása után még neutronfelesleggel rendelkeznek, β^- -emisszió útján jutnak el a stabilis izobárig. Ritka esetben a β^- -kibocsátás után keletkező izobár olyan gerjesztéssel rendelkezik, amely nagyobb a neutron kötési energiájánál, akkor neutront bocsát ki. Ez leginkább akkor következik be, amikor a β^- -bomló mag neutronszáma egy-két párral több, mint ami a lezárt neutronkonfigurációinak (N = 50 és 82) megfelel. Nyilvánvaló, hogy a neutronkibocsátás felezési ideje azonos a megelőző izobár β^- -kibocsátási felezési idejével. A késő neutronok létezését 1939-ben mutatták ki. Azóta sok vizsgálat folyt e téren, mivel az atomreaktorok kinetikai viselkedése és vezérlése szempontjából a késő neutronok fontos szerepet töltenek be, továbbá fizikai vonatkozásban is érdekes a neutronfelesleggel rendelkező magok képződésének és tulajdonságainak megismerése. A 14. II. táblázat a késő neutronok hozamát és felezési idejét mutatja néhány atommagra.

14. II. táblázat. Késő neutroncsoportok ²³⁵U termikus neutronokkal történő hasításakor (η az egy hasadásra jutó késő neutronok száma %-ban).

csoport	felezési idő (s)	bomlási áll. (s^{-1})	energia (MeV)	η
1	55,7	0,0124	0,25	0,052
2	22,7	0,0305	0,56	0,346
3	6,22	0,111	0,43	0,310
4	2,30	0,301	0,62	0,624
5	0,610	0,14	0,42	0,182
6	0,230	3,01		0,066

14.2. A láncreakció

A hasadás során neutronok lépnek ki a magból, amely neutronok egy része további hasadást indukálhat az őket körülvevő hasadóanyagban. Ha egy vagy ennél több neutron kelt újra hasadást, a hasadás önfenntartó lesz, láncreakció következik be. Ha átlagosan egy neutron kelt újabb hasadást, a felszabaduló energia állandó, ez a helyzet a reaktorban. Ha egynél több neutron kelt újabb hasadást, a felszabaduló energia exponenciálisan növekszik, ez a helyzet az atomreaktorokban az indítás után a megadott teljesítmény eléréséig, és ez a helyzet (ellenőrizhetetlenül) az atombombában. Nukleáris eaktoroknak (vagy kevésbé pontosan atomreaktoroknak) nevezzük azokat a berendezéseket, amelyekben neutron által kiváltott maghasadások mennek /égbe, és ennek során energia szabadul fel. A reaktorfizika elméletének fő problémája a neutronok vándorlásának, diffúziójának és sokszorozódásának árgyalása. Mennyi a valószínűsége annak, hogy egy hasadás során kilépett neutron újabb hasadást idéz elő? A kilépő neutronokkal a következők történhetnek:

- 1. Kilépnek a rendszer felületén.
- 2. A hasadóanyaggal együtt jelen levő nem hasadó anyagokban fogódnak be.
- 3. Hasadóanyagban fogódnak be, de nem idéznek elő hasadást.
- Hasadás következik be. A reaktor működése szempontjából az egyetlen hasznos folyamat a 4.

A reaktorfizika főbb problémáinak megértése céljából először tekintsünk egy igen egyszerű esetet. Álljon a "reaktormodell" tiszta ²³⁵U-ból és legyen gömb alakú. Ebben a rendszerben főleg az alábbi két magreakció megy végbe:

 $^{235}\text{U}+\text{n}\rightarrow2$ hasadási termék + 2–3 neutron + $\beta+\gamma+\text{energia},$
 $^{235}\text{U}+\text{n}\rightarrow~^{236}\text{U}+\gamma.$

Az első reakciót nevezzük hasadásnak, a másodikat pedig abszorpciónak. Majdnem minden anyag abszorbeál neutronokat, de nagyon különböző mértékben. A hasadásnak az a tulajdonsága, hogy egyidejűleg ν db új neutron is keletkezik, teszi lehetővé a láncreakció kialakulását. A fenti 2 reakció egymás mellett megy végbe, de különböző valószínűséggel. Az abszorpció és a hasadás gyakoriságának hányadosát jelöljük α -val. Az összes lezajló reakcióknak $1/(1+\alpha)$ hányadosa hasadás, $\alpha/(1+\alpha)$ hányadosa pedig abszorpció. Ennek figyelembevételével kapjuk, hogy egy reakcióra (tehát egy neutron eltűnésére) átlagosan

$$\eta = \frac{\nu}{1+\alpha}$$

új neutron megjelenése esik. ν és η értéke függ a hasadóanyag fajtájától és a neutron energiájától. Általában 2,5 < ν < 3,0 és 1,75 < η < 3,0.

Minthogy ν és η értéke 1-nél nagyobb, önfenntartó láncreakció alakulhat ki, ha a keletkező hasadási neutronok számával a gömbben abszorbeálódó és a gömbből eltávozó neutronok száma egyensúlyt tart. A rendszerben lezajló neutronkeletkezések és abszorbeálódások hányadosa a rendszert alkotó anyag tulajdonsága, az anyag neutronsokszorozó képességét fejezi ki és k_{∞} nel jelöljük. Ennek nagysága tehát nem függ a gömb méretétől. Az eddigiek alapján $k_{\infty} = \eta$. Bonyolultabb felépítésű rendszerekben k_{∞} kifejezésben egyéb tényezők is szerepelnek. A rendszerből eltávozó neutronok hányada, a "kifolyás", viszont függ a gömb méretétől. Minél nagyobb a gömb, annál kisebb lesz a relatív kifolyás, mert a felszín/térfogat arány nagyobb gömbnél kisebb, mint kisebbnél. Így alakul ki egy "kritikus" méret, amelynél éppen fennáll, hogy

és a reakció stacionáriusan megy végbe. Ennél nagyobb méretű gömbben a reakcióban részt vevő neutronok száma időben egyre növekszik, a rendszer "szuperkritikus", kisebb méretű gömbben pedig a reakció fokozatosan lecseng, a rendszer "szubkritikus". Annak a valószínűségét, hogy egy hasadásból származó neutron élete során nem lép ki a gömbből (hanem előbb vagy utóbb abszorbeálódik), *P*-vel jelöljük. Vagyis minden abszorbeált neutronra jut η keletkező neutron, ezekből $(1 - P)\eta$ eltávozik a rendszerből, ηP bent marad. A rendszerben a neutronok száma a láncreakció folyamán nem változik, ha a

$$k_{\text{eff}} = \eta P$$

mennyiség értéke éppen 1. k_{eff} -et kritikussági tényezőnek vagy effektív sokszorozási tényezőnek nevezik. Értéke a rendszer anyagi összetételétől és méreteitől is függ. Szuperkritikus reaktorban $k_{\text{eff}} > 1$, szubkritikusban $k_{\text{eff}} < 1$.

Valóságos rendszerekben azonban a helyzet nem ilyen egyszerű. Mindenekelőtt azt kell látni, hogy a valóságos reaktorok szükségképpen igen bonyolult geometriai felépítésűek. Tömör urángömbből, még ha a belsejében az urán az olvadáspont körüli hőmérsékletre kerül is, viszonylag csekély hőteljesítmény vonható el, ha csak a felszínt hűtjük. A nagyteljesítményű reaktorok ezért mindig úgy készülnek, hogy a fűtőanyag kis vastagságokban (rudak, esetleg lemezek formájában) van jelen és köztük az egész reaktorban egyenletesen, gyorsan áramló hűtőközeg van. Ez az elrendezés eleve bonyolult, és ha figyelembe vesszük, hogy a fűtőanyagot rendszerint egyéb fémmel burkolják, az egészet pedig mechanikailag tartószerkezet fogja össze, nyilvánvaló, hogy a reaktor geometriai és anyagi összetétel szempontjából igen komplex lesz. Ezekben a reaktorokban a rendszerbeli neutronokkal többféle dolog történhet, ennek megfelelően a kritikussági tényező értékét több folyamat befolyásolja. Láttuk, hogy a hasadóanyag mellett valamilyen más, pl. hűtő- vagy szerkezeti anyag is jelen van. Ezek az anyagok bizonyos valószínűséggel neutronokat abszorbeálnak. Nevezzük termikus hasznosítási tényezőnek és jelöljük f-fel a következő hányadost:

$$f = \frac{\text{a fűtőanyagban abszorbeált neutronok száma}}{\text{az összes abszorbeált neutronok száma}}$$

Az eddigieket összefoglalva a 14.4. ábrán látható diagram segítségével nyomon követhetjük a reaktorban a neutronpopuláció sorsát.



14.4. ábra. Egy neutrongenerációban bekövetkező események egyszerűsített vázlata

Ha az utolsó lépésben kapott mennyiség:

$$k_{\text{eff}} = \eta f P = k_{\infty} P$$

egyenlő 1-gyel, az ábra szerinti folyamat egyszerűen elölről kezdhető, és tetszés szerinti neutrongeneráción keresztül folytatható – a rendszer kritikus.

14.3. A neutronok lassítása

A 14.1. fejezetben láttuk, hogy a hasadásnál különböző, általában nagyenergiájú (gyors) neutronok keletkeznek, amelyeknek a spektrumát az ott található formula írja le. A neutronok kölcsönhatásának (így a hasadásnak is) hatáskeresztmetszete általában igen erősen függ a neutronok energiájától. A kölcsönhatás valószínűsége, azaz a hatáskeresztmetszet, annál nagyobb, minél kisebb a neutron energiája. Ezért a reaktorok működése szempontjából alapvető fontosságú, hogy a hasadásnál keletkező nagyenergiájú, gyors neutronokat lelassítsuk. A gyors neutronok alacsony rendszámú atommagokból álló közegbe kerülve sorozatos rugalmas ütközések révén elvesztik energiájukat, lelassulnak. Ha a szóróközeg atommagjainak befogási hatáskeresztmetszete (σ_a) kicsi a szórási hatáskeresztmetszethez (σ_s) képest, akkor a neutron mindaddig energiát veszít, míg energiája azonos nagyságrendű nem lesz a szóróközeg atommagjainak hőmozgási energiájával. Ezután a neutron egyaránt nyerhet vagy veszíthet energiát az ütközésben, és a lassulás megszűnik. A neutronok termikus egyensúlyba kerülnek a szóró közeggel, az ilyen energiájú neutronokat termikus neutronoknak nevezzük. Normál szobahőmérsékleten a termikus neutronok energiaeloszlása közel Gauss-görbe, amelynek a maximuma 0,025 eV-nál van. A reaktorok szempontjából oly fontos lassító (moderátor) anyagokat az alábbi mennyiségekkel jellemezhetjük:

- 1. Az egy ütközésnél átlagban elvesztett energia, ξ .
- 2. Az ütközések átlagos száma, amíg a neutron a hasadási átlagenergiáról (kb. 2 MeV) lelassul a termikus energiára, azaz 0,025 eV-ra: $\frac{1}{\xi} \log \left(\frac{2 \cdot 10^6}{0.025}\right) = \frac{18,2}{\xi}$.
- 3. Lassítási képesség $\xi \Sigma_S,$ azaz a neutron lelassulás közben összesen mennyi energiát veszített.
- 4. Moderálási arány, $\frac{\xi \Sigma_S}{\Sigma_{-}}$.

Ez a mennyiség egyesíti magában mindazokat a tulajdonságokat, amelyeket a jó moderátoroktól elvárunk: egy ütközésben nagy energiacsökkenés, gyakori ütközés (nagy szórási hatáskeresztmetszet) és kis valószínűségű abszorpció (kis abszorpciós hatáskeresztmetszet). A 14. III. táblázatban összegyűjtöttük négy fontos moderátor lassítási tulajdonságait jellemző adatokat, s az összehasonlítás kedvéért felvettük a táblázatba egy tipikus nehéz mag, a ²³⁸U adatait is. Látjuk, hogy a nehézvíz (D₂O) kiemelkedően jó moderátor. Az is látszik továbbá, hogy a hidrogén moderációs tulajdonságait a viszonylag nagy abszorpció rontja le.

14. III. táblázat. A legfontosabb moderátormagok lassítási jellemzői (n = azütközések átlagos száma 2 MeV-0,025 eV energiaintervallumban).

Mag	A	ξ	n	$\xi \Sigma_S$	$\xi \Sigma_S / \Sigma_a$
¹ H	1	1,0	18	1,46	75
^{2}D	2	0,725	25	0,25	9300
⁹ Be	9	0,209	87	0,15	142
^{12}C	12	0,158	115	0,06	265
$^{238}\mathrm{U}$	238	0,084	2172	0,042	0,16

14.4. Reaktorok szabályozása

Legyen ℓ egy neutron keletkezése és abszorpciója (vagy a rendszerből való kiszökése) között eltelt idő átlagértéke: a neutron-élettartam. Jelöljük A-val

a neutron-élettartam és a kritikusságtényező hányadosát: $\Lambda = \frac{\ell}{k_{\text{eff}}}$. Ez az ún. generációs idő.

 $k_{\rm eff} = 1$ -nél $\Lambda = \ell$, a generációs idő és a neutronok átlagos élettartama a rendszerben megegyezik. Ha $k_{\rm eff} \neq 1$, a generációs idő hosszabb és rövidebb is lehet, mint ℓ .

 $k_{\rm eff}$ mellett szokás az ún. reaktivitás, ϱ használata, a kritikus állapottól való eltérés számszerű jelzésére:

$$arrho = rac{k_{\mathrm{eff}} - 1}{k_{\mathrm{eff}}}.$$

Kritikus állapotban $\rho = 0$. A reaktivitásnak meghatározó szerepe van a reaktor időbeli viselkedésében. Első közelítésként tekintsük az összes neutront prompt neutronnak. Ekkor:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\varrho}{\Lambda}N,$$

aminek a megoldása:

$$N(t) = N_0 e^{\alpha t}$$
, and $\alpha = \varrho / \Lambda$.

A neutronok száma a rendszerben exponenciálisan nő vagy csökken aszerint, hogy $\rho > 0$ vagy $\rho < 0$. Adott reaktivitás mellett a neutronok generációs ideje szabja meg az exponenciális változás gyorsaságát. A $T = \frac{\Lambda}{\rho}$ időállandó, az ún. reaktorperiódus, amely idő alatt N(t) az $e^{\pm 1}$ -szeresére változik, igen kicsi, mert $\Lambda \approx 10^{-4} sec$.

Ha az elhanyagolt késő neutronokat úgy próbáljuk figyelembe venni, hogy késésüket valamilyen effektív $\Lambda_{\rm eff}$ generációs idővel vesszük számításba, a generációs idő vagy két nagyságrenddel megnő. A késő neutronoknak ez az effektív, generációs időt növelő hatása teszi lehetővé a reaktorok szabályozását. Nélkülük a neutronfluxus időbeli változása olyan gyors volna, hogy technikailag lehetetlen lenne a szabályozás. Fontos azonban megjegyezni, hogy a késő neutronok csak addig tudják ezt a hatásukat kifejteni, amíg a sokszorozási tényező akkora, hogy egy neutrongeneráció pótlására az új generációhoz tartozó késő neutronokra is szükség van. Ha viszont a rendszer már a prompt neutronokkal szuperkritikus, akkor a késő neutronok már nem tudják érvényesíteni az időállandót növelő hatásukat, a reaktor periódusideje drasztikusan lerövidül, a reaktor szabályozhatatlanná válik. Az ilyen reaktorállapotot prompt-szuperkritikusnak nevezik, aminek az elkerülésére a reaktor üzemeltetésénél feltétlenül ügyelni kell.

Késő-szuperkritikus állapotot kell előidézni mindenkor, ha a rendszerben a teljesítményt növelni akarjuk, legfőképpen tehát a reaktor indításakor. Ez úgy történik, hogy a rendszerben szabályozórudakat (pl. valamilyen bórvegyület) helveznek el, amelyek neutronokat abszorbeálnak. Ha a rudak a zónába vannak süllyesztve, a neutronmérlegben szerepel a rudakban elnyelt neutronok száma és ez a reaktivitást csökkenti. Ha a rudak egy adott helyzetében a reaktor kritikus, a rudakat valamivel kijjebb húzva $\rho > 0$, pozitív reaktivitású állapot lép fel, ekkor a neutronfluxus, illetve -teljesítmény a késő-szuperkritikusra jellemző, viszonylag lassú exponenciális függvény szerint növekszik. Amikor a reaktor a kívánt szintet eléri, a szint a rudaknak az előbbi helyzetbe való visszahelyezésével tartható. Ha viszont a reaktort le akarjuk állítani, a szabályozórudakat mélyebbre süllyesztjük a zónába. Mivel a reaktorok biztonságos működése rendkívül fontos, ezért különböző megoldásokat kell keresni az esetleges "megszaladások" lehetetlenné tételére. Ha valami hiba folytán a rendszer reaktivitása gyorsan elkezd nőni, akkor egy lehetőség a beavatkozásra, hogy vannak olyan "biztonsági, fékező" rudak, amelyek önmaguktól (az operátorok beavatkozása nélkül) beleesnek az aktív zónába és leállítják a hasadási folyamatokat. Ezt az automatikus beleesést kiválthatja a meghatározottnál magasabb hőmérséklet vagy az előírtnál nagyobb neutronfluxus. Aramkimaradás esetén lehet olyan szabályzó rudakat beépíteni, amelyeket egy elektromágnes tart, áramkimaradásnál elenged és a rúd automatikusan beleesik az aktív zónába.

A legnagyobb biztonságot azonban az adja, ha a hőmérséklet emelkedésével automatikusan, nukleáris okokból csökken a hasadások száma, így a láncreakció előbb-utóbb befullad. Pl. lehet mechanikailag úgy megkonstruálni a hasadóanyagokat tartalmazó rudakat, hogy csak a felső pontokban legyenek rögzítve, alul nem, és ha a hőmérséklet egy bizonyos határt meghalad, akkor a rudak szétnyílnak, ezáltal a hasadóanyag tömege a kritikus alá esik. A reaktor biztonságának a biztosítása a jelenlegi reaktorkutatások és reaktorkonstrukciók legfontosabb és leglényegesebb kérdése. Nyilván kell egy szintet választani, amely még a gazdaságossági szempontok alapján megvalósítható, és garantálja az elfogadható biztonságot.

Szólnunk kell még a reaktor körüli környezet sugárvédelméről. A reaktor legfontosabb és fizikailag leglényegesebb része az aktív zóna. Az itt végbemenő folyamatoknál a hasadás során rendkívül sok radioaktív sugárzás keletkezik. Gondoskodni kell arról, hogy ezek abszorbeálódjanak és ne jussanak ki a reaktort tartalmazó helyiségbe, ott a kezelő személyzet nyugodtan tartózkodhasson. Ez a valóságban több méter vastagságú betonköpeny. A beton egy része ún. nehézbeton, amely vasat vagy nehézfémet tartalmaz, ez főleg a γ -sugárzás elleni védelmet szolgálja. Ha a reaktorban keletkező neutronokat valamilyen anyag besugárzására akarjuk felhasználni, akkor ún. függőleges csatornákban engedhetjük le a besugárzandó anyagot az aktív zóna belsejébe. Ha neutronkísérleteket akarunk végezni, akkor lezárható vízszintes csatornákon keresztül lehet a neutronokhoz hozzájutni. Az eddigiek összefoglalásaként a 14.5. ábrán összefoglaltuk a reaktor fizikai működésének rendkívül leegyszerűsített, és csak az alapelvek megértését szolgáló alapsémáját.



14.5. ábra. Egy reaktor elvi működésének erősen leegyszerűsített sémája

Mivel a hasadásnál keletkezett hő elvezetéséről is gondoskodni kell, ezt egyes esetekben magának a moderátornak (pl. víz) a keringetésével oldjuk meg, más esetekben szeparáltan. A hűtőközeg a legtöbb esetben víz, és hogy a felaktiválódott víz ne okozzon bonyodalmat, két vízkörös megoldást alkalmaznak: a primer vízkör teljesen zárt és egy hőcserélőn keresztül, keveredés nélkül adja át a hőt egy külső (szekunder) vízkörnek, amelyben a víz teljesen el van szeparálva a reaktor működésétől, és nem radioaktív. Természetesen a valóságban a reaktor sokkal bonyolultabb műszaki alkotás. Valamivel közelebb áll a valósághoz a 14.6. ábra, amely a BME tanreaktorát, ill. a 14.7. ábra, amely ugyanennek a reaktornak a keresztmetszetét mutatja be vázlatosan.

14.5. Reaktortípusok

Az emberiség "második tűzgyújtása", azaz az atomenergia első sikeres felszabadítása a chicagói egyetem udvarán történt 1942 decemberében Fermi és munkatársai – köztük a magyar származású Szilárd Leó és Wigner Jenő – által, akiknek sikerült egy "atommáglyát", azaz nukleáris reaktort az emberiség történetében először működésbe hozni. E nevezetes történelmi dá-


14.6. ábra. A BME Tanreaktorának hosszmetszete

tum után rendkívül intenzív kutatómunka kezdődött el a nukleáris fizika és technika területén, részben energetikai célból, hogy az atommaghasadásnál felszabaduló energiát makroméretekben hasznos energiává alakíthassuk át, továbbá katonai célra, az atombombák létrehozására. Mellesleg ezen két fő célkitűzés árnyékában és a fellépő problémák megoldása érdekében más típusú, kisebb reaktorok is születtek. Ma már több ezer reaktor működik a világon, és bár szigorú csoportosításuk nem mindig egyértelmű, azért bizonyos nagy csoportok világosan körvonalazódnak. Szóljunk most néhány szót a reaktorok osztályozásáról.

A reaktorok osztályozása több szempont szerint is lehetséges. A leggyakoribb osztályozás az energiatartománynak megfelelően történik, amelybe a hasadás zömét kiváltó neutronok energiája esik. Lehet osztályozni a hasadóanyag (urán, plutónium), az urán dúsításának foka, a moderátor anyaga (víz, nehézvíz, grafit) és a hűtőközeg (víz, gáz, fém) szerint. Csoportosíthatjuk a reaktorokat felhasználás szerint is. Az energia szerinti csoportosí-



14.7. ábra. A BME Tanreaktorának keresztmetszete

tás esetében megkülönböztetünk termikus, intermedier és gyors reaktorokat, amelyekben a hasadások zöme rendre termikus energián, 100 eV és termikus energia között, ill. 100 eV felett történik.

Termikus reaktorokban azt igyekeznek kihasználni, hogy a hasadóanyagok hasadási hatáskeresztmetszete termikus energián több százszor akkora, mint nagyobb energiákon. A hasadásból viszont MeV-es energiájú neutronok keletkeznek, ezeket tehát le kell lassítani. Fontos, hogy a lassító anyag – vagyis a moderátor – lehetőleg ne abszorbeáljon neutronokat. A termikus reaktor üzemanyaga lehet természetes urán is, ha grafit vagy nehézvíz a moderátor. Különösen grafit esetében a kritikus méret igen nagy. Léteznek grafitos természetes urán erőművi reaktorok, ezeket nitrogén- vagy CO₂- gázzal hűtik. Ez az ún. gáz–grafit rendszer, ilyet főleg Franciaországban, Angliában és Szovjetunióban találunk. Ilyen volt a csernobili reaktor is. A ²³⁵U-ban dúsított urán fűtőanyag alkalmazása lehetővé teszi a közönséges víz használatát moderátorként és egyben hűtőközegként is, bár vannak dúsított urán–D₂O rendszerek is. (Ez utóbbi esetben vagy csak a moderátor nehézvíz és a hűtőközeg H₂O, vagy mindkét funkciót a D₂O tölti be.)

A kedvező hasadóanyag-tulajdonságú ²³⁵U izotóp a természetes uránnak azonban csak mintegy 0,7%-a. Az uránizotópok szétválasztása kis relatív tömegkülönbségük miatt nagyon költséges, a többi hasadó izotópot pedig csak mesterséges úton lehet előállítani. A hasadóanyag legfontosabb jellemzője az egy neutron elnyelésére eső új neutronok száma, η . A természetes urán alacsony η -ja és a közönséges víz nagy abszorpciója miatt a közönséges vízzel moderált természetes urán esetében $k_{\rm eff}$ mindig 1-nél kisebb, úgyhogy ebből az anyagból reaktort csinálni nem lehet. Vízmoderátor esetén dúsított uránra van szükség.

Amikor műszaki szempontból kívánatos a reaktort egészen kis méretekben kivitelezni (pl. atommeghajtású hajók és tengeralattjárók esetében), akkor a fűtőanyagot egymáshoz olyan közel helyezik el, hogy a neutronok nem tudnak termalizálódni, és így a neutronspektrum eltolódik a nagyobb energiák felé, az intermedier tartományba.

A természetes urán η -ja gyors neutronokra a rezonancia-abszorpció miatt 1-nél kisebb, termikus neutronra viszont 1,34 körüli érték. Tehát természetes urán hasadóanyaggal csak termikus reaktort lehet működtetni. Ha dúsított hasadóanyagot használunk, akkor az η a dúsítással gyorsan nő, pl. 1% dúsítású uránra már 1,51, amely érték már elég nagy ahhoz, hogy könnyűvíz moderátorral is 1-nél nagyobb kritikussági tényező legyen elérhető.

Nagy dúsítású hasadóanyag η -ja gyors neutronokra már 2-nél is nagyobb. Gyors neutronokra az abszorpciós hatáskeresztmetszetek is kicsik, úgyhogy igen jó neutronháztartást lehet megvalósítani. A láncreakció fenntartása mellett arra is jut neutron, hogy olyan izotópban (²³⁸U, ²³²Th) nyelődjön el, amiből új hasadóanyag keletkezik (²³⁹Pu, ²³³U). Pl.:

$$\begin{array}{c} ^{238}_{92}\mathrm{U}+\mathrm{n} \rightarrow ^{239}_{92}\mathrm{U}^{*}+\gamma \\ \downarrow \\ ^{239}_{92}\mathrm{U} \rightarrow ^{239}_{93}\mathrm{Np}^{*}+\beta^{-}+\widetilde{\nu} \\ \downarrow \\ ^{239}_{93}\mathrm{Np} \rightarrow ^{239}_{94}\mathrm{Pu}^{*}+\beta^{-}+\widetilde{\nu} \end{array}$$

reakciólánc szerinti új hasadóanyagot, ²³⁹Pu-ot "tenyésztenek". Gyorsreaktorokban a kritikus méret rendszerint nem haladja meg a fél méter élhosszúságú hasábot, és nagy problémát jelent a hő elvezetése ebből a kis térfogatból. Vízhűtést nem alkalmazhatnak, mert ez moderátor bevitelét jelentené. Különböző okokból a gyors neutronok hűtésére folyékony nátriumot (vagy káliumot) használnak. A folyékony fémek alkalmazása sok technikai problémát vet fel (pl. korrózió). A folyékonyfémhűtés speciális követelményeket támaszt az alkalmazott szivattyúval szemben is. A szivattyútengely tömítésén keresztül a szabadba kerülő Na a levegőben elég, vízzel érintkezve pedig hidrogént fejleszt, ami robbanásveszélyes. Így jutottak el az elektromágneses szivattyú alkalmazásához, amelyben nincsenek mozgó alkatrészek, nincsen forgó tengely, amelyet tömíteni kell. Az elektromágneses szivattyú működési elve a villanymotoréval azonos. A folyékony fém lényegében egy csövön áramlik keresztül, miközben a csőre merőleges mágneses teret létesítünk, és mind a csőre, mind a mágneses térre merőleges rézsínen áramkört létesítünk a cső fala és a benne levő folyadék részvételével. A folyékony fém az áramot vezeti, mágneses térbe helyezett áramvezetőre erő hat. Ez az erő mozgatja a folyadékot a csőben.

A reaktoroknak a felhasználás módja szerinti csoportosítása a következő:

- 1. Energiatermelő (erőművi) reaktorok, amelyek ipari méretekben használják fel a hasadási energiát, rendszerint elektromos energia nyerése céljából. Magyarországon termikus neutront hasznosító atomerőmű van Pakson (erre még a későbbiekben visszatérünk).
- 2. A hasadóanyag-termelő reaktorok kettős célt szolgálnak: az energiatermelés mellett új hasadóanyagot hoznak létre. Ha a reaktor üzeme során több új hasadóanyag keletkezik, mint amennyi elfogy, akkor tenyésztő reaktorról (breeder) beszélünk. A tenyésztő reaktorok gyors neutronokkal üzemelnek.
- 3. Kutató (kísérleti) reaktorok. A reaktorok működése során keletkezett nagy neutronintenzitást, fluxust használja fel fizikai, kémiai, biológiai kísérletek, ill. izotópgyártás, anyagvizsgálat stb. céljaira. Itt a keletkező hőt nemcsak nem érdemes felhasználni, hanem inkább zavaró, mert külön hűtést igényel, ugyanakkor nem alkalmas arra, hogy nagy objektumokat energiával ellásson. E reaktorok teljesítménye általában 10 kW– 50 MW között van, ami az erőmű reaktorénál kisebb, de azért már eléggé nagy.

Magyarországon egyetlen kutató reaktor van a KFKI Atomenergia Kutató Intézetében (7. fénykép). Ez vízzel moderált termikus reaktor dúsított uránnal: a ²³⁵U aránya 36%. A fűtőelemek aktív hossza 60 cm, az aktív zóna átmérője kb. 45 cm. A reaktor induláskor (1956) 2 MW teljesítménnyel rendelkezett, rekonstrukció után ezt felemelték 5 MW-ra, a második rekonstrukció során (1992) pedig 10 MW-ra. Fluxusa ma kb. 10^{14} neutron cm⁻²s⁻¹. A reaktor egyetlen "hasznos" terméke a neutronfluxus. Ezt azonban sokféle tudományos célra hasznosítják: fizikai mérések céljaira horizontális csatornákban, izotóptermelésre, aktivációs analízisre, biológiai kísérletekre vertikális csatornákban.

- 4. Kritikus rendszerek, vagy más néven zéró teljesítményű reaktorok azok a neutronsokszorozó rendszerek, amelyekkel tudományos kutatásokat folytatnak a reaktorfizika területén. Teljesítményük nagyon kicsi, néhány watt (gyakorlatilag nulla). Alacsony teljesítményük miatt működésük közben sem hűtésre, sem a fokozott biológiai (sugárzás elleni) védelemre nincs szükség. Kritikus rendszereken végzett kísérletsorozat után kerül sor általában egy atomerőmű megtervezésére és üzembehelyezésére. Kritikus rendszer működik a KFKI Atomenergia Kutató Intézetében.
- Oktató reaktorok, amelyek mint a nevükből is következik szakemberek képzésére szolgálnak. Ilyen Magyarországon pl. Budapesten a Műszaki Egyetemen üzemelő oktató reaktor.

A fenti általános típusokon kívül van néhány különleges reaktor, ezek közül kettőt fogunk ismertetni:

- a) Speciális kísérleti igények kielégítésére, főleg anyagvizsgálati célokra francia-német-angol kollaborációban kifejlesztettek egy olyan reaktort, amelyben rendkívül nagy neutronfluxus érhető el (ILL Institut Laue-Langevin, Grenoble). Ez a nagy fluxusú reaktor 1971-ben lépett üzembe, fűtőanyaga 93%-on (!) dúsított ²³⁵U, a moderátor és a hűtőközeg nehéz-víz, D₂O. Speciális kiképzésű fűtőelemek teszik lehetővé, hogy a reaktor kicsi, mindössze 40 cm átmérőjű és 80 cm magas zónájából 57 MW-os teljesítményt nyerhessenek. Ennek következtében a reaktor fluxusa óriási: 1,5·10¹⁵ neutron·cm⁻²s⁻¹. Folyékony deutérium segítségével speciális hideg neutronokat állítanak elő: a gyors neutronfluxust igénylő kísérletekhez pedig 2000 fokra hevített grafitban létrejövő spektrum szolgál.
- b) Impulzusreaktorok. Különleges helyet foglal el a lassúneutron-spektroszkópiában (és általában a neutronfizikában) a dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben felépített rendkívül egyszerű elgondoláson alapuló, egyedi megoldást jelentő impulzusrekator (IBR). A fizikai mérések gyakorlatában gyakran előnyös, ha a reaktor nem állandó jelleggel, stacionáriusan szolgáltatja a neutronokat, hanem impulzusszerűen. Ilyen esetekben az impulzus alatti neutronfluxus nagyságrendekkel nagyobb lehet. A másik előny, hogy az impulzusok közötti időszakban a háttér kisebb, és ez kedvez a repülésiidő-méréseknek. A világ első és máig egyetlen impulzusreaktora az ún. IBR (Impulzus üzemű gyors reaktor),



1960-ban kezdte meg a működését Dubnában. A működési elv egyszerűségében lenyűgöző (lásd. 14.8. ábra).

14.8. ábra. A dubnai impulzusreaktor (IBR-1) működési elve

A plutóniumrudak egy szubkritikus reaktorzónát alkotnak, két forgó korong pedig (amelynek mindegyike ²³⁵U-t tartalmaz) a forgás során meghatározott időpontokban közel kerül a plutóniumrudakhoz, és amikor egy vonalba esnek, a reaktor rövid időre szuperkritikus lesz, (másodpercenként 4–50 impulzus). A korongok aztán kifordulnak ebből a helyzetből, és a szuperkritikusság megszűnik, mielőtt veszélyes helyzet alakulhatna ki. Ugyanakkor a szubkritikusság idején rendkívül bőséges neutrontermelés zajlik le. A 112 cm átmérőjű fő korong 3000-et fordul percenként, míg a kiegészítő kisebb korong fordulatszáma változtatható. A reaktor léghűtéses, átlagos teljesítménye 6 kW. 1968–69-ben átépítették a reaktort és 30 kW-ra emelték az átlagteljesítményét. A csúcsteljesítménye (az impulzus alatt) 150 MW, impulzusszélessége 50 μ s. A két reaktor majdnem két évtizedes megbízható működése után került sor egy kb. 100-szor nagyobb teljesítménye 4 MW, csúcsteljesítménye 7700 MW, ekkor a neutronfluxusa 1,5 · 10¹⁸ neutron · cm⁻²s⁻¹.

14.6. Az erőművi reaktorok, nukleáris energetika

14.6.1. A reaktivitás

Az eddigiek során a reaktivitást (a kritikus állapothoz viszonyított helyzetet) a rendszer anyagi és geometriai felépítése egyértelműen meghatározta. A rendszer teljesítménye, ill. a reaktorban levő neutronfluxus a reaktivitást nem befolyásolta. Ha a reaktorban felszabaduló energia számottevő, a reaktor reaktivitása nemcsak külső módosító behatásokra változik meg (pl. a szabályozórúd mozgatása), hanem külső behatás nélkül, a benne lejátszódó nukleáris folyamat következtében is.

A reaktivitás fogalmát szélesítenünk kell. Eddig reaktivitáson valamely reaktorállapotban a neutronmérleg állásának mérőszámát, a kritikustól való távolság számszerű kifejezését értettük. Ezt a továbbiakban egy reaktorállapotbeli reaktivitásnak nevezzük. Egy reaktorban, amelyben éppen a kritikus tömegnyi hasadóanyag van, $k_{\rm eff} = 1$, $\varrho = 0$. Egy másik reaktorban jóval több hasadóanyagot helyezünk el, de közben szabályozórudakat süllyesztünk a zónába úgy, hogy végül a rendszer szintén kritikus. A két rendszer reaktivitásállapota azonos, mindkettőben $\varrho = 0$. Ha viszont a másodikban minden szabályozórudat eltávolítanánk, az erősen szuperkritikus rendszerben (amelyet éppen ezért kísérletileg nem lehet megvalósítani) $\varrho > 0$ lenne. Ezt a ϱ értéket a rendszerbe beépített tartalékreaktivitásnak nevezik. A behelyezett szabályozórudak összreaktivitás-értékessége: $-\varrho$. Ilyenformán hasadóanyagvagy abszorbensanyag-értékességét az általa létrehozott reaktivitásváltozással tudjuk mérni, ui. a reaktivitásértékesség nem túl nagy értékességig közel additív.

Erőművi reaktorok reaktivitása üzemelés közben általában csökken. A csökkenés ütemét meghatározó tényezők: 1. hőmérsékleti effektusok, 2. hasadási termékek, 3. kiégés.

1. A reaktivitás hőfokfüggése. A reaktor biztonságos üzemeltetését nagymértékben elősegíti, ha bármi okból növekszik a hőmérséklet a rendszerben, akkor a reaktivitás csökken, ezzel a hasadások száma (vagyis a hőfejlődés is) csökken és a reaktor esetleg le is áll. Ha a hőfoktényező pozitív lenne, az veszélyes instabilitásra vezetne.

2. Hasadási termékek. Kis teljesítményű, ún. zéróreaktor kis tartalékreaktivitással meg tud indulni, de ahhoz, hogy egy erőművi reaktor számottevő hőmérsékletre kerüljön, a negatív hőmérsékleti tényező miatt meghatározott többletreaktivitásra van szükség. Ha megindítottuk és üzemi hőmérsékletre vittük a reaktort, a fokozatosan keletkező és felgyülemlő hasadási termékek neutronabszorbeáló hatása miatt kis idő múlva további reaktivitástartalékra lesz szükség ahhoz, hogy a reaktor teljesítményét tartani tudjuk. A neutronelnyelő hasadási termékek felgyülemlését "mérgeződésnek" nevezzük. A hasadási termékek mérgező hatása sokféle izotóp együttes járuléka, de némelyik izotópnak különleges jelentősége van. Termikus reaktorokban a legfontosabb méreg a ¹³⁵Xe. A következő hasadási termékek ezen bomlási láncában szerepel:

 $^{135}\mathrm{Te} \rightarrow ~^{135}\mathrm{I} \rightarrow ~^{135}\mathrm{Xe} \rightarrow ~^{135}\mathrm{Cs} \rightarrow ~^{135}\mathrm{Ba}.$

A 135 Xe abszorpciós hatáskeresztmetszete fantasztikusan nagy: mintegy $3 \cdot 10^6$ barn, azaz $3 \cdot 10^{-22}$ m². Leállás után a reaktor ún. Xe-gödörbe kerül: nem lehet mindjárt elindítani a felszaporodott Xe nagy neutronabszorpciója miatt. Meg kell várni, míg a Xe-méreg nagy része lebomlik. (Ez nemcsak erőművi reaktor, hanem pl. kutatóreaktor esetében is igaz.)

3. Kiégés. A reaktorban eredetileg jelenlevő hasadóanyag mennyisége üzemelés közben folyamatosan csökken, emiatt csökken a rendszer reaktivitása. Ezt a változást nevezzük kiégésnek. A kiégés is komplex folyamat, szorosan összefügg a mérgeződéssel és a reaktivitásra gyakorolt hatása nagymértékben függ a reaktor típusától, összetételétől. Nagy dúsítású reaktorokban ezt némileg ellensúlyozza a ²³⁸U-ból keletkező hasadóizotóp, a ²³⁹Pu megjelenése. Speciálisan a tenyésztő reaktorokban a keletkező ²³⁹Pu mennyisége meghaladja az eredeti hasadóanyag fogyását, a reaktor aktivitása üzemelés közben növekszik, amit természetesen a szabályozórudakkal kell kompenzálni. Kedvezőtlen esetben nagyon sok szabályozórudat kell a zónában elhelyezni, amelyek egy része csak az üzemidő (kb. 1 év) végén kerül kihúzásra. Kézenfekvő az a gondolat, hogy a beépített többletreaktivitás egy részét a moderátorként szolgáló hűtőközegben oldott neutronabszorbeáló anyaggal kellene lekötni, ezáltal a szabályozó rudak bonyolult mechanizmusát és zónatorzító hatását megtakaríthatjuk. Ilyen anyag a vízben feloldott bór. A bóros reaktivitásszabályozás ma általánosan elterjedt, a Paksi Atomerőműben is alkalmazzák.

A világon a leggyakrabban alkalmazott erőművi reaktortípus a könnyűvizes vagy a nehézvizes reaktor. Ritkábban nyomottvizes vagy forralóvizes típusokat is alkalmaznak. A nyomottvizes rendszer lényege a viszonylag nagy nyomás, amely lehetővé teszi, hogy a víz, amely moderátor, 300–400°C-os hőmérsékleten még ne forrjon fel. A nagy nyomás miatt vastag falú, ellenálló reaktortartály szükséges. Egy ilyen tartálynak falvastagsága 10–20 cm. A nagynyomású, forró, ún. primerköri víz hőcserélőn keresztül melegíti a szekunder körüli vizet, amely gőzt fejleszt, és ez a gőz hajtja a turbinákat. Ha kisebb nyomást alkalmazva engedjük, hogy a víz a reaktortartályban felforrjon, kapjuk a forralóvizes reaktorokat. Ilyenkor a gőzt közvetlenül a turbinákra vezethetjük.

14.6.2. A paksi atomerőmű

A Duna partján, Pakstól délre épült első magyarországi atomerőmű a Szovjetunióban kifejlesztett VVER-440 típusjelű 4 db blokkból áll. Alap-

egysége egy könnyűvíz-moderátorú és -hűtésű nyomottvizes reaktor. A reaktor hőteljesítménye 1375 MW. A reaktor üzemanyaga U-ban enyhén dúsított urán-dioxid, amely rúd alakú, cirkóniumburkolatú fütőelemekben helyezkedik el. A reaktor felépítését a 14.9. ábra mutatja.

A hűtővíz üzemi nvomása 12,26 MPa, a kilépési hőmérséklete 295°C, a zónában a felmelegedés 28°C. A reaktortartály magassága 11,80 méter, legnagyobb átmérője 427 cm, falvastagsága 140 mm és 465 mm között váltakozik. Az üzemanyag porkohászati eljárással készült UO₂ tabletta, átmérője 7,65 mm, magassága 30 mm. Üzemi hőmérséklete a 2000°C-ot is eléri. Egy-egy kazetta teljes tömege 220 kg, a zónában levő urán összmennyisége 42 t. Mindegyik hűtőkörben egy-egy centrifugális szivattyú van. A szivattyú szállítóképessége mintegy 7000 m³ óránként. A reaktortartályból kilépő víz hőcserélőkbe jut, amelyekben a szekunder víz átveszi a primer körből szállított energiát. A hőcserélőben a nyomásviszonyokat úgy alakították ki, hogy a szekunder körben a belépő víz felmelegedve gőz formájában távozzék, a hő-



14.9. ábra. A paksi nyomottvizes reaktor

cserélőket ezért gőzfejlesztőknek is nevezik. A paksi atomerőmű egy-egy 440 MW-os villamos teljesítményű blokkján 6 hűtőkör a termelt gőz összegyűjtése után 2 turbinát, illetve generátort hajt. A paksi atomerőműben a turbinák utáni kondenzátort Duna-vízzel hűtik.

A berendezések egy részét a bóros szabályozáshoz szükséges bórtartályok, szivattyúk, víztisztító körök alkotják. Egy másik berendezéscsoport a reaktor üzemzavari hűtőrendszereiből áll. Külön említést érdemel egy tálcákból kialakított emeletes építmény. Csőtörés vagy hasonló üzemzavar esetén a primer visszakondenzálására, és ezzel az épületen belüli nyomás alacsony értéken tartására szolgál ez a rendszer. Számos berendezés szolgál arra, hogy a reaktorzóna esetleges üzemzavar esetén is megfelelő hűtést kapjon, és a primerköri víz semmiképpen se jusson ki a környezetbe.

Az atomerőművek üzemeltetése során rendszerint évente egyszer cserélik a reaktor fűtőelemeit. A VVER-440 típusnál esetenként a töltet egyharmadát kell kicserélni, így egy-egy kazetta három évig üzemel. A kazetták megfelelő elrendezésével el lehet érni, hogy nagy átlagfluxus mellett a teljesítmény a kazetták között viszonylag egyenletesen oszoljon el, egyik se melegedjen túl. Ilyen és hasonló kérdések eldöntéséhez az üzemvitelnek bonyolult számításokra van szüksége, amelyekkel a biztonságos és lehetőleg optimális üzemvitel kialakítható. A különböző reaktorbiztonsági berendezések esetleg elégtelen működése esetén még egy megoldás szolgál a reaktorbaleset következményeinek csökkentésére. Ez a reaktornak egy zárt betonkupolával való körülvétele (az ún. containment). Ez azt jelenti, hogy ha reaktorbaleset következne be, akkor ennek veszélyes termékei, tehát a radioaktív anyagok, beleértve a gázokat is, nem tudnak a környezetbe kiszabadulni, és mivel e containmenten kívül tartózkodik minden élőlény, ezért nem lehet arra számítani, hogy komoly egészségügyi károsodás következik be valakinél, vagy kijut a környezetbe nagy mennyiségű radioaktív anyag.

14.6.3. Nukleáris energetika

A 14.10. ábrán tüntettük fel az emberiség várható energiaigényét; másrészről a jelenleg használható energiahordozók készletei ijesztően végessek. A legjobb helyet az uránium foglalja el, ami a nukleáris energia felhasználásának a perspektíváját mutatja.

Az atomenergia térhódítása a világ energiatermelésében ma már közismert tény: az adatok szerint az atomenergia hányada kb. 17%-os. Talán jellemzőbb az, hogy az új villamoserő kapacitásnak kb. 40%-a származott atomerőműből 1976–80 között. Abszolút mértékben az Egyesült Államokban van a legtöbb reaktor, és ezek termelik a legnagyobb elektromos teljesítményt. Ugyanakkor Franciaország atomerőművei termelik az ország elektromosenergia-felhasználásának legnagyobb százalékát, nevezetesen 75%-ot. Magyarország ilyen vonatkozásban előkelő helyen áll: Paks hazánk elektromosenergia-szükségletének kb. 40%-át szolgáltatja.

Az emberiség hosszú távon nem tudja (egyre növekvő) energiaigényét a tradicionális energiahordozókkal (szén, gáz, olaj) kielégíteni. Ha nem sikerül új megoldást (pl. fúzió) találni, akkor a nukleáris energiára lesz utalva.



Természetesen, ha sikerül megoldani majd a fúziós energiafejlesztést, akkor a készletek száma drasztikusan megnő: hiszen a Föld valamennyi vize hidrogént tartalmaz, és így elvben felhasználható a fúziós energiatermeléshez.

A reaktorbalesetek száma igen kicsi. Az egyetlen igazán súlyos baleset az 1986-ban Csernobilban (Ukrajna) bekövetkezett katasztrófa. Ennek 32 halálos áldozata volt, és nagy területi szennyezés lépett fel Európa nagy részén, Magyarországon is. Vannak-e ennek később jelentkező káros egészségügyi következményei? Szerencsére a fehérvérűség (leukémia) előfordulási gyakoriságának növekedésére semmiféle megbízható jel sem mutat. Ugyanakkor sajnálatos módon egyértelműen megállapítható, hogy a leginkább érintett területeken a gyermekkori pajzsmirigyrák gyakrabban fordul elő. A pajzsmirigyrákot azonban, ha időben felfedezik, jó eséllyel lehet kezelni, és manapság általában nem halálos. A Csernobil melletti Pripjátyból kiköltöztetett munkások és családtagjaik számára egy új város épült (Szlavutics). Ma ez a város a legfiatalabb lakosságú város egész Ukrajnában. Itt a legmagasabb a születések száma és legalacsonyabb a halálozási arány. Időnként olyan beszámolók is megjelentek, amelyek a baleset óta született gyermekek, ill. állatok körében súlyos mutációkról, rendellenességekről tudósítottak. Ezt a kérdést azonban még nem vizsgálták szisztematikusan. Az Egészségügyi Világszervezet megállapítása szerint nagyon valószínűtlen, hogy a születési rendellenességek a sugárzással hozhatók összefüggésbe. Ilyenek létrehozásához ugyanis olyan nagy sugárszintre lenne szükség, amelynek több más egészségkárosító hatásban is - különösen a fehérvérűség gyakoriságának növekedésében – meg kell nyilvánulnia. Magyarország lakói életük során összesen 0,4–1 mSv többletdózist kaptak a csernobili baleset következtében. Valószínű, hogy a baleset következtében hosszú távon lesznek rákos megbetegedések. A Nemzetközi Atomenergiai Ügynökség szerint legalább 25 000 rákos haláleset következik be a csernobili baleset miatt. Ezalatt a Földön 40–70 millióan fognak meghalni rákban egyéb okoknál fogva! A csernobili reaktorok 2000-ig történő bezárásának és az őket kiváltó villamosenergiatermelő erőművek megépítésének összesített költsége kb. 900 milliárd forintra tehető.

Feladatok

- 14.1. Számoljuk ki a következő reakciókban keletkező reakciótermékeket, és a keletkező energiát a félempirikus kötési formula alapján! $^{235}_{92}$ U + n \rightarrow $^{90}_{36}$ Kr + $^{144}_{56}$ Ba + \cdots + n, $^{239}_{94}$ Pu + $\gamma \rightarrow$ $^{92}_{38}$ Sr + \cdots + 3n.
- 14.2. Egy atomerőmű aktív zónájában $3 \cdot 10^{19}$ hasadás történik 1 s alatt átlagosan. Mekkora a reaktor hőteljesítménye, ha a hasadáskor felszabaduló energia átlagosan 200 MeV?
- 14.3. Mennyi üzemanyagot használ el óránként egy atomerőmű, ha teljesítménye 440 MW és az energiaátalakítás hatásfoka 30%? Mennyi ideig tud üzemelni 4 kg üzemanyaggal (tisztán az urán tömege) ez a reaktor?

15. A termonukleáris energia

15.1. A fúziós reakció

A maghasadásos energia felszabadításának tanulmányozása során már említettük, hogy a nukleáris energia felszabadításának nem ez az egyedüli módja. Nemcsak a nagyobb magok széthasítása, hanem a kisebb magok szintézise, fúziója is energiafelszabadulással jár, sőt jóval nagyobbal, mint hasadásnál. Az egy nukleonra eső átlagos kötési energia maximuma a vas környékén van (7.3. ábra). Akár a nagyobb (hasadás), akár a kisebb magok (fúzió) felől haladunk a vas felé, energiát nyerünk. A legdirektebb lenne, ha 4 nukleon ütközésével egy ⁴He-magot hoznánk létre, mert ekkor kb. 28 MeV, tehát 7 MeV/nukleon energia szabadul fel. (Ugyanakkor a hasadásnál kb. 1 MeV/nukleon a felszabaduló energia.) A Coulomb-taszítás miatt szobahőmérsékleten a reakció csak 1 MeV energiájú protonok esetében következik be. A Coulomb-gát nem teszi lehetetlenné a fúziót – alagúteffektus útján való fúzió lehetséges – de ennek a valószínűsége normál hőmérsékleten nagyon kicsi. Megfelelően magas hőmérsékleten azonban a hőmozgás kinetikus energiája elegendő lehet a Coulomb-gát legyőzéséhez.

Annak a valószínűsége, hogy egyidőben egy helyre hozzunk össze 4 db nukleont, rendkívüli kicsi, ezért megvalósításához nem ezt a teljesen direkt módszert lehet használni, hanem közvetetten történhet a protonok találkozása pl. úgy, hogy tríciumot és deutériumot hozunk össze. Ekkor mint azt már a neutronforrásoknál láttuk, keletkezik egy α -rész + 1 neutron. Ezzel tehát sikerült 4 nukleon összehozása 1 atommagban.

15.2. Fúziós reaktor

Milyen körülmények esetén remélhető egy fúziós reaktor működése? Ha 0,01-1 MeV energiájú deutériumnyalábot deutériumgázba bocsátunk be, a nyaláb a gázban lefékeződik. Rugalmas ütközések játszódnak le mind az elektronokkal, mind a deutériumatomokkal, és a fúzió valószínűsége elhanyagolható lesz. A rugalmas szórás hatáskeresztmetszete jelentősen nagyobb, mint a fúziós magreakció hatáskeresztmetszete. Az egyedüli mód, amelyben az energiát meg lehet őrizni a nukleáris kölcsönhatás számára az, hogy a gáz magas hőmérsékletű, így a rugalmas ütközésekben energialeadás és -felvétel egyaránt végbemehet, a hőmérsékletnek megfelelő energia átlagban megmarad. A termonukleáris reaktor működéséhez meg kell valósítani a $T \approx 10^8$ K hőmérsékletet, és biztosítani kell a magas hőmérsékletű plazma fennmaradását elegendő hosszúságú ideig. A felszabaduló fúziós energiának meg kell haladnia a plazma felfűtésére és a sugárzási veszteségek pótlására fordított energiát. A magfizikai problémák teljesen tisztázottak, a fúziós reaktor megvalósítása "csupán" a magas hőmérsékletű plazma létrehozásának és fenntartásának megoldását kívánja.

Fúziós reaktorban üzemanyagnak nagy *Q*-értékű és nagy hatáskeresztmetszetű magreakciót kell választani. A legelőnyösebb viszonyok deutériumtrícium gázkeverékre adódnak. A végbemenő magreakciók:

$^{2}_{1}\text{H} + ^{2}_{1}\text{H} \rightarrow ^{3}_{2}\text{He} + n$	$Q \simeq 3.2 \text{ MeV}$
$^{2}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{3}_{1}H + p$	$Q \simeq 4 \mathrm{MeV}$
$^{\hat{2}}_{1}H + ^{\hat{3}}_{1}H \rightarrow ^{\hat{4}}_{2}He + n$	$Q \simeq 17,6 { m ~MeV}$
$^{2}_{1}\mathrm{H} + ^{3}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{4}_{2}\mathrm{He} + \mathrm{p}$	$Q\simeq 17,3~{ m MeV}$

A termonukleáris folyamat beindulása a plazma sűrűségétől és a plazma állapot fennmaradásának időtartamától függ. Legyen egy T hőmérsékletű deutérium-trícium gázkeverékplazmában a gázkomponensek sűrűsége egyformán n/2, és jelölje τ azt az időt, ameddig a plazma az adott hőmérsékleten és koncentráción fennmarad. Stacionárius viszonyok fenntartásához folytonosan pótolni kell a gázt, és ennek felfűtéséhez állandó energiát kell bevinni. Önfenntartó fúziós folyamat esetén a τ idő alatt termelt fúziós energiának fedeznie kell az ezen idő alatt bevitt hideg gáz felfűtéséhez, valamint a veszteségek, főleg sugárzási veszteségek pótlásához szükséges energiát. Az energiaegyensúly számítása d + T reakcióra:

 $n\tau = 10^{14} \mathrm{s} \cdot \mathrm{cm}^{-3},$

 $T = 2 \cdot 10^8$ K-re.

Ezt az összefüggést Lawson-kritériumnak hívják. Adott $n\tau$ szorzatot nagy n és kis τ vagy kis n és nagy τ mellett lehet létrehozni. A két határesetben nagyon eltérő technikai problémák lépnek fel. Ennek megfelelően a fúziós energiatermelés megvalósítására irányuló kutatás is két irányban folyik. Egyrészt nagy sűrűségű plazmákra, másrészt nagy összetartási időkre. A Lawson-kritérium teljesülése a fúziós energiatermelésnek elvi előfeltétele. Ezenkívül az is szükséges, hogy a kritériumnak megfelelő $n\tau$ szorzatot technikailag elfogadható n és τ értékkel érjék el.

15.2.1. Kis sűrűségű plazma

Kis plazmasűrűségnél a fő problémát a plazma megfelelő idejű együtt tartása képezi. A plazmát anyaggal határolni, edénybe zárni nyilván nem lehet. A fallal való érintkezésnél a plazma egyrészt lehűlne, másrészt elpárologna az edény fala. Az egyetlen hatásos módszer a plazma bezárása mágneses térbe.

Egyes plazmaoszlopokon azt tapasztalhatjuk, hogy a plazma tengelye mentén folyó áram mágneses tere összenyomja a plazmaoszlopot és ellentart a kinetikus nyomásnak. Ez a pinch-effektus. Sajnos egy saját mágneses tere által összetartott plazmaoszlop instabil a 15.1. ábrán látható perturbációkra, pl. az a) ábrán a könyök belső oldalán a nagyobb mágneses térerősség tovább növeli a kihajlást a nyíl irányában.

Ezeket az alapvető instabilitásokat egy megfelelően erős tengelyirányú mágneses tér alkalmazásával ki lehet küszöbölni. Számos ilyen elven működő berendezést építettek, azonban a végek lezáratlanságának problémáját nem sikerült megoldani. Ez a nehézség elkerülhető, ha egyenes plazmaoszlop helyett gyűrű alakút készítünk. Ilyen elven működik az eddigi legsikeresebb fúziós plazmát összetartó berendezés, a tokamak, melynek vázlata a 15.2. ábrán látható.



15.1. ábra. Káros instabilitások a pinch-effektusban [A saját mágneses tér könyök alakú kitüremkedést (a) vagy hurkavéghez hasonló befűződést (b) hozhat létre és csökkenti a kisülés élettartamát.]



15.2. ábra. Tokamak berendezés vázlata (1 – a belső toroid kamra, 2 – a külső rézkamra, 3 – a longitudinális teret létrehozó tekercs, 4 – a transzformátor primér tekercse, 5 – vasmag, 6 – plazmahurok)

A tokamak működése során először a vákuumkamrában erős hosszanti (toroidális) mágneses teret keltenek. Ezután a transzformátor primer tekercsein időben lineárisan növekvő áramot hajtanak át, amelynek eredményeképpen a szekunder tekercsként felfogható vákuumkamrában egy toroidális irányú elektromos tér keletkezik. Ez először lavinakisüléssel ionizálja a kamrában található gázt, majd erős toroidális irányú áramot kelt az így létrehozott plazmában. Ennek Joule-hője magas hőmérsékletre ($10^{6}-10^{7}$ K) fűti a plazmát. A plazmagyűrű középen tartásáról kiegészítő mágneses terekkel gondoskodnak. A plazma további fűtésére különböző elektromágneses hullámokat és semleges részecskenyalábokat használnak. A kísérleti eredmények azt mutatják, hogy ilyen módon a plazma fenntartható, ameddig a benne folyó áramot a transzformátorral (vagy más módon, pl. mikrohullámok segítségével) biztosítják. A problémát jelenleg az okozza, hogy a plazma

mágneses téren keresztüli hő- és részecsketranszportja az elméletileg vártnál sokkal nagyobb, melyet ma még nem teljesen feltárt mikroinstabilitások okoznak.

A tokamak berendezésekkel mára elérték azt, hogy deutérium-trícium plazmában a fúziós reakcióban felszabaduló teljesítmény a plazma fűtésére fordítottnak eléri a 30 százalékát (TFTR, USA). Ez az arány várhatólag 2000-ig eléri a 100 százalékot (JET, EU), de természetesen ez nem jelenti még a fúziós reaktor megvalósítását. Ehhez valószínűleg a mai legnagyobb berendezéseknél is kb. kétszer nagyobb tokomak kellene, melyre széles nemzetközi együttműködés keretében készülnek tervek (ITER, USA-EU-Japán-Oroszország).

15.2.2. Nagy sűrűségű plazma

A fúziós reakció létrehozásának másik módszere az ún. mikrorobbantásos fúzió, amikor egy kis fúziós kapszulát nyomunk össze magas hőmérsékleten nagy sűrűségre, így indítván be a termonukleáris fúziót. A mikrorobbantásos fúzió a termonukleáris fúziós fűtőanyag tehetetlenségét használja fel ahhoz, hogy a szabályozott termonukleáris fúzióhoz szükséges összetartást biztosítsa (ezért az angol nyelvű irodalomban inertial confinement fusionnak, ICF-nek, magyarul tehetetlenségi összetartású fúziónak nevezik). A mikrorobbantásos fúzióhoz szükséges feltételek a 15.3. ábrán láthatóhoz hasonló targettel érthetők el.



15.3. ábra. A mikrorobbantásos fúziós kapszula

A fúzióskapszula egy kis sűrűségű (< 1 mg/cm³) gázzal töltött gömbhéj. A gömbhéj külső része az ún. ablátor (párologtató, részecskeleválasztó), a belső része pedig folyékony D–T keverékből áll, ami a fúzió fűtőanyaga.

A pumpáló lézer vagy ionnyaláb rövid idő, néhány ns alatt energiát közöl az ablátorral, felfűti azt. A kifelé táguló ablátor a gömbhéj maradék részét befelé löki. A kapszula valójában egy ablációval meghajtott, befelé gyorsuló szferikus rakéta. Amint a D-T fűtőanyag a gömb közepén eléri a szükséges hőmérsékletet (10-20 keV) és sűrűséget, beindul a fúziós reakció. Ez a központi forró szikrában történő gyújtás csökkenti a szükséges pumpáló intenzitás nagyságát – ezáltal a termikus felfűtéshez szükséges energiának csak mintegy a tizede kell – hiszen a még a fúziós körülményeket el nem ért fűtőanyagot már a forró szikrában keletkezett fúziós, 14 MeV energiájú neutronok fűtik tovább. Az n τ szorzatra vonatkozó Lawson-kritérium helyett a mikrorobbantásos fúzióra egy $\rho r \approx 3 \text{ g/cm}^2$ szorzatot lehet megadni, mint a fúziós energiatermelés kritériumát. Itt az n részecskeszámsűrűség helyett a ϱ anyagsűrűséget használjuk, r a plazma sugara. Megjegyezhető, hogy a forró szikrában a fúzió már $\rho r \approx 0.3$ g/cm²-nél begyullad, a Lawson-kritérium már az égés feltétele. A fenti $\rho r \approx 3 \text{ g/cm}^2$ kritérium teljesülése esetén a fúziós fűtőanyag mintegy 30% hatékonysággal elég. Érdemes elgondolkozni, mit is jelent ez a kritérium. Egy r sugarú gömb tömege

$$M = \frac{4\pi}{3} \frac{(\varrho r)^3}{\varrho^2}.$$

A szükséges össztömeg tehát $1/\varrho^2$ szerint skálázódik. Közönséges folyadéksűrűség, 0,21 g/cm³ esetén több mint 2,5 kg D–T szükséges. Ilyen nagy tömeg begyújtásához 3 $\cdot 10^{14}$ J vagy 70 kt energia szükséges. Ezért nagyok a bombák! Ha viszont sikerül egy r sugarú gömb r/2 vastagságú héját 400 g/cm³-re összenyomni, akkor a $\varrho r \approx 3$, csupán 5 mg tömeget követel.

A fúziós követelmények teljesüléséhez a 10–20 ns ideig tartó megajoule nagyságú pumpáló energia esetén az ablációs nyomás mintegy 100 Mbar lesz, ami a felgyorsítandó szilárd fűtőanyagot (a réteg vastagsága a kapszula sugarának 1/25–1/35 része) $3-4 \cdot 10^7$ cm/s-ra gyorsítja. Az alapvető kérdés az, hogy mivel és hogyan pumpáljuk a fúziós kapszulát. A 15.3. ábra szerint a kapszulát ilyen nagy teljesítménysűrűséggel csak nagy teljesítményű lézersugárral vagy részecskenyalábbal lehet pumpálni. Manapság a legfejlettebb stádiumban a lézeres pumpálás, a lézerfúzió van. A hatékony összenyomáshoz azonban a kapszulát nagyon szimmetrikusan (~ 1–2% homogenitás) kell összenyomni, amit igen nehéz megvalósítani. Ehhez legalább 192 lézernyaláb precíz összejátszása lesz szükséges a 2002-ben elkészülő MJ energiájú lézerberendezéssel. A lézereknél nagyobb hatékonyságú ionnyalábokkal ez a szimmetria nem érhető el. Részben ezek a nehézségek vezettek el az ún. · indirekt pumpálású fúzióhoz (15.4. ábra).



15.4. ábra. Indirekt pumpálású fúziós target lézer- és nehézion-nyaláb pumpálás esetén. A kapszula robbanásának és égésének fizikája, valamint az üreg energia-egyensúlya ebben az esetben független a pumpálástól

Itt a lézer- vagy ionnyalábot egy külső konverterre fókuszálják, ahol az energia nagy hatékonysággal (60-80%) konvertálható lágy röntgensugárzássá. A röntgensugárzás ebben a tartóban abszorpció és reemisszió útján szimmetrizálódik, a kapszula megvilágítása homogén lesz. A továbbiakban a kapszula fizikája már a pumpáló lézer- vagy ionforrástól független lehet, csak a röntgenforrástól függ, ami pedig elég jól ismert. Jó okunk van azt hinni, hogy a fent említett megajoulos lézerberendezéssel már sikerül megvalósítani azt, hogy a kapszulából a pumpálás energiájának sokszorosa, mintegy 100 MJ jöjjön ki fúziós energia formájában. Erre utalnak az eddigi lézeres kísérletek a mintegy 100 kJ összenergiájú NOVA lézerrel (LLNL, USA). Azt, hogy a skálázás a nagyobb energiák esetén is folytatódik, a 80-as évek végén az Egyesült Államokban bombákkal végzett titkos kísérletek támasztják alá. A kísérletek remélhető sikere még nem a fúziós reaktor megvalósítását jelenti. Egy fúziós reaktor esetén a mikrorobbantást másodpercenként többször is meg kell ismételni. Ehhez még több évtizedes kutatásfejlesztés lesz szükséges. Éppen úgy, mint a hasadás esetében, a fúziónál is sokkal könnyebben elérhető a hirtelen robbanásszerű energiafelszabadulás, és így a katonai alkalmazás. Hamarabb született meg az atombomba, mint az energiatermelő nukleáris reaktor, és megszületett a hidrogénbomba, de még nem született meg a békés célokra felhasználható energiatermelő fúziós reaktor. Hogy mikor fog megszületni, azt nagyon nehéz megmondani. Kezdeti stádiumban, kb. 15 évvel ezelőtt rendkívül optimista volt a hangulat, és kb. a 80-as évek közepére tették az első nagy energiatermelő fúziós reaktor megjelenését. Ez azonban a technikai nehézségek miatt nem következett be. Azóta többször jelentek meg jóslatok egyre távolabbra csúszó határidőkkel. Úgyhogy jelenleg nem vállalkozhatunk arra, hogy akárcsak becslést is adjunk egy használható fúziós reaktor megépítésének az idejére. Minden bizonnyal ezeket a problémákat meg lehet oldani, de sokkal nehezebbnek tűnnek, mint azt kezdetben gondoltuk.

15.2.3. Magyarországi fúziós kutatások

Magyar fizikusok is bekapcsolódtak a fúziós kutatásokba. Egy kis méretű (1 m átmérőjű) tokamak működik a KFKI-ban (MT-1M), 8. fénykép.

Mint említettük, a nagy laboratóriumok egyre nagyobb tokamakokat építenek, hogy egyre jobban megközelítsék a fúziós reaktor működéséhez szükséges sűrűséget, hőmérsékletet stb. A nagy tokamakokon azonban költséges és bonyolult az olyan kísérletek elvégzése, amelyeknél a készüléken valamit változtatni kell. Ezért az olyan méréseket, amelyeknél nincs jelentősége a méreteknek, a kis, könnyen kezelhető, viszonylag olcsón működő tokamakokon végzik el. Ilyen mérések folynak a KFKI MT-1M tokamakján is.

Feladatok

- 15.1. Milyen hőmérsékleten győzi le az átlagos mozgási energia a proton és a deuteronok elektrosztatikus taszítását? Vegyük a proton sugarát 1,2 fm-nek, a deuteronét 1,6 fm-nek! Mekkora egy ilyen hőmérsékletű hidrogéngáz nyomása, ha sűrűsége 100 000 kg/m³?
- 15.2. A Földön található hélium a radioaktív bomlások során keletkezett, gyakorlatilag majdnem teljesen tiszta ⁴He. A Holdon nagyobb mennyiségben található ³He a napszél hatására. Nemrég a holdi ³He importját ajánlották a fúziósenergia-termelés megvalósítására, mivel nincs aktív végterméke. Melyik lehet az a magreakció, ami ilyenkor energiát termel?

16. Sugárvédelem

16.1. A sugárvédelem feladata

A röntgensugárzás felfedezése (1895) után néhány héttel bőrgyulladást észleltek egy átvilágított kéz hátán. A besugárzott bőrfelületen kihullott a szőrzet, a bőr szárazzá vált, a körmök berepedeztek. Orvosok sugárzás által előidézett rákos folyamatra is felhívták a figyelmet. Az 1900-as évek elején megkezdődött az ionizáló sugárzások biológiai hatásainak rendszeres tanulmányozása. A vizsgálatok kimutatták, hogy a mélyebben fekvő testrészekben is létrejön károsító sugárhatás, és az egyes szervek sugárérzékenysége igen eltérő. A röntgen, majd – a századforduló után – a radioaktív készítmények, elsősorban a rádiumsugárzás késői következményeire is hamarosan fény derült. Az ionizáló sugárforrásokat alkalmazó orvosok és asszisztensek körében megnövekedett a leukémia és a rosszindulatú daganatok gyakorisága.

Az ionizáló sugárzások károsító hatásának felismerése után harminc év telt el, míg végre 1925-ben az I. Nemzetközi Radiológus Kongresszuson megfogalmazták a sugárvédelem alapvető problémáját: "... az adott esetben alkalmazandó védőréteg vastagságának kiszámításához szükség van annak a dózisnak az ismeretére, amelyet az operátor huzamosabb ideig, utólagos sérülések fellépése nélkül tolerálni képes". Az első (1928) toleranciadózis a jelenlegi dóziskorlátnak több mint a húszszorosa! Az évtizedeken át megfelelő védelem hiányában végzett röntgenvizsgálatok azonban addigra már sok száz halálos áldozatot követeltek. A rádiumtartalmú világító festékkel végzett műveletek révén a szervezetbe került csekély mennyiségű rádium is tucatjával szedte áldozatait. A sugárvédelem első korszaka 1942-ig tartott. Ezalatt az időszak alatt a röntgenberendezések orvosi alkalmazása, valamint a természetes radioaktív izotópok orvosi és ipari alkalmazása jelentette a fő veszélyt.

Az 1942-es év mérföldkő, mivel az első atomreaktor üzembe helyezése, majd a nukleáris fegyverek bevetése addig elérhetetlen intenzitású sugárforrásokat hozott létre. Új probléma volt az intenzív neutronsugárzás elleni védelem, a reaktorból kikerülő radioaktív hulladékok környezetre gyakorolt károsító hatása és az atomfegyver-kísérletek által a légkörbe juttatott nagy mennyiségű radioaktív izotópnak a Föld összlakosságára kifejtett károsító hatása. Az atomfegyverek 1945-ben történt bevetésekor az emberiség életében először fordult elő tömeges besugárzás, amelynek késői hatásaitól még ma is több ezren szenvednek. A sugárvédelemnek ma nagy a jelentősége az atomenergia békés hasznosításában, elsősorban az atomerőművek biztonságos üzemeltetésében. Hazánkban 1982-től működik atomerőmű, amely a teljes hazai elektromos energiatermelésnek mintegy 40%-át szolgáltatja. Természetesen egyes munkahelyeken (orvosi felhasználás, aktivációs analitika, fizikai, kémiai, biológiai stb. kutatás) más sugárforrások hatásával is számolnunk kell (gyorsítós részecskeforrások, radioaktív sugárforrások).

E rövid történelmi bevezetés alapján megállapíthatjuk: a sugárvédelem célkitűzése az ionizáló sugárzás és az atomenergia veszélytelen, békés felhasználásának elősegítése az emberiség jóléte érdekében. E mellett a sugárvédelmi kutatás egy része ma még honvédelmi, illetve polgári védelmi célokat is szolgál. A sugárvédelem első korszakában számos orvos és fizikus úttörője volt hazánkban a röntgen- és a rádium-sugárvédelemnek. A mesterséges radioaktív izotópok felhasználása 1954 után, majd az első magyar (kutató) atomreaktor 1959-ben történt üzembe helyezése hazánkban is új, a korábbinál nagyobb feladatokat rótt a sugárvédelemre. 1962-ben a szakemberek társadalmi fórumot hoztak létre: az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Sugárvédelmi Szakcsoportját, amely alapító tagja lett a Nemzetközi Sugárvédelmi Társaságnak (IRPA = International Radiation Protection Agency).

Ennek a fejezetnek az a célja, hogy megismertessük a sugárvédelem munkamódszerét és azokat a legfontosabb előírásokat, amelyek az ionizáló sugárforrásokkal való biztonságos munkához elengedhetetlenül szükségesek.

16.2. Dózisfogalmak

16.2.1. Aktivitás

Egy Bq aktivitású az a radioaktív anyagmennyiség, amelyben másodpercenként egy bomlás (avagy magátalakulás) megy végbe. (Régi, hivatalosan ma már nem használható egysége a curie (Ci). 1 Ci = $3.7 \cdot 10^{10}$ Bq. A curie definíciója: 1 Ci = 1 gramm rádium aktivitása.)

Néhány összehasonlító példa az aktivitásértékek sugáregészségügyi hatására: Egy felnőtt ember testében átlagosan 5500 Bq aktivitású ⁴⁰K természetes radioaktív kálium van, ettől a természetes eredetű évenkénti sugárterhelésünknek mintegy a 6%-át kapjuk. A csernobili reaktorbaleset után hazánk lakosaiban maximum 900, átlag 400 Bq ¹³¹I volt mérhető.

16.2.2. Dózisfogalmak, dózisegységek

A röntgensugárzás gyógyításra való felhasználásakor az 1900-as évek elején felvetődött a sugármennyiség adagolásának, dozírozásának kérdése. Azt tapasztalták, hogy a sugárzás által kiváltott biológiai hatás, így a bőrpír megjelenése, függött a röntgencsőre adott feszültségtől és az áramerősségtől, a közbeiktatott szűrőktől, a fókusznak a besugárzott felülettől való távolságától és a besugárzás időtartamától. (Kezdetben magát a bőrpír megjelenését használták dózismérőként.) Már a századfordulón ismertté vált, hogy a bőrpírt nem okozó kis sugáradagok is hoznak létre késői hatást, ezért a biológiai módszernél érzékenyebb fizikai és kémiai módszerek felé fordult a figyelem: 1924-ben már a levegőben kiváltott ionizáció mérésével határozták meg a dózist. Ez a módszer a lágy testszövetben, így a bőrön létrejövő biológiai hatást helyesen írta le, azaz a röntgencsőre kapcsolt feszültségtől, az áram erősségétől, a besugárzás távolságától és idejétől függetlenül a besugárzott objektum helyén azonos levegőionizáció azonos biológiai hatást eredményezett. A tapasztalat azt mutatta, hogy a többi módszer, így a fotóanyag feketedésének mérése csak akkor ad megbízható eredményt, ha a röntgengerjesztő feszültség és szűrés, más szóval a sugárzás energiaspektruma azonos. Ugyanakkor feltűnt, hogy a csontszövetekben létrejött károsító hatást a levegőionizációs módszerrel való dózismérés sem adta meg helyesen, a hatás függött a kvantumenergiától.

A tapasztalati eredmények értelmezésére csak később került sor, amikor az ionizáló sugárzások és az anyag kölcsönhatásának törvényszerűségeit feltárták. Utalunk arra, hogy a foton-anyag-kölcsönhatásnak az energiafüggését az emberi szervezet lágy szöveteit felépítő, zömében könnyű elemekre vonatkozó Compton-effektus szabja meg. A Compton-effektus következtében fellépő energiaabszorpciót kis rendszámú elemeknél (pl. lágy testszövet, levegő) csak az elnyelő közeg elektronkoncentrációja határozza meg, ezért a fotonnyalábba helyezett lágy testszövetben az elnyelt energia a 10 keV-3 MeV kvantumenergia-tartományban arányos az ugyanott fellépő levegőionizációval. A csontszövetben levő Ca fotoabszorpciós hatáskeresztmetszete 10 keV-200 keV között lényegesen nagyobb, mint a szöveteket felépítő kis rendszámú elemek Compton-effektus révén lezajló energiaabszorpciója, ezért ebben az energiaintervallumban a csontszövetben elnyelt energia nem arányos a levegőionizációval, nagyobb annál.

Elem	Harántcsíkolt izom (súlyszázalék)	Csontszövet (súlyszázalék)	Ember (átlagos súlyszázalék)
н	10,0	4,0	10,0
С	12,0	17,0	18,0
Ν	4,0	5,0	3,0
0	73,0	48,0	65,0
Р	0,2	5,0	1,0
S	0,2	0,2	0,25
Ca	0,01	20,0	1,50
Egyéb	0,59	0,8	1,25

16. I. táblázat. A csontszövet, a harántcsíkolt izomszövet és az ember átlagos összetétele

A tapasztalat valóban azt mutatta, hogy kisebb energián azonos levegőionizációnál nagyobb a csontvelő károsodása, mint a 200 keV feletti kvantumenergián. Ezek az eredmények azt sugallták, hogy az élő szervezetben létrejövő biológiai változásokat a szervezet egységnyi tömegében elnyelt energia nagysága szabja meg. Ionizáló sugárzások dózisán általánosságban valamely fizikai, kémiai vagy biológiai rendszer egységnyi mennyiségében kiváltott sugárhatás mértékét értjük.

Elnyelt (abszorbeált) dózis. A besugárzott anyag egységnyi tömegében elnyelt energia. Jele: D. Egysége a gray (ejtsd: "gréj") (Gy). 1 Gy = 1 J/kg. (Régi egysége a rad. 1 Gy = 100 rad.)

Dózisteljesítmény. Az ionizáló sugárzás időegységre jutó dózisa. Jele: D. Egysége: Gy/s, levegőben: nGy/h, 1 nGy (nano Gy) = 10^{-9} Gy. (Régi egysége: a R/h (röntgen/óra). 1 μ R/h (mikro R) = 8,7 nGy/h. A talaj felett 1 méterre mért átlagos természetes sugárzás dózisteljesítménye hazánkban 1990-ben 80–100 nGy/h volt a szabadban és 90–140 nGy/h között ingadozott a lakásokban. A gőzrobbanás által szétroncsolt csernobili reaktor tetején a dózisteljesítmény a fenti normál átlagérték milliószorosát is elérte, természetesen akkor ott nem tartózkodtak emberek, illetve később, bizonyos helyreállítási munkálatok során 2–3 percenként váltották a tetőn a speciális védőruházatban ott dolgozókat, hogy ne kaphassanak nagy dózist.

Dózisegyenérték. Az ionizáló sugárzás egészségkárosító hatásának megítélésére szolgáló, a sugárvédelemben használatos fogalom. Értéke megegyezik egy adott emberi (vagy egyéb élő) szövetben elnyelt dózis és az alkalmazott sugárzás típusától, lineáris ionizációképességétől függő sugárzási súly (WR) szorzatával. Jele: H. Egysége a sievert (Sv) (ejtsd: "szivert"). 1 Sv = 1 J/kg. (Régi egysége a rem. 1 Sv = 100 rem.) A sugárzási súlytényező értéke 1 és 20 között változhat a különböző sugárzásfajták esetén. A nagy lineáris ionizációs képességű neutron-, proton- vagy α-sugárzás ugyanakkora elnyelt dózisának 2–20-szor nagyobb az egészségkárosító hatékonysága, mint a röntgen- vagy γ-fotonokkal, illetve a β-részecskékkel való besugárzásé.

Effektív dózisegyenérték. Az *E* mennyiség a vonatkozó testszöveti súlytényezővel szorzott egyes testszöveti egyenérték dózisok összege, melyet az

$$E_T = W_T \cdot H_T$$

kifejezés határoz meg, ahol W_T a T testszövetre vonatkozó súlytényező és H_T a T testszöveti egyenérték dózis. Az effektív dózisegyenérték egysége joule/kilogramm (J/kg), amelyet sievertnek (Sv) neveznek.

Az effektív dózisegyenérték a várható sztochasztikus hatás (l. 16.2.4. alfejezet) kockázatának becslésére szolgál.

Kollektív dózis. Ismert létszámú embercsoport összesített sugárdózisa az egész testre (kollektív effektív dózisegyenérték), avagy egyes szervekre számítva (kollektív dózisegyenérték) egy adott sugárforrástól egy bizonyos időtartam alatt. Egysége: személy · Sv.

Testszövet vagy szerv	W_T	Testszövet vagy szerv	W_T
Ivarmirigyek	0,20	Emlő	0,05
Csontvelő (vörös)	0,12	Máj	0,05
Vastagbél	0,12	Nyelőcső	0,05
Tüdő	0,12	Pajzsmirigy	0,05
Gyomor	0,12	Bőr	0,01
Hólyag	0,05	Csontfelszín	0,01
Maradék	0,05		

16. II. táblázat. A testszöveti súlytényezők

16.2.3. Külső és belső sugárzás biológiai hatása

Az emberi testen kívül elhelyezkedő és azt kívülről besugárzó sugárforrás esetében külső sugárzásról beszélhetünk, míg a belégzéssel, a lenyeléssel, esetleg a bőrön keresztül történő felszívódással az emberi szervezetbe kerülő sugárzó izotóp esetén belső sugárzásról (inkorporációról) beszélünk. A külső sugárzás dózisát fizikai tényezők egyértelműen megszabják, a belső dózis nagyságát azonban a fizikai paramétereken kívül az ember anyagcseréje is befolyásolja. A külső sugárzás elleni védelem fizikai paraméterekkel leírható és a dózis azokkal befolyásolható. Az emberi szervezetbe került radioaktív izotóp által leadott dózist csak igen kis mértékben lehet (gyógyszeresen) befolyásolni. A belső sugárforrás térszöge gyakorlatilag 4π , ezért a külsővel azonos belső dózis leadásához nagyságrendekkel kisebb sugárforrás elegendő. Külső sugárveszély reaktorok, zárt sugárforrások, gyorsítók, röntgenkészülékek kezelésekor lép fel, míg a nyitott radioaktív izotópokkal végzett radiokémiai munkák, így a nagy aktivitású kiégett urán fűtőelemek és a radioaktív hulladékok feldolgozása belső sugárveszéllyel is jár.

Az α -sugárzás külső sugárzásként általában nem jelent veszélyt az emberre, mivel a radioaktív bomláskor fellépő $E_{\alpha} < 10$ MeV-os energia a bőr elhalt szarurétegeiben elnyelődik.

A kemény (≈ 2 MeV maximális β -energia) β -sugárzásnál a behatolási mélység kb. 10 mm, ezért nagy veszélyt jelent a bőrre, viszont a mélyebben fekvő szerveket a külső β -sugárforrás kevéssé károsítja

A γ -sugárzásnak az emberi szervezetbe való behatolási mélysége nagy, ezért a besugárzott test valamennyi szervét veszélyezteti.

A neutronsugárzás a γ -sugárzáshoz hasonlóan nagy áthatolóképességű, közvetve ionizáló sugárzás. Az energiaközlés az emberi szervezetben levő hidrogén- és nehéz mag meglökéséből, az (n, γ) és (n, p) reakciókból tevődik össze. Az egész testet veszélyezteti.

16.2.4. Milyen hatást vált ki az ionizáló sugárzás az emberben?

Mind a külső (testünkön kívüli) sugárforrások révén, mind a szervezetünkbe került radioaktív izotópok által besugárzott szövetekben – vagyis akár külső, akár belső sugárterhelés esetén – az ionizáló sugárzás előbb fizikai és kémiai jelenségeket okoz. Ezek az ionizáció, a víz radiolízise (azaz a vízmolekulák elbomlása szabad gyökök keletkezésével) és molekulaszerkezeti változások, amelyek kb. 1 másodpercen belül lezajlanak. Az ionizáló sugárzások hatásának akár a másodperc töredékéig kitett személyekben a biológiai változások kialakulása azonban időben elnyújtva – órák, napok, hetek, hónapok, évek, sőt évtizedek múltán – figyelhető meg.

A sugárterhelés a szervezetet érő ionizáló sugárzás dózisa. Az ennek hatására fellépő fizikai és kémiai folyamatok a sejtek, a szövetek és a szervek működési (funkcionális) zavaraihoz, illetve kóros alaki és szövettani (morfológiai) elváltozásaihoz vezethetnek. Mindezen kóros elváltozások, amelyek a sugárterhelés után rövidebb-hosszabb idő múltán klinikai tünetekkel jelentkeznek, avagy laboratóriumi módszerekkel mutathatók ki, anélkül, hogy a besugárzott személyben egészségi panaszokat okoznának, sugárártalom néven foglalhatók össze.

Ha megfelelően nagy sugárdózis érte a szervezet egészét, akkor viszonylag rövid időn belül megfigyelhető a sugárkárosodás általános, nem specifikus tünetegyüttese, a sugárbetegség. Ha csak egyes szervek, illetve testrészek nagy dózisú besugárzására került sor, akkor ezen szervekre vagy testrészekre korlátozódó helyi sugársérülés (pl. bőrégés, szemlencsehomály, tüdőgyulladás stb.) lép fel. Itt említjük meg, hogy "sugárfertőzés" nincs, e fogalom használata téves, mivel a sugárzás természetesen nem fertőz.

A determinisztikus és a sztochasztikus sugárhatás

A biológiai sugárhatások két csoportra oszthatók. Megkülönböztetünk determinisztikus, azaz bizonyos – meglehetősen nagy – dózis, az ún. "küszöbdózis" felett mindenkinél fellépő, illetve sztochasztikus, azaz valószínűségi, küszöbdózis nélküli sugárhatásokat (16.1. ábra).

A sugárterhelés (a dózis) növekedésével a hatás súlyossága fokozódik a determinisztikus, illetve a károsodás valószínűsége nő a sztochasztikus sugárártalom esetén. A harmadik lényeges különbség a kétféle sugárhatás között az, hogy amíg a determinisztikus sugárkárosodás minden személyen bekövetkezik a küszöbdózis felett, addig a sztochasztikus sugárkárosodás esetén előre nem mondható meg, hogy az azonos dózist kapott személyek közül kinél jelentkezik majd évek múltán a sugárkárosodás, és kinél nem. Csak azt



16.1. ábra. Determinisztikus (a) és sztochasztikus (b) sugárhatások

tudjuk bizonyosan, hogy minél nagyobb az adott csoport egyedeinek sugárterhelése, annál gyakrabban lesz észlelhető daganatos betegség a vizsgált csoportban.

Mikor alakul ki a korai, illetve a késői sugárkárosodás?

A sugárkárosodás korai (akut) általános vagy helyi formája akkor alakul ki, ha kellően nagy a sugárterhelés. Minél nagyobb sugárdózis érte a besugárzott személyt, avagy annak bizonyos testrészeit, annál hamarabb és annál súlyosabb formában jelentkeznek az akut sugársérülés tünetei. A lappangás szakasza napokig, sőt hetekig is eltarthat.

Az akut szakasz elmúltával – hónapok, évek, sőt évtizedek elteltével – jelenhet meg a késői sugárkárosodás. Ez ugyancsak a kezdeti sugárbehatás (expozíció) következménye, de a lassú kórélettani folyamatok miatt csak hosszú idő múltán mutatkozik. Amíg a korai sugárkárosodás leggyakoribb kiváltó oka a sejtpusztulás, addig a késői sugárkárosodásra jellemző, hogy a sugárhatásnak kitett sejtek nem pusztulnak el, de sérül a genetikai állományuk, azaz mutációk mennek végbe bennük. Ezek következtében alakulnak ki a daganatok vagy a magzati ártalmak, amennyiben a sugárhatás a testi sejteket érte, illetve az örökletes (a majdani utódokban megjelenő) betegségek, ha a sugárzás az ivarsejteket károsította.

Korai sugársérülés

A korai sugársérülés csak determinisztikus típusú lehet. Ez azt jelenti, hogy a korai sugársérülések megjelenését és súlyosságát a sugárdózis meghatározza, determinálja. A determinisztikus sugársérülések közé tartozik pl. a nehezen csillapítható hányinger és hányás, a fehérvérsejtek számának csökkenése, a bőrpír, az átmeneti, illetve maradandó sterilitás vagy a szőrzet kihullása. Bizonyos egyedi eltérések itt is lehetségesek, azaz ugyanakkora dózis egyes személyekben már kivált valamilyen kóros reakciót, míg a kevésbé sugárérzékeny egyedekben az adott elváltozás megjelenéséhez avagy ugyanolyan súlyosságához valamivel nagyobb sugáradag szükséges. A sugárdózis további növekedésével a károsodás súlyosabbá válik és gyorsabban alakul ki.

Minél sugárérzékenyebb sejtekből áll valamely szerv vagy szövet, annál kisebb az akut sugárkárosodásának küszöbdózisa. Bármennyire is meglepő, a röntgensugárzás és a radioaktivitás felfedezése után mindössze 10–11 évvel ismert volt a sejtek és a szövetek sugárérzékenységével kapcsolatos, s ma is maradéktalanul érvényes szabály. Eszerint egy szövet vagy szerv annál sugárérzékenyebb, minél gyorsabban osztódó és minél jobban differenciált sejtekből áll. E szabály értelmében legsugárérzékenyebb a nyirokszövet (a limfociták képződési helye), a csontvelő (a vérképzés szerve), a fehérvérsejtek, a bélhámsejtek, az ivarsejtek és a bőr osztódó (utánpótlást biztosító) sejtjei. Kevésbé sugárérzékenyek az erek, a mirigyszövetek, a máj, s leginkább ellenállóak a sugárzás iránt az érzékszervek, az ideg- és az izomszövet, a bőr, a csont.

Ennélfogva, a viszonylag kisebb sugárterhelés következtében az első kóros elváltozások a legjobban sugárérzékeny szövetekben várhatók. Így 0,5 Gy egész testben abszorbeált dózis már kiválthatja a vérben keringő nyiroksejtek (limfociták) számának enyhe csökkenését. 1 Gy sugárterheléstől az érzékeny személyekben általános tünetek (pl. hányinger, hányás, hasmenés), illetve 1 Gy feletti dózis esetén kóros helyi elváltozások (pl. bőrpír) már jelentkezhetnek. Az ivarszerveket érő 2 Gy-nél nagyobb dózis sterilitást, a szemlencsében abszorbeált 3 Gy feletti dózis hályogot ("sugárkataraktát") okozhat.

A többi szerv és szövet korai sugársérülésének küszöbdózisa ennél nagyobb, 3 és 10 Gy közötti. Az összehasonlítás kedvéért most csak megemlítjük, de a következő két fejezetben majd részletesebben bemutatjuk, hogy a fentebb idézett dózisok a természetes forrásokból származó, egy évre jutó átlagos sugárterhelésünkhöz képest óriási sugáradagok, azt mintegy ezerszeresen meghaladják.

A sugárbetegség tünetei és szakaszai

Olyan specifikus tünetek, amelyek csak a sugárbetegségre lennének jellemzőek, nincsenek. Annak ellenére így van ez, hogy az akut sugársérülés általános formája, azaz a sugárbetegség mintegy százezer embert érintett Hirosimában és Nagaszakiban, továbbá 145 főn volt megfigyelhető 1986-ban Csernobilban is. A többi sugárbaleset során alkalmanként csupán néhány főnél alakult ki sugárbetegség. Sugárbetegség csak akkor alakul ki, ha az egész testet, avagy a törzs nagyobb részét, legalább 1 Gy dózisú besugárzás éri. A heveny sugárbetegség négy szakaszra osztható:

a) Kezdeti szakasz: a testet ért sugárdózistól függően egy-két avagy több óra múltán hányinger, hányás, étvágytalanság, émelygés, fejfájás, levertség, rossz közérzet, súlyosabb esetben hasmenés, verejtékezés, láz, ingerlékenység és a mozgáskoordinációs zavar lép fel, a limfociták számának csökkenése a besugárzás utáni első napok alatt prognosztikai értékű (16.2. ábra).



16.2. ábra. Az ionizáló sugárzás emberre gyakorolt károsító hatása

b) Lappangási szakasz: a tünetek eltűnnek, a sérült jól érzi magát, munkaképes. Minél nagyobb a dózis, annál rövidebb a tünetmentesség, 2–3 Gy dózisnál akár 3–4 hét is lehet, de 10 Gy sugárterhelés felett akár el is maradhat.

c) Kritikus szakasz: a kezdeti tünetek súlyosabb formájához pontszerű bőrbevérzések, véres széklet, s az immunrendszer károsodása miatt fertőzések társulhatnak. A vérsejtszám csökkenésének mértéke és sebessége arányos a dózissal. A túlélés szempontjából kritikus időszak a besugárzás utáni 3–6. hétre esik.

A sugársérülés diagnosztizálásában a bármely klinikai laboratóriumban elvégezhető hematológiai módszernél pontosabb és kb. háromszor érzékenyebb a speciális laboratóriumi felszerelést és szakismeretet igénylő citogenetikai eljárás. E "biodozimetriai" módszerrel, azaz a sugársérülttől levett

Sugárvédelem

vérből tenyésztett limfocitákban a rendellenes kromoszómák vagy kromoszómatöredékek, mikronukleuszok gyakoriságának értékelése útján már 0,15 Gy sugárterhelés kimutatható, amikor a páciensnek egyéb tünetei még egyáltalán nincsenek. A citogenetikai módszereknek az az egyik fő hátrányuk, hogy nem sugárspecifikusak, azaz egyéb fizikai vagy kémiai hatásokra is növekszik a rendellenes kromoszómák, illetve a mikronukleuszok gyakorisága, továbbá akkor sem alkalmasak a sugárdózis becslésére, ha csak kis testfelületet (pl. a kezeket) ért a sugárzás. Mindemellett az összes ismert biológiai eljárás közül a citogenetikai módszerekkel lehet a legpontosabban megbecsülni az egész testben elnyelt sugárzó energia mennyiséget, ezért alkalmazhatók "biodozimetriai" célokra.

4–5 Gy egésztest-dózis – kellő orvosi ellátás hiányában – 60 napon belül az érintett személyek felének okozhatja a halálát a vérsejtképzés csökkenése és a fertőzések miatt. Ugyanakkor megfelelő orvosi kezelés – így kórházi nyugalom, sterilitás, antibiotikumok, vérkészítmények adása és folyadékpótlás – lehetősége esetén a túlélés esélye számottevően javítható: így a 4,2–6,3 Gy dózist kapott 21 csernobili sérült közül 14 volt megmenthető, míg a 2–4 Gy sugárterhelést szenvedett 43 fő közül mindössze 1 fő halt meg (az 50%-ot meghaladó, gyógyíthatatlan súlyos bőrégés miatt).

d) Lábadozási szakasz: a felépülés lassú, hónapokig is elnyúló időszaka.

A leggyakoribb sugársérülés

Akut (korai) sugársérülés leggyakrabban a kezek bőrfelületének különböző mértékű károsodása formájában figyelhető meg. Ha a bőrben elnyelt dózis 2 Gy-nél kisebb, bőrpír vagy ideiglenes szőrzetkihullás (epiláció) nem várható, mivel ennyi a bőr sugársérülésének küszöbdózisa. A 2 Gy-nél nagyobb bőrdózis hatására fellépő korai bőrpír (eritéma) bekövetkeztének ideje, majd a tünetmentes (látens) szakasz időtartama a dózissal fordítottan, a bőrpír intenzitása pedig a bőr sugárterhelésével egyenes arányos. 3–10 Gy-től a tartós bőrpír és az epiláció az 5–15. napon jelentkezik. E felett felhólyagzás, hámfoszlás, pigmentáció és fekélyesedés is kialakul.

A kezek után a fej és a nyak helyi sugársérülése fordul elő a leggyakrabban. Mintegy 3 Gy fejet érő bőrdózis esetén már az első napokban jelentkezhet bőrpír, kötőhártya-gyulladás és átmeneti epiláció (hajhullás), valamint szájszárazság, fémes íz érzés és a fültőmirigyek duzzadása. 4 Gy alatt csak igen ritkán, de e felett meglehetősen gyakran, a 15–17. napon a szemöldök kihullik. Meglepő, de a szempillák – a szemöldök teljes lecsupaszodásakor is – megmaradnak.

A sugárexponált testrész (leggyakrabban a kéz) emelkedett hőmérséklete még a klinikai tünetek – így bőrpír, felhólyagzás, epiláció stb. – megjelenése előtt, illetve azok elmúlása után is kimutatható termográfiával (hőhatásra színüket változtató folyadékkristályokkal).

Késői sugársérülések

A késői sugársérülés a hatás jellege szerint lehet mind determinisztikus, mind sztochasztikus. A kétféle késői sugárkárosodás között a lényeges különbség abban áll, hogy amíg a determinisztikus sugársérülés abban a személyben jelentkezik, akiben az évek során bizonyos mennyiségű sugárterhelés felhalmozódott, s ez meghaladta a bőr vagy a szemlencse krónikus sugárkárosodásának "kumulatív küszöbdózisát", addig a sztochasztikus sugárhatás esetén soha nem mondható meg előre, hogy a vizsgált nagyszámú embercsoportban személy szerint kinél alakul ki daganat a sugárzásnak – rendszerint viszonylag kicsiny egy főre jutó dózisa – következtében. Ennek az a magyarázata, hogy egyéb fizikai, illetve kémiai és biológiai tényezők miatt sok ezerszer többen betegszenek meg daganatos megbetegedésben, mint az ionizáló sugárzás hatására.

Késői sugársérülés: a krónikus bőrgyulladás, a szemlencsehályog, illetve a magzati (teratológiai) károsodások. Közös jellemzőjük, hogy viszonylag hosszabb időszak alatt felhalmozott (kumulált) küszöbdózis felett jelennek meg a besugárzott szervezetben. Amíg az első két kóros elváltozás csak akkor várható, ha az évek alatt kumulált dózis legalább 5–15 Gy, addig az ionizáló sugárzás indukálta fejlődési rendellenesség (kisfejűség és szellemi visszamaradottság) már ennél jóval kisebb, de legalább 0,1 Gy magzatot (és nem a terhes nőt) érő dózis hatására felléphet.

Sugárzás okozta krónikus bőrgyulladást évtizedeken át világszerte tapasztaltak a betegek röntgenvizsgálata során rendszeresen a hasznos sugárnyalábba benyúló orvosok kezén. A "röntgenkéz"-re jellemző volt a száraz, szőrtelen, elvékonyodó, sérülékeny, könnyen kifekélyesedő kézfejbőr, s a vékony, berepedezett körmök. A bőr alatti erek károsodása s a minduntalan kifekélyesedés miatt gyakran vált szükségessé az ujjak (vagy az ujjpercek) amputálása. Az utóbbi, súlyos következmény kiváltásához 10–20 Gy kumulatív dózis volt szükséges.

A szemlencsehályog kialakulási ideje és a szemlencsében elnyelt sugárdózis fordítottan arányos. 2–7 Gy esetén kb. 8 év, 7–12 Gy esetén pedig 4 év a lappangási idő.

A teratológiai elváltozások szempontjából legkritikusabb a terhesség 8–15. hete. Mindamellett az ionizáló sugárforrások orvosi hasznosításával kapcsolatos eddigi tapasztalatok szerint 0,1 Gy magzati dózis alatt ilyen rendellenesség nem várható. Ne feledjük, hogy ez a dózis legalább harmincszor meghaladja az évenkénti átlagos sugárterhelésünket, és a terhes nők igen súlyos baleseti besugárzása esetén fordulhat csak elő, hogy a magzat ekkora adag sugárzást kapjon. Ennek ellenére az ionizáló sugárforrással dolgozó, fogamzásképes korban lévő nőknek erre gondolniuk kell, és terhességüket mielőbb be kell jelenteniük az üzemorvosuknak és/vagy a munkahelyi sugárvédelmi felelősnek, hogy az sugárveszélytől mentes munkakörbe áthelyeztethesse őket.

A csernobili baleset miatt kitelepített 135 ezer fő között 1630 terhes nő volt. Ezek gyermekei körében a veleszületett rendellenességek aránya nem tért el az országos átlagtól (ugyancsak 0,5% volt). A spontán vetélések és a koraszülések száma azonban – valószínűleg pszichés okok miatt, a korábbi helyi adatokhoz képest – megduplázódott.

Sztochasztikus sugárhatások

Sztochasztikus sugárhatások csak későn (évekkel-évtizedekkel a sugárexpozíció után) mutatkoznak vagy a besugárzott személyben, vagy az utódaiban.

A sztochasztikus sugárhatások nem speciális kórképek. Ezek olyan kóros jelenségek, amelyek bizonyos "természetes gyakoriság"-gal a sugárhatásnak nem kitett populációban is előfordulnak. Mind a rosszindulatú daganatos megbetegedések (főképpen a rák), mind a genetikai károsodások (mutációk, öröklődő betegségek) meglehetősen gyakoriak a többlet-sugárterhelésben nem részesült emberek körében. Így pl. az utóbbi évtizedben évente átlagosan 30 ezer személy halt meg daganatos betegségben Magyarországon, avagy az öröklődő károsodások "spontán gyakorisága" 10,5%, azaz minden tizedik újszülött valamilyen – ritkán súlyos, többnyire csak csekély jelentőségű – genetikai ártalommal jön világra.

Bár nincs rá bizonyíték, hogy a természetes sugárterheléssel összevethető nagyságú (azaz évenként néhány vagy néhányszor tíz mSv-nyi) többletsugárzás már megnövelné a sztochasztikus sugárhatások – vagyis a besugárzott személyekben a rosszindulatú daganatok, utódaikban pedig az örökletes károsodások – gyakoriságát, a nagyobb biztonság érdekében azt a feltételezést fogadjuk el, hogy a járulékos sugárterhelés legkisebb értéke is valamilyen csekély mértékben már képes fokozni a sztochasztikus sugárhatások valószínűségét. Ezt tükrözi a 16.1. ábra jobb oldalán a nullától kiinduló szaggatott egyenes.

Fontos itt megjegyezni, hogy a jelentős háttérsugárzású területeken élő népesség körében – ahol az átlagos évenkénti sugárterhelés a világban (és hazánkban) tapasztalható átlagértéket 10–20-szor meghaladja – a késői sugárkárosodások gyakoriságának növekedését kimutatni ez ideig nem sikerült.

A sztochasztikus sugárkárosodásokkal kapcsolatos adatok forrásai: a) az atomrobbantások túlélői, b) bizonyos sugárveszélyes munkakörökben foglalkoztatott dolgozók, valamint c) a diagnosztikai vagy terápiás céllal orvosi besugárzásban részesített személyek egyes csoportjai körében végzett sugárepdiemiológiai felmérések adatai. Ezek szerint:

a) A japán városokra (Hirosimára és Nagaszakira) ledobott atombombák azon túlélői körében, akik nem kaptak akkora adag sugárzást, hogy akut sugárkárosodás alakuljon ki, évek múltán megfigyelték a rosszindulatú daganatos betegségek – előbb a fehérvérűség, majd kb. másfél évtized elteltével a daganatok – gyakoribb előfordulását. Minél nagyobb volt egyes csoportokban az átlagos sugárdózis, annál gyakrabban fordult elő az érintett személyek körében a fehérvérűség. 20–25 esztendő múltán a leukémia előfordulási aránya már nem tért el a többi japán városban észlelt gyakoriságtól.

Az egyéb (ún. tömör, körülhatárolható) daganatok kialakulásának átlagos lappangási ideje 25 évnek bizonyult. Ezért elfogadhatatlanok azok a - nem tudományos lapokban 2-4 éve megjelentetett - cikkek, amelyek szerint a csernobili katasztrófa következtében pl. a szájrák vagy a gégerák gyakorisága egyes körzetekben megtöbbszöröződött. A Csernobil környékén élőknél és a mentésben közreműködőknél az első tíz év alatt nem észlelték a leukémia gyakoriságának növekedését. Ez megfelel a hirosimai tapasztalatokon alapuló várakozásnak. A gyermek-pajzsmirigyrák gyakorisága azonban 1995-ig több mint egy nagyságrenddel volt több, mint 1986 előtt. Eddig 800 gyermeket kezeltek műtéti úton, közülük 3 hunyt el. A jövőben további 4000-8000 pajzsmirigyrákos megbetegedés várható a térségben. Ezen nem várt nagy számú pajzsmirigyrákos megbetegedés oka a gyermekpajzsmirigy nagy sugárérzékenysége, melyre eddig nem állt rendelkezésre elegendő adat. A szakértők más rákos megbetegedések gyakoriságának a kimutatható növekedését nem várják. Jelentősen megnövekedett viszont a térségben az esemény kapcsán a nem sugárzás okozta pszichológiai és stresszhatások által kiváltott megbetegedések száma.

1954 márciusában a Marsall-szigetek közelében végrehajtott kísérleti atomrobbantás következtében a szigetlakók radioaktív jódizotópokat tartalmazó, nagy aktivitású levegőt lélegeztek be. Ettől 20 év múltán az érintett kis számú népesség 5%-ában pajzsmirigyrák alakult ki, ugyanakkor pl. az USA-ban a normál gyakoriság ezerszer kisebb. Bár a jódizotópok pajzsmirigyrákkeltő hatása vitathatatlan, a fenti vizsgálat statisztikai értékelését nehezíti, hogy az érintett szigeteken mindössze 244 fő élt a nukleáris fegyverkísérlet idején.

b) Egyes rosszindulatú daganatos megbetegedések gyakoribb előfordulását megfigyelték az évtizedekkel korábban sugárveszélyes munkahelyeken dolgozók bizonyos csoportjaiban is. Az urán- és egyéb ércbányászok körében annál nagyobbnak találták a tüdőrák gyakoriságát, minél nagyobbnak becsülték a radon és α -sugárzó bomlástermékei belégzéséből eredő kumulatív hörgődózist. Mindamellett a kimutatható többlet-tüdőrák kiváltására igen nagy dózisoknak kellett halmozódnia a hörgőkben és a tüdőhólyagocskákban – így pl. ezer uránbányász között évente öttel több tüdőrákot akkor észleltek a természetes előfordulás felett, amikor valamennyi bányász legalább 70 Sv kumulatív hörgődózist kapott.

Századunk 20-as, 30-as éveiben Amerikában, Nyugat-Európában, illetve Joachimstalban (a cseh érchegységben) rádiumtartalmú festékkel festették a világító számlapú órákat, miközben az ecsetet az ajkukhoz érintve nedvesítették (és "hegyesítették"). Az így lenyelt rádium hatására évek múltán a női dolgozók körében gyakoribb volt a csontrák. Érdekességképpen megemlíthető, hogy az első, sugárzás kiváltotta bőrrákot 1902-ben – azaz mindössze 7 évvel a röntgensugárzás felfedezése után! – írták le.

c) Az ionizáló sugárforrások orvosi alkalmazása is hozzájárult egyes daganatos betegségek megszaporodásához. Az USA-ban – az emlőrák előfordulása és az évtizedekkel korábban végzett tüdőröntgenezések (átvilágítások) évenkénti száma között állapítottak meg lineáris összefüggést. A Bechterewkór (gerincgyulladás) miatt rádiummal kezelt brit betegek közül kereken tízszer annyi halt meg fehérvérűségben, mint a hasonló létszámú és korösszetételű kezeletlen lakossági csoportban.

E megfigyelések azt sugallták, hogy a sugárkárosodás megelőzése érdekében a sugárterheléssel járó vizsgálati vagy terápiás beavatkozásokat az adott cél eléréséhez minimálisan szükséges sugáradaggal kell végezni.

16.2.5. A népességre ható természetes és mesterséges "háttérsugárzás"

1. Természetes sugárforrások:

- kozmikus sugárzás,
- a természetes radioizotópok által létrehozott külső és belső sugárterhelés.

Az ezekből adódó évi átlagos dózisterhelést a 16. III. táblázatban foglaltuk össze. A kozmikus sugárzás intenzitása tengerszint felett évi átlagban közel állandó, de a magassággal exponenciálisan nő, ezért a magas hegységek lakóit 5–6-szor akkora kozmikus sugárzás is érheti, mint pl. a tengerszint magasságában lakókat. A talaj és az építőanyagok természetes aktivitása sem egyforma, így a táblázat értékeitől többszörös eltérés is lehetséges. Dél-Amerikában és Indiában monacithomokos (Th-tartalmú ásvány) területeken a lakosság sugárterhelése 10–20-szorosa az átlagterhelésnek. A nagyobb su-

A sugárzás forrása	Éves eff Külső besugárzás	ektív dózisegyenérté Belső besugárzás	k Kb. összeg
Kozmikus sugárzás ionizáló összetevő neutron összetevő	300 55		300 55
Kozmikus eredetű izotópok Földi eredetű izotópok ${}^{40} m K$ ${}^{87} m Rb$	150	15 180 6	15 330 6
²³⁸ U-sorozat ²³⁸ U ²²⁶ Ra ²²² Rn ²¹⁴ Po ²¹⁰ Pb ²¹⁰ Po	100	19 1100 120	1300
²³² Th-sorozat ²³² Th ²²⁴ Ra ²²⁰ Rn ²⁰⁸ Tl	160	16 160	340
Kb. összeg	800	1600	2400

16. III. táblázat. A normális szintű természetes háttérsugárzás átlagos effektív dózisértékei

gárterhelés által kiváltott károsodásokról megbízható adat ez ideig nem áll rendelkezésre.

2. Mesterséges sugárforrások. A röntgensugárzás orvosi alkalmazása a fejlett ipari országokban a népességre évente 0,3–0,4 mGy átlagos terhelést eredményez. Ennek károsító hatása, mivel minden lakosra hat, már nem elhanyagolható. Egyéb mesterséges forrásokból, pl. az atomerőművekből, a televíziós készülékekből stb. a népességre jutó eredő sugárterhelés ma még elhanyagolhatóan kicsi, nem több, mint évi 0,01–0,02 mSv. Az atomfegyverek kísérleti robbantásából származó radioaktív lerakódás külső forrásként és a táplálékláncon keresztül belső sugárforrásként is, az 1960-as évek elején 0,05–0,1 mSv/év dózisterhelést eredményezett az északi féltekén élő népeknél. Az atomcsendegyezmény óta az évi terhelés egy nagyságrenddel csökkent, károsító hatása napjainkban elhanyagolhatóan kicsi.

16.2.6. A modern sugárvédelem alapja

Az ICRP 26-os kiadványa 1977-ben rakta le a modern sugárvédelem alapját, melyet az ICRP 60-as 1990-ben pontosított. Ezek alapján a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség 1982-ben, majd 1996-ban közreadta a sugárvédelem nemzetközi alapszabályzatát, mely az ENSZ-tagállamok részére, így hazánknak is a belső szabályozás alapja.

A sugárvédelem hármas alapelve a következő:

1. Sugárveszélyes tevékenység csak akkor végezhető, ha indokolt. Indokoltnak tekinthető a sugárveszéllyel járó tevékenység, ha a nettó haszna pozitív, azaz a teljes ráfordítás, benne a sugárvédelemre és a sugárzás által okozott egészségügyi kár rendezésére fordított összeg kisebb, mint a tevékenység teljes értéke.

2. A sugárterhelés csökkentése, azaz a sugárvédelem javítása csak a kiadások jelentős növelésével érhető el. Másrészről a sugárterhelés növekedtével az egészségkárosító hatás kockázata, illetve annak anyagi egyenértéke is növekedik. A költségeket a sugárterhelés (dózis) függvényében megadó két ellentétesen változó függvény összegének egy adott sugárterhelésnél minimuma lesz. Ezt a műveletet optimálásnak nevezzük. A minimális kiadáshoz tartozó dózis a társadalom anyagi helyzetétől függően változik, fejlett országokban a minimumnak megfelelő dózis kisebb, mint az elmaradottaké. Általában mondható, hogy olyan kicsi legyen egy adott sugárveszélyes tevékenység során elszenvedett dózis, amilyen kicsi csak ésszerűen elérhető, figyelembe véve az adott ország szociális helyzetét is. Ez az ún. ALARA-elv (as low as reasonable achieveble).

3. Dóziskorlátok. A munkát úgy kell megtervezni, hogy a sugárveszélyes tevékenység normál körülmények között ne okozhasson determinisztikus sugárkárosodást. A másik fontos korlát, hogy a foglalkozási sugárterhelés révén létrejövő sztochasztikus károsodások kockázata ne legyen nagyobb, mint az általános ipari kockázat, azaz 10^{-4} haláleset/év. A lakosság esetében pedig a kockázat kisebb legyen, mint 10^{-5} haláleset/év. Az itt megadott, és a társadalom által elfogadható kockázathoz tartozó dóziskorlát betartása érdekében az egyes tevékenységekhez ún. dózismegszorítást kell alkalmazni. A jelenlegi gyakorlat szerint a mesterséges sugárforrásokból eredő sugárterhelés a foglalkozási sugárterhelés esetében kisebb, mint a dóziskorlát 1/10-e. A lakosság esetében, az orvosi sugárterhelést nem számítva kisebb, mint a korlát 1/1000-e. Az orvosi sugárterhelés okozta sztochasztikus sugárkárosodás helyes alkalmazás esetén lényegesen kisebb, mint az eljárás nyújtotta egészségi haszon.

Terhes nőkre, tanulókra külön megszorítások vonatkoznak.

	Foglalkozási	Lakosság
Effektív dózis	20 mSv/év (5 év átlagában, de max. 50 mSv/év)	1 mSv/év
Egyenérték dózis szemlencsére	150 mSv/év	15 mSv/év
végtag/bőr	500 mSv/év	500 mSv/év

16. IV. táblázat. Dóziskorlátok (1996 – NAÜ)

16.2.7. Az atomtechnika kockázata

Az ionizáló sugárzás emberre gyakorolt károsító hatásával foglalkozó fejezetben láttuk, hogy 1 Sv-nél kisebb dózis nem eredményez determinisztikus károsodást. Másrészről tudjuk, hogy már egészen kis dózis is okozhat késői sztochasztikus károsodást, különböző káros megbetegedéseket, kisebb mértékben utódokat veszélyeztető genetikai eltéréseket. Az emberiséget fejlődésének évmilliói alatt a kozmikus sugárzástól és a természetes radioaktív izotópoktól származó sugárterhelés folyamatosan érte, s ez nem akadályozta az életet és a fejlődést. Hatvan éves átlagéletkort véve alapul, a háttérből eredő átlag sugárterhelést 0,16 Sv-nek vehetjük.

Vajon tényleg olyan nagy a kockázata a nukleárisenergia-termelésnek? Attól függetlenül, hogy Csernobilban katasztrofális reaktorbaleset történt, még így is világviszonylatban a nukleáris energiatermelés a legbiztonságosabb és a legkörnyezetbarátabb.

Az atomenergia és az ionizáló sugárforrások gyógyászati és ipari alkalmazása nagy jelentőségű az egész emberiség fejlődése szempontjából. Minden fejlődési szakasznak megtalálhatók a jellemző veszélyforrásai. Őseinket a ló vetette le magáról, a mai kor emberét a gépkocsibaleset veszélye fenyegeti, ennek ellenére sem a múltban, sem napjainkban nem mondunk le a közlekedés fejlődésének eszközeiről, hanem elfogadjuk a velük járó kockázatot. A magenergia felhasználásának is óriási a jelentősége, alkalmazása azonban bizonyos kockázattal jár. A kockázatvállalást olyan szintre kell beállítani, hogy az a társadalom teherbíró képességét ne haladja meg. Jó kiinduló alap lehet a kockázat becslésekor a nem sugárveszélyes munkahelyeken előforduló ipari eredetű sérülések és halálos balesetek statisztikai adatainak ismerete. A magenergia felhasználásakor olyan sugárterhelés-korlátokat kell megszabni, amelyek nem okoznak ezeknél nagyobb mértékű károsodásokat.
Természetesen törekedni kell az egészség- és az életvédelem fokozására, ezt azonban az anyagi lehetőségek korlátozzák. Napjainkban a gépkocsitervezők, útépítők és közlekedésrendészeti szakemberek mindent megtesznek a biztonságosabb közlekedésért. Elvileg készíthetnének tankhoz hasonló páncélozott nehéz járműveket, amelyek kötött pályán balesetmentesen közlekedhetnének, ennek megvalósítására azonban a társadalom ma nem vállalkozhat, be kell érnünk kevésbé radikális eszközökkel. A sugárveszély teljes kiküszöbölése, pl. az atomerőművekből kilépő radioaktív gázt tartalmazó levegő "abszolút szűrése" ma még legalább olyan nagy technikai és anyagi akadályba üközik, mint az előbb említett "abszolút biztonságos" autó megvalósítása. Már ma elértük azonban, hogy az atomerőművekből eltávozó radioaktív gáz által a lakosságra gyakorolt károsító hatás lényegesen kevesebb, mint egy hasonló teljesítményű hagyományos erőműből eltávozó kén-dioxid és por károsító hatása. Az atomerőművek alkalmazásának tulajdonítható átlagos életkorcsökkenés 0,04 nap! Amerikai statisztika szerint a szén- vagy olajtüzelésű hőerőművek okozta tényleges átlagos életkorcsökkenés 20 nap, azaz ötszázszor nagyobb, mint az atomerőművek esetében.

Annak a valószínűsége, hogy egy ember villámsújtás következtében haljon meg, húszezerszer nagyobb, mint annak a valószínűsége, hogy valamilyen reaktorbaleset következtében haljon meg. Ha az Egyesült Államok által termelt összes elektromosság nukleáris eredetű volna, akkor ugyanaz lenne a rizikója ennek, mintha egy rendszeresen dohányzó ember egy extra cigarettát szívna el 15 évenként egyszer. A volt Szovjetunió területén az atomerőművi villamosenergia-termelés konvencionális tüzelőanyaggal való helyettesítése az elkövetkezendő 50 évben kb. 1 millió többlet halálesetet okozna. Csernobil következtében a volt Szovjetunió területén kb. 20 ezer többlet haláleset lesz. Az Egyesült Államokban évente 40 ezer ember hal meg széntüzelésű erőművek által kibocsátott füst következtében.

Bármennyire is hihetetlennek tűnik (világszerte végzett mérések és számítások szerint) a lakosság atomenergetikai ipartól származó kollektív sugárterhelése (azaz a nukleáris létesítmények körzetében élő népesség összesített sugárdózisa) – beleértve a csernobili reaktorbalesetből eredő lakossági sugárdózist is – kisebb, mint a Föld népességének a világító számlapú óráktól származó együttes sugárterhelése! S ez utóbbit 1988-ban csupán 2,5szer haladta meg a világ nukleáris energiatermelésének tulajdonítható foglalkozási sugárterhelés (16.3. ábra), ez 50-szer kisebb, mint az atomfegyverkísérleteknek, illetve 12 000-szer (!), mint a természetes forrásoknak tulajdonítható sugárdózis.

Mérési adatok tehát nem támasztják alá az atomerőművektől való túlzott félelmet. Fontos ezt hangsúlyozni egy olyan egyéb energiaforrá-



16.3. ábra. A Föld népességének kollektív (összesített) sugárterhelése mesterséges forrásokból 1988-ban

sokban szűkölködő országban, mint hazánk, ahol a Paksi Atomerőmű a villamosenergia-termelésünk 40%-át szolgáltatja, kimutatható lakossági többlet-sugárterhelés nélkül! Amíg hazánk lakossága a csernobili reaktorbaleset miatt egy év alatt annyi sugárterhelést kapott, mint az éves természetes sugárdózis egy hónapra eső része, addig – a kereken tízéves üzemelési tapasztalat alapján – a Paksi Atomerőmű révén a környező lakosságot évente legfeljebb 2 órára jutó természetes sugárdózisnak megfelelő többlet-sugárterhelés éri! Ez a többlet olyannyira kevés (viszonyítva az év 8760 órája alatt elkerülhetetlen természetes sugárterheléshez), hogy ennek következtében az egészség semmiképpen nem károsodhat. A Szovjetunió területén (illetve az utódállamokban) az energia 12%-át ma is atomerőművekben termelik. A nukleárisenergia-termelés részesedése Franciaországban és Belgiumban a legnagyobb – 70%.

Az atomreaktorok meghibásodásakor nagyobb a veszély. A közelmúltban halálos következményű reaktorkatasztrófa is előfordult. Az atomerőműbalesetek – az egyéb természeti és ipari katasztrófákhoz képest – rendkívül ritkák. A nagy mennyiségű radioaktív anyag kibocsátásával és az egészségkárosodás egyéni kockázatával (heveny sugárbetegséggel és halálos következménnyel) járó súlyos atomerőmű-baleset valószínűsége elenyészően kicsi. Jelen ismereteinket és a jelenlegi biztonsági berendezéseket alapul véve, a kockázatelemzések szerint 500 üzemelő atomreaktorban 2000 évente fordulhat elő egyetlen súlyos, halálos sugársérüléssel járó reaktorbaleset.

Reális az a feltételezés is, hogy a reaktorbiztonsági rendszerek a jövőben tovább tökéletesednek, s ami talán a legfontosabb, az emberi tévedésből vagy helytelen döntésből bekövetkező atomerőművi katasztrófák – ilyen volt 1986-ban Csernobil – teljes mértékben kiküszöbölhetőek lesznek. A csernobili atomerőmű viszonylag régi, korszerűtlen típusú. Az utóbbi két évtizedben hasonló már nem épült. Az atomerőművek napjainkban is sokkal biztonságosabbak, mint a vízerőművek (a duzzasztógátak átszakadásai miatt) vagy a hagyományos (szén-, olaj- és/vagy gáztüzelésű) hőerőművek. Az utóbbiakban a halálos kimenetelű baleset előfordulási valószínűsége 500– 1000-szer nagyobb, mint az atomerőművekben.

A csernobili reaktorbaleset után publikált kockázatelemzések szerint, a fosszilis üzemanyagú (szén-, olaj- vagy földgáztüzelésű), illetve a vízerőművekben a halálos kimenetelű balesetek valószínűsége 500–1000-szer, a szénbányászatban pedig 5000-szer nagyobb, mint az atomerőművekben. Az energiatermelésben halálozással járó legkomolyabb balesetek a duzzasztógátszakadások voltak: Indiában (Morvi) 1979-ben 15 000, Olaszországban (Vacint) 1963-ban 3000, Franciaországban (Malpesset) 1959-ben 600 ember életét oltották ki.

Ugyanakkor a nukleárisenergia-termelés eddigi legsúlyosabb katasztrófája 32 ember halálát okozta, s a nagy mennyiségű radioaktív anyag kibocsátásával és egyéni kockázattal járó súlyos atomerőművi baleset valószínűsége mindössze 10^{-6} /év/reaktor, azaz a csernobilihoz hasonló súlyosságú baleset legfeljebb 2000 évenként várható. Igaz persze, hogy az atomerőművek számának növelése a hagyományos energiaforrások kimerülésével valószínűleg elkerülhetetlen lesz a jövőben, de a technikai színvonal fejlődésével reálisan tételezhető fel a reaktorbiztonsági berendezések tökéletesedése és a téves emberi beavatkozások lehetőségének csökkenése is.

A baleset következtében az elkövetkező 70 évben a daganatos betegségek természetes gyakorisága (ami korábban ott is 20% volt, a magyarországi adatokhoz hasonlóan) várhatóan 0,6%-kal növekszik az áttelepítettek körében, illetve 0,03–0,15%-kal emelkedik majd Oroszország európai részén, Belorussziában és Ukrajnában, a nemzetközi szakértői bizottság becslése szerint.

Végül is általánosságban szólva kockázatmentesen lehetetlen élni. Pl. az autóbalesetek számát csak úgy lehetne nullára csökkenteni, ha "tankok" közlekednének kis sebességgel, kötött pályán. Ez nyilvánvalóan nem reális: meg kell alkudnunk némi kockázattal, ha közlekedni akarunk. Ez mérlegelés kérdése a közlekedésben is, az energiatermelésben is.

16.3. Gyakorlati sugárvédelem

A sugárvédelem munkavédelemnek, illetve közegészség-védelemnek is felfogható, és sok tekintetben hasonló jellegű az ipari – pl. egy mérgező vegyianyagot gyártó – üzem munkásainak és a környező lakosságnak a védelméhez. A közös vonás, hogy a megelőzésre és az ellenőrzésre egyaránt nagy súlyt kell helyezni.

16.3.1. Megelőzés

Külső sugárforrás ellen három védekezési mód adódik:

1. A forrás–ember távolság növelése. Pontszerű forrás esetében a távolság négyzetével csökken a dózisteljesítmény, ezért a ≈ 4 kBq-nél nagyobb aktivitású zárt γ -sugárforrásokat már tilos szabad kézzel megfogni, ez csak hosszú szárú csipesszel engedhető meg, ≈ 30 GBq aktivitás felett csak távműködtetésű manipulátorral szabad dolgozni. Különösen a β -forrásokra kell ügyelni, amelyek helytelen manipuláció esetében súlyos bőrégést okozhatnak.

2. A manipulációs idő csökkentése. Ha a sugárzó anyaggal tervezett műveletet inaktív anyaggal előre begyakoroljuk, akkor a művelet gyorsan elvégezhető. Kritikus esetben akár néhány 10 mGy_{lev} · h^{-1} γ -dózisintenzitású térbe is bemehetünk, csupán arra kell ügyelnünk, hogy a tartózkodási idő kellően rövid – néhány másodperc – legyen. Ha a műveletre pl. hetenként csak egy alkalommal van szükség, úgy az 1 mSv egésztest-terhelés egyszerre is megkapható. Arra is ügyelni kell, hogy néhány percnél hosszabb műveletet ne tervezzünk, mert akkor a legkisebb hiba súlyos következményekkel járhat, ami – más szóval – azt jelenti, hogy néhány 0,01 Sv · h⁻¹ feletti dózisteljesítményű térbe csak életmentési célból szabad belépni.

Heti tartózkodási időnek a sugárveszélyes laboratóriumban általában 36 órát vehetünk (26 μ Sv · h⁻¹), míg a környezetben lakók védelmének számításakor a teljes időt, heti 168 órát (0,6 μ Sv · h⁻¹) kell figyelembe venni.

3. Védőfal alkalmazása a dózisteljesítmény megfelelő mértékre való csökkentésére. A védőfal vastagságának számítása úgy történik, hogy kiszámítjuk a védőfal nélkül várható dózisteljesítményt, majd a heti tartózkodási idő figyelembevételével meghatározzuk a korlátnak megfelelő dózisteljesítményt. A két dózisteljesítmény hányadosa éppen a védőfaltól megkívánt dózisredukció.

A β -sugárzás árnyékolására kis rendszámú anyagból a maximális hatótávolságnak megfelelő rétegvastagságot, pl. 20 mm vastag plexit szoktunk használni. A kis rendszámú védőfalban a β -sugárzás hatására nem keletkezik számottevő mennyiségben nagy áthatolóképességű fékezési sugárzás.

A γ -sugárzás gyöngítésére ólom, beton, vas alkalmazható. Olcsó "védőfal" a víz. A gyengítési tényező a sugárzás energiájának és az elnyelő közeg elemi összetételének ismeretében a sugárzás–anyag-kölcsönhatásának ismeretében kiszámítható. A számítás kiterjedt és összetett spektrumú forrás, komplikált és vastag védőfalak esetében, amikor a gyengítési tényező 10^{-5} - nél kisebb, meglehetősen pontatlan. Kisebb zárt sugárforrások árnyékolásának gyakorlati számítására a kézikönyvek és a szabványok izotóponként és védőfalanyagonként táblázatosan vagy grafikusan közlik a gyengítési tényezőnek a vastagsággal való változását $1-10^{-5}$ -ig. Példaként megadjuk néhány izotóp betonra vonatkozó gyengítési tényezőjének a beton vastagságával való változását (16.4. ábra).



16.4. ábra. A γ -sugárzás gyengítési tényezője betonban

Neutronforrások árnyékolására nagy hidrogéntartalmú anyagokat, paraffint, vizet és betont (nehézbeton) használnak. A védőréteg vastagságának számítási menete a γ -sugárzásnál felhasználthoz hasonló. Nagy neutronés γ -források (mint pl. az atomreaktorok) védőfalvastagságának számítása rendkívül munkaigényes feladat, ennek részleteivel nem kívánunk foglalkozni.

Belső sugárzás elleni védekezésre a nyitott radioaktív sugárforrásokkal végzett munkák esetén van szükség, ahol a külső sugárveszély mellett az inkorporációval is számolnunk kell. Laboratóriumi viszonyok között a fő veszélyt a belégzés jelenti. A lenyelést és a bőrön keresztül való felszívódást egyszerű előírások – mint például: "Étkezni, inni és dohányozni a laboratóriumban tilos!", "Szennyezett anyagot csak gumikesztyűs kézzel szabad megfogni!" stb. – betartásával könnyen meg lehet előzni. Az izotóp inhalációs veszélyességét a származtatott levegőkoncentráció (melynek az egész éven át munkaidőben történő belégzése a lekötött évi dóziskorlátot eredményezi) értéke jellemzi. Az izotópokból a különböző technikai felszerelésekkel ellátott izotóplaboratóriumok - amelyeket "A", "B" és "C" kategóriával jelölnek – a biztonság érdekében csak meghatározott mennyiséget használhatnak fel. A hermetikusan zárt fülkékkel és manipulátorokkal felszerelt "A" típusú laboratórium a kiépítésének megfelelő aktivitású anyagot korlátozás nélkül feldolgozhatja. A "B" típusú laboratóriumban, amelyben 5 cm vastag ólomvédelemmel ellátott zárt manipulációs fülkék vannak, szabad dolgozni. A "C" típusú laboratórium lényegében jól felszerelt kémiai laboratórium, ebben azonban már csak 0,4 MBq aktivitású rendkívül veszélyes anyag dolgozható fel potenciális balesetveszély nélkül. A csökkenő veszélyességi kategóriák sorrendjében 4, 40, 400 és 4000 kBq aktivitás az a határ, amely alatt a készítmény nem tekinthető radioaktívnak és kémiai laboratóriumokban ellenőrzés nélkül szabadon felhasználható. Megjegyezzük, hogy a nagy érzékenységű számlálástechnikával ilyen kis aktivitású anyagokkal, gyakorlatilag már veszély nélkül lehet nyomjelzős kísérleteket végezni. Általános sugárvédelmi szabály: mind a zárt, mind a nyitott források esetében a lehető legkisebb aktivitást kell csak alkalmazni.

Radioaktív izotópok szállítása csak hatósági engedéllyel végezhető. A közúti, a vasúti és a légi szállítást nemzetközi egyezményekben rögzített körülmények között, szigorúan szabályozott ütés- és tűzálló, valamint megfelelő sugárvédelmet biztosító szállítótokokban kell lebonyolítani. A szigorú szállítási szabályokat a lakosság véletlen, ellenőrzés nélküli besugárzásának megakadályozása indokolja.

A radioaktív hulladékok jelentős potenciális veszélyforrások. Az atomenergia térhódításával nagy mennyiségű hasadási termék halmozódik fel. Eddig néhány 1000 GBq 90Sr-hulladék keletkezett, az évszázad végére azonban a 90Sr-hulladék aktivitása várhatóan közel két nagyságrenddel növekszik. A hulladékok térfogatának csökkentése, elszabadulásuk megakadályozása csak nagy erőfeszítések árán és rendkívül költségesen valósítható meg. Ennek ellenére a jelenleg rendelkezésünkre álló tapasztalatok alapján a radioaktív hulladékok felhalmozódása az elkövetkező harminc évben nem fog gátjává válni az atomenergia békés felhasználásának.

Hazánkban az izotóplaboratóriumokban keletkező hulladékot az ÁNTSZ (Állami Népegészségügyi és Tisztifőorvosi Szolgálat) Fővárosi Intézete begyűjti és Püspökszilágyon zárt területen, vízzáró agyagrétegben kiképzett felszíni betontartályokban tárolja. A Paksi Atomerőmű radioaktív hulladékait a telephelyen tárolják. A kis és közepes aktivitású hulladékok végső elhelyezése 2000–2004 körül, míg a nagy aktivitásúaké 2040 után kerül megoldásra.

16.3.2. Sugárvédelmi ellenőrzés

Személyi dozimetria

A külső γ -sugárzás személyi dozimetriai mérésre legegyszerűbben a kondenzátor ionizációs kamra használható. Ez töltőtoll méretű, hengeres, levegőekvivalens falú ionizációs kamra, amelynek fegyverzetét 100 V–150 V feszültségre kell feltölteni. A sugárzás hatására létrejövő ionizációs áram a kondenzátort kisüti, ennek mértéke vagy beépített elektrométerrel (önleolvasós doziméter), vagy külső elektrométerrel mérhető.

A kondenzátorkamrás dózismérőnek az a fő hibája, hogy nem marad dokumentálható nyoma a dózisnak, ezért általában filmdoziméterrel együtt használják. Az ionizáló sugárzás által létrehozott filmfeketedés alapján a γ -és β -sugárzás dózisa meghatározható. Két, alkalmasan megválasztott érzékenységű filmmel a munkaszinttől (0,2 mGy_{lev}) a baleseti szintig (10 Gy_{lev}) megbízhatóan lehet dózist mérni. A fényvédő papírba burkolt filmet fém-szűrők (0,5 mm Pb) közé, kazettába szokás elhelyezni, hogy a film 200 keV alatti nagy érzékenységét, amelyet az AgBr levegőtől eltérő nagy fotoab-szorpciós hatáskeresztmetszete eredményez, lecsökkentsük. A filmdoziméter kézre erősítve jól használható a kezet érő β - és γ -dózis ellenőrzésére is.

Újabban a szilárdtest-doziméterek használata kezd elterjedni a külső γ - és β -sugárzás személyi dozimetriájában. Ezek közül érzékenységével, kis terjedelmével és energiafüggetlenségével kitűnik a termolumineszcens (TL) doziméter (TLD). Egyes kristályok (LiF, CaF₂) és kerámiák (BeO, Al₂O₃) hibahelyein az ionizáló sugárzás által kiváltott elektronok befogódnak és onnan csak felmelegítés hatására lépnek ki. Az alapállapotba való vissza-téréskor kibocsátott fény, amelyet fotoelektron-sokszorozóval lehet mérni, arányos a doziméterben elnyelt dózissal. A TL dózismérő μ Gy–kGy tartományig használható, átfogása legalább négy nagyságrend, ezért egy dózismérő átfogja a munka- és a baleseti szintet. A legsokoldalúbb TL-anyag a LiF, amit por alakban vagy teflonba ágyazva lap és rudacska formájában lehet használni. A ⁷LiF neutronra gyakorlatilag nem érzékeny, míg a ⁶LiFnak nagy a termikusneutron-érzékenysége. Egyidejű használatukkal a γ - és a neutrondózis meghatározható.

A belső terhelést az emberi test, vagy egyes szerveinek (pl. a pajzsmirigy, tüdő in vivo aktivitás mérésével, jól árnyékolt γ -spektrométerrel) az ún. egésztestszámlálóval vagy résztestszámlálóval lehet közvetlenül meghatározni. A vizelet- és székletaktivitás méréséből közvetett úton a belső terhelés szintén meghatározható. Utóbbi különösen a tiszta β -sugárzó izotópok $(^{3}\mathrm{H},~^{90}\mathrm{Sr})$ belső terhelésének meghatározásánál előnyös, de a Pu izotópok mérésénél is bevált.

A személyi sugárvédelmi ellenőrzés elválaszthatatlan része a rendszeres orvosi vizsgálat.

Munkahelyi sugárvédelmi ellenőrzés

Azon sugárveszélyes munkahelyeken, mint pl. az atomreaktor, gyorsító, nagy sugárforrás, ahol a sugárzás intenzitása helytelen kezelés miatt jelentősen, akár több nagyságrendet is változhat, a helyiségekbe dózisteljesítménymérő és -jelző berendezéseket kell telepíteni és a munka során folyamatosan működtetni. Így megelőzhető a személyi dóziskorlát túllépése. A γ dózisteljesítményt mérő detektor legtöbbször ionizációs kamra, vagy GMcső, a neutron-dózisteljesítmény detektálására moderátor + BF₃-as csövet, vagy szcintillációs számlálót használnak. A helyi leolvasású beépített műszerek mellett, nagy létesítményekben (pl. atomerőmű), ahol több száz dózisteljesítmény-mérőt használnak, az adatokat központi helyen gyűjtik és dolgozzák fel. A hordozható kivitelű dózisteljesítmény-mérőket változó munkakörülmények között és terepen egyaránt lehet használni.

Azon munkahelyeken, ahol nyitott radioaktív anyaggal dolgoznak, felületi szennyezettségmérőt kell használni. Ezek többnyire vékony ablakos GMcsővel működnek. Ha a munkahely légterébe is kerülhet radioaktív anyag, akkor a levegő szennyezettségét is kell mérni. A levegő radioaktív aeroszol koncentrációját ismert térfogatú levegő szűrése után a szűrő alkalmas módszerrel mért aktivitásából lehet meghatározni. Radioaktív gáz koncentrációja a szcintillációs vagy GM-detektor körül átáramoltatott levegő révén határozható meg.

Ha az adott munkahelyről a légtérbe vagy vízi környezetbe radioaktív anyagot bocsátanak ki, akkor a környezetbe kibocsátott levegő, ill. víz radioaktív koncentrációját, továbbá a kibocsátott levegő, ill. víz térfogatát kell mérni. Ezen adatokból meghatározható a környezetbe adott időszakban kibocsátott radioaktív anyag aktivitása.

16.3.3. Környezetellenőrzési módszerek

Nukleáris létesítmények, elsősorban az atomerőművek és a reprocesszáló üzemek potenciálisan jelentős mennyiségű radioaktív hulladékot juttathatnak a környező levegőbe és a felszíni vizekbe. Üzemszerű körülmények között sem lehet elkerülni, hogy több-kevesebb radioaktív hulladék a környezetbe kerüljön. A nukleáris létesítmények közelében lakók biztonsága érdekében a légköri és vízi radioizotóp-kibocsátást és a környezet radioaktív szennyezettségét folyamatosan ellenőrizni kell. A környezetbe került radiojód- és egyéb hasadványok a talajra és a vegetációra rárakódnak, és a talaj-növény-állat-ember radioökológiai láncon keresztül belső besugárzásveszélyt jelentenek. Ezért gondosan kell vizsgálni a nukleáris létesítmények környezetében a levegő, a talaj, a vizek, a növények és az állati termékek radioaktív szennyezettségét. A minták mérésére – mivel a legtöbb hasadási termék γ -sugárzó – általában roncsolásmentes (kishátterű) γ -spektrometriás módszert használnak. A γ -spektrumok értékelése számítógéppel történik. Néhány hosszú felezési idejű radioizotóp, így elsősorban a rendkívül veszélyes ⁹⁰Sr, amely tiszta β -sugárzó, ezen az úton nem mérhető. Ezért a mintákból a stronciumot a többi radioizotóptól kémiailag elválasztják és a kapott preparátum β -aktivitását mérik.

Feladatok

- 16.1. Egy 10 mCi ⁶⁰Co forrástól 2 méterre dolgozva 4 órát, mekkora besugárzási dózist lehet kapni? $K_{\gamma} = 305 \ \mu \frac{\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{GBo} \cdot \text{ora}}$.
- 16.2. Milyen távolságban dolgozhat egy sugárveszélyes helyen dolgozó ember folyamatosan, árnyékolás nélkül egy A=2,5 MBq aktivitású $^{137}\text{Cs-forrástól?}$ K_γ = 80 $\frac{\mu\text{Gym}^2}{\text{GBq}\cdot\text{óra}}$.
- 16.3. Naponta hány órát dolgozhat egy dolgozó egy 4 GBq aktivitású ¹²⁵I forrástól 3 m-re, hogy évente maximum 20 mSv dózist kapjon? $K_{\gamma} = 16.4 \frac{\mu \text{Svm}^2}{\text{GBq-óra}}$.
- 16.4. Hogyan védekezhetünk neutronsugárzás és γ -sugárzás ellen? (Mindkettő semleges részecskék árama.)
- 16.5. Orvosi röntgenvizsgálat során 110 mSv/óra dózisegyenérték-intenzitást kap egy személy 10 másodpercen keresztül. A besugárzott rész tömege 1,2 kg. Mennyi energiát abszolbeált? Mekkora dózist kapott? Mekkora egésztest-dózisegyenértéket jelent ez, ha w = 0,1?

III. RÉSZ

RÉSZECSKEFIZIKA

A könyv eddigi fejezeteiben megismerkedtünk az atomokkal, melyek atommagból és elektronokból állnak, majd az atommaggal, amely protonokból és neutronokból áll. A jelen fejezet célja, hogy egy nagyon vázlatos áttekintést adjon az atommagnál is kisebb részecskéknek, az ún. "elemi" részeknek a fizikájáról. Ez az áttekintés messzemenően nem teljes, csak a leglényegesebb ismeretekre vonatkozik, nagyon sok fontos és érdekes részletkérdéstől eltekintünk benne. Az "elemi rész" nem pontos elnevezés. E részecskék legtöbbje nem elemi: a természetben létezhet egy mélyebb szint is, azaz az eredetileg eleminek tartott részek maguk is szerkezettel rendelkeznek, még kisebb összetevőkből állnak. Éppen ezért általában nem elemi részekről, hanem csak részecskékről és részecskefizikáról beszélünk.

17. A részecskefizikai kutatások néhány sajátossága

A részecskefizika a modern fizikának szerves része, ugyanakkor több olyan vonással rendelkezik, amely sajátos helyet biztosít számára a fizika tudományában és a fizikai kutatásokban.

a) Kifejezetten alapkutatás jellegű, amely a tudományos kutatások spektrumának a szélső pontján foglal helyet. A részecskefizika az egyik "legilapvetőbb alapkutatás". Ma még nem ismerjük közvetlen gyakorlati felnasználását. Ugyanakkor meg kell említenünk, hogy a részecskefizikai kuatások rendkívül magas technológiájú berendezéseket és speciális kísérleti nódszereket igényelnek, éppen ezért "húzó hatást" gyakorolnak a tudomány öbbi ágára és az ipari kutatásokra. Olyan követelményeket szabnak meg, amelyek a ma elérhető technológiai szint felső csúcsát jelentik, vagy a fölöt vannak.

b) A részecskefizika kísérleti műveléséhez az esetek döntő többségéber különlegesen nagy energiájú gyorsítókra van szükség. Ezek méretei többszöi tíz kilométert tesznek ki, létesítési költségük 10 milliárd dollárig (!) (1997 évi helyzet és árak) terjedhet. Hasonlóképpen magas az üzemeltetési költségük is. Emiatt részecskefizikát csak a leggazdagabb országokban, illetve a különböző országok nemzetközi társulásaiban, így például a CERN-ber (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, nem szó szerinti fordításban: Európai Részecskefizikai Kutató Intézet), vagy a dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben lehet művelni. Ennek megfelelően a részecskefizika sokkal nemzetközibb, mint az egyéb tudományos kutatások, bár a szabad nemzetközi véleménycsere és az egymás eredményeinek megismerése természetesen a tudomány minden területén egyre fontosabb.

c) A mérőműszerek, az ún. detektáló (észlelő) berendezések is különlegesek, nemcsak működési elvüket, hanem méreteiket, tömegüket és költségüket illetően is. Ma már egy-egy részecskefizikai detektor több tonnát nyom, többször tíz méter méretű és létesítési költsége akár *több százmillic dollár* is lehet.

d) Az előző két pont következménye, hogy egy-egy részecskefizikai kísérlet több évet is igénybe vehet: gyakran az ötlet felvetődésétől az eredmény közzétételéig egy évtized is eltelhet. Ugyanakkor az elért eredmények az esetek nagy részében fundamentálisan újak, alapvetően módosítják a világról alkotott eddigi képünket.

e) A részecskefizikára jellemző a mindent átható számítógépesítés, a rendkívül fejlett, élenjáró számítástechnikai kultúra. A kísérletek tervezésénél igen nagy mértékben fel kell használni az ún. Monte-Carlo-számításokat a paraméterek várható értékének becslésére, ugyanakkor a mérés során intenzív "on-line" számítógépes irányításra, ellenőrzése és adattárolásra van szükség. A nyert adatok további feldolgozása "off-line" módon történik, nagyon nagy memóriájú és szupergyors számítógépeken. (A számítástechnika egyébként behatolt az elméleti részecskefizika egyes területeire is.)

f) Az előzőekből érthető, hogy az egyes részecskefizikai méréseket igen nagy kollektívák végzik. Nem ritkaság, hogy a mérések fizikus résztvevőinek a száma eléri vagy meghaladja az ezret.

g) Nemzetközi viszonylatban a részecskefizika presztízse igen magas: évente átlagban nagyságrendben 3-4 milliárd dollárt költenek részecskefizikai kutatásokra a világon, és a kísérleti részecskefizika területén dolgozók számát világviszonylatban kb. 25 ezerre lehet becsülni (beleértve a kísérleti fizikusokon kívül a műszaki személyzetet, akik a gyorsítókat tervezik és részben építik, illetve üzemben tartják, a technikusokat, a számítógépspecialistákat stb.). Részben e hatalmas ráfordítás következménye, hogy a részecskefizikában majdnem évente születnek rendkívül nagy horderejű felfedezések. (Az utóbbi negyedszázadban például a fizikai Nobel-díjaknak több mint egyharmadát részecskefizikai kutatási eredményekért ítélték oda.)

A szenzációs eredmények gyors közlése és közismertté tétele rendkívül fontos kérdéssé vált. A tudomány és a fizika világában régebben kialakult nemzetközi információs formák (folyóirat-publikációk, különlenyomatok) túlságosan lassúak ehhez a tempóhoz, éppen ezért az információközlés – megtartva a klasszikus formákat is – sok új vonással bővült, amelyek között alapvető helyet foglal el a számítógépes (e-mail, Internet) és a személyes információcsere.

h) Az előző pont után paradoxonnak hat, de igaz, hogy bár világviszonylatban a részecskefizika az alapkutatások egyik legköltségesebb ága, ennek ellenére *Magyarországon* a szokásosnál is szerényebb ráfordítások mellett nemzetközi mércével is *életképes*. Ez elsősorban a nemzetközi együttműködésnek és annak a lehetőségnek köszönhető, hogy kutatóink rövid és hosszú távon részt vehetnek a nagy nemzetközi részecskefizikai központok (elsősorban a CERN és Dubna) munkájában.

18. Történeti áttekintés

18.1. A kozmikus sugárzás

A részecskefizika múltja a kozmikus sugárzás tanulmányozásához nyúlik vissza. (Ugyanakkor felhasználta és felhasználja a magfizika fejlődése során kialakult fogalmakat, az elméleti és technikai eszközöket is.) A XX. század elején többen megfigyelték, hogy a legjobban elszigetelt elektroszkópok is idővel elveszítik töltésüket. Akik ezt nem egyszerű technikai effektusnak akarták betudni, hanem mélyebben elgondolkoztak rajta, azok két lehetséges magyarázatot láttak. Az egyik az, hogy a földkéreg radioaktivitása az oka az elektroszkópok kisülésének. A másik elképzelés merészebb volt: azt tételezte fel, hogy a világűrből érkezik hozzánk ionizáló sugárzás, és ez az oka az elektroszkópok töltésveszteségének. A két elképzelés között kísérletileg különbséget tudunk tenni, ti. az utóbbi elképzelés esetében a Föld felszínétől magasabbra emelkedve a sugárzás intenzitásának nőnie kell, hiszen külső, Földön kívüli eredetű. 1912-ben V. F. Hess 5000 m magasságig végzett ballonkísérleteket és megállapította, hogy valóban van egy sugárzás, ami Földünket kívülről éri, és amelynek intenzitása ennek megfelelően a Föld felszínétől számított magassággal együtt jelentősen (exponenciálisan) nő. Ezt a sugárzást kozmikus sugárzásnak nevezték el.

Az egyik fontos kérdés, hogy mi a kozmikus sugárzás primer komponense, azaz, milyen részecskék érkeznek a kozmoszból Földünkhöz? Erre már régebben is választ tudtak adni, ma pedig az űrszondák jóvoltából egész pontosan megmondhatjuk, hogy a kozmikus sugárzás fő primer komponensét protonok alkotják, mellettük azonban megtalálhatók – bár sokkal kisebb számban – nehéz elemek atommagjai is, egészen a vasig és még azon túl is. Hogyan keletkezik a kozmikus sugárzás: erre még ma sem tudunk pontosan felelni. 1949-ben Fermi kidolgozott egy elképzelést, amelynek alapján a kozmoszban található mágneses terek és azok változása mint gigantikus gyorsítók működnek és kölcsönöznek óriási energiát az egyes részecskéknek.

Az atmoszférát elérő részecskék kölcsönhatnak az atmoszférában található oxigén- és nitrogénmolekulákban levő atomok magjaival, és így szekunder komponenseket (elektronok, γ - sugarak, μ - és π -mezonok, neutrínók (ν , lásd a 18.3., 18.5., 18.6. és 20.2. fejezeteket stb.) hoznak létre ("zápor").

Visszatérve a részecskékhez, úgy nézett ki egészen az 1930-as évekig, hogy a világot protonokból, neutronokból és elektronokból lehet "összerakni". Ha ezekhez még hozzávesszük a fotont, mint az elektromágneses kölcsönhatások közvetítőjét, akkor mindössze négy elemi részecskéről beszélhetünk. Később az atommag szerkezetének megismerése során felmerült az a kérdés, hogy mi az az erő, amely összetartja a protont és a neutront az atommagban? H. Yukawa, japán elméleti fizikus volt az, aki 1925-ben elméletileg megjósolta, hogy ugyanolyan közvetítő részecskét kell keresni a nukleonok közötti erőhatások leírására, mint amilyen a foton az elektromágneses hatás közvetítésében. A nukleonok közötti erőhatás intenzitásának és hatótávolságának empirikus ismeretében Yukawa kiszámította, hogy a közvetítő részecske nyugalmi tömege nem nulla, hanem az elektron tömegének durván kétszázszorosa.

Mint általában a kísérleti fizikában, ezen a területen is teljesen új távlatokat nyitott a maga korában új detektor, az ún. Geiger-Müller-féle számláló (GM-cső, 10.1.5.), és vele együtt egy mérési módszer, az ún. koincidenciamódszer felfedezése és bevezetése. A kozmikus sugárzás GM-csövek koincidenciájában végzett méréseinek az a nagy előnye, hogy az ilyen méréseknél a 0-effektus, az ún. háttér gyakorlatilag majdnem teljesen kiküszöbölhető. Ennek különösen akkor van nagy jelentősége, amikor igen kis intenzitásokat akarunk mérni. Az új technika felhasználásával koincidenciába kapcsolt számlálócsövekből ún. teleszkópot lehet felépíteni. Egy ilyen teleszkópot áb-



18.1. ábra. A kozmikus sugárzás irányeloszlásának meghatározására szolgáló teleszkóp. A teleszkóp két, koincidenciába kapcsolt GM-csövet tartalmaz. A K egy elektronikus koincidenciakör



18.2. ábra. A kozmikus sugárzás mért irányeloszlása. Az abszcisszát feltüntető θ szög a függőlegestől való eltérést mutatja. A mérést a 18.1. ábrán látható teleszkóphoz hasonló berendezéssel végezték

rázol az 18.1. ábra. A teleszkópot különböző irányba állítva megmérhetjük a kozmikus sugárzásnak az irányeloszlását, ami a 18.2. ábrán látható.

Az ábra tanúsága szerint a Föld felszínére merőlegesen a legnagyobb az intenzitás, vízszintes irányban pedig a legkisebb. Ez érthető is, ha meggondoljuk, hogy vízszintesen a kozmikus sugárzásnak jóval vastagabb levegőrétegen (abszorbensen) kell keresztülhaladnia, míg eléri a regisztrálóberendezést, s ez az intenzitás csökkenéséhez vezet. A pontosabb összefüggés a következő:

$$I = I_0 \cos^2 \vartheta,$$

ahol ϑ a függőleges iránytól való eltérés szöge.

Az előzőekben inkább a történeti út érzékeltetése céljából foglalkoztunk a kozmikus sugárzással, nem térhettünk ki a részletekre, és nem ismertettük a jelenleg folyó kozmikus sugárzási vizsgálatokat sem. Ez utóbbiak – témájukat tekintve – két irányba ágaztak el: az egyik a részecskefizikai és magfizikai, a másik pedig az asztrofizikai terület. Ugyanakkor módszertanilag lényegesen új vonást hoztak az űrszondák, melyek segítségével egészen különleges feltételek között lehet kísérleti vizsgálatokat folytatni, többek között a kozmikus sugárzásra vonatkozókat is. Bár ma is létezik a "klasszikus" kozmikus sugárzási kutatás, mégis azt lehet mondani, hogy erőteljesen elfordult témájában az asztrofizika, módszereiben pedig az űrkutatás felé.

Körülbelül az 50-es évek elején a részecskefizika különvált és leszakadt a kozmikus sugárzási (és magfizikai) vizsgálatoktól. Természetesen a határ nem éles. Manapság a részecskefizika önálló életet él, és fő kísérleti eszközét a gyorsítók jelentik. A gyorsítók óriási előnye, hogy ellenőrizhető körülmények között (a kozmikus sugárzásnál összehasonlíthatatlanul nagyobb intenzitással) állíthatunk elő segítségükkel különböző részecskéket. A gyorsítók felhasználása és mind nagyobb energiájú gyorsítók építése soha nem látott mértékben kiszélesítette a részecskefizika horizontját. Újabb és újabb részecskéket fedeznek fel, újabb és újabb fundamentális felismerések születnek. Ezekről fogunk beszámolni a következőkben. Itt szeretnénk megjegyezni, hogy egyetlenegy pont van, ahol a gyorsítós mérések nem vehetik fel a versenyt a kozmikus sugárzási kutatásokkal, és ez az energia nagysága. A kozmikus sugárzásban (és egyelőre, sőt belátható időn belül csak itt) találhatóak igen nagy energiájú részecskék is, igaz, igen kis intenzitásban. Találtak már 10^{20} elektronvolt (eV) energiájú részecskét is! A legnagyobb ma épülő gyorsítók energiája ettől sok-sok nagyságrenddel elmarad: maximum 10^{13} eV körül mozog. Az extrém nagy energiák birodalmában tehát változatlanul fennáll, hogy egyetlen információforrásunk a kozmikus sugárzási kutatások egyes területeken még ma is karöltve haladnak a részecskefizikai kutatásokkal.

18.2. A pozitron felfedezése

1932-ben C. D. Anderson kaliforniai professzor méréseket végzett mágneses térbe helyezett Wilson-kamrával (10.5.1). A Wilson-kamrán áthaladó kozmikus sugárzási nyomok között talált olyanokat, amelyek töltése egyértelműen pozitív volt. Ez önmagában nem lett volna meglepetés, a felfedezés idején azonban a legkisebb tömegű egységnyi pozitív töltéssel rendelkező részecskeként a protont ismerték. Anderson vizsgálatai során kiderült, hogy az 1300 felvétel közül az a 15 nyom, ami pozitív töltésűnek mutatkozott, olyan részecskéktől származik, amelyeknek a tömege biztosan jóval kisebb, mint a protoné. Gondos analízis után végül is maradt az a magyarázat, hogy itt az *elektronnal azonos tömegű, de ellenkező töltésű* részecskéről van szó. Ezt a részecskét a későbbiek során *pozitronnak* (e⁺) nevezték el. Ez a felfedezés fényes igazolását jelentette az antirészecskék létezésének, melyeket a Dirac-féle relativisztikus kvantumelmélet jósolt meg néhány évvel Anderson felfedezése előtt.

18.3. A müon felfedezése

1938-ban S. H. Neddermeyer és C. D. Anderson Wilson-kamrával kozmikus sugárzás méréseket végeztek. A mérési technikát annyiban fejlesztették tovább, hogy a kamra fölött és a kamra alatt egy-egy Geiger-Müller-számlálót helyeztek el, amelyeket koincidenciába kapcsoltak, a kamra belsejébe pedig abszorbenst tettek. Ezzel lényegesen megnövelték az olyan kozmikus részecskék megtalálásának a lehetőségét, amelyek nagy áthatolóképességűek

(kemény, áthatoló komponens). Méréseik során egy olyan felvételt találtak, amely a 18.3. ábrán látható.

A Wilson-kamrát 0,79 T indukciójú mágneses térben helyezték el, így mérhetővé vált a tömeg. Azt találták, hogy az észlelt részecske tömege mintegy 240-szerese az elektron tömegének, világos, hogy a részecske nem lehet sem elektron, sem proton. Az analízis alapján kijelenthették, hogy egy eddig még nem ismert részecskét találtak, amely se nem elektron, se nem proton. Ez a részecske pozitív töltésű, tömege nagyobb az elektron tömegénél, de kisebb a protonénál, kb. 200-szorosa az elektron tömegének. Ezt a részecskét először mezotronnak, illetve μ -mezonnak nevezték



18.3. ábra. Az ábrán egy műonnyomot láthatunk, amely a Wilson-kamra gáztérfogatában lefékeződött és az ábrán látható módon elbomlott egy elektronra, és két nyomot nem hagyó részecskékre

el. Később azonban, amikor a tulajdonságait jobban megismerték, kiderült, hogy nem tartozik bele az ún. mezonok családjába (lásd a 19. fejezetet), emiatt áttértek a ma is használatos müon (jele: μ) elnevezésre.

Hamarosan más kutatók is találtak hasonló részecskéket a kozmikus sugárzásban, és ezzel egyértelművé vált a müonok felfedezése. A müont kezdetben érthető módon a Yukawa-féle ún. közbenső mezonnal azonosították. Mint említettük (s még részletezni fogjuk), a későbbiekben kiderült, hogy ez a feltételezés tévedés volt. A felvételen látható, hogy a müon, miután lefékeződött, elbomlott, és a bomlásnál egy elektron keletkezett.

18.4. A V-részecskék felfedezése

1947-ben G. D. Rochester és C. C. Butler manchesteri fizikusok Wilsonkamrával végeztek kozmikus sugárzási méréseket. Vizsgálták a kozmikus sugárzás ún. áthatoló komponensét, amely a kozmikus sugárzás ólmon való áthaladása után megmarad. Ekkor 5000 felvételből (ez kb. 1500 óra Wilsonkamra működésnek felel meg) 2(!) olyat találtak, amelyen villaszerű nyomok voltak láthatók. A kamrába 3 cm-es ólomlemezt helyezve, a *villa alakú* részecskék száma megnövekedett. Ha ezek a részecskék – melyeket egyébként a nyom alakjáról V-részecskéknek neveztek el – ütközésből származtak volna (ami nagyon természetes feltevésnek látszott), akkor néhány 100-szor nagyobb valószínűséggel kellett volna keletkezzenek ólomban, mint gázban. A kapott eredmény tehát kizárja azt, hogy ütközési folyamatról legyen szó. Az első ilyen felvételek egyikét láthatjuk az 18.4. ábrán. Felmerült az a feltevés, hogy V-részecskék valamilyen semleges, tehát a Wilson-kamrában nyomot nem hagyó részecskének a bomlásából származnak. E feltételezés alapján a bomló láthatatlan részecske tömegére 1000 elektrontömeget, közepes élettartamára pedig $5 \cdot 10^{-8}$ s értéket kaptak. A fentiek alapján a felvételt úgy magyarázták, hogy egy semleges részecske bomlásáról van szó, melynek a tömege 770 és 1600 elektrontömeg közé esik. Megemlítjük, hogy ezekben a vizsgálatokban részt vett egy magyar tudós, Jánossy Lajos is. Később a V-részecskéket a semleges kaonnal (K⁰) és Λ -hiperonnal (Λ^0) azonosították. A megfelelő bomlási folyamatok:

 $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \qquad \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-.$

18.4. ábra. A V-részecskék felfedezése. A felvétel jobb alsó részén látható egy villa alakú nyom, a és b

A részecskefizikában a bomlási folyamatokat kétféleképpen szokás jelölni: vagy + jelet tesznek a bomlási termékek közé, vagy csak egyszerűen egymás mellé írják őket. A fenti példánkban a két lehetséges jelölési mód: $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-, \text{vagy } K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \Lambda^0 \rightarrow p \pi^-.$

18.5. A π -mezon felfedezése

C. F. Powell és munkatársai bristoli kutatók fotoemulziós méréseket végeztek 1947-ben Bolíviában az Andokban 5500 m, és a Pic du Midi hegycsúcson (Pireneusok) 2800 m magasságban. Az emulzió kiértékelésénél olyan esetekre bukkantak, amelyekben a lefékeződő primer részecskéből egy szekunder, másodlagos részecske is keletkezett. Összesen 644 olyan mezonnyomot figyeltek meg, amely az emulzióban végződött, és így teljes mértékben kiértékelhető volt.

A másodlagos részecskék kilépésének az iránya teljesen véletlenszerű volt, a tömegük pedig azonos. Úgy tűnik, hogy a kozmikus sugárzásban lévő ismeretlen részecskék nem hatoltak be az atomokba, hanem elbomlottak. A két nyom közel volt egymáshoz, ezért a fotoemulzió előhívása során fellépő torzító effektusok mind a kettőre egyformán hatottak. Megszámlálták a fotoemulzióban az 1 cm-re eső szemcséknek a számát, és ebből következtetni tudtak a részecskék sebességére. A hatótávolságból és a sebességből pedig ki lehetett számítani a tömeget. Azt találták, hogy a primer részecske tömege majdnem másfélszer nagyobb, mint a szekunderé. Az észlelésekből és az ezt követő interpretálásból egyértelműen kiderült, hogy itt egy újfajta, eddig ismeretlen részecskének a bomlási folyamatáról van szó. Ezt a mezont π -mezonnak (π) nevezték el (újabb nevén egyszerűen csak pion), és később az erős kölcsönhatást közvetítő Yukawa-féle mezonnal azonosították.

A π -mezon elbomlott egy kisebb tömegű részecskére, amelyet azonosítani tudtak a már ismert müonnal. A kozmikus sugárzásban egyaránt találtak pozitív (π^+) és negatív (π^-) pionokat. Ma már tudjuk, hogy a teljes bomlási folyamat: $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_{\mu}$, azaz müon-neutrínó is keletkezik. A müon tovább bomlik: $\mu^+ \to e^+ + \nu_{\mu}$.

18.6. A π^0 -mezon felfedezése

1950-ben J. Steinberger és munkatársai, kaliforniai kutatók arról számoltak be, hogy ha szinkrotron (11.2.) 330 MeV-os maximális energiájú fotonjait ráejtették pl. berilliumra, akkor több γ -foton lépett fel, általában párokban. E párok szögeloszlásából azt a következtetést lehetett levonni, hogy ezek egy semleges részecske bomlásából származnak, amely semleges részecske relativisztikusan nagy sebességgel mozog, és az eddig ismert mezonokkal összemérhető tömege van. Keletkezésének hatáskeresztmetszete kb. megfelel a töltött pionok keletkezési hatáskeresztmetszetének. A szögeloszlás az előremutató irányban csúcsosodik ki. Az új részecskét π^0 -mezonnak (semleges pionnak) nevezték el. A π^0 -mezon 2 γ -fotonra bomlik:

$$\pi^0 \to 2\gamma$$
.

Feladatok

- 18.1. A kozmikus sugárzásban műonok érkeznek a földfelszínre, átlagos impulzusuk 500 MeV/c², mekkora a sebességük?
- 18.2. Egy 2,3 MeV energiájú pozitron kerül egy detektoranyagba. Milyen energiájú γ -sugárzást tudunk észlelni emiatt?
- 18.3. Vizsgáljuk meg, hogy a π^0 -részecske két γ -fotonra történő bomlása során megmarad-e a paritás! A π^0 paritása -1 és a paritás operátora a tértükrözés az origóra!

19. A részecskék osztályozása

Közben 1930-ban feltételezték egy új részecskének, a tömeg nélküli, semleges, csak gyengén ható részecskének, a neutrínónak a létezését. (Feltételezésére – mint azt a 8. fejezetben láttuk, és a 20. fejezetben látni fogjuk – azért volt szükség, hogy meg tudják magyarázni a β -bomlásnál az elektron energiaspektrumának folytonos voltát. A neutrínó létezésének első feltételezéséről olvashatunk a 3. függelékben is. A neutrínó kísérleti kimutatására csak az ötvenes évek közepén került sor.)

Ezek alapján tehát az 50-es évekig csak néhány elemi részecske volt ismert. A fejlődés azonban felgyorsult, egyre újabb és újabb részecskéket fedeztek fel, és ma már a részecskék száma mintegy 300-ra(!) tehető. Ez túl sok, ha azt várjuk tőlük, hogy ezekkel a részecskékkel építsük fel a világot. Érthető módon új elképzelések születtek, és folynak ma is a kísérleti vizsgálatok, hogy nincs-e ennél egy mélyebb szint, amin jóval kevesebb számú elemi részecskéből lehet felépíteni a világot. Úgy néz ki, hogy van ilyen szint. (Ezzel a kérdéssel e fejezet utolsó pontjában fogunk foglalkozni.)

Az egyes részecskék egymással kölcsönhatásba lépnek. A részecskék egyik legfontosabb jellemző tulajdonsága, hogy milyen kölcsönhatásban vagy kölcsönhatásokban tudnak részt venni. Éppen ezért a részecskék rendszerezésének, csoportokba foglalásának alapját a kölcsönhatási típusok képezik. A következő pontban a részecskék osztályozásával ismerkedünk meg.

19.1. "Stabil" részecskék

A természetben a közelmúltban négy alapvető kölcsönhatástípust (l. 22. fejezet) ismertünk, ezek száma az utóbbi időben – kettejük közötti "rokonság" felismerése révén – háromra csökkent. A 19. I. táblázatban még a 4 kölcsönhatás néhány jellemző tulajdonságát foglaljuk össze. A táblázatban a kölcsönhatások csökkenő erősség szerint szerepelnek.

Kölcsönhatás	Csatolási állandó (dimenziótlan)	Közvetítő részecske	Példa az előfordulásra
Erős	$\simeq 10$	Gluonok $(m = 0)$	Hadronok
Elektromágneses	1/137	Foton $(m = 0)$	Atomhéj
Gyenge	$\approx 10^{-14}$	Nehéz vektorbozonok (W^{\pm}, Z^0)	Radioaktív β -bomlás
Gravitációs	$\approx 10^{-39}$	Graviton?	Égitestek

19. I. táblázat. Kölcsönhatások

Lehetséges, hogy a gravitációnál nem is beszélhetünk a hagyományos értelemben vett kölcsönhatásról, hanem csupán a térnek és időnek valamilyen geometriai jellegű tulajdonságáról. Ez esetben természetesen közvetítő részecske sem létezhet.

A fentiek ellenére a 19. I. táblázat nagyságrendileg helyes képet ad a különböző kölcsönhatások erősségéről, amelyek – mint látjuk – sok nagyságrendet fognak át. Hasonlóképpen sok nagyságrendet fognak át az átlagos kölcsönhatási idők és az átlagos hatótávolságok, kezdve a rendkívül gyorstól a nagyon hosszú ideig tartókig, a nukleáris távolságoktól az Univerzum méretével összemérhetőkig. A kölcsönhatásokat mai elképzeléseink szerint részecskék közvetítik (22.2. alfejezet); ezeket tüntettük fel a harmadik oszlopban.

A ma ismert részecskék közül a legfontosabbakat a 19. II. táblázatban foglaltuk össze, a teljességre való törekvés nélkül. A részecskéket három alapvető csoportra osztjuk. Az első csoportban teljesen különállóan, magányosan foglal helyet az atomfizikából már jól ismert foton (γ) ($\varphi \varpi \varsigma$, $\varphi \omega \tau \delta \varsigma =$ fény), a következő nagyobb csoport a *leptonok* családja, a harmadik a *hadronok*é. A leptonok a gyenge kölcsönhatásban vesznek részt (ha elektromos töltésük van, akkor az elektromágnesesben is). A hadronok legfontosabb közös vonása az, hogy erős ($\delta \delta \varrho \delta \varsigma =$ erős) kölcsönhatásban vesznek részt (ez nem zárja ki, hogy az erős mellett részt vegyenek a gyenge és az elektromágneses kölcsönhatásban is). A leptonok tömege általában kisebb, mint a hadronoké. (Történelmileg innen nyerték elnevezésüket a görög $\lambda\varepsilon\pi\tau o\varsigma=$ könnyű szóból.) e deles te s

				E (MeV)	s	au (s)	S	L	B	T
Foton		γ	γ	0	1	∞	0	0	0	
C Lep-		e	e^- μ^- τ^-	0,5 106 1800	1/2	∞ 2,2 · 10 ⁻⁶ 2,3 · 10 ⁻¹²	0	+1	0	
tonok	4	ν.''.; ;	$egin{array}{c} u_{ m e} u_{\mu} u_{ au} \end{array}$	0	1/2	∞	0	+1	0	
			π^{\pm} π^{0}	140 135	0	$2,6 \cdot 10^{-8} \\ 0,8 \cdot 10^{-16}$	0	0	0	1
			K^+ K^0	493 498	0 0	$\begin{array}{r} 1,24 \cdot 10^{-8} \\ 1 \cdot 10^{-10} \\ \text{vagy } 5 \cdot 10^{-8} \end{array}$	+1			1/2
	Me	zonok	$\eta \ J/\psi \ \Upsilon$	549 3100 9500	0 1 1	$\approx 10^{-18}$ $\approx 10^{-20}$ $\approx 10^{-21}$		0	0	0 0 0
Had-			Rezo- nanciák	700– 1500		$\approx 10^{-23}$	$0,\pm 1$ 1			0, 1
ronok		Nukle- onok	p n	938 939	$\frac{1/2}{1/2}$	∞ 920	0 0	0 0	$^{+1}_{+1}$	$1/2 \\ 1/2$
	Bari- onok	Hipe- ronok	$\begin{array}{c} \Lambda^0 \\ \Sigma^{\pm,0} \\ \Xi^{0-} \\ \Omega^- \end{array}$	1115 1190 1310 1670	1/2 1/2 1/2 3/2	$2,6 \cdot 10^{-10} \\ \approx 10^{-10} \\ \approx 10^{-10} \\ 8 \cdot 10^{-11}$	-1 -1 -2 -3	0	+1 +1 +1 +1	$ \begin{array}{c} 0 \\ 1 \\ 1/2 \\ 0 \end{array} $
		11 12 13 13 14 14	Rezo- nanciák	1500– 3000		$\approx 10^{-23}$	$0, \pm 1 \\ 1 \\ \pm 2$	0	+1	$ \begin{array}{c} 0 \\ 1/2 \\ 1 \end{array} $

19. II. tablazat. "Studti Teszecske	19.	II.	táblázat.	"Stabil"	részecské.
-------------------------------------	-----	-----	-----------	----------	------------

A táblázat első oszlopában az előbb említett családok elnevezése található. A következő oszlopban a csoportokon belüli alcsoportok elnevezését tüntettük fel, ezután következik a részecske szimbolikus jele. A következő a nyugalmi energiát ($E_0 = mc^2$, MeV-ban), majd a spineket tartalmazó oszlop (s). Az ezután következő számsor a részecskék bomlásának közepes élettartamát (τ) tartalmazza s-ban. Itt meg kell jegyeznünk, hogy a táblázat a "stabil" részecskék elnevezést viseli, holott a részecskék közül *stabil*nak csak kivételesen nevezhető néhány. Különbséget szokás tenni azonban a viszonylagosan stabilis részecskék, amelyek közepes élettartama nem túl rövid ($\geq 10^{-23}$ s) és az ennél rövidebb élettartamúak között. Ez utóbbiakat rezonanciáknak is szokás nevezni, tipikus adataikat a mezon- ($\mu \varepsilon \sigma o \varsigma =$ középső), a barion- ($\beta \alpha \rho \iota \varsigma =$ "nehéz"), illetve a hiperontáblázat ($\upsilon \pi \varepsilon \varrho =$ felett, rendkívül) végén tüntettük fel.

A következő négy oszlop külön magyarázatot igényel.

a) Ritkaság (strangeness, S). Vannak részecskék, amelyek atommagkölcsönhatásban – a többi részecskékhez képest – aránytalanul ritkán jelennek meg, ezért ritka részecskéknek nevezzük őket. A ritka részecskék erős kölcsönhatásban mindig csak párosával keletkeznek. Az ilyen páros keletkezésnél valamilyen "töltés" megmaradására gyanakodhatunk. (Itt természetesen a töltés szót általános értelemben kell érteni, és nem csak az elektromos töltésre gondolunk.) Mivel erős kölcsönhatással könnyen előállíthatóak, és ugyanakkor olyan részekre bomlanak, amelyek részt vesznek erős kölcsönhatásban, azt várták, hogy az erős kölcsönhatásokra jellemző gyorsasággal bomlanak. Ez azonban nem így van. Ennek a jelenségnek az értelmezésére kellett bevezetni egy új megmaradási törvényt, ami kb. 10-13 nagyságrenddel lassítja a bomlást. Ezt az új megmaradási tételt a ritkaság megmaradásának nevezik. A K^+ -hoz és K^0 -hoz az S = +1 ritkaságot rendelték, a "nem ritka" részek ritkasága értelemszerűen 0. Vannak $S = 2, 3, \ldots$ ritkaságú és negatív ritkaságú részecskék is. A ritkaság megmaradásának törvénye kimondja, hogy zárt rendszerben a ritkaság-kvantumszámok – vagy ritkaságtöltések – összegének állandónak kell maradnia. E törvényt pontosan kielégíti az erős és az elektromágneses kölcsönhatás, a gyenge azonban nem. A részecskepárok keletkezésekor (erős kölcsönhatás) mindig keletkezik egy másik ritka részecske is, amelynek ritkasági száma helyrehozza a ritkaság megmaradásának törvényét. Pl. (lásd a 19. III. táblázatot):

$$p + \pi^- \to \Delta^0 + K^0,$$

a ritkaságuk pedig:

$$S = 0 + 0 = -1 + 1.$$

Mivel a gyenge kölcsönhatásban a ritkaság megmaradási tétel sérül, ritka részecske gyenge kölcsönhatással zérus ritkaságú részecskére is bomolhat. Emiatt a ritka részek sokkal hosszabb ideig élnek, mint a nem ritkák (ahol S = 0, tehát a megmaradási tétel nem sérül, vagyis a bomlás erős kölcsönhatás révén, azaz nagyon gyorsan is végbemehet). A ritka részek gyenge bomlására példa a kaon (K) egyik lehetséges bomlása:

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-.$$

Mivel a K^+ -mezon ritkasága +1, a keletkező pionoké pedig nulla, nyilvánvalóan sérül a ritkaság megmaradásának törvénye. Ezért lassúak ezek a folyamatok.

b) Leptonszám (L). Megfigyelték, hogy valahányszor leptonok keletkeznek, mindig párosával jelentkeznek. Ez – úgy, mint ritka részeknél – megmaradási tételre utal, amit a leptonszám megmaradási tételének hívnak. Tulajdonképpen három független leptonmegmaradási törvény van: egy az elektronokra, egy a müonokra és egy a tau-részecskékre. Az e⁻ és neutrínója, $\nu_{\rm e}$, a +1 (elektron)leptonszámot, az antirészecskéi pedig a -1 (elektron)leptonszámot kapták. A tapasztalat szerint bármilyen zárt rendszerben az elektron-leptonszámok összeg állandó marad. Pl. a neutron bomlása:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e,$$

ahol a leptonszámok:

$$0 = 0 + 1 - 1.$$

Mivel a neutron leptonszáma nulla, a bomlástermékek leptonszámainak összege is zérus kell legyen. Láthatjuk, hogy ez valóban teljesül. A leptonszámok megmaradásának törvényét Marx György és J. B. Zeldovics ismerte fel.

c) Barionszám (B). A következő oszlopban a barionszámot tüntettük fel. A leptonoknál megismert mintára minden barionnak van egy +1 barionszáma, az antibarionoknak pedig -1. Zárt rendszerben a barionszámok összegének állandónak kell maradnia (Wigner Jenő). A nem barionrészecskék (tehát pl. a foton, leptonok, a mezonok és más közvetítő részecskék) barionszáma természetesen 0.

d) Izospin (T). A magerők szempontjából a proton és a neutron teljesen egyformán viselkednek. Ami kis különbség van köztük, az egyszerűen az elektromos töltésük különbözőségének számlájára írható. A két részecskét egyetlen részecske, a *nukleon* két állapotának tekinthetjük. Világunk tehát – legalábbis az erős kölcsönhatás szempontjából – szimmetrikus a proton és a neutron vonatkozásában. Ennek a ténynek a kifejezésére – W. Heisenberg javaslatára – bevezettek egy új fogalmat, az izospint, amelyet T betűvel jelölünk. (Az elnevezésnek nincs köze az izotópokhoz, csupán a "rendes" spintől való megkülönböztetést szolgálja). A T kvantumszám a részecske izospinjének abszolút értékét (típusát) jelöli, és a közönséges spinhez hasonlóan $0, 1/2, 1, 3/2, \ldots$ stb. értéket vehet fel.

A T mellett még egy másik mennyiség (kvantumszám) is használatos, az izospin harmadik komponense, amelyet T_3 -mal jelölünk. Ennek különböző értékével jelöljük azokat az állapotokat, amelyeket a szimmetrikus világ egy részecskéje elfoglalhat. Pl. a nukleonnak két állapota van: a proton és a neutron.

A nukleonok esetében, ahol T = 1/2, a protonra $T_3 = 1/2$, a neutronra $T_3 = -1/2$ jelölést használunk. A T_3 mennyiség tehát a nukleonok családjába tartozó egyes családtagok jellemzésére szolgál. Az egész család a T értékével határozható meg.

Részecske			T_3		
CINICIPALITY -	-1	-1/2	0	1/2	1
π -mezon	π-		π^0		π^+
K-mezon		K^0 K^-		$\frac{K^+}{\overline{K}^0}$	
Nukleon		n p		p n	
A-hiperon			Λ^0 $\overline{\Lambda}^0$		
Σ-hiperon	$\frac{\Sigma^{-}}{\overline{\Sigma}^{+}}$		$\Sigma^0 \over \overline{\Sigma}^0$		$\frac{\Sigma^+}{\overline{\Sigma}^-}$
Ξ-hiperon		Ξ ⁻ Ξ ⁰		Ξ ⁰ Ξ ⁺	

10. III. Capitazat. Includity respectsive isospiniferick nurmatikatik komponense (19.	III. táblázat.	Néhány	részecske	izospinjének	harmadik	komponense	(T)	3)
--	-----	----------------	--------	-----------	--------------	----------	------------	-----	---	---

Az előbbieket úgy is mondhatjuk, hogy a nukleonok dublettet alkotnak. Vannak triplettek is, tehát olyan családok, amelyek három tagból állnak. Ilyen pl. a pion. A pioncsaládot a T = 1 izospin abszolút érték jellemzi, T_3 pedig háromféle értéket vehet fel: -1, 0, +1. Általában egy Tizospinű részecskecsalád 2T + 1 tagból állhat, T_3 lehetséges értékei pedig: $-T, -T + 1, \ldots, T - 1, T$. A III. táblázat mutatja néhány részecskére az izospin harmadik komponensének értékét. (A felülvonás antirészecskét jelöl, lásd a 19.2. fejezetet.) Ezzel a II. táblázatunk "teljes": a legfontosabb részecskék legfontosabb tulajdonságait leolvashatjuk, ami a konkrét ismereteken kívül segít abban, hogy megmaradási tételek figyelembevételével fel tudjuk írni az egyes részecskék közötti reakciókat, illetve bomlási típusokat.

A hadronok jellemző kvantumszámai között fennáll egy általános összefüggés:

$$Q = T_3 + \frac{B+S}{2}.$$

Itt Q az elektromos töltés, T_3 az izospin harmadik komponense, B a barionszám, S a ritkaság. A ritkaság és a barionszám összegét hipertöltésnek nevezik:

$$Y = B + S.$$

A fenti összefüggés segítségével, ha egy kivételével ismerjük a töltéseket, akkor a hiányzót kiszámíthatjuk. Néhány részecskére vonatkozóan a 19. IV. táblázat feltünteti a bariontöltésnek és a ritkaságnak azt az értékét, amelyet a részecskékhez kell rendelnünk, hogy a megmaradási tételek érvényesüljenek.

Részecske	Bariontöltés B	Ritkaság S	Hipertöltés Y
π -mezon	0	0	0
K-mezon	0	+1	+1
anti-K-mezon	0	-1	-1
nukleon	+1	0	+1
antinukleon	-1	0	-1
lambda, Λ	+1	-1	0
antilambda, $ar{\Lambda}$	-1	+1	0
szigma, Σ	+1	-1	0
antiszigma, $\bar{\Sigma}$	-1	+1	0
kszi, Ξ	+1	-2	-1
antikszi, Ξ	-1	+2	+1

19. IV. táblázat. Néhány részecske töltései

19.2. Antirészecskék

Az antirészecske mindenben azonos az eredetivel (névadó), csak töltésben különbözik tőle. A töltést itt tágabb értelemben kell felfognunk: nemcsak elektromos, hanem barion-, leptontöltésről, helicitásról (lásd még 22.3. fejezetet) is szó van. Dirac relativisztikus kvantumelméletének fényes bizonyítását jelentette, amikor Wilson-kamrában sikerült felfedezni a pozitront, amely – mint láttuk – az elektronnal teljesen azonos, azonban a töltése nem negatív, hanem pozitív. Célszerűnek látszott e részecskének a Dirac-elméletben szereplő "lyukkal" való azonosítása.

Később felfedezték a proton antirészét, az antiprotont (19.4. fejezet), amely mindenben megegyezik a protonnal, csak negatív töltésű, és barionszáma is ellentettje a protonénak. Ma már kísérletileg ismerjük többek között az antineutront, sőt még összetett képződmények, atommagok "antirészecskéit" (pl. antihéliummagot) is sikerült előállítani. Nem kétséges, hogy valamennyi részecske rendelkezik antirészecskével. Ennek megfelelően a 19. II. táblázatban látott részecskék száma a valóságban (közel) kétszer annyi, mert mindegyikhez rendelhető egy antirészecske. Van olyan eset, amikor a részecske és az antirészecskéje ugyanaz. Ilyen pl. a foton és a π^0 . Egy adott típusú neutrínó (mondjuk elektronneutrínó) antirészecskéje abban különbözik tőle, hogy a helicitása és a leptontöltése ellentétes.

Antiatomok is elképzelhetőek, ahol a protonok és neutronok helyett antiprotonok és antineutronok vannak, körülöttük elektronok helyett pozitronok keringenek. Kísérletileg azonban még nem mutatták ki ezeket. Érdekes kérdés, hogy a természetben – legalábbis az Univerzum általunk eddig ismert részében – miért találkozunk elsősorban részecskékkel, és miért nulla (vagy rendkívül kevés) az antirészecskék száma. Vannak elméletek, amelyek választ próbálnak adni erre. Minden részecske, ha találkozik az antirészecskéjével, azonnal "megsemmisül" (annihilálódik), és a teljes energia – beleértve a nyugalmi tömeget is – sugárzási energiává alakul át.

19.3. Megmaradási törvények

Mai tudásunk szerint a világon a tér és idő bizonyos szimmetriatulajdonságokkal rendelkezik. Így pl. a tér *homogén* és *izotrop*, az idő *homogén*. Ugyanakkor ismerünk a természetben alapvető megmaradási törvényeket. A szimmetriatörvények és megmaradási törvények egymástól függetlenül fogalmazódtak meg a fizika története során. A későbbiekben az emberi gondolkodás nagy előrelépését jelentette annak felismerése, hogy a szimmetriák és a megmaradási törvények között egyértelmű és szoros kapcsolat van. A szimmetriatulajdonságokból egy-egy alapvető fizikai mennyiség megmaradásának a törvénye következik (Emmy Noether, Göttingen, 1918). Sikerült kimutatni, hogy

a) a tér homogenitásából következik az impulzusmegmaradás törvénye;

b) az impulzusmomentum-megmaradás törvényének a mélyén a tér izotróp volta rejtőzik;

c) az idő homogenitása az oka az energiamegmaradás törvényének.

Így tulajdonképpen minden szimmetriatulajdonsághoz egy-egy megmaradási tétel tartozik. Az előzőekben ismertetett ún. folytonos szimmetriák mellett vannak ún. diszkrét szimmetriák is, amilyen a tükrözési szimmetria, amelynek teljesülése a paritás megmaradásához vezet. Azonban kiderült, hogy a gyenge kölcsönhatások meghökkentő módon nem tükörszimmetrikusak. Erre először a kaon bomlásakor bukkantak rá.

Az ötvenes évek vége felé két érdekes mezoncsoportot találtak. Az egyiket τ -mezonnak (nem azonos az 1975-ben felfedezett nehéz leptonnal, a τ -val, lásd 20.1. fejezet), a másikat Θ -mezonnak nevezték el. A kétféle mezon mindegyikének többféle bomlási típusa van, a bomlási típusok azonban egymástól eltérnek. Így pl.:

 $\tau^+ \to \pi^+ \pi^+ \pi^-, \qquad \Theta^+ \to \pi^+ \pi^0$

stb. A különböző bomlási folyamatok vizsgálata során meglepetésként hatott az a felismerés, hogy bármire is bomlik el az egyik vagy a másik részecske, tömege és az átlagos élettartama mind a kettőnek ugyanaz. Sőt az egyes bomlásfolyamatok termékének, azok szög- és sebességeloszlásának analíziséből az impulzusmomentum-megmaradás figyelembevételével az is kiderült, hogy mind a két mezon (a τ és a Θ) spinje nulla. A két mezon azonos egymással, a különböző bomlások csak "radioaktív elágazások", vagy valami másról van szó? A τ és a Θ -mezon azonosítása ellen komoly érv szól. A τ -mezon csak két pionra bomlik. A páratlan számú piont leíró hullámfüggvény a tükörállapot hullámfüggvényétől előjelében különbözik. A hullámfüggvény paritásának minden tükörszimmetrikus kölcsönhatásnál meg kell maradnia, ezért a τ -mezon csak +1 paritású, a Θ -mezon csak -1 paritású lehet, hiszen belőlük ilyen állapotok keletkeznek bomlás révén. A két mezon nem lehet azonos. A kísérletek során azonban kiderült, hogy a két típusú mezon között sem tömegben, sem töltésben, sem spinben, sem élettartamban, sem magkölcsönhatásban nincs különbség. Úgy tűnik tehát, hogy a két mezon azonos, amely a K^+ nevet kapta. Ekkor merült fel T. D. Lee és C. N. Yang merész hipotézise, hogy hátha a két mezon valójában teljesen azonos, azonban a természetben – legalábbis a gyenge kölcsönhatásoknál – a paritás megmaradásának törvénye sérül. Ezért az elméletükért 1957-ben Nobel-díjat kaptak.

Később direkt kísérletekkel sikerült kimutatni a *tükörszimmetria-sérülést* gyenge kölcsönhatásoknál, és egy sokkal kisebb mértékű sérülést az elektrogyenge kölcsönhatásnál (lásd 23.2. fejezetet). A 19. V. táblázatban összefoglaltunk néhány megmaradási törvényt. Kérdés, hogy ezek valóban ugyanolyan általánosak-e, mint pl. az elektromos töltés megmaradása. A válasz az, hogy nem teljesen, ti. a gyenge kölcsönhatás pl. sérti a ritkaság megmaradásával kapcsolatos szimmetriát. Az összes ritka részecske (a Ξ^0 -hiperonon kívül) gyenge kölcsönhatás útján bomlik el úgy, hogy ennek során a ritkaság értéke megváltozik. Előbbi összefüggéseinkből következik, hogy ennek következményeként a T és T_3 sem megmaradó mennyiség. A gyenge kölcsönhatás tehát igencsak "engedetlen" kölcsönhatás, egy sor szimmetriával szembeszegül.

Megmaradási törvények	erős	Kölcsönhatás elektromágneses	gyenge
Energia (E)	+	+	+
Impulzus (p)	+	÷	+
Impulzusmomentum (M)	+	+	+
Elektromos töltés (Q)	+	+	+
Bariontöltés (B)	+	+	+
Leptontöltés (L)	+	+	+
Izospin (T)	+		
Izospin vetülete (T_3)	+	+	-
Ritkaság (S)	+	+	
Paritás (P)	+	+	-
Kombinált paritás (CP)	+	+	

19. V. táblázat. Megmaradási törvények érvényessége

+ érvényes,

nem érvényes

19.4. Az antiproton felfedezése

Míg az első antirészecskét, a pozitront véletlenül fedezték fel a kozmikus sugárzásban, addig a proton antirészecskéjének, a negatív töltésű antiprotonnak (p^-) a felfedezése tudatos kutatómunka eredménye. Ahhoz, hogy antiprotont hatékonyan állítsunk elő, minimálisan 4 GeV-energiára van szükségünk. Ha ennél nagyobb energiájú protonnyalábot ejtünk valamilyen céltárgyra, akkor a keletkezett részecskék között nagy valószínűséggel antiprotonoknak is elő kell fordulniuk – ha egyáltalán léteznek.

Az alapvető kísérletet 1955-ben végezték el O. Chamberlain, E. Segrè és munkatársaik Berkeley-ben, a *Bevatron* nevű gyorsítón. A kísérlet során meg kellett határozni a keletkezett részecskék tömegét, impulzusmomentumát és

2

sebességét. Ezek alapján lehetett kiválogatni a negatív töltésű másodlagos részecskék közül az antiprotonokat. (A fő gondot a rendkívül intenzív pionháttér okozta.) Ily módon tudatos keresés útján sikerült bebizonyítani az antiproton létezését. Az előzőekben ismertetett kísérletek többségével ellentétben itt nem vizuális detektorokat, hanem ún. *elektronikus számlálók* at használtak. Az első kísérlet során mintegy 60 antiprotont sikerült megfigyelni.

Feladatok

- 19.1. Mekkora a töltése és ritkasága az alábbi részecskéknek? Állapítsuk meg, melyik milyen részecskecsaládba tartozik! $\Lambda^0 = \mathbf{uds}, \pi^0 = \mathbf{u}\mathbf{\bar{u}} + \mathbf{d}\mathbf{\bar{d}}, \bar{K}^+ = \mathbf{s}\mathbf{\bar{u}},$ $\mathbf{\bar{n}} = \mathbf{\bar{u}}\mathbf{\bar{d}}\mathbf{\bar{d}}, \pi^- = \mathbf{d}\mathbf{\bar{u}}, J/\Psi = \mathbf{c}\mathbf{\bar{c}}.$ A kvarkok adatait a 24. I. táblázat és a szöveg tartalmazza.
- 19.2. A W-részecske bomlásában úgy tűnik, hogy egy $t\bar{b}$ -részecske keletkezik. Határozzuk meg a $t\bar{b}$ -részecske családját, és adjuk meg a töltését, ritkaságát, bájosságát és a lehetséges spinjét.
- 19.3. A 19. II. és III. táblázatok alapján rajzoljuk le, hogy a semleges nemrezonancia-hiperonok a Ω^- kivételével, a proton és a neutron hogyan helyezkednek el abban a koordináta-rendszerben, ahol az abszcissza a T_3 izospin harmadik komponense, az ordináta pedig az S ritkaság! Mekkora ezen részecskék hipertöltése?

20. Leptonok

A leptonok tulajdonképpen két csoportra oszthatók: az elektronok és a neutrínók csoportjára. Mind a két csoportban három-három komponenst ismerünk. Az elektronok esetében maga az elektron (e), ezután a "nehéz elektron": a müon (μ), és az 1975-ben felfedezett nagy tömegű tau-részecske (semmi köze sincs a paritás meg nem maradásánál említett τ - illetve Θ mezonhoz, 19.3. alfejezet), vagy más néven tauon (τ). Mindegyik elektrontípushoz tartozik egy-egy neutrínó: az elektronhoz elektron-neutrínó (ν_e), a müonhoz a müonneutrínó (ν_{μ}) és a tau-részecskéhez a tau-neutrínó (ν_{τ}). (A tau-neutrínó létezésében nem kételkedünk, bár közvetlenül kísérletileg még nem sikerült kimutatni.) Nagyon szemléletes képet kapunk, ha a leptonokat dublettekben rendezzük el:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_{\rm e} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_{\mu} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_{\tau} ? \end{pmatrix}.$$

Az elektronnal már alaposan megismerkedtünk a héjfizikában. A müon – a tömegét kivéve – minden tulajdonságában megegyezik az elektronnal. (A müon mintegy kétszázszor nehezebb az elektronnál.)

20.1. A τ felfedezése

1975-ben a Stanfordi Lineáris Elektrongyorsítóban a SLAC-ben, 1977-ben pedig a hamburgi DESY-ben sikerült kísérletileg kimutatni az eddig ismert legnehezebb leptonnak, a tauonnak a létezését. Az alábbiakban vázlatosan a hamburgi mérést ismertetjük. A DESY-n elektron-pozitron annihiláció megy végbe igen nagy energiákon, és ennek eredményeképpen a keletkező részecskék között felléphetnek, ha egyáltalán léteznek, τ -részecskék is. A τ -részecské jelenlétére a bomlásából következtethetünk. A bomlási események kimutatására egy speciális detektor, az ún. PLUTO szolgált.

A legvalószínűbb bomlási folyamatok a következők:

$$e^+ + e^- \to \tau^{\pm} + h^{\mp}, \quad \begin{cases} \tau^+ \to \mu^+ + \nu_{\mu}, & \mu^+ \to e^+ + \nu_e \\ \tau^- \to \mu^- + \bar{\nu}_{\mu}, & \mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e \end{cases}$$

ahol h valamilyen hadron. Ennek megfelelően elektronok és műonok jelenlétét kellett kimutatni. Meghatározták a tauonnak nemcsak a bomlástermékeit, hanem a tömegét is, amelyre a következő értéket kapták:

$$m_{\tau} = 1784 \pm 4 \, \,\mathrm{MeV/c^2}.$$

A felezési időre a felső határ: $\tau_{\tau} < 2.3 \cdot 10^{-12}$ s. A spin 1/2-nek adódott.

20.2. Neutrínófizika

A "magfizika" részben a β -bomlásnál (8.4. alfejezet) megismertük, hogy a β -bomlásnál az elektronok energiaeloszlása folytonos, szemben a két-testbomlással, ahol az energia és impulzus megmaradásból diszkrét eloszlás lenne várható. Ugyanakkor az elektronok átlagos energiája kisebb, mint az a kezdeti és a leánymag valamint az elektron tömegének ismeretéből származik. Pauli feltételezte, hogy a bomlásnál az elektron mellett egy másik részecske is keletkezik, amely osztozik a bomlási energiában az elektronnal. E hipotetikus részecske – amelyet később neutrínónak ("semlegeske", ν) neveztek el – töltése 0, tömege 0 (vagy nagyon kicsi) és spinje (perülete) 1/2 kell hogy legyen. Mivel kezdetben kísérleti észlelése nem sikerült, kölcsönhatási keresztmetszete rendkívül kicsi kell hogy legyen.

20.2.1. A neutrínó létezésének közvetett bizonyítása

Többféle közvetett kísérleti bizonyíték van arra, hogy a neutrínó valóban létezik. Ezek közül kiemelkedik a debreceni kutatók kísérlete.

Az ötvenes évek közepén Csikai Gyula és Szalay Sándor ködkamrafelvételei rendkívül szemléletes és meggyőző közvetett bizonyítékot szolgáltattak a neutrínók létezésére. A debreceni kutatók alacsony nyomású, hidrogénnel töltött Wilson-féle ködkamrába radioaktív ⁶He-atomokat juttattak be, amelyeken a következő bomlás ment végbe:

$${}_{2}^{6}\text{He} \rightarrow {}_{3}^{6}\text{Li} + e^{-} + \tilde{\nu}_{e} + 3.6 \text{ MeV}.$$

A ködkamra-felvételeken jól látható, hogy a Li-mag és az elektron nem ellentétes irányban repül szét, mint az – kéttestbomlásnál – az impulzus megmaradásából következne, hanem szöget zárnak be, jelezve, hogy még egy harmadik – a ködkamra-felvételen láthatatlan – részecske is keletkezett. Ez a részecske az antineutrínó. A 20.1. ábrán látható egy tipikus felvételük.



20.1. ábra. Neutrínó-visszalökődési kísérlet. Csikai Gyula és Szalai Sándor ködkamra-felvétele. A hosszabb nyom a β -részecskének, a rövid vastag nyom pedig a visszalökődött ⁶Li-atommagnak felel meg

A ⁶He kiválóan alkalmas visszalökési kísérletre, mert kicsi a tömege, és bomlásánál nem lép fel γ -sugárzás.

20.2.2. A neutrínó létezésének első közvetlen kísérleti igazolása

Mintegy negyed századdal a Pauli-hipotézis után két amerikai fizikusnak támadt az a gondolata, hogy a reaktorból származó antineutrínókat szcintillációs detektorral, késleltetett koincidenciamódszerrel megpróbálja kimutatni. A reaktor aktív zónájában végbemenő atommaghasadások során sok radioaktív atommag keletkezik, amelynek nagy többsége β -bomló, és a β bomlásnál bőven keletkeznek antineutrínók. F. Reines és C. L. Cowan ma már klasszikusnak nevezhető kísérletében (20.2. ábra) egy 1400 literes tartály szolgált az antineutrínók kimutatására, amelyet a 2000 MW-os Savannah River-i reaktor fala mellett helyeztek el. (Külön csatornára nincs szükség, a neutrínók, illetve antineutrínók igen gyenge kölcsönhatásuk miatt a vastag betonvédelmen akadálytalanul áthaladnak.)



20.2. ábra. Reines-Cowan kísérlete, amelyben közvetlen módszerrel kimutatták az antineutrínók létezését

A tartályt megtöltötték vízzel, amelyben kadmiumsót oldottak fel. Fölötte és alatta két folyadékszcintillációs tartály helyezkedett el. Mintegy 90 fotoelektron-sokszorozó "nézte" a szcintillációs folyadékot. Két csoportra voltak osztva, és a kettő közötti koincidencia megkövetelésével csökkentették a fotoelektron-sokszorozók zajából (ún. sötétáramból) származó háttérjeleket. Az egész berendezés fölé még egy vastag vízréteget is elhelyeztek, ugyancsak a kozmikus sugárzási háttér csökkentése érdekében.

A reaktorból kijövő antineutrínók a szcintillációs folyadékban levő protonokkal kölcsönhatnak, és ún. fordított β -bomlást hozhatnak létre:

$$p + \tilde{\nu}_e \rightarrow e^+ + n.$$

Amint látjuk, ennek a reakciónak két végterméke van, az egyik a pozitron, a másik a neutron. A pozitron (e⁺) a szcintillációs folyadékban igen rövid idő (< 10^{-7} s) alatt elektronnal találkozva szétsugárzik (annihilálódik) és két, egyenként 0,5 MeV energiájú, γ -kvantum keletkezik. Ezek azonnali (prompt) szcintillációs felvillanást keltenek a tartályban, amelyek a tartály köré elhelyezett fotoelektron-sokszorozókban elektromos jeleket hoznak létre. A neutron ugyanakkor a folyadékszcintillátorban levő protonokon sorozatos ütközést szenved, fokozatosan elveszíti energiáját és végül mint termikus neutron befogódik a folyadékszcintillátorba kevert kadmiumatommagok valamelyikén. A befogódás után γ -kvantumok keletkeznek (átlagban 3), ezek a szcintillátorban természetesen szintén detektálódnak. A két jel között azonban a neutron lelassulásához szükséges idő miatt néhány mikroszekundumnyi időkülönbség van, így késleltetett koincidenciákat lehet mérni, ami a hátteret jelentősen lecsökkenti. Nagyon valószínűtlen ugyanis, hogy olyan háttéresemény lépjen fel, aminél a két jel éppen néhány mikroszekundum késéssel kövesse egymást.

Az elektronikus berendezés mérte a koincidenciák időbeli eloszlását. A késleltetett koincidenciák egy oszcilloszkóp vízszintes eltérítését vezérelték, így az egyes kölcsönhatásokat egyedileg lehetett megfigyelni, illetve fényképezni az oszcilloszkóp ernyőjén.

Összehasonlították az észlelt események számát akkor, amikor a reaktor működött, és akkor, amikor le volt állítva. Ez utóbbi esetben – érhető módon – az antineutrínóknak a száma drasztikusan lecsökkent. A különbségre a véletlen koincidenciák és a becsült háttér levonása után a következőket kapták: 36 ± 4 esemény/óra. Ezzel egyértelműen és direkt módon kísérletileg bizonyították, hogy léteznek antineutrínók.

A fentiekből meghatározták az antineutrínó protonokkal való kölcsönhatási hatáskeresztmetszetét is:

$$\sigma = (11 \pm 2.6) \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2.$$

Egyébként a mérés gondolatát 1953-ban vetették fel, és ugyanebben az évben már be is számoltak az első, a fentiekben ismertetett technikánál egyszerűbb és kisebb méretű detektorral kapott, statisztikusan még nem szignifikáns eredményeikről. A fentiekben ismertetett mérés mintegy 6 évvel később fejeződött be, s az 1953-as mérőberendezéshez képest számos lényeges technikai tökéletesítést és a detektorméret növelését foglalta magában.

Elméletileg már korábban felmerült, hogy a neutrínóknak 2 fajtája lehetéses, az elektron-neutrínó (ν_e) és a müonneutrínó (ν_{μ}). (Mint láttuk, valószínűleg van τ -neutrínó (ν_{τ}) is.) Az elektron-neutrínóra az a jellemző, hogy egyrészt elektron kölcsönhatásánál keletkezik, másrészt további kölcsönhatásánál elektron lép fel (müon nem). A müonneutrínónál elektron helyett a keletkezés müon fellépésével kapcsolatos, a kölcsönhatásnál pedig müon keletkezik (elektron nem). Természetesen mind a két fajta neutrínónak megvan a megfelelő antineutrínója.

20.2.3. A neutrínó tömegének kísérleti meghatározása

Pauli feltételezte, hogy a neutrínó (nyugalmi) tömege zérus. A modern neutrínóelméletekből nem következik azonban, hogy valamilyen alapvető fizikai elv – mint például a foton esetében a mertékinvariancia – megkövetelné a neutrínó tömegének egzaktul zérus voltát. Tehát elvileg a kérdés nyitott: lehet, hogy a neutrínónak van egy kicsi, de véges tömege. Miért izgalmas kérdés ez?

A tömeggel rendelkező neutrínó létezése gyökeresen módosítaná az Univerzumról alkotott elképzelésünket. Az ősrobbanás idején feltehetőleg ugyanannyi neutrínó volt, mint amennyi foton, azaz kb. 100 milliószor több, mint a többi részecske. Ha tehát ténylegesen rendelkeznek tömeggel, akkor ezek a részecskék alkotják az Univerzum tömegének a döntő többségét, kb. 80%-át. A neutrínók tényleges tömegétől függően az Univerzum lehet zárt, azaz elég tömeget tartalmazhat ahhoz, hogy a jelenlegi tágulást később egy összehúzódás váltsa fel, és lehet nyitott, ha a tágulás vég nélkül folytatódik.

A kozmológia egy másik problémája, hogy ha összegezzük az égi objektumok fényességéből számolt tömeget, akkor az kisebbnek adódik, mint ami ahhoz szükséges, hogy a galaxisokat gravitációs terek tartsák össze. Valahol tehát hiányzó nagy tömeg (missing mass) van, és ezt ez ideig nem találták meg. A tömeggel rendelkező neutrínók létezése ezt a problémát is megoldaná. (A tömeggel rendelkező neutrínók feltételezésén kívül más elképzelések is vannak, amelyek megmagyaráznák a hiányzó tömeget, pl. fekete lyukak).

Ezek után érthető, hogy hosszú idő óta keresik azokat a módszereket, amelyekkel meg lehet mérni a neutrínók esetleg létező véges nyugalmi tömegét. Két úton lehet haladni: az egyik, amikor a β -bomlásnál keletkező β -részecskék energiaspektrumának nagy energiájú végét vizsgáljuk, a másik, amikor megpróbáljuk kísérletileg kimutatni az ún. neutrínó-oszcilláció létezését.

Az első út alapgondolata a következő: a β -bomlásnál keletkező elektronok energiaspektruma nagy energiájú végének lefutása függ attól, hogy a neutrínók tömege nulla vagy pedig nem. E kísérleteknél tehát azt kell tennünk, hogy nagyon pontosan kell mérnünk β -bomlásnál a spektrum nagyenergiájú részét. Az első ilyen típusú mérést a svéd K. E. Berkvist végezte, aki a trícium β -bomlását tanulmányozta:

 $^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow ^{3}_{2}\mathrm{He} + \mathrm{e}^{-} + \tilde{\nu}_{\mathrm{e}}.$

Mérése eredményeként egy felső határt adott az antineutrínó tömegére, az eredmény azonban összefért a nulla tömeg hipotézisével is.

A másik út az ún. oszcilláció esetleges kimutatása. B. M. Pontecorvo dubnai fizikus az 50-es évek közepén elméletileg arra következtetett, hogy az előttünk ténylegesen megjelenő különböző neutrínótípusok (pl. ν_e , ν_{μ} , illetve ν_{τ}) néhány alapneutrínó-típusnak a kvatummechanikai szuperpozíciói. A szuperpozíció időben változhat, ami úgy jelentkezik, hogy ha előzőleg volt egy tiszta elektron-neutrínó-nyalábunk, akkor egy távolság megtétele után egy része átalakulhat müonneutrínóvá, illetve τ -neutrínóvá és viszont. Ezt a jelenséget hívják neutrínóoszcillációnak.

Az oszcilláció mértéke annál nagyobb, minél kisebb a neutrínó energiája (E_{ν}) és minél nagyobb a neutrínó tömege (m_{ν}) . Ez utóbbiból következik, hogy az oszcilláció fellépése egyben legalább valamelyik neutrínó tömegének a véges voltát is jelenti. A világon tucatnyi mérést végeztek és terveznek az oszcilláció kimutatására, ez ideig azonban teljesen ellentmondó eredmények születtek. A mérések többségében nem észleltek oszcillációt, néhány mérésben igen, bizonyos mérések éppen a határra esnek. Az oszcillációs mérések tehát ez ideig nem erősítették meg a neutrínó véges tömegének a létét, de nem is cáfolták.

20.2.4. A napneutrínók intenzitásának kísérleti meghatározása

A neutrínók természetes forrása lehet a Nap, vagy valamelyik galaxis. A Napból származó neutrínók kísérleti kimutatására R. Davis (a neutrínófizika nagy öregjének), B. Pontecorvonak az ötlete alapján a következő magreakciót használta fel:

$$^{37}_{17}\text{Cl} + \nu_{e} \rightarrow ^{37}_{18}\text{Ar} + e^{-}.$$

Davis Dél-Dakota (USA) egy elhagyott mély aranybányájában (Home Stake) végezte el a kísérletet. A bánya 1500 m (4000 m vízekvivalens) mélyen helyezkedik el. A bányában egy óriási méretű, gyakorlatilag kisebb úszómedence nagyságú tartályban helyezett el mintegy 400 ezer liter (!) etiléntetrakloridot (C₂Cl₄-ot). A kívülről érkező antineutrínók a Cl-atomokat átalakítják 35 napos felezési idejű radioaktív Ar-atomokká. Ezeknek az aktivitását kell megmérni. Technikailag ez rendkívül nehéz és bonyolult folyamat: nagyon nagy mennyiségű folyadékból kell "kihalászni" néhány atomot. Davis úgy oldotta meg a kérdést, hogy He-ot buborékoltatott át a medencén, és ekkor a keletkezett Ar a He-gázzal együtt távozott. A He-Ar keverékből az argont úgy vonta ki, hogy 78 K-en, aktivált faszénben nyelette el az argont. A faszénben elnyelődött argont később melegítéssel eltávolította a faszénből, megtisztította, és ekkor kezdődött az aktivitás mérése. Meglepő, hogy az egész folyamatnak a hatásfoka nagyobb, mint 95%, azaz a neutrínók hatására keletkezett radioaktív Ar magok számának 95%-át a mérőberendezésünk regisztrálja.

Végső fázisként az argonmintát egy kis – 1,2 cm hosszú, 0,3 cm átmérőjű – proporcionális számlálócsőbe juttatta, és megmérte az ³⁷Ar radioaktivitását. Lenyűgöző az ellentét az úszómedencényi folyadék és a végtermékként kapott kis mennyiségű argon között. Ez mutatja a választott technika nehézségét. Mivel csak néhány radioaktív atommag kimutatásáról
van szó, rendkívül komolyan kellett védekeznie a háttér ellen. Ezért alacsonyhátterű mérőberendezést használt, azaz a számlálócsövet antikoincidenciába kapcsolt proporcionális számlálók gyűrűjébe helyezte el, ezt pedig egy nagy NaI (Tl)-kristállyal vette körül, amely ugyancsak antikoincidenciába volt kapcsolva. A háttér származhat kozmikus sugárzási müonokból, gyors neutronokból, amelyek a környező sziklafalban válthatnak ki magreakciót, és származhat végül magában a folyadékban lévő radioaktivitásból. Háttéreffektusok léphetnek fel a kőzetben lévő urán- és tóriumatomok spontán hasadásának következményeként is. Figyelembe véve az összes lehetséges háttéreffektust, kimutatható, hogy a fenti kísérleti feltételek mellett a napneutrínók által létrehozott tiszta jelenség nagyobb, mint a háttéreffektusok összege.

Több hónapos mérés eredményeképpen azt kapta, hogy naponta $0.34\pm0.06~^{37}\mathrm{Ar}\text{-atom}$ keletkezik.

A kísérletileg kapott eredmény kevesebb, mint harmadrésze az elméletileg vártnak. Az elméletileg várton az értendő, hogy kiszámolták a Napban végbemenő termonukleáris reakció nyomán létrejövő neutrínóknak a számát. Ez természetesen több hipotézistől függ, és a különböző, neutrínótermelő folyamatok nem egyforma súllyal esnek latba.

A Davis-kísérletben alkalmazott Cl-magreakció csak bizonyos neutrínóenergia feletti küszöbnél jelez neutrínókat, nevezetesen, ha energiájuk nagyobb, mint 0,814 MeV. Éppen ezért felmerültek újabb elképzelések a napneutrínók kimutatásával kapcsolatban, amelyek más, alacsonyabb küszöbenergiájú reakciókat használnak. Az egyik ilyen reakció a következő:

$${}^{71}_{31}\text{Ga} + \nu_{\text{e}} \rightarrow {}^{71}_{32}\text{Ge} + \text{e}^-, \qquad E_{\text{küszöb}} = 0,245 \text{ MeV}.$$

Több helyen folytak ilyen kísérletek, pl. Bakszánban, a Kaukázusban, (a szovjet-amerikai közös kísérlet, SAGA), és a Gran Sasso Laboratóriumban is (GALLEX). Mindkét kísérlet eddigi eredményei szerint a kísérleti érték változatlanul kisebb az elméletinél, de nem annyival, mint az eredeti Davis-kísérletnél. Ugyancsak a Gran-Sasso ad otthont egy most épülő nagy szcintillációs neutrínódetektornak a Borexino-nak. Ettől a detektortól azt várjuk, hogy tisztázódik a Napmagban lefolyó különböző folyamatok milyen mértékű hozzájárulást adnak a különböző energiájú neutrínók intenzitásához. A különböző típusú (elektron-, müon-, tau-neutrínó) különválasztására épül egy neutrínódetektor Kanadában, amely nehézvízben lévő deutériumneutrínó magreakcióit használja fel.

20.2.5. Új módszerek a kozmikus neutrínók észlelésére

A "természetes" (galaktikus, szoláris vagy atmoszferikus) neutrínóforrásnál a rendelkezésre álló neutrínóintenzitás igen kicsi. Ha még ehhez hozzávesszük a neutrínó kölcsönhatási hatáskeresztmetszetének rendkívül kicsi voltát, akkor természetes, hogy – mint azt a Davis-kísérletnél is láttuk – igen nagy mennyiségű detektoranyagra van szükség. Nehezen képzelhető el, hogy ezt a mennyiséget ilyen (vagy ehhez hasonló) speciális anyagból lényegesen növelni lehetne anélkül, hogy irreális költségeket igényelne a mérés. E gondok körüli viták során merült fel először az az egyszerűségében is merész elképzelés, hogy miért ne használhatnánk fel az óceánok vagy tavak vizét céltárgynak (targetnek) is, és egyben a zavaró háttér elleni védelemnek is, hiszen az óceánok (és a tavak) vize gyakorlatilag korlátlan mennyiségben ingyen áll rendelkezésünkre. Ez a gondolat több mérés alapjául szolgál (víz alatti neutrínódetektorok).

De vajon hogyan lehet detektálni a neutrínók kölcsönhatását az óceán, illetve tavak vizében?

Erre két meglehetősen szokatlan megoldás kínálkozik:

a) A neutrínó kölcsönhatásánál keletkezett nagyenergiájú másodlagos részecskék (elsősorban müonok) Cserenkov-sugárzást keltenek, és ezt a sugárzást fotoelektron-sokszorozók sorozatával lehet detektálni. A neutrínók kölcsönhatásának pillanatában – a kölcsönhatás környékén – az óceán (vagy tó) vize gyenge kék fényben "felvillan".

b) A neutrínók kölcsönhatásánál ugyanakkor olyan energia szabadul fel, hogy egy "mikrorobbanás" megy végbe az óceán (vagy tó) vizében levő valamelyik nukleonban, ez hanghullámot kelt, amely akusztikus eszközökkel, pl. hidrofonok (vízálló mikrofonok) sorozatával detektálható. A neutrínó kölcsönhatásakor tehát "csattanás" hallható.

Mind a két módszer elvben használható, nyilvánvaló azonban, hogy rendkívül nagy technikai nehézségek lépnek fel, akármelyiküket akarjuk is ténylegesen megvalósítani. Gondoljunk bele: az óceánban (vagy tóban) tartósan, éveken át kell megbízhatóan üzemeltetni fotoelektron-sokszorozók (vagy hidrofonok) százait, sőt esetleg ezreit!

A DUMAND-tervezet

Deep Under Water Meson and Neutrino Detector, azaz mélytengeri mezonés neutrínódetektor. Jelenleg az optikai észlelést részesítik előnyben a fizikusok. Érthető módon nagyon nagy jelentősége van annak, hogy az óceán olyan részén végezzük a méréseket, ahol a víz átlátszósága meglehetősen nagy. Ilyen szempontból egy lehetőségként a Hawaii melletti partrész jöhet számításba, amely azzal az előnnyel is rendelkezik, hogy a vulkanikus eredet következtében a tenger partja hirtelen mélyül, és ez lehetővé teszi, hogy a mérőberendezés viszonylag közel lehessen a parthoz.

A terv szerint 5 km-rel az óceán felszíne alatt kívántak elhelyezni nagyságrendben 10 ezer (!) fotoelektron-sokszorozót. Technikai nehézséget okoz a rendkívül nagy nyomás (500 atm = $5 \cdot 10^7$ Pa). A Cserenkov-fény irányítottsága elvben lehetővé teszi a bejövő neutrínók irányának a meghatározását is. A fotoelektron-sokszorozók jeleit azonnal (on-line) kell feldolgozni. E mérőberendezés segítségével több asztrofizikai problémára is választ kaphatnánk (pl. szupernóva-kollapszus energia-viszonyai, aktív galaxisok neutrínóemissziója stb.).

Az amerikai kutatók által végzett mérési kísérletek azonban sajnos kudarcba fulladtak, főleg a fotoelektron-sokszorozókból álló füzér telepítésének nehézségei miatt. Egyelőre öt fotoelektron-sokszorozóból álló füzért kívántak leengedni az óceán mélyére, azonban mind a két próbálkozás alkalmával elszakadt a tartókábel, és elvesztek a fotoelektron-sokszorozók. A telepítés többször is sikertelen megismétlése után az amerikai kutatók felhagytak a DUMAND-tervezettel és így ennek a megvalósítására nem került sor.

A Bajkál-kísérlet

A víz átlátszósága szempontjából számításba jöhet a rendkívül tiszta vizű Bajkál-tó is. Hátránya, hogy a legnagyobb mélysége "csak" 1620 m, tehát nem vetekedhet a Hawaii közelében lévő tengermélységgel. Ugyanakkor óriási előnye, hogy az év mintegy három hónapjában vastag, 0,5–1 m-es jég borítja, és a jég nagyon megkönnyíti a műszerek telepítését. Ugyanis a jégbe léket fúrva leengedhetők a fotoelektron-sokszorozók (20.3. ábra) és rögzíthetők úgy, hogy a jég elolvadása után is a helyükön maradjanak (9. fénykép).

Az első – előzetes, még nem neutrínófizikai – kísérleteket (12 elektronsokszorozó felhasználásával) 1983 tavaszán végezték el, és egy felső becslést kaptak a hipotetikus Dirac-féle mágneses monopólusok intenzitására.

Látva a rendkívül nagy technikai nehézségeket, a közeljövőre egy egyszerűbb és reálisabb variációt terveztek: egyelőre 200 elektronsokszorozónak a telepítését irányozták elő néhány éven belül. A mérések célja részint asztrofizikai, részint magfizikai problémák megoldása. A programmal egy moszkvai intézet mintegy 100 fős csoportja foglalkozik, a kísérletben részt vesznek magyar kutatók is.

Ugyanakkor elkezdték a görög szigetek mellett egy hasonló mérőberendezésnek a felépítését a tenger mélyén, amely a NESTOR nevet kapta. A franciák is építenek ANTARES néven egy víz alatti detektort Marseille mellett a tengerben.



20.3. ábra. Fotoelektron-sokszorozók telepítése a Bajkál-tavon. Az elektronsokszorozókat tartó huzalt alul horgony rögzíti, felül bója tartja. A kábel a tó fenekén jut ki a parton levő mérőállomásba

Egészen különleges úton jár az a kísérlet, amely az Antarktisz jegébe kíván elhelyezni fotoelektron-sokszorozókat. A jégben való neutrínókölcsönhatásnál keletkezett töltött részek ugyanúgy keltenek Cserenkovsugárzást, mint a vízben. Ezért, ha lyukat fúrnak a jégbe és leengedik a fotoelektron-sokszorozókat, akkor elvben így is megvalósítható a neutrínók detektálása. Természetesen meglehetősen nagy technikai nehézségeket jelent a mostoha környezet. Egy másik lehetőség ugyanebben a kombinációban, hogy mivel neutrínó-kölcsönhatásnál a jégben rádióhullámok is keletkeznek, ezeket antennákkal fogjuk fel, amelyeket a jég felületén helyezünk el. Ez utóbbi próbálkozásra még nem került sor, az előző kísérlet, az ún. AMANDA már folyik.

Felmerült a fizikusok fantáziájában az a gondolat is, hogy mesterséges neutrínóforrás pl. a CERN gyorsítója segítségével úgy állítanak elő neutrínónyalábot, hogy az átszelje a Földet és valahol, valamelyik nagy neutrínódetektornál [pl. a Gran Sasso-i (olasz) neutrínódetektornál, vagy a Bajkálnál vagy a görög szigeteknél] bukkanjon ki, és ott eltalálja a felépített neutrínódetektort. E berendezés segítségével igen nagy bázistávolságon, tehát nagy pontossággal lehetne vizsgálni a neutrínóoszcillációnak a meglétét. Számításba jöhet a batáviai (USA) nagy gyorsító is mint neutrínóforrás.

Ezzel már el is érkeztünk a neutrínók lehetséges gyakorlati felhasználásának a kérdéséhez: a neutrínókkal ugyanis mintegy átvilágíthatjuk a Földet. Az eljárásról nemcsak tudományos, de gyakorlati hasznot is remélnek. Pl. a Föld mélyében rejlő, eddig ismeretlen szénhidrogén- és ásványi kincsek lelőhelyének felderítését. A földgolyó célszerű átvilágításának javaslata új lelőhelyek felfedezésének reményében gazdag olajtársaságok asztalára került, ahol a létesítéshez szükséges 2 milliárd dollár talán nem is olyan elképzelhetetlenül nagy tétel. A gyorsítóból kijövő neutrínónyaláb áthatolna a Földön, és a másik oldalon a Föld felszínén elhelyezett mikrofonokkal akusztikusan érzékelhető lenne. Természetesen felhasználható az optikai módszer is óceánokban vagy tavakban.

20.2.6. Kísérleti neutrínócsillagászat

A csillagok élete – mai tudásunk szerint – háromféle módon érhet véget: vagy ún. fehér törpe, vagy neutroncsillag, vagy fekete lyuk lesz belőlük. (Közvetlen fekete lyukra vezető összeomlás mai tudásunk szerint nem lehetséges, fekete lyukak csak neutroncsillagokból születhetnek. A bennünket legjobban érdeklő, életünket erősen befolyásoló Nap feltehetőleg fehér törpe formájában fog kihunyni.) A neutroncsillagok és a fekete lyukak szülői a szupernóvák. Az, hogy egy csillag milyen módon semmisül meg, függ a tömegétől. Ha egy csillag tömege néhányszor nagyobb a Nap tömegénél, akkor az életét szupernóvaként fejezi be, miután felélte termonukleáris (fúziós) energiatermelési készletét, azaz hidrogénjét. Ez a folyamat nagyjából úgy zajlik le, hogy a csillag középső magja összeesik, kollapszál és protonjai egyesülnek elektronjaival neutronokká, közben nagy intenzitású, nagy áthatolóképességű neutrínók jönnek létre. A szupernóva-robbanásnál ezek a ne*utrínók* viszik el a gravitációs kötési energia legnagyobb részét. A neutrínók mintegy "szétfújják" a csillag külső rétegeit. Ezek később kiterjedő gázfelhőt alkotnak, és egy lökéshullámot hoznak létre. Amikor a lökéshullám kitör a gázfelhőből, akkor röntgensugárzás és ultraibolya-sugárzás keletkezik. A szupernóva-robbanás után visszamaradó központi mag a neutroncsillag. A neutroncsillag képződése azon kevés folyamatok közé tartozik, amelyekben a gyenge kölcsönhatás makroszkopikus méretekben játszik meghatározó szerepet.

A szupernóva-robbanásnál keletkező fény 1–1,5 órával később jut el hozzánk, mint a neutrínók, azért, mert később keletkezik: az összeomlás első pillanatai neutrínó-felszabadulással járnak, és csak később indulnak meg azok a folyamatok, amelyek a fényemissziót okozzák.

1987. február 23-án az ún. egyetemes idő szerint 7.35-kor felrobbant a Nagy Magellán-köd egy csillaga. (A Nagy Magellán-felhő a Tejútrendszerünkhöz legközelebbi szabálytalan alakú kis galaxis.) Az a csillag, amely szupernóvaként jelent meg, februárban szabad szemmel is látható volt a déli féltekén. A felrobbant csillagot SN1987A szupernóvának nevezték el. Ez Kepler óta az első szabad szemmel észlelhető szupernóva-robbanás. Mint említettük, az elméleti elképzelések szerint a fényjelenség fellépését egy erős neutrínókitörés előzi meg. Az 1987-es szupernóva-robbanás volt az első alkalom, amikor sikerült kísérletileg észlelni a neutrínókat, ill. intenzitásuk egy tört részét. Ezt a neutrínókitörést több helyen is regisztrálták igen nagy méretű *föld alatti berendezésekkel*, amelyeket a kísérleti részecskefizikusok részint neutrínófizikai (köztük asztrofizikai) vizsgálatokra építettek fel, részint pedig a protonbomlás (lásd 23.3. fejezet) tanulmányozására.

Az alábbiakban felsoroljuk azokat a berendezéseket, amelyek alkalmasak voltak a keletkezett neutrínók regisztrálására:

1. A neutrínókitörést regisztrálta Japánban a Kamioka nevezetű cinkbányában elhelyezett Kamiokande II. közös japán-amerikai mérőberendezés. Ez mintegy ezer méterrel a földfelszín alatt helyezkedik el Nyugat-Japánban. A mérőberendezés közel 2000 tonna vizet tartalmaz, amelyet 1000 db, kb. fél méter átmérőjű fotoelektron-sokszorozó figyel, ez utóbbiak beborítják a detektor belső felszínének nagy részét. A mérés azt használja ki, hogy a neutrínó-kölcsönhatás során keletkezett elektromosan töltött szekunder részek általában olyan nagy energiájúak, hogy a vízben Cserenkov-sugárzást keltenek. Ezt a fényt érzékelik a fotoelektron-sokszorozók.

2. Észlelt neutrínókat az ún. IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) együttműködés is, amelynek a mérőberendezése Clevelandban (Ohio) helyezkedett el. A mérőberendezés kb. kétszer nagyobb volt, mint a Kamiokande.

3. Mértek néhány neutrínót *Bakszánban* (Kaukázus) is, ahol nagy felületű (200 m²), 11 m vastagságú folyadékszcintillációs detektorok (3000 fotoelektron-sokszorozóval) regisztrálják az esetleges neutrínóeseményeket, 350 m vastag szikla alatt (egy hegybe fúrtak alagutat).

4. A Bajkál-tóban 36 fotoelektron-sokszorozó volt ekkor a tó mélyén elhelyezve, amely neutrínódetektálás céljait szolgálta.

Az SN1987A szupernóva-robbanás észlelése után valamennyi detektorban megvizsgálták az optikai jel megjelenése előtti néhány órát, majd napot, hogy vajon nem érkeztek-e be nagyobb számban neutrínók, mint általában, hiszen ezt várjuk az elmélet alapján szupernóva-robbanáskor. Nagy szenzációt keltett, hogy néhány detektor valójában jelzett neutrínókat.

Talán a Kamiokande II. berendezés volt a legszerencsésebb: itt 12 neutrínó által kiváltott elektroneseményt sikerült regisztrálni 13 másodpercen belül. (Természetesen a valóságban lényegesen több neutrínó haladt át a mérőberendezésen, azonban a neutrínók közismerten kicsiny kölcsönhatási valószínűsége, hatáskeresztmetszete miatt ezeknek csak egy tört része volt detektálható.) Az elektronok energiája 7,3–30 MeV között változott. Az első két esemény irányát sikerült meghatározni (bár nagy pontatlansággal), és ez a Nagy Magellán felé mutatott! A mérőberendezés az észlelést megelőző másfél évben is működött, és ez idő alatt egyetlen ilyen eseményt sem regisztrált. Tehát nem fér kétség ahhoz, hogy itt tényleges jelenségről van szó, amely kétségtelenül korrelált a szupernóva-robbanással.

Az IMB együttműködés 8 *eseményt* regisztrált néhány másodpercen belül, azonos időben, mint a Kamiokande-kísérlet.

Bakszánban a szovjet kutatók 18 eseményt regisztráltak.

A Bajkál-tóban sajnos minden évben a legvastagabb jég időszakában, azaz február végén, március elején végzik el a mérőberendezés ellenőrzését, ilyenkor a mérőberendezést kikapcsolják, kiemelik a vízből, és csak április elején kezdődik újbóli működtetése. Szerencsétlen véletlen tehát, hogy a szupernóva-kitörésekor a mérőberendezés nem működött.

(Zárójelben megjegyezve, ez a neutrínócsillagászat számára olyan fontos esemény egyben kiválóan igazolta *Murphy-törvényét* is, amely szerint ha valami elromolhat, akkor az el is romlik. Ez nemcsak a Bajkál-kísérletre igaz, hanem pl. a Kamiokande II. kísérletre is, ahol egy hirtelen áramszünet működésen kívül helyezte az órát, és az IMB kísérletre is, ahol a fényérzékelő fotoelektron-sokszorozók egy része egy elektronikus tápegység hibája miatt éppen működésen kívüli állapotban volt. A Kamikandén dolgozó fizikusoknak egyébként nagy szerencséjük volt: a szokásos kalibrációt éppen a fellépő esemény előtt egy perccel fejezték be!)

Az észlelések lázba hozták az asztrofizikusokat, részecskefizikusokat és neutrínófizikusokat, ami érthető, hiszen ezek voltak a kísérleti neutrínócsillagászat első eredményei: 1 hónap alatt több publikáció jelent meg, mint ahány neutrínót detektáltak. Egyébként a megbízhatóan detektált neutrínók száma sajnos meglehetősen kevés (összesen 19), és ez a statisztikus fluktuációk miatt lehetetlenné ugyan nem, de bizonytalanná teszi a levonható következtetéseket.

Az a tény, hogy a szupernóva-robbanás keletkezése pillanatában neutrínókat regisztráltak, sok más asztrofizikai és részecskefizikai jelenségre is fényt vethet. Ha a szupernóva-robbanás energiáját tekintjük, akkor a robbanás a neutrínók fellépésével nemcsak kezdődött, hanem véget is ért: ugyanis a neutrínókat felszabadító teljes energiának (ami óriási: $\approx 10^{51}$ erg = 10^{44} J) 99,99%-át viszik el, a maradék jut csak az egyéb (optikai) jelenségekre.

A neutrínókibocsátás szekundumokig és nem milliszekundumokig tart, mert a nagyon nagy sűrűségű belső mag még a neutrínó számára sem teljesen áttetsző, és ezért előbb fel kell diffundálnia a felületére, ami időt vesz igénybe. Valószínűleg el kell vetni azt a hipotézist, mely szerint a neutrínó esetleg elbomlik. Újabb nagyobb méretű és tökéletesebb neutrínódetektorokat kell építenünk a jövőben. Ezekkel várható, hogy egy esetleges újabb szupernóvakitörést pontosabban regisztrálhatunk. A gondot az okozza, hogy az újabb szupernóva-kitörés időpontját nem lehet megmondani. Így teljesen a véletlenre vagyunk utalva ebben a kérdésben.

20.2.7. Gyorsítós neutrínókísérletek

Az előző fejezetekben a neutrínóknak 3 forrásával ismerkedtünk meg:

- 1. Radioaktív bomlás (a neutrínó tömegének meghatározására használtunk radioaktív β -bomló atommagokat).
- Reaktor (a reaktorból jövő antineutrínókat használtuk fel a neutrínó létezésének közvetlen kísérleti bizonyítására).
- Kozmikus eredetű neutrínók (a kozmikus sugárzásban szereplő neutrínók asztrofizikai problémák megoldására, ill. a Napból származó neutrínók a Napban lejátszódó mechanizmus tisztázására).

A neutrínókat elő lehet azonban állítani gyorsítók segítségével is. Amíg a radioaktív β -bomlásnál és a reaktornál tiszta elektrontípusú antineutrínókat találunk, a Napból jövő és a kozmikus eredetű neutrínók pedig tiszta elektron-neutrínók, addig a gyorsítós méréseknél találunk elektron-neutrínót és műon-neutrínót (és antirészecskéket) is keverten.

Az utóbbi két évtizedben a legtöbb neutrínókísérletet gyorsítók segítségével végezték és végzik. A gyorsítónál nyert pion- és kaonnyaláb ugyanis elbomlik, és bomlása közben neutrínók keletkeznek:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$$
$$K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \quad K^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e, \quad K^0 \to \pi^+ + \pi^-$$

A nyaláb pontos összetétele a konkrét technikától függ.

A gyorsítós neutrínókísérletek során elsősorban részecskefizikai kérdésekre szeretnénk választ kapni. Így pl. megvizsgálni az oszcilláció jelenségét (amit lehet egyébként reaktorneutrínókkal is), megmérni a neutrínó tömegét, megtudni, hogy a három alapvető típuson kívül léteznek-e más típusú neutrínók is, nem bomlékony-e a neutrínó, a gyenge kölcsönhatást leíró elméleti modellek megfelelnek-e a valóságnak stb.

A gyorsítóval végzett neutrínókísérleteknél a detektor szerepét régebben óriási buborékkamrák töltötték be, ma a hangsúly áttevődött az elektronikus, számlálós műszerekre. Többféle ilyen neutrínódetektor működik, és több ilyen detektor épül.

A működési elv általában az, hogy a detektorok felváltva tartalmaznak ún. szcintillációs kalorimétereket, abszorbenseket és közben koordinátadetektorokat (pl. driftkamrákat). Ezek modulszerűen vannak egymás után építve, és a neutrínó-kölcsönhatásnál a koordináta-detektorok segítségével nyomon követhetjük a keletkezett töltött részek pályáját, ugyanakkor a szcintillátor segítségével megmérhetjük a kölcsönhatásnál felszabadult energiát.

A neutrínó-kölcsönhatás egy fajtájánál keletkeznek müonok, a másiknál nem. A két típus különválasztásánál vizsgálnunk kell, hogy keletkezett-e a kölcsönhatás során müon. Annak biztosítására, hogy ne veszítsünk el a kölcsönhatás során müonokat, külön gondoskodni kell arról, hogy lehetőleg a kölcsönhatásnál keletkező *mindegyik* müon eljusson a detektor végén elhelyezett müonazonosító mágneses spektrométerbe. Ez úgy valósítható meg, hogy a detektort mágneses héjjal vesszük körül, amely nem engedi a müonokat a detektorból kiszökni. A mágneses spektrométer mágneses korongokból áll, amelyek közé koordináta-detektorokat helyeztünk el szendvicsszerűen.

Példaként ismertetjük a Dubna–Szerpuhov–Berlin–Budapest neutrínódetektor felépítését. (20.4. ábra)



20.4. ábra. A Dubna-Szerpuhov-Berlin-Budapest gyorsítós neutrínódetektor felépítése

A neutrínónyaláb balról érkezik és a koordináta-detektorokon (K) keresztül esik a tényleges neutrínódetektorra, amely két részből áll: a kaloriméterből és a müon-azonosítóból. Az előbbiben koordináta-detektorok váltakoznak az Sc-folyadékszcintillátorokkal. Utóbbiak a neutrínó-kölcsönhatásoknál keletkezett másodlagos részek energiáját is mérik. A koordinátadetektorok párosával egymáshoz képest kilencven fokban elfordulva nyernek elhelyezést. Az egész berendezést mágneses héj (MH) veszi körül, amelynek rendeltetése az, hogy ha a kölcsönhatásnál műon keletkezett, akkor ez ne vesszen el, hanem a műon-azonosítóban azonosítódjék. Az utóbbi egyébként mágneses vaskorongokat és koordináta-detektorokat tartalmaz. A berendezés előtt fotoemulziós blokk (FE) van elhelyezve, amelyet koordinátadetektorok követnek. Ez utóbbiak segítségével a szekunder nyomaiból a kölcsönhatási pont (vertex) meghatározható, ami nagyon leegyszerűsíti a nagy tömegű emulzió átnézését (scannelését). Ezzel a berendezéssel – többek között – neutrínók hatáskeresztmetszetét mérték.

Hasonló típusú neutrínódetektorok működnek még a CERN-ben és az USA-ban is.

Feladatok

- 20.1. Mekkorának kell lennie legalább az antineutrínók mozgási energiájának, hogy végbemenjen a következő reakció: $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^-$, ismerve, hogy a neutron β -bomlásának maximális mozgási energiája 780 keV?
- 20.2. A Davis-kísérletben a neutrínók okoznak magátalakulást a ³⁷Cl-ban. Át tudják-e alakítani, és ha igen, hogyan, az antineutrínók a ³⁷Cl-t? Melyik folyamatnak nagyobb a küszöbenergiája?

21. HADRONOK

A hadronokat két nagy csoportra osztjuk: a mezonokra és a barionokra. (A mezon és a barion itt ismertetett szétválasztása történelmi, pontosabb kvarkelméleti megalapozására még visszatérünk a 24. fejezetben.) A szétválasztás alapja a tömeg és a spin. A barionok spinje feles, a mezonoké egész. A mezonok tömege az elnevezés kialakulásának idején a leptonok és a barionok között foglalt helyet. (Az újabban felfedezett mezonokra már nem áll fenn, hogy tömegük a leptonok és a barionok közé esik.) A mezonok családja az utóbbi időben két új (nagy tömegű) taggal gyarapodott (J/Ψ (ejtsd: dzsi-pszi, lásd: 21.1. fejezet) és az Υ (ejtsd: üpszilon, lásd: 21.2. fejezet)).

A barionok közül már jól ismerjük a nukleonokat: a protont és a neutront. A többiek az ún. hiperonok családját alkotják. A mezonoknál és a barionoknál a 19. II. táblázatban az utóbbi évtizedekben felfedezett és nagy szerepet játszó rezonanciákkal találkozunk, amelyek élettartama kb. 10^{-23} s. Ezeknek a száma nagy, a táblázatban azonban az egyszerűség kedvéért részletezés nélkül tüntettük fel őket. Az atom- és atommag-spektroszkópia mintájára kialakult a hadronspektroszkópia, ami nagyon sok új részlettel gazdagította a részecskékről alkotott képünket, ezzel azonban itt most nem foglalkozunk.

21.1. A J/Ψ -részecske felfedezése

Az 1970-es évek közepének tudományos szenzációja volt, hogy két különböző laboratóriumban gyakorlatilag egyidőben igen nagy energián egy rendkívül keskeny rezonanciát találtak, amely egy eddig ismeretlen részecskének felelt meg. Az egyik laboratórium a brookhaveni volt, ahol S. C. C. Ting kísérleti csoportja a szinkrotron protonjait berillium céltárgyba "lőtte". Az

ütközés során többek között elektronpozitron párok is keletkeztek, az alábbi egyenletnek megfelelően:

$$p + Be \rightarrow e^+ + e^- + h.$$

(*h* különféle hadronokat jelöl.) A keletkezett elektron-pozitron pár tömegspektrumát nagyon precíz párspektrométerrel mérték. A mérések eredményeképpen 3,1 GeV-nál egy csaknem nulla szélességű, éles rezonanciacsúcsot találtak. A rendkívül kis szélesség szokatlanul nagy élettartamnak, azaz viszonylag nagy stabilitásának felel meg, és ennek ilyen nagy energián való fellépése mindenképpen meglepetést keltett. Egyértelmű volt, hogy itt egy új részecske adott jelt magáról. Az új részecskét *J*-részecskének nevezték el.

A fenti tudósokkal gyakorlatilag

egyidőben a SLAC-ban (Kalifornia) B. Richter vezetése alatt egészen más módszerrel megtalálták ugyanezt a rezonanciát. A kutatók elektron-pozitron tárológyűrűben mérték a

$$e^+ + e^- \rightarrow hadronok$$
, $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$

folyamatok hatáskeresztmetszetét az energia függvényében, és a 21.1. ábrán látható rezonanciát kapták.



21.1. ábra. A Ψ -részecske, mint éles és keskeny rezonancia jelentkezése 3,1 GeV körül B. Richter és munkatársai mérésében (SLAC). Az ábra a σ hatáskeresztmetszetet (nanobarn egységekben) mutatja a tömegközépponti energia (E_{tkp}) függvényében

Miután a két különböző technikával, gyakorlatilag egyidőben végzett mérésben ugyanazt az új részecskét sikerült felfedezni, a részecske neve J/Ψ (gzsi-pszi, gipsy) lett, megőrizve mindkét kísérleti kutatócsoport elnevezését. A Nobel-díjon is osztozott a két kutatócsoport vezetője, S. C. C. Ting és B. Richter.

21.2. Az Y-részecske kísérleti megfigyelése

1977-ben a batáviai gyorsítón (FERMILAB) L. M. Lederman vezetésével 9,5 GeV-on rezonanciát figyeltek meg 400 GeV-os proton-nukleon ütközéseknél fellépő müonpárok tömegspektrumában. A végbemenő reakció a következő volt:

$$p + (Cu, Pt) \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X,$$

ahol X bármilyen (egy vagy több) részecske (általában hadron). A keletkezett műönökat mágneses spektrométerrel analizálták. Az újonnan talált részecskét üpszilon-részecskének (Υ) nevezték el. Lederman a felfedezéséért Nobel-díjban részesült.

Feladatok

- 21.1. A $\Omega^- \rightarrow \chi^- + \pi^0$ reakció a teljes bomlás 8% -a. Mutassuk meg, hogy ez a reakció a barionszámot megtartja, hogy tiltott mint erős, de megengedett mint gyenge nukleáris reakció. A barionszám és ritkaság kvantumszáma sorrendben a részecskéknek: 1, -3; 1, -2; 0, 0.
- 21.2. Vizsgáljuk meg a tömeg-, energia-, töltés- és spinmegmaradást a következő reakcióban: $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$. A proton kezdetben nyugalomban van.
- 21.3. Mekkora az a minimális kinetikus energia (a tömegközépponti rendszerben), ami a következő reakciók létrejöttéhez szükséges: $\bar{p} + p \rightarrow \Upsilon$, $\pi^- + p \rightarrow \omega + n$?

22. A kölcsönhatások

22.1. A gravitációs kölcsönhatás

Mint a 19. I. táblázatból láthatjuk, ez egy rendkívül gyenge kölcsönhatás, amelynek a hatótávolsága végtelen: azaz két tömeg akármilyen nagy távolságból is kölcsönhat egymással a gravitációs erők közvetítésével. A távolság növekedésével a kölcsönhatás erőssége (négyzetesen) csökken és a végtelenben nulla felé tart. Kivétel nélkül minden testre hat, a kölcsönhatásban részt vevő testek tömegének szorzatával arányos. Ennek megfelelően a gravitációs kölcsönhatás jelentősége kozmikus méretekben óriási, ez kormányozza ugyanis az Univerzum egészét, a Naprendszert, és ily módon meghatározza életfeltételeinket, atomi méretekben azonban elhanyagolható, ezért e helyütt nem foglalkozunk vele.

Lehet az is, hogy a gravitáció nem tartozik a hagyományos értelemben vett kölcsönhatások közé, hanem a téridő tulajdonságának a következménye.



22.1. ábra. Szemléltető rajz a kicserélődési erőkre. A két csónakban labdázó lányok között a kapcsolatot a "közvetítő részecske", a labda hozza létre

22.2. Az elektromágneses kölcsönhatás

Az elektromágneses kölcsönhatás körébe tartozó kémiai, biológiai stb. jelenségek szabják meg mindennapi életünket. Az elektromágneses kölcsönhatás volt az első, amelynek elméletét pontosan kidolgozták, és a kvantumelektrodinamika (QED) egyike a fizika legpontosabb és legidőtállóbb területeinek. Eddig nem találkoztunk olyan jelenséggel, amely a QED-val ellentétben lett volna. Szintén végtelen hatótávolságú kölcsönhatás, azonban csak az elektromos töltéssel, illetve mágneses nyomatékkal rendel-



22.2. ábra. Az erők kicserélődési képének szemléltetése gráffal. Jelen esetben elektron szóródik elektronon és a kölcsönhatást egy γ-kvantum közvetíti

kező testek között hat. Lényeges különbség a gravitációval szemben, hogy míg a testek gravitáció révén mindig csak *vonzzák* egymást, addig az elektromágneses kölcsönhatás lehet *vonzó* és *taszító* is. A kvantumelektrodinamikában két elektromosan töltött részecske közötti kölcsönhatást egy harmadik részecske közvetíti. Ez a részecske a foton, az elektromágneses sugárzás kvantuma. A foton tömege nulla, nincs saját elektromos töltése és fénysebességgel mozog. Az elektromágneses erőket úgy írhatjuk le, mint a fotonoknak a cseréjét (kicserélődési erők): az egyik töltött rész kibocsát egy fotont, a másik elnyeli és így "labdáznak" egymás között a fotonokkal (22.1. ábra). Ennek ún. gráffal történő szakszerű ábrázolása látható a 22.2. ábrán.

22.3. A gyenge kölcsönhatás

E kölcsönhatás gyengesége miatt semmilyen rendszert nem képes összetartani. Ez a kölcsönhatás felelős részint az atommagok radioaktív bomlásáért, s ez szabályozza a csillagok (köztük a Nap) energiatermelését, a termonukleáris fúziót – közvetve tehát létfontosságú az élet számára. Hatótávolsága rövid ($\approx 10^{-15}$ cm): elsősorban az atommagok belsejében uralkodó kölcsönhatás.

A gyenge kölcsönhatások típusába tartozik valamennyi β -bomlás. Ennek néhány esete:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu, \qquad \pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu.$$



22.3. ábra. A helicitás értelmezése. Az ábra bal oldalán egy "jobbkezes" rendszert látunk, melynél a spin (s) iránya és az impulzus (p) iránya egybeesik. Ebben az esetben konvencionálisa +1-es helicitásról beszélünk. Az ábra jobb oldalán a "balkezes" helicitás látható

A gyenge kölcsönhatásokkal kapcsolatban meg kell ismerkednünk egy új fogalommal, és ez a helicitás (H). Az 1/2 spinnel rendelkező részecskéknek kétféle orientációja lehetséges (lásd 22.3. ábra), a spin (s) vagy a részecske mozgásának irányába (\vec{p}) mutat (H = +1), vagy vele ellentétes irányban (H = -1). Az előbbi esetet nevezzük "jobbkezűségnek", mivel ha a jobb kéznek az ujjai gondolatban körülfogják a részecskét, akkor a hüvelykujj a mozgás irányát mutatja. Ellenkező esetben a bal kéznek a hüvelykujja mutatja a részecskének a mozgását, ekkor "balkezűségről" be-

szélünk. Általában az irányítottság, azaz a helicitás megfordítható: egyszerűen lefékezzük a részecskét, nyugalomba hozzuk és ezután ellenkező irányba gyorsítjuk fel őket anélkül, hogy megzavarnánk a spint. Ennek megfelelően a részecskék mindegyikének van egy bal- és egy jobbkezes komponense. Kivételt képeznek a neutrínók (ha a neutrínótömegre utaló jelektől itt most eltekintünk), mert ezek mindig fénysebességgel mozognak és soha nem hozhatók nyugalomba. Ennek megfelelően a neutrínók esetében csak egyféle helicitás lehetséges:

$$H_{\nu} = -1.$$

Ez a tény tükrözi legszembetűnőbben a tértükrözési szimmetria sérülését, azaz a paritás meg nem maradását a gyenge kölcsönhatásban. Kísérletileg eddig csak "balkezes" neutrínókat figyeltek meg. (Az antineutrínók viszont mindig "jobbkezesek".) Ugyanúgy, ahogy az elektromágneses kölcsönhatásokat a foton közvetíti, gyenge kölcsönhatásoknál is van közvetítő részecske, pontosabban részecskék, mégpedig szám szerint három: W^+ , W^- és Z^0 . Az első kettő hat az elektromos töltésre is, a harmadik a töltést nem változtatja meg. Mindhárom közvetítőnek, ún. vektorbozonnak a tömege nagyságrendileg 100 GeV/c², a proton tömegének 100-szorosa!

22.4. Erős kölcsönhatás

Az erős kölcsönhatásokkal ugyancsak a magfizikában találkoztunk, a magot felépítő részecskék között: a részecskék széles kategóriájában uralkodó, rendkívül heves, vehemens kölcsönhatástípus. A magerő igen rövid hatótávolságú. Közvetítő részecske a π . (Abból a feltevésből, hogy a kölcsönhatást egy m tömegű részecske közvetíti, meg lehet becsülni a hatótávolságot. A közvetítő kibocsátásához $E > mc^2$ energia szükséges, ez az állapot viszont a $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ Heisenberg-féle határozatlansági összefüggésből $\Delta t \approx \hbar/mc^2$ ideig maradhat fenn. Ezáltal a közvetítő részecske legfeljebb $d = c\Delta t \approx \hbar/mc$ utat tehet meg. Ha m helyébe a pion tömegét írjuk, d-re kb. 10^{-13} cm, a magerők hatótávolsága adódik.) A hatására végbemenő folyamatok rendkívül gyorsan ($\approx 10^{-23}$ s alatt) zajlanak le. (Ez egy történelmi, Yukawa japán elméleti fizikus által elgondolt kép.)

Az erős kölcsönhatás elmélete az ún. kvantum-színdinamika (kvantumkromodinamika, QCD). Egyelőre ezzel az elmélettel a kísérletek megegyeznek, azonban nagyon sok következtetését még nem sikerült igazolni, továbbfejlesztése várható. Az erős kölcsönhatások részleteire a későbbiekben a kvarkokkal kapcsolatban még visszatérünk. Ma már tudjuk, hogy a magerők nem elemi erők, mint pl. az elektromágneses erők, hanem indirekt következményei a kvarkok (lásd 24. fejezet) között ható valóban elemi, ún. "szín"erőknek. (A magerők a Coulomb-kölcsönhatásbeli Van der Waals-erőknek felelnek meg.) A színerőket az ún. gluonok közvetítik. A részecskék mindegyike részt vesz valamelyik kölcsönhatásban. Vannak olyanok, amelyek csak egyetlen kölcsönhatásban vesznek részt, így pl. a neutrínó egyetlen lehetséges kölcsönhatása a gyenge kölcsönhatás (eltekintve a gravitációs kölcsönhatástól, amelytől azonban atomi részecskék esetében eltekintünk). Mások több kölcsönhatásban vesznek részt, pl. az elektron, amely részese a gyenge, elektromos töltése révén az elektromágneses és tömege következtében a gravitációs kölcsönhatásnak is (megjegyezzük, hogy ez utóbbi nagyságrendekkel kisebb effektus az atomi mérettartományban, mint az első kettő). A π^{\pm} pedig még az erős kölcsönhatásban is részt vesz, az előbb említett három kölcsönhatáson túl.

Feladatok

- 22.1. Hogyan tudja két görkorcsolyázó gyerek taszítani és vonzani egymást egy labda, ill. egy bumeráng átdobásával?
- 22.2. Milyen virtuális részecske cserélődik ki két elektron és két kvark között?
- 22.3. A magerők hatótávolsága ~ 1 fm, mekkora az ezt közvetítő részecske tömege? A magerők egy másik komponense még rövidebb hatótávolságú taszítás, becsüljük meg a hatótávolságát ennek a komponensnek, ha az 1670 MeV/c² tömegű Ω^- -részecske közvetíti ezt!

23. Törekvés a kölcsönhatási elméletek egyesítésére

Régóta van olyan törekvés, hogy a kölcsönhatásokat egyesítsük, azaz kidolgozzunk egy olyan elméletet, amely egységes keretbe foglalja valamennyi kölcsönhatást, és amelynek az egyes kölcsönhatások speciális határesetei.

23.1. A Maxwell-elmélet

James Clerk Maxwell elektromágneses elmélete szolgáltatta az első példát arra, hogy sikerrel lehet egyesíteni két kölcsönhatást, nevezetesen az elektromost és a mágnesest. A Maxwell-egyenletek magukban foglalják mindkét kölcsönhatást, az elektromost is és a mágnesest is, sőt megjósolták, hogy léteznie kell elektromágneses hullámoknak. Mint tudjuk, ez az előrejelzés bevált: H. R. Hertznek sikerült kísérletileg kimutatni elektromágneses hullámokat. Ennek az elméleti és kísérleti alapkutatási eredménynek lett a következménye az a hatalmas technikai fejlődés, amelynek az előnyeit ma élvezzük, és amely keresztül-kasul szövi mindennapi életünket. Így pl. az elektromos generátorok, az elektromotorok, a telefon, a rádió, a televízió stb. mind ennek a következményei. Maxwell tehát nevezetes elméletével és egyenletével, Hertz pedig nevezetes kísérleteivel eggyel csökkentette a kölcsönhatások számát. Felmerül természetesen az a kérdés, hogy vajon további redukció lehetséges-e.

23.2. Az elektrogyenge kölcsönhatás elmélete

A 70-es évek elején, a 80-as évek közepén sikerült az elektromágneses és gyenge kölcsönhatásokat egyesíteni, és ma már elektrogyenge kölcsönhatásokról beszélünk. Az elméletet S. Glashow, A. Salam és S. Weinberg dolgozták ki, és ezért 1978-ban Nobel-díjat kaptak. A fizikusok körében rendkívül nagy a bizakodás az elmélet helytálló voltában. Valóban, eddig az elmélet kísérleti következményei közül jó néhányat sikerült igazolni, és nem találkoztunk olyan tapasztalattal, amely az elméletnek ellentmondana. A Glashow-Salam-Weinberg-elmélet egy következtetése, hogy az elektrogyenge köl-

csönhatás közvetítő részecskéi – a fotonon kívül – az ún. vektorbozonok. Ezek létezésének kísérleti kimutatása rendkívül fontossá vált az elmélet igazolása szempontjából. A vektorbozonok segítségével pl. a neutronbomlást a 23.1. ábrán látható módon írható le. 1976-ban vetette fel C. Rubbia a CERN-ben azt a gondolatot, hogy ha a 400 GeV-os gyorsítót, a szuperprotonszinkrotront (SPS-t) átalakítanák proton-antiproton ütközőnyalábos tárológyűrűvé, akkor az ütközésnél fellépő nagy tömegközépponti



23.1. ábra. A neutronbomlás: $n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ (gyenge kölcsönhatás) ábrázolása a W^- vektorbozon segítségével, gráffal

energia elvben lehetővé tenné nagy tömegű részecskéknek, köztük a keresett vektorbozonoknak az előállítását. (A W^{\pm} tömegét az elmélet 79 GeV körülinek, a Z^0 -ét pedig 90 GeV körülinek jósolta.) A berendezés 1982-ben kezdte meg működését, és az 1982. év végén kapott adatok között találtak 9 olyan eseményt, amelyek egyértelműen töltött vektorbozonként értelmezhetők.

23.2.1. A W^{\pm} részecskék felfedezése

Az antiprotonok előállítása

Ha nagy energiájú protonokat ütköztetünk valamilyen anyaggal, akkor a kölcsönhatás során másodlagos részek keletkeznek, köztük antiprotonok is. Mivel csupán minden milliomodik protonütközésre esik egy-egy antiproton keletkezése, a legfőbb technikai feladat az ütközőnyalábos gyorsító (collider) kidolgozói számára megfelelő intenzitású és energiájú antiprotonnyaláb elő-



23.2. ábra. Az antiprotonok előállításának elve

állítása volt. Ezt a kérdést több lépésben oldották meg (lásd 23.2. ábra). A CERN ma már klasszikusnak számító régi gyorsítóján, a PS-en 26 GeV energiára gyorsítottak fel protonokat. Ezeket ráejtették egy réz vagy volfrám céltárgyra (T), amelyből különböző töltött részek, köztük antiprotonok léptek ki. Megfelelő mágneses és elektromos rendszerrel az antiprotonokat lehet különválasztani és ráirányítani egy speciális tárológyűrűre,

amit antiproton-akkumulátornak (AA) neveztek el. Ebbe a gyűrűbe érkeznek be és kezdik meg keringésüket az antiproton-csomagok, az AA-ra merőleges mágneses térben. Az eredeti ütközésnél keletkezett antiprotonok energiája 3,5 GeV. Ez az energia az AA-ban nem változik. Az AA rendeltetése, hogy összegyűjtse a különböző antiproton-csomagokat. 24 óra alatt sikerült telíteni az antiproton-akkumulátort, ekkor mintegy 30 ezer csomag szalad körbe a tárológyűrűben. Amikor az AA megtelt antiprotonokkal, akkor az antiprotonokat visszajuttatják a PS-be, és felgyorsítják 26 GeV energiára. A PS ezek után felváltva 26 GeV-os protonokat és 26 GeV-os antiprotonokat juttathat be az SPS-be, ahol (ellenkező elektromos töltésüknek megfelelően) egymással szemben keringenek. Az SPS-ben való gyorsítás után a protonés antiprotonnyalábok energiája 270–270 GeV, tehát ütközésükkor a tömegközépponti rendszerben 540 GeV energia szabadul fel.

A detektálás

A kísérlet egyik kulcskérdése a megfelelő detektálási módszer és megfelelő detektáló-rendszer kidolgozása volt.

Elméletileg a legnagyobb valószínűséggel az az esemény következik be, amikor a vektorbozonok mellett csak viszonylag kis energiájú hadronok (h) keletkeznek, és a vektorbozon bomlásakor egy elektron és egy neutrínó keletkezik, tehát a következő esemény megy végbe:

$$\mathbf{p} + \mathbf{p}^- \to W^{\pm} + h, \qquad \begin{cases} W^+ \to \mathbf{e}^+ + \nu_{\mathbf{e}} \\ W^- \to \mathbf{e}^- + \tilde{\nu}_{\mathbf{e}} \end{cases}.$$

A kísérleteket az UA1 nevű mérőberendezéssel végezték. Az UA1detektor elvi felépítése a 23.3. ábrán látható. Ez egy 85 m³ térfogatot betöltő, 0,7 T indukciójú mágneses térben elhelyezkedő detektor, amely 10 m hosszú, 5 m széles, és mintegy 2000 tonnát nyom. Létrehozási költsége kb. 20 millió dollár. A mérőberendezés az ütközőpontból oldalra kimozdítható és az ún. "garázsba" tolható, ahol a megfelelő karbantartási, javítási és hitelesítési munkák elvégezhetők.



23.3. ábra. Az UA1 detektor elvi felépítése

Az egyik nyaláb bal oldalról, a másik jobb oldalról érkezik: az ütközési pont középen van. Ezt az ütközési pontot veszi körül a CD központi (centrális) detektor, amely 3 db hengeres geometriájú driftkamrát (fémszálak ezreit tartalmazó koordináta-detektort) tartalmaz. Ezek közül az egyik függőlegesen, a másik kettő pedig vízszintesen áll, így teljes térbeli meghatározás lehetséges. A centrális detektort elektron kimutatására szolgáló zápordetektorok veszik körül, a zápordetektorokban az elektron elektromágneses kaszkádot hoz létre, és ennek az energiája mérhető. Egy külsőbb burok a hadronkaloriméter, amely a keletkezett hadronoknak teljes energiáját tudja mérni: bármelyik részén érkeznek a hadronok, az elnyelt energia összeadódik, és végül is megkapjuk a hadronok által elvitt összes energiát. A központi detektort és a zápordetektort hengeresen körülvevő hadron-kalorimétert "gondolának" nevezték el, a két szélét lezáró részt pedig "bouchon"-nak (franciául dugó). Megfelelő abszorbensek berakása után még egy rétege van a detektornak, és ez az esetleg keletkező nagy áthatolóképességű müonok detektálására szolgáló müonazonosító, amely 8 db driftkamrát tartalmaz.

Mérés és analízis

Mivel a mérések során egy elektron, egy neutrínó és viszonylag kis energiájú hadronok keletkeznek, így ezeket kell detektálnia mérőberendezéseknek. Az elektron észlelésére szolgál az elektromágneses zápordetektor, a hadronok és elektronok irányát a centrális detektor, a hadronok teljes energiáját pedig a hadron-kaloriméter méri. Sajnos, a reakció egyik legfontosabb termékét, a neutrínót nem tudjuk detektálni. Helyette olyan eseményeket keresünk, ahol egy elektron a nyaláb irányához képest nagy merőleges impulzussal (p_{\perp}) rendelkezik és a hadronok teljes merőleges impulzusa nem egyenlő az elektronéval. Ez azt jelenti, hogy a hiányzó impulzust feltehetőleg egy neutrínó vitte el. (A modern részecskefizikai mérések lényeges része a megfelelő eseménykiválasztó feltételeknek (triggereknek) megadása, azaz hogy a mérés során (on-line) csak bizonyos események adatait raktározzuk el, s az adott mérés szempontjából felesleges, általában sok nagyságrenddel több háttéreseménnyel ne törődjünk, ne terheljük vele az elektronikus áramköröket és a számítógépet.)

Hogy az arányokat érzékeljük: 1982 novemberében és decemberében 30 napos mérés során mintegy 10^9 ütközés ment végbe a tárológyűrűben. Ebből először kiválasztottak mintegy 28 000 eseményt, ez utóbbiakat megfelelő feltételekkel 39-re csökkentették! E 39 eseményt már olyannak ítélték meg, amely számításba jöhet mint vektorbozon, ezért a 39 eseményt egyenként külön-külön megvizsgálták: átnézték és kiértékelték. Bár a detektor nem vizuálisan, hanem elektronikusan működik, a megfelelő elektronikus jelek színes képernyőn is megjeleníthetők, így a 39 esemény szemléletesen tanulmányozható. (A szín az egyes nyomok z-koordinátájáról ad információt, és így "térbeli" kép nyerhető.) Egy ilyenre mutat példát a 23.4. ábra (fekete-fehér képen).

Az eredmény

Az események alapján megpróbálták meghatározni a keletkezett vektorbozonok tömegét. Az értékek 80 GeV közelében csoportosultak. A mérési eredmények alapján meg tudtak adni egy alsó határt a tömegre:

$$M_{W^{\pm}} > 73 \text{ GeV/c}^2.$$

(90%-os konfidenciaszintnél. A konfidencia azt jelenti, hogy hány százalék valószínűséggel biztos az állítás.) A hatáskeresztmetszetet a következőnek találták:

$$\sigma \approx 0.4 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2.$$



23.4. ábra. Egy W vektorbozon esemény tv-ernyőn megjelenítve. A képen a középpontban lezajlott $p + \bar{p}$ ütközésben keletkezett töltött részecskék pályáit láthatjuk mágneses térben. Ezek bonyolult sokaságából speciális fizikai és számítógépes módszer segítségével választják ki a W bozonokat (F. Close, M. Marten, C. Sutton: The Particle Explosion, 1987; Prof. P. I. P. Kalmus felvétele – az Oxford University Press hozzájárulásával)

Ha valamilyen elméleti modellt is figyelembe veszünk (az alsó határ modellfüggetlen), akkor a tömegre határozott értéket kapunk:

$$M_{W^{\pm}} = 81 \pm 5 \text{ GeV/c}^2.$$

A Glashow-Salam-Weinberg-elmélet által jósolt tömeg 79 GeV, tehát a mért tömeg (és egyébként a hatáskeresztmetszet is) igen jó egyezésben van ezzel.

A töltött vektorbozonok felfedezése a részecskefizika nagy diadala, s a Glashow–Salam–Weinberg-elmélet újabb kísérleti megerősítése. Az események eredeti száma ugyan mindössze 9, de azóta több millió ilyen eseményt regisztráltak.

23.2.2. A Z⁰-vektorbozon felfedezése

Ugyanez a kísérleti csoport ugyanazzal a mérőberendezéssel rövidesen újabb szenzációs felfedezést tett: sikerült 5 olyan eseményt találniuk, amelyek feltehetően a gyenge kölcsönhatást közvetítő vektorbozonok semleges változatának, a Z^0 -nak a bomlásából származtak. A Z^0 léte egyértelműen következik az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatások elméletének az egyesítéséből, a Z^0 -részecske kísérleti kimutatása tehát ezen elmélet újabb fontos megerősítését jelenti.

23.3. A "Nagy Egyesítési Elmélet" (GUT)

Felmerült természetesen egy még általánosabb elmélet kidolgozásának igénye, amely az erős kölcsönhatásokat is magában foglalja. Ez lenne az ún. "Nagy Egyesítési Elmélet". Ezen elmélet szerint a proton instabil, elbomlik.

A proton várható élettartama az elmélet szerint 10^{30} év, azaz rendkívül hosszú idő. Ezért a proton bomlása gyakorlatilag semmilyen következménnyel nem jár: azt jelenti, hogy egy emberöltő alatt kb. minden tizedik embernek a testében lévő protonok közül legfeljebb 1 elbomlik. Elvi következménye azonban rendkívül alapvető lenne: az egész Univerzum stabilitása gyakorlatilag a protonok (és a leptonok) stabilitására épül.

A Nagy Egyesítési Elmélet kidolgozása folyamatban van, bizonyos következményeinek kísérleti ellenőrzése laboratóriumokban már folyik. A proton esetleges instabilitásának a kimutatása rendkívül nehéz kísérleti feladat elé állítja a fizikusokat. A kiút az, hogy nagyon sok protont veszünk egyszerre, mondjuk 1000 tonna anyagot, s néhány évig vizsgáljuk, hogy az 1000 tonnában levő mintegy $5 \cdot 10^{32}$ számú proton közül lesz-e olyan, amelyik elbomlik. A kozmikus sugárzás okozta háttér csökkentése érdekében a protonbomlási méréseket nagy mélységekben kell elvégezni. A keletkezett bomlástermékek (pl. pozitron és π^0 , amelyek mindegyike γ -sugárzássá alakul) detektálására vagy fotoelektron- sokszorozókat, vagy ún. flashcsöveket[°], vagy proporcionális kamrákat lehet felhasználni.

A kísérletek eddigi eredményeiről a következőket lehet elmondani. A legtöbb mérőberendezés működése során találtak néhány (nagyon kevés számú) olyan eseményt, amely *esetleg* proton bomlásával azonosítható. Az azonosítás azonban általában nem egyértelmű, és nem teljesen meggyőző. Ezenkívül voltak olyan berendezések, amelyek nem találtak ilyen eseményeket. Ezek alapján egy alsó határt lehet megadni a proton élettartamára, és ez jóval nagyobb, mint a Nagy Egyesítési Elmélet által megadott érték. Itt kell megjegyeznünk, hogy az elmélet által megadott érték meglehetősen modellfüggő, és az előbbiekben ismertetett eset a legegyszerűbb, az ún. SU(5) csoportra épülő megoldás, amelynek több továbbfejlesztett változata is létezik. Az eddigi (negatív) kísérleti eredmények az SU(5)-t a legegyszerűbb formájában kizárják, mint lehetőséget. Nem mondanak azonban semmit a továbbfejlesztett elméletről.

Nemrégiben egy új elméletet dolgoztak ki, amely szerint az ún. mágneses monopólusok (ha egyáltalán léteznek; 20.2.5.) felgyorsíthatják a proton-

[°] Kondenzátorlemezek közé helyezett, gázzal töltött üveg- vagy plasztikcső. Ha a kondenzátorra feszültségimpulzust adunk, akkor ionizáló részecske hatására a csőben fénykisülés indul meg.

bomlási folyamatot. A mágneses monopólusok létét a Dirac-egyenlet csupán megengedi, a Nagy Egyesítési Elméletből viszont szükségszerűen következik létezésük. Ez ideig kísérletileg nem sikerült őket kimutatni. Ennek egyik oka az lehet, hogy tömegük feltehetően igen nagy, 10^{16} GeV(!) körüli.

A Nagy Egyesítési Elmélet alapján az várható, hogy igen nagy (kb. 10¹⁵ GeV) energián az összes részecskék és erők lényegében egyformák lesznek. Ez az energia több mint 10 nagyságrenddel (!) meghaladja a tervezett legnagyobb energiájú gyorsítók energiáját is, és ma nem látszik valószínűnek, hogy ezt az energiát laboratóriumban valaha is elő tudjuk majd állítani. A nagyenergiájú részecskék fizikájában a kölcsönhatási energia mindig átszámolható (a határozatlansági összefüggésen keresztül) egy tipikus kölcsönhatási idővé, az pedig (a fénysebességgel szorozva) kölcsönhatási távolsággá. A Nagy Egyesítési Elmélet szerint kell lennie egy olyan távolságnak, ahol a három kölcsönhatás (az elektromágneses, a gyenge és az erős) csatolási állandója kb. azonos értékű lesz, tehát ahol a kölcsönhatások közötti különbség elmosódik. Az a távolság, ahol ez bekövetkezik, kb. 10^{-29} cm, ezt a távolságot egyesítési skálának (egyesítési hossz) nevezik. Ez hallatlanul kis távolság, illusztrációként megemlítjük, hogy ha egyetlen protont felnagyítanánk a Nap méretére, akkor az egyesítési hossz mindössze 1 μ m-t tenne ki. Ezt a geometriai skálát átszámíthatjuk időskálára is. Az Univerzum kialakulásának nulla pontja, az ún. Ősrobbanás (vagy más néven Nagy Bumm, Big Bang) után kb. 10^{-40} s körül akkora volt az Univerzum mérete, mint amennyi az egyesítési skála. Ebben az állapotban az Univerzum hőmérséklete kb. 10¹⁸ K volt, és valamennyi részecske rendkívül hevesen, egyforma erősséggel hatott kölcsön egymással. Ebben a pillanatban csak egyfajta anyag ("ősanyag") volt, és egyféle kölcsönhatási erő létezett.

23.4. A szuperszimmetria-elmélet (SUSY)

Felmerülhet az az igény, hogy a gravitációs kölcsönhatást is vonjuk be az egyesített elméletbe. Ezt az elméletet, amely tehát valamennyi ma ismert kölcsönhatást egyesítené magában, *szuperszimmetriának* nevezzük, és az angol rövidítés alapján SUSY-val jelöljük (Super Symmetry).

A szuperszimmetria-elmélet összekapcsolja a fermionokat és a bozonokat (azaz a feles spinű részecskéket és az egész spinű közvetítőket) olyan módon, hogy minden "szokásos" bozonnak (illetve fermionnak) van egy megfelelő SUSY fermion (illetve bozon) partnere. Az elmélet kísérleti igazolását az jelentené, ha ezen "partnerrészecskéket" vagy legalább egy részüket sikerülne megfigyelni. Egy másik kísérleti lehetőség a következő: a SUSY is azt jósolja, hogy a proton elbomlik, azonban másféle bomlási formát is megenged, mint a Nagy Egyesítés, pl: $p \rightarrow \nu_{\tau} + K^+$, $p \rightarrow \mu^+ + K^0$.

Feladatok

- 23.1. A Nagy Egyesítés Elméletben a proton el tud bomlani (például) a következő reakció alapján: p $\rightarrow \pi^0 + e^+$. Az elmélet által becsült felezési idő erre a folyamatra 10^{30} év. Egy 20 m oldalélű kockát megtöltöttek egy bányában vízzel, amiben $3 \cdot 10^{33}$ darab proton van. Ha igaz ez a felezési idő, akkor egy nap alatt átlagosan hány protonbomlást kellene tapasztalni? A mérésben 1 év alatt egyet sem tapasztaltak, mekkora alsó korlátot jelent ez a proton felezési idéjére?
- 23.2. Milyen megmaradási törvényeket sértenek a következő reakciók: p → e⁺ + π^0 , p → μ^+ + K^0 , p → $\bar{\nu}$ + π^+ ?

24. KVARKOK

1911-ben E. Rutherford α -részecskékkel bombázott anyagokat, és a szórási képből arra következtetett, hogy az atomnak szerkezete van: központi kemény magból és az ezt körülvevő elektronokból áll. Filozófiájában és koncepciójában hasonló kísérleteket végeztek R. Hofstädter és munkatársai a 60-as évek végén Stanfordban (USA), a lineáris elektrongyorsítón, ahol 15 GeVos elektronokkal bombáztak nukleonokat. A rendkívül nagy energiájú elektronok egészen közel tudtak férkőzni a protonokhoz és a neutronokhoz, és mintegy "letapogatták" belsejüket. A kísérletek eredményeképpen kialakult szóráskép úgy magyarázható, hogy a nukleonok nem "elemi" részek, hanem szerkezettel rendelkeznek: kis kemény magok vannak bennük, amiket partonoknak (part of proton) neveztek el. Később kiderült, hogy a partonok azonosak az elmélet által már régebben megjósolt ún. kvarkokkal. Később hasonló eredményre jutottak nagyenergiájú müonok szóródása során a CERN-ben. (A kvark elnevezés M. Gell-Mann nevéhez fűződik. A szó valószínűleg James Joyce: "Finnegan's Wake" c. regényének egy részletéből származik, és a könyvben tulajdonképpen nincs meghatározott jelentése. E részben az alkoholista szereplő – felébredve delíriumos álmából – újabb italt kér ilyenképpen: "Three quarks for muster Mark". Németül egyébként Quark túrót jelent.)

24.1. Kvarkfajták ("ízek")

Gell-Mann és Zweig háromféle kvark létezését tételezte fel, amelyeket az up (= fel), down (= le) és strange (= ritka, furcsa, idegen) angol szavak kezdőbetűiből \mathbf{u} , \mathbf{d} , \mathbf{s} betűkkel jelöltek. Tulajdonságaik meglepőek: nem egész számú elemi töltéssel, hanem annak tört részével rendelkeznek. Meg kell azonban jegyezni, hogy az egységnyi töltés létezését semmilyen természeti törvény nem írja elő, megállapodás, aminek a kísérleti tapasztalat eddig nem mondott ellen. Nem sérti meg egyetlen eddigi elvünket sem, ha léteznek tört elektromos töltések. A különböző kvarkok töltését a 24. I. táblázat (l. 24.4. alfejezet) mutatja be. Az antikvarkok minden töltése abszolút értékben ugyanaz, csak ellentett előjelű. Úgy néz ki, hogy az \mathbf{u} - és \mathbf{d} -kvarkból, továbbá az elektronból felépíthető közvetlen környezetünk. Pl. a proton kvarkszerkezete:

p = uud.

A 24.1. ábra alapján láthatjuk, hogyan adódik ki a proton egységnyi elektromos töltése és 1/2 spinje (sp). Hasonlóképpen a neutron kvarkszerkezete:

n = udd.

A valóságban a helyzet bonyolultabb, és a hadronok (köztük a proton és neutron) kvarkszerkezete sokkal komplikáltabb. Leptonszórásokból ui. tudjuk, hogy pl. a nukleonok az említett három, ún. "vegyérték"-kvarkon (és az őket összetartó ún. gluonokon, lásd

	p	u .	+ u	d
٩	1	2/3	2/3	-1/3
sp	1/2	1/2	+-1/2 +	1/2 \$
Y	1	1/3	+ 1/3	1/3

24.1. ábra. A proton kvarkszerkezete és néhány kvantumszámának összetevődése kvark-kvantumszámokból

24.3. alfejezet, kívül még kvark–antikvark párokból álló "kvarktengerrel" is rendelkeznek.

Ha a részecskefizikus szemével nézve nagyon leegyszerűsítjük a világot, akkor azt mondhatjuk, hogy egy átlagos súlyú ember a 24.2. ábrán látható összetevőkből áll. Ezzel természetesen nem akarjuk azt mondani, hogy az a rendszer, amit embernek nevezünk, és a fentiek szerint kvarkokból és elektronokból tevődik össze, nem több, mint egyszerűen a három felsorolt résztvevőnek az összege. Nyilvánvaló, hogy különleges kapcsolatok lépnek fel az összetevők között. Atommagok, atomok, molekulák jönnek létre, amelyek között bonyolult biokémiai folyamatok játszódnak le, és nyilván a fenti kép – bár elvileg igaz – drasztikusan leegyszerűsített. Ha a környezet fogalmát



24.2. ábra. Az ember testének összetétele – egy részecskefizikus szemszögéből nézve

kiterjesztjük és belevesszük pl. a kozmikus sugárzást, a mesterségesen (pl. gyorsítóval) előállított részecskék népes családját, továbbá az Univerzum fejlődésének korai szakaszát is, akkor már az antikvarkokra (és újabb típusú kvarkokra, lásd később) is szükségünk van. A mezonok egy kvarkból és egy antikvarkból állnak. Pl. a pozitív pion (π^+) kvarkszerkezete:

$$\pi^+ = \mathbf{u}\bar{\mathbf{d}}.$$

A ritka részecskék felépítésében az s-kvarkok (*strange vagy ritka*) is részt vesznek. Például:

$$K^+ = u\bar{s}.$$

A J/Ψ -részecske úgy magyarázható, mint egy újfajta (az **u**, **d** és **s** kvarkoktól különböző) kvarknak és az antirészecskéjének a kötött állapota. Az új kvarkot charmnak (*bájos*, *bűvös*) nevezték el (**c**), tehát a kvarkok családja új taggal bővült. Ezek szerint a J/Ψ -részecske kvarkszerkezete:

$$J/\Psi = \mathbf{c}\bar{\mathbf{c}},$$

és kifelé charmot nem mutat. Az Υ -részecske, mint azt gyaníthatjuk, egy újabb kvark létezésére utal, ezt *b*-kvarknak (*bottom* = alsó, fenék, illetve szemérmesebben *beauty* = szépség) nevezték el:

$$\Upsilon = \mathbf{b}\mathbf{b}.$$

A J/Ψ -részecske az elméletileg más régebben megjósolt c-kvark első (közvetett) kísérleti jelentkezése. A kvarkokat párokba érdemes rendezni:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{d} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mathbf{c} \\ \mathbf{s} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mathbf{t} \\ \mathbf{b} \end{pmatrix}.$$

Hasonlóan a Mengyelejev-rendszerhez, itt is sejthető volt a szimmetria miatt még egy kvarknak, a t-kvarknak (top = felső vagy truth = igazság) a létezése. Ezt csak a közelmúltban sikerült kísérletileg kimutatni. Érdemes megjegyezni, hogy úgy látszik, mélyen fekvő szimmetria áll fenn a kvarkok és leptonok között. A leptonokat is – mint láttuk (l. 20. fejezet) – párokba (dublettekbe) rendezhetjük el, a fenti sémához hasonlóan.

A 24.3. ábrán egy speciális koordináta-rendszerben ábrázolva látjuk az u-, d- és s-kvarkokat, ill. antirészecskéiket. (Y-hipertöltés, Q-elektromos töltés, T_3 -izospin harmadik komponense.) Mint látjuk a 3 kvarkot (illetve 3 antikvarkot) egy-egy háromszög határozza meg (Kvark-triplett).



24.3. ábra. Az **u**, **d** és **s** kvarkok szemléltetése egy speciális koordináta-rendszerben

24.2. Szín

A kvarkoknak azt a tulajdonságát, hogy **u**, **d**, **s**, **c**, **t** vagy **b** típusúak-e, "*íznek*" nevezzük. A későbbiek során kiderül, hogy a helyzet bonyolultabb, mert a kísérleti tényekkel csak akkor tudunk összhangba jutni, ha feltételezzük, hogy a kvarkok mindegyikének az íze mellett van még egy tulajdonsága, azaz van még egy kvantumszáma is. Ez utóbbit "*színnek*" nevezték el. Természetesen mindkét szó játékos fantáziára utal, semmiképpen nincs köze a gyakorlati értelemben vett ízhez vagy színhez. (Az antikvarkok színe "ellentétes".) Az egyszerűség kedvéért arról beszélünk, hogy a kvarkok színe lehet piros, zöld és kék, az antikvarkoké "antipiros", "antizöld" és "antikék".

A ténylegesen megjelenő részecskék – a hadronok – mindegyike a tapasztalat szerint "színtelen": azaz a kvarkoknak és antikvarkoknak úgy kell kombinálódniuk, hogy színeik eredőként eltűnjenek. A kvarkok kétféle módon adhatnak színtelen (fehér) eredőt, azaz hadront. (A színtelen az optikában megszokott szóhasználathoz képest nem azonos a fehérrel, a részecskefizikában azonban e két jelzőt felváltva, ugyanabban az értelemben használják.) Az egyik lehetőség, hogy három kvark kapcsolódik össze, mindegyik kvarknak más és más színe van, és a három szín (éppen úgy, mint az optikában) eredőként fehéret (színtelent) ad: ezek a barionok. A másik lehetőség, hogy egy adott színű kvark az antikvarkjával kapcsolódik össze, amikor is a szín és az "antiszín" ugyancsak kompenzálja "kifehéríti" egymást, és eredőként az objektumnak nincs színe: ily módon épülnek fel kvarkokból a mezonok.

24.3. Gluonok

A többi kölcsönhatás mintájára feltételezhetjük, hogy az erős kölcsönhatást kvarkok között valami részecske közvetíti, éppúgy, ahogy az elektromágneses kölcsönhatást a foton és a gyenge kölcsönhatást a megfelelő vektorbozonok. Valóban, a kvantum-színdinamika (kvantum-kromodinamika, QCD) elmélete szerint a közvetítők tömeg nélküli részecskék, amelyeket "ragasztóknak", gluonoknak neveztek el. A gluonok szintén rendelkeznek színnel, éppúgy, mint a kvarkok. Összesen 8 féle gluon van. Sajátos vonás, hogy színük következtében a gluonok is alkothatnak kötöttállapotokat, ezeket gluonlabdáknak nevezték. Létüket ez ideig kísérletileg még nem sikerült megerősíteni.

Az erős kölcsönhatás tehát alapjait tekintve színkölcsönhatás, amelyet színes kvarkok között színes gluonok közvetítenek. (A kvarkok közti kölcsönhatás analógiába állítható az elektromágneses kölcsönhatás Coulombtörvényével. A színtelen hadronok közti magerőnek ebben a hasonlatban a semleges atomok között ébredő Van der Waals-erők feleltethetők meg.) A leptonoknak nincs színük, tehát az erős kölcsönhatásban nem vesznek részt.

Ha a kvarkok kis távolságban hatnak kölcsön, akkor a kölcsönhatási energia nagy, a csatolás viszont kicsi, így a kvarkok majdnem szabad részecskeként viselkednek. Ez az ún. "aszimptotikus szabadság". Ebben az esetben QCD és a QED (kvantum-elektrodinamika) nagyon hasonlóan viselkednek. A helyzet azonban teljesen eltérő, ha nagy távolságra vannak egymástól a kvarkok: ebben az esetben ugyanis a csatolás erőssége növekszik. Az, hogy a kvarkok között ható erő 10^{-12} cm távolságban lényegében ugyanakkora, mint pl. 1 cm távolságban – meghökkentő. (Ez, ha naiv hasonlattal akarunk élni, akkor azt mondhatjuk, hogy olyan, mint amikor a rabszolgák össze voltak láncolva, és amíg senki nem távolodott el messze a szomszédjaitól, addig – az adott kereteken belül – szabadon mozoghattak. Mihelyt azonban egy is a rabszolgák közül megpróbált távolabbra eljutni, ezzel megfeszítette a láncot, amely visszatartotta. Hasonlatunkban a láncnak a színerők felelnek meg.)

24.4. A szubelemi részecskék rendszerezése

Önkéntelenül felhívja magára a figyelmet az, hogy mind a kvarkokat, mind a leptonokat három dublettcsoportba lehet elrendezni. Ezek szerint ésszerű egy közös elrendezés az alábbiak mintájára:

$$\begin{pmatrix} \nu_{\mathbf{e}} & \mathbf{u}_p & \mathbf{u}_z & \mathbf{u}_k \\ \mathbf{e}^- & \mathbf{d}_p & \mathbf{d}_z & \mathbf{d}_k \end{pmatrix},$$

ahol a kvarkok indexei a megfelelő színekre (p = piros, z = zöld, k = kék) utalnak. Tudjuk azonban, hogy a fentiekben feltüntetetteknél több lepton és több kvark létezik, ez csak az első lepton-, illetve kvarkdublettnek az összefoglalása. A 24. I. táblázatban egy teljes képet adunk a leptonok és kvarkok elrendeződéséről.

	Leptonok		Kvarkok					
Harmadik	$\nu_{ au}$	0	\mathbf{t}_p	+2/3	\mathbf{t}_z	+2/3	\mathbf{t}_k	+2/3
generáció	τ^{-}	-1	\mathbf{b}_p	-1/3	b _z	-1/3	\mathbf{b}_k	-1/3
Második generáció	$ u_{\mu}$	0	\mathbf{c}_p	+2/3	\mathbf{c}_{z}	+2/3	\mathbf{c}_k	+2/3
	μ-	-1	\mathbf{s}_p	-1/3	s _z	-1/3	\mathbf{s}_k	-1/3
Első generáció	$\nu_{\rm e}$	0	\mathbf{u}_p	+2/3	u _z	+2/3	\mathbf{u}_k	+2/3
	e	-1	\mathbf{d}_p	-1/3	\mathbf{d}_z	-1/3	\mathbf{d}_k	-1/3

24. I. táblázat. A legalapvetőbb részecskék "generációi" (más néven családjai)

Alul helyezkedik el a fentiekben ismertetett legegyszerűbb, a közvetlen környezetünket alapjában meghatározó ún. első generáció. Feljebb következik a második, majd a harmadik generáció. A kvarkok rovatában az első oszlop a piros (p index), a második a zöld (z index), a harmadik a kék (k index) színnek felel meg. A részecskék mellett feltüntettük mindenütt az

elektromos töltést is. Mint már említettük, valamennyi atom és az összes közönséges anyag nyolc részecskéből, azaz az első generáció tagjaiból állítható össze. Figyeljük meg, hogy minden egyes generációnál az elektromos töltéseknek az összege 0-t ad. Pl. az első generációnál: -1 + 3(1/3) = 0. Lényeges pont, hogy a töltések összege csak akkor ad 0-t, ha a kvarkokat három különböző színben, azaz három különböző kvantumszámmal rendelkezőnek tekintjük. Ellenkező esetben nem jön ki a zérus, és ezt rendkívül erős érv amellett, hogy valóban minden egyes kvarkfajta három különböző kvantumszámmal, színnel rendelkezik. Ha csak a kvarkíz létezne és szín nem, akkor az első generáció töltésére a következőt kapnánk: -1+(2/3)-(1/3) = -2/3.

Az ún. Higgs-részecskék (H) (skaláris mennyiségek) rendkívül fontos szerepet játszanak az elméletben, ők képezik annak a mechanizmusnak az alapját, amely a leptonok, kvarkok és közbenső bozonok tömegének a megjelenéséhez vezet. E részecskék kísérleti kimutatása a részecskefizika előtt álló rendkívül fontos, alapvető jelentőségű feladat.

Az alacsony energiákon előforduló 8 részecske (e, ν , **u** és **d**, az utóbbiak 3–3 színben) mellett vannak még további részecskék is, amelyek a fizikában fellépnek. Figyelembe kell vennünk először is a részecskék antirészecskéit, ami számukat 16-ra emeli. Fel kell még tételeznünk, hogy vannak bal és jobb helicitású részecskék, ami a számot ismét megduplázza: tehát 32-re emelkedne a részecskék száma. A valóságban – eddigi tapasztalataink szerint – nincsen jobb helicitású neutrínó és bal helicitású antineutrínó, ezért azt kell mondanunk, hogy jelenleg a "legelemibb" részeknek a száma 30 körül mozog. Ez meglehetősen sok, de mindenesetre a több száznál lényegesen kevesebb. A 24.4. ábrán tréfás rajzban tüntettük fel a 6 különböző "ízű" kvarkot.

Figyelembe véve az ismert leptonok és kvarkok viszonylag nagy számát és azt a tényt, hogy a leptonoknak egész számú töltései vannak, felmerülhet egy olyan elképzelés, amely szerint lehet, hogy a leptonok és talán a kvarkok is összetett részek, és néhány "szubkvarkból" állnak. Van egy olyan elképzelés, amely szerint kvarkok és leptonok két fundamentális részecske kötött állapotai. Az egyik töltése +1/3 lenne, a másiké pedig 0.

24.5. A kvarkok "bebörtönzése"

A szabad kvarkokat többször próbálták kísérletileg kimutatni, ez idáig sikertelenül. Nincs ma meggyőző kísérlet arra, hogy bárki is látott volna szabadon létező kvarkot. A kvarkok egyik legszembeszökőbb tulajdonsága a tört elektromos töltés, érthető módon ennek alapján próbálták a kvarkokat megtalálni. A klasszikus Millikan-kísérlet (l. 2.2. alfejezet) továbbfejlesztett



24.4. ábra. A hat kvark tréfás ábrázolása

változatával W. Fairbank stanfordi professzor próbálkozott – eredménytelenül. Mindenesetre eddigi ismereteink szerint a kvarkok (és gluonok) létezésének feltételezésével rendkívüli mértékben leegyszerűsödik és logikusan rendezhető a bőséges kísérleti anyag és a kb. 300 részecske dzsungele, ami érv ugyan, de nem bizonyíték a kvarkok léte mellett. Mivel azonban kvarkokat kísérletileg közvetlenül nem sikerült kimutatni, ezért az elmélet egy meglepő fordulatot vett: megpróbálja megmagyarázni, hogy miért nem lehet a kvarkokat szabad állapotban soha megtalálni. Ez a részleteiben még nem teljesen kidolgozott elmélet az ún. "kvarkbezárás", "kvarkbörtön".

A bebörtönzés oka lehet a primer kölcsönhatás csatolási állandójának energiafüggése, amely szerint a csatolás erőssége a két kvark távolságával nő. Ha megpróbálunk egymástól eltávolítani két kvarkot, akkor a távolság növekedésével kvark–antikvark párok jönnek létre, amelyek az előbbi kvarkokkal kombinálódva egy színtelen, fehér állapotot vagy állapotokat hoznak létre. A helyzet hasonlít ahhoz, mint amikor egy mágnest kettétörünk: a törési ponton egy új északi és déli pólus jelenik meg úgy, hogy a mágnes két része mindig dipólus (monopólust nem tudunk létrehozni). Az elmélet (QCD) szerint ahhoz, hogy valamelyik kvarkot szabaddá tegyük, végtelen nagy energiát kellene befektetnünk.

Más oldalról is megfogalmazhatjuk a bebörtönzés okát: ha sikerülne szabad kvarkokat előállítani, akkor ezek nem "fehér", illetve "színtelen" objektumok lennének, ami ellentmond annak a – úgy tűnik, általános – törvényszerűségnek, hogy a természetben csak színtelen képződmények valósulnak meg. Természetesen nem lehet kizárni azt a lehetőséget sem, hogy az eddig rendelkezésünkre álló energia nem volt elegendő ahhoz, hogy a kvarkokat a nukleonok belsejéből kiszabadítsuk. Hogy a bebörtönzés elmélete igaz-e, vagy technikai korlátozás következtében nem sikerült még kvarkot szabad állapotban előállítani, azt majd a jövő fogja megmutatni. A kvarkok bebörtönzése, ha sikerül kísérletileg és elméletileg jobban megvizsgálni és megérteni, akkor egyike lehet a részecskefizika legfontosabb felfedezéseinek.

Tulajdonképpen van "szemmel látható" *indirekt* bizonyítékunk is a kvarkok létezésére attól eltekintve, hogy mint már említettük, az összegyűlt kísérleti anyag értelmezése a kvarkok feltételezésével lehetséges és ésszerű. Ez az indirekt bizonyíték a szűk részecskezáporok, az ún. jet-ek létezése, amelyeket úgy foghatunk fel, mint a kvarkok "törmelékeit", ún. fragmentációját. A fragmentációnál a kvarkok közel fénysebességgel repülnek el egymástól, és amikor már elég messze jutottak, akkor a "semmiből" kvarkantikvark párokat hoznak létre. Az így keletkezett kvarkok, antikvarkok és az eredeti kvark végül is kombinálódnak, és a végeredmény, ami a szemünk előtt megjelenik: mezonok sokasága, amelyek nagyjából az eredeti kvark irányába repülnek.

24.6. Kvarkplazma

Az atommagok az atomok igen nagy sűrűségű részei, 10⁹-szer sűrűbbek a közönséges víznél. Az atommagokban a protonok és a neutronok szakadatlan mozgásban vannak, és emiatt a "maganyag" - extrém nagy sűrűsége ellenére – gázra emlékeztet. A maganyagot a kvarkok létezésének fényében vizsgálva, feltételezhetjük, hogy ha összenyomjuk a maganyagot, akkor a különböző kvarkrendszerek egymásba préselődnek, áthatolhatnak egymáson. Ekkor elég nagy nyomás, azaz sűrűség esetén egy olyan rendszer alakulhat ki, amelyben minden kvark közvetlen közelében sok más kvark helyezkedik el, és már nem lehet azt a kettőt vagy hármat megtalálni, amely együttesen egy nukleont alkotott. Elég nagy sűrűség esetén tehát a nukleon fogalma értelmét veszti, mert a rendszer alkotórészei többé már nem az egyedi nukleonok, hanem a kvarkok. Ez az a pont, ahol a maganyag átalakul ún. kvarkplazmává. Más szavakkal ezt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy a rendkívül sűrű anyagban a kialakuló "árnyékolás" következtében fellazulhatnak a kvarkok közötti színkötések, szemléletesen: a kvarkplazma "színvezetővé" válik. A kvarkplazmában a kvarkok és a gluonok már nincsenek az egyes "elemi" részekhez kötve, és így létrejön az anyag új formája. Képletesen azt lehet mondani, hogy a Világegyetem néhány ezred másodperccel az Ősrobbanás (Big Bang) után – mielőtt még kialakulhattak volna az elemi részecskék – kvarkplazmából állt. Az Ősrobbanást laboratóriumi körülmények között úgy lehetne utánozni, hogy két feltételt teremtünk meg: az égyik, hogy egy olyan rendszerünk van, amelyben rendkívül sok elemi részecske zsúfolódik össze (ilyen pl. a maganyag), a másik, hogy rendkívül nagy energia, pontosabban energiasűrűség áll rendelkezésünkre. A részecskefizikában igen nagy energiájú bombázó részeket lehet előállítani. A nagy sűrűségű maganyag előállítása azonban egyelőre kívül esik a technikai lehetőségeken. Elképzelhető, hogy a csillagok belsejében előfordul ilyen nagy sűrűségű maganyag. A legnagyobb térfogatú maganyag, amely a laboratóriumokban rendelkezésre áll, a nehéz atomokban van. Elvben elképzelhető, s gyakorlatilag is megvalósítható, hogy gyorsítóberendezésekben egymással ütköztetünk nehéz atommagokat.

A CERN-ben barionmentes kvark-gluon-plazmát keresnek. 1986-ban kezdtek 200 GeV/nukleon energiára felgyorsított ¹⁶O-magokkal ¹⁹⁷Aumagokat bombázni. Jelenleg 180 GeV/nukleon energiájú ²⁰⁷Pb-magokból álló nyalábot hoztak létre a CERN SPS-gyorsítóján. Ezzel 4–5 GeV/fm³ energiasűrűséget remélnek elérni egy kb. 6 fm sugarú térfogatban, frontális Pb-Pb ütközésekben. Ez a mai ismereteink szerint elegendő a kvark-gluonplazma előállításához. Az elmélet szerint ezen az energián már a frontálisan ütköző legnagyobb magok sem képesek teljesen lefékezni egymást, hanem egymás számára áthatolhatóvá válnak.

A fentiek bizonyos kapcsolatot, hidat jelentenek a magfizika és a részecskefizika között. Magfizikai oldalról dinamikus fejlődésben van az ún. nehézionok fizikája, és mint láttuk, a nehézionok megfelelő energiára való gyorsítása az előfeltétele a kvarkplazma kimutatására vonatkozó kísérleteknek. Ugyanakkor a részecskefizikában a nagyenergiájú gyorsítók fejlesztése soha nem látott ütemet ért el. Az külön kérdés, hogy hogyan lehet (és lehet-e) e két technikát olyan módon ötvözni, hogy a feltételek alkalmasak legyenek kvarkplazma létrehozására, és hogy a megfigyelhető események száma elegendő-e ahhoz, hogy a háttértől elválasztva tényleges bizonyítékot kapjunk a kvarkplazma létezésére.

Feladatok

- 24.1. Ha π^0 részecske
u ${\bf \bar{u}}+{\bf d\bar{d}}$ kvarkokból áll, akkor mi történik szemléletesen
a π^0 bomlásakor?
- 24.2. Az ω -részecske el tud bomlani a következő módon: $\omega \to \pi^- + \pi^+ + \pi^0$. Mekkora az egyes pionok maximális mozgási energiája?
- 24.3. Írjuk fel, hogyan alakulnak át a kvarkok a neutron β -bomlásában!
- 24.4. Vizsgáljuk meg, hogy hogyan változnak meg az egyes kvarkok ízei a következő reakciókban: $K^0 \to \pi^+ + \pi^-, \ \Omega^- \to \Lambda^0 + K^-!$

1. Függelék

Az atomfizikában használatos fontosabb egységek átszámítás
a SI-be

Atomfizika	SI	SI	Atomfizika
1 cm	10 ⁻² m	1 m	10 ² cm
1 g	10 ⁻³ kg	1 kg	10 ³ g
1°	$\frac{\pi}{180^{\circ}}$ rad (radián)	1 rad (radián)	$\frac{180^{\circ}}{\pi}$
1 g/cm^3	10^3 kg/m^3	1 kg/m^3	10^{-3} g/cm^3
1 cm/s	10 ⁻² m/s	1 m/s	10^2 cm/s
1 bar	10 ⁵ Pa	1 Pa	10^{-5} bar
1 at	98066,5 Pa	1 Pa	$1,0197 \cdot 10^{-5}$ at
1 mmHg (Torr)	133,322 Pa	1 Pa	$7,5 \cdot 10^{-3}$ mmHg (Torr)
1 eV	$1,602177 \cdot 10^{-19} \text{ J}$	1 J	$6,241457 \cdot 10^{18} \text{ eV}$
1 G (gauss)	10 ⁻⁴ T	1 T	10 ⁴ G (gauss)
1 Ci (curie)	$3,7\cdot10^{10}$ Bq	1 Bq	2,7027027 $\cdot 10^{-11}$ Ci
1 rad	10^{-2}	1 Gy	10^2 rad
1 Å	$0,1 \text{ nm} = 0,1 \cdot 10^{-9} \text{ m}$	1 nm	10 Å
1 b (barn)	10 ⁻²⁸ m ²	1 m^2	10 ²⁸ b (barn)
1 fm (fermi)	10 ⁻¹⁵ m	1 m	10 ¹⁵ fm (fermi)
1 rem	10 mSv	1 Sv	10^2 rem

Megjegyzés: A Pa, J, Bq, Gy, Sv és T önálló nevű származtatott SI egység

2. FÜGGELÉK Atomfizikai konstansok

Elnevezés	Jele és össze- függése más konstansokkal	Értéke	Mértékegysége	Pontat- lanság
vákuumbeli fénysebesség	С	299792458	m·s ⁻¹	egzakt
vákuum permeabilitása	$\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$	12,566370614	$10^{-7} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$	egzakt
gravitációs állandó	G	6,67259(85)	10 ⁻¹¹ m ³ kg ⁻¹ s ⁻²	128
Planck-állandó	$h = h/2\pi$	6,6260755(40) 1,05457266(63)	$10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ $10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	0,60 0,60
elemi töltés	e	1,60217733(49)	10 ⁻¹⁹ C	0,30
finomszerkezeti állandó	$\alpha = \mu_0 c e^2 / 2h$	7,029745308(33)	10^{-3}	0,045
Boltzmann- állandó	$k_{ m Boltzmann}$	1,380658(12)	$10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$	8,5
Stefan– Boltzmann- állandó	$\sigma_{\text{Stef.Boltz}} = \\ = (\pi^2/60)k^4/h^3c^2$	5,67051(19)	$10^{-8} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-4}$	34
elektron tömege	$m_{ m e}$	9,109534(47)	10 ⁻³¹ kg	0,59
proton tömege	$m_{ m p}$	1,6726231(10)	10 ⁻²⁷ kg	0,59
neutron tömege	$m_{ m n}$	1,6749286(10)	10^{-27} kg	0,59
müon tömege	m_{μ}	1,8835327(11)	10 ⁻²⁸ kg	0,61
müon–elektron tömegarány	$m_{\mu}/m_{ m e}$	206,768262(30)		0,15
proton–elektron tömegarány	$m_{ m p}/m_{ m e}$	1836,152701(37)		0,020
neutron-proton tömegarány	m_{n}/m_{p}	1,001378404(9)		0,009
Elnevezés	Jele és össze- függése más konstansokkal	Értéke	Mértékegysége	Pontat- lanság
--------------------------------------	--	---	--	-------------------
Rydberg- állandó	$R_{\infty} = m_{\rm e} C \alpha^2 / 2h$	10973731,534(13)	m ⁻¹	0,0012
Bohr-sugár	$a_0 = \alpha/4\pi R_\infty$	0,529177249(24)	10 ⁻¹⁰ m	0,045
elektron sugara	$r_{ m e} = lpha^2 a_0$	2,81794092(38)	10 ⁻¹⁵ m	0,13
Compton- hullámhossz	$\lambda_c = h/m_e c$ $\overline{\lambda}_c = \lambda_c/2\pi =$ $= \alpha^2/4\pi R_\infty$	2,42631058(22) 3,86159323(35)	10 ⁻¹² m 10 ⁻¹³ m	0,089 0,089
Thomson- hatáskereszt- metszet	$\sigma_{ m Thomson} =$ = $(8\pi/3)r_{ m e}^2$	0,66524616(18)	10 ⁻²⁸ m ²	0,27
Bohr-magneton	$\mu_{ m Bohr} = eh = 2m_{ m e}$	927,40154(31)	$10^{-26} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$	0,34
magmagneton	$\mu_N = eH/2m_{\rm p}$	0,50507866(17)	$10^{-26} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$	0,34
proton mágneses	$\mu_{\mathbf{p}}$	1,41060761(47)	$10^{-26} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$	0,34
momentuma	$\mu_{ m p}/\mu_{ m Bohr}$	1,521032202(15)	10 ⁻³	0,010
atomi tömegegység	$u = mu = \frac{1}{12}m(^{12}C)$	1,6605402(10)	10 ⁻²⁷ kg	0,59
elektronvolt	eV	1,60217733(49)	10 ⁻¹⁹ J	0,39
év		3,1558	$10^7 \mathrm{s}$	
gravitációs gyorsulás	gn	98,80665 (45° tengerszint felett)	m·s ⁻²	
atmoszféra	atm	101325	Pa	
kalória	cal	4,184	J	

Ezt a táblázatot E. R. Cohen és B. N. Taylor *Europhysics News*, Vol. **18**, No. 5 (1987) folyóiratban "Fundamental Physical Constans 1986 Adjustments" *Physycs Today*, 1995 August, Vol. 48, No. 8, Part 2. címmel megjelent cikke alapján készítettük.

3. FÜGGELÉK A neutrínóhipotézis születésének történetéből

Wolfgang Pauli: Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie (Friedr. Vieweg et Sohn, Braunsschweig, 1961) c. könyvéből.

Első levél (angol), magyar fordításban:

Kedves radioaktív Hölgyek és Urak!

Mint azt jelen sorok közvetítője – akit, kérem, a legnagyobb jóindulattal hallgassanak meg – Önöknek majd részletesebben kifejti, a N és ⁶Li-magok "hamis" statisztikájára, valamint a folytonos β -spektrumra való tekintettel egy kétségbeesett kiutat választottam, hogy a statisztika "váltakozási törvényét" és az energiamegmaradást megmenthessem. (Ez így hangzik: Kizárási elv (Fermi-statisztika) és félegész spin páratlan összrészecskeszámnál, Bose-statisztika és egész értékű spin páros összrészecskeszámnál.) Nevezetesen azt a lehetőséget, hogy a magokban általam a továbbiakban neutronoknak (Ez nem azonos a ma neutronnak nevezett részecskével. A Pauli által "neutronnak" nevezett részecskét ma neutrínónak nevezzük.) nevezett semleges részecskék létezhetnek, melyek feles spinűek, a kizárási elvet követik, és a fénykvantumokból abban is különböznek, hogy nem fénysebességgel haladnak. A neutronok tömege ugyanolyan nagyságrendű kell hogy legyen, mint az elektrontömeg, mindenesetre nem nagyobb, mint 0,01 protontömeg. A folytonos β -spektrum így érthetővé válna azzal a feltevéssel, hogy β -bomlásnál az elektronnal együtt mindig egy neutron is emittálódik oly módon, hogy a neutron és elektron együttes energiája konstans. Most arról legyen szó, milyen erők hatnak a neutronokra. A neutronnak számomra hullámmechanikai okokból (erről többet tud e sorok prezentálója) legvalószínűbbnek tűnő modellje az, hogy a nyugvó neutron egy bizonyos µ momentummal bíró mágneses dipólus. A kísérletek bizonyosan megkövetelik, hogy egy ilyen neutron ionizáló hatása ne lehessen nagyobb egy γ -sugárénál, és akkor μ aligha lehet nagyobb, mint 10^{-13} cm.

Egyenlőre azonban nem bízom magamban annyira, hogy valamit ezen ötletről publikáljak, s a legnagyobb bizalommal fordulok Hozzátok, kedves "Radioaktívak", kérésemmel, hogy hogyan is állna a helyzet egy ilyen neutron kísérleti bizonyítékával, ha annak éppolyan nagy, vagy talán tízszer akkora áthatolóképességgel kell rendelkeznie, mint egy γ -sugárnak.

Elismerem, hogy az általam javasolt kiút eleve kevéssé valószínűnek tűnhet, hiszen a neutronokat, ha léteznek, már régen látnunk kellett volna. De csak az nyerhet, aki mer, és hogy milyen súlyos a helyzet a folytonos β spektrummal, azt tiszteletreméltó hivatalbeli elődöm, Debye úr egy kijelentése fogja megvilágítani, aki nekem röviddel ezelőtt Brüsszelben azt mondta: "ó, arra legjobb egyáltalán nem gondolni, akárcsak az új adókra". Éppen ezért a mentés minden útját komolyan diszkutálnunk kell. – Tehát, kedves Radioaktívak, mérlegeljetek és ítélkezzetek. – Sajnos, magam nem tudok Tübingenben megjelenni, mert a dec. 6-ról 7-re virradó éjjel Zürichben rendezendő bál miatt itt nélkülözhetetlen vagyok. Sok üdvözlettel, Nektek és Back úrnak is, legalázatosabb szolgátok

W. Pauli

Második levél (francia), magyar fordításban:

Mint tudjuk, a β -sugarak folyamatos spektrumának létezéséből fakadó nehézséget az okozza, hogy az e sugarakat kibocsátó atommagok átlagos élettartama, akárcsak a sugárzás eredményeképpen létrejövő radioaktív anyagok magjaié, szigorúan meghatározott. Ebből szükségképpen le kell vonnunk a következtetést, hogy a béta-részecske kilövellése után megmaradó mag állapota, valamint energiája és tömege szintén szigorúan meghatározott. Ezt a vélekedést számosan igyekeztek megcáfolni, de én Bohr úrral egyetértésben úgy gondolom, hogy elvetvén, leküzdhetetlen nehézségeket okoz a kísérleti eredmények magyarázata.

Ebben a gondolati keretben kétféleképpen lehet értelmezni a tapasztalatainkat. Bohr úr szerint, ha nukleáris folyamatról van szó, vagy ha lényeges szerepet játszanak a könnyű részecskék, nem érvényes az energia- és impulzusmegmaradás törvénye. Ez az elmélet plauzíbilis ugyan, mégsem érzem kielégítőnek. Azonkívül a folyamat során megmarad az elektromos töltés, és nem látom be, miért alapvetőbb az elektromos töltés megmaradása, mint az energiáé vagy az impulzusé. Ezenkívül éppen hogy az energetikai viszonyok azok, melyek a béta-spektrumok számos jellemző tulajdonságát meghatározzák (felső határ léte és a hasonlóság kritériuma). Ha az energiamegmaradás törvénye nem volna igaz, azt kellene feltételeznünk, hogy a β -típusú dezintegráció mindig energiaveszteséggel jár, sohasem növekedéssel; ez azt jelentené, hogy a folyamat időben irreverzíbilis, ami azonban számomra nem tűnik elfogadhatónak.

1931 júniusában, egy Pasadénában tartott konferencián a következő értelmezést javasoltam: az energia- és impulzusmegmaradás törvénye érvényben marad, a β -részecskék kilövését a semleges részecskék nagyon átható sugárzása kíséri, amelyet azonban eddig nem sikerült észlelni.

Az atommag által egyetlen folyamat során kibocsátott β -részecske és semleges részecske (vagy részecskék, hiszen nem tudjuk, eggyel vagy többel van-e dolgunk) együttes energiája azonos lesz azzal az energiával, mely megfelel a β -spektrum legfelső határának. Nem kell külön említenünk, hogy nemcsak az energia, hanem az impulzus, a tehetetlenségi nyomaték megmaradásának tétele és a statisztikák jellege is megmarad minden elemi folyamatban.

Ami pedig ezeknek a semleges részecskéknek a tulajdonságait illeti, a radioaktív elemek atomsúlyából levonhatjuk a következtetést, hogy tömegük nem sokkal haladja meg az elektronokét. Fermi úr a neutrínó elnevezést javasolja, hogy megkülönböztessük őket a neutronoktól. Lehetséges, hogy a neutrínók saját tömege zérus, és akárcsak a fotonok, fénysebességgel képesek haladni. Ugyanakkor áthatolási képességük nagymértékben meghaladja az azonos energiájú fotonokét. Elképzelhetőnek tartom, hogy a neutrínóknak 1/2 spinjük van, és a Fermi-statisztikát követik, bár a gyakorlat ennek a hipotézisnek még egyetlen közvetlen bizonyítékával sem szolgált. Semmit sem tudunk a neutrínók és más anyagi részecskék, valamint a fotonok kölcsönhatásáról. Nem tűnik számomra teljesen megalapozottnak az az elmélet, melyet korábban hangoztattam, hogy a neutrínóknak mágneses momentumuk van (Dirac elmélete szerint létezhetnek mágneses semleges részecskék).

Ebben az összefüggésben igen fontos probléma, hogy a gyakorlatban is tanulmányozzuk a β -bomlásokban az impulzusok egyensúlyát. Előrelátható azonban, hogy tekintettel a visszalökődést szenvedett mag energiájának csekély voltára, igen nehéz lesz a megoldás.

W. Pauli

4. FÜGGELÉK A feladatok megoldásai

1.1. Az ekvipartíció tétele szerint $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT$, ez alapján $v = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 52 \cdot 10^4$ m/s a felszínen. A Nap belsejében $E = \frac{3}{2}kT$ -t J-ra átváltva 1,4 keV adódik a hőmozgás energiájának 11 millió fokon.

1.2. A felszínen a $g = \frac{\gamma M}{R^2}$. Adott r magasságban a Föld középpontjától egy hidrogénatom helyzeti energiája $E = \frac{\gamma m M}{r} = \frac{m g R^2}{r}$, ha ez kisebb a hőmozgásból származó mozgási energiánál, akkor a hidrogén meg tud szökni. $r = \frac{2m g R^2}{3kT} = 152$ ezer km, ha 200 K-nel számolunk.

1.3. A barometrikus magasságformula alapján $p = p_0 e^{-\frac{m n^2}{2kT}}$. Az $\frac{m}{kT}$ -t átalakíthatjuk $\frac{\varrho}{p}$ -vé az ideális gáz állapotegyenlete alapján. A felszínen a levegő sűrűsége 1,3 kg/m³, nyomása 10⁵ Pa, ebből az exponens $-\frac{h}{7700 \text{ m}}$ -nek adódik, 1100 méteren így a légnyomás kb. a tengerszintinek a 87%-a, ugyanez a Mount Everesten 32% lenne, ha a hőmérséklet állandó lenne. A nitrogéngáz molekulatömege 28 atomi tömegegység, az oxigéné 32, ezért az oxigén gyorsabban fogy felfelé, Caracasban a nitrogén–oxigén arány eltolódik. Az eltolódás $\frac{PN}{PO} = \frac{78}{21} e^{\frac{(m_O-m_N)gh}{kT}}$, a karakterisztikus hossz az előző 29/4-szorosa kb., mert a két molekula tömegének különbsége 4 atomi egység, szemben a levegő átlagos molekulatömegével, ami kb. 29. Ezzel az arány csak kb. 20,5 : 78,5-re változik, tehát a két gáz aránya nem jelentősen változott, szemben a parciális nyomásuk nagyságával, ami adott hőmérsékleten arányos a gáz sűrűségével.

2 l levegőben ~ 0,081 mol gáz van, így 0,017 mol oxigéngáz. Ez 1,0·10²² darab. 1100 méteres magaslaton 2 liter levegőben csak 0,9·10²² darab oxigén van, tehát 10²¹ darabbal kevesebb.

1.4. Az elektron szabad úthossza 4-szer nagyobb mint egy nitrogénmolekuláé a nitrogéngázban, mert ő pontszerűnek tekinthető, így az ütközési térfogatba csak a másik gáz átmérője számít bele. Ezzel $\lambda_e = \frac{1}{\sqrt{2}r^2n\pi}$. Ez nem függ attól, hogy mennyire van felgyorsítva! A nitrogénmolekula sugarától függ, és a molekulák részecskesűrűségétől. Standard körülmények között $\frac{N}{V} = \frac{p}{kT} \approx 2 \cdot 10^{25}$ részecske/m³, $r \approx 10^{-10}$ m, ezekkel $\lambda \approx 10^{-6}$ m = μ m.

1.5. $\eta = \frac{kT\tau}{3\pi r\bar{x}} = 5.2 \cdot 10^{-9} \text{ kg/s}.$

1.6. A sebességeloszlás alakja: ~ $v^2 e^{-\alpha v^2}$, ezt deriválva azt kapjuk, hogy a maximum $v = \sqrt{\frac{1}{\alpha}}$ -nál van. A pontos eloszlást behelyettesítve, $v_{\max} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$, ahol *m* egy atom tömege. A héliumra alkalmazva 300 K-en, v = 1114 m/s.

1.7. Mindkét molekula lineáris szerkezetű. A 3 transzlációs szabadsági fokhoz 2 rotációs szabadsági fok járul. Normál hőmérsékleten így f = 5. Bizonyos ener-

gián a molekulák rezgései is gerjesztődhetnek. A nitrogénmolekula esetén 1 rezgés lehetséges, a szén esetén pedig 2.

2.1. A réz két vegyértékű, 50 A áram 10 perc alatt 30 000 Cb töltést tud kiválasztani. 19,7 g rezet választ ki.

2.2. Körpályára állnak, a sugárirányú mozgásegyenlet $\frac{mv^2}{r} = evB$ emiatt, $r = \frac{mv}{eB}$. A felgyorsításkor $eU = \frac{p^2}{2m}$, ezeket összevetve: $r = \sqrt{\frac{2mU}{e}} \frac{1}{B} = 0,079$ m a ⁴He-ra és 6,8 cm a ³He-ra.

2.3. Az elektron nyugalmi energiája eV-ban kifejezve $m_0c^2 = 511$ keV. v = c/2 esetén $E = \frac{511}{\sqrt{0.75}} = 590$ keV.

2.4. A vízszintes körpályán a szögsebesség $\omega = \frac{eB}{m}$, így a periódusidő $T = 2\pi \frac{m}{eB}$, ezalatt $a = \frac{eE}{m}$ gyorsulással gyorsul függőlegesen, T idő alatt $s = \frac{2\pi^2 Em}{eB}$ az elmozdulása.

2.5. $\omega = \frac{eB}{m}$, mindenféle sebességű protonra, melynek a tömege a mozgás során állandó. Tehát a szögsebesség független a kerületi sebességtől, ez a ciklotronelv.

2.6. $m_0 c^2 = \frac{3ke^2}{5r}$ alapján: 1,73 fm.

2.7. A Millikan-kísérlet eredményeiből a szövegben található összefüggés alapján lehet meghatározni a cseppek töltését.

$$q = 9\sqrt{2}\pi\eta^{3/2}g^{-1/2}(\sigma-\varrho)^{-1/2}\sqrt{v_1}(v_0+v_1) = 2.02\cdot 10^{-19}\left(2.83+\frac{60}{t_{\rm emelk}}\right),$$

ahol t_{emelk} -t s-ban kell érteni, v_1 az esési sebesség, v_0 az emelkedési. Így a következő töltésértékek jönnek ki: 8,39, 10,04, 11,74, 13,48, 15,02 \cdot 10⁻¹⁹ Cb. Ezek különbsége közel azonos, ez az elemi töltés, a különbségek átlagát véve 1,65 \cdot 10⁻¹⁹ Cb. A szereplő töltések így az elemi töltés 5, 6, 7, 8, 9-szeresei.

3.1. $I = \Delta \lambda I(\lambda) = 138 \text{ W/m}^2.$

3.2. Az intenzitáseloszlás a hullámhossz függvényében a Planck-görbe, ennek λ -szerinti deriváltja 0, a maximumban:

$$I(\lambda) = (\ldots) \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}.$$
$$\frac{dI(\lambda)}{d\lambda} = 0 \qquad \longrightarrow \qquad 5 = \frac{\frac{hc}{\lambda kT}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}.$$

Bevezetve az $x = \frac{hc}{\lambda kT}$ jelölést, az $(5-x)e^x = 5$ egyenlethez jutunk, így a maximális intenzitás hullámhossza: $\frac{hc}{\lambda kT} = 4,9651$, amiből a Wien-féle eltolódási törvény következik egyenesen.

3.3. A Wien-féle eltolódási törvény alapján: $\lambda_{\text{max}} = 1 \ \mu \text{m}$.

3.4. Az optikai Doppler-effektus alapján [Budó: Kísérleti fizika III. 310. oldal] közeledő forrásra $\nu' = \nu \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = \nu \cdot a$, ahol $\beta = \nu/c$. Ezért a Planck-görbe frekvencia szerinti alakjába ezt a transzformációt beírva: $u(\nu) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}-1}}$ helyett $u(\nu') = \frac{1}{a^4} \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu'}{e^{\frac{h\nu}{kT}-1}}$ a mozgó csillag által kibocsátott sugárzás eloszlása is Planckgörbe alakú, de $T' = aT = \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}T$ megváltozott hőmérséklettel. Ha $\nu = 0, 3 \cdot c$, akkor a = 0,538, ha közeledik, a = 1,857, ha távolodik. Az effektív hőmérséklet is ennek megfelelően változik 3230 K és T = 11 142 K-re. A hullámhosszeloszlás maximumát ezen hőmérsékletekkel számolva: $0,897 \mu$ m, és $0,26 \mu$ m-nél lesznek a maximumok. Ez az eltolódás a csillagászatban a vöröseltolódás nevet viseli (Z).

3.5.
$$t = \frac{E}{\sigma T^4 \text{ A}} = 2277 \text{ s} = 38 \text{ perc.}$$

3.6. $\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 2m_0 c^2 \text{ ebből: } v = c \frac{\sqrt{3}}{2}.$

3.7. $h\nu_{\min} = W = \frac{hc}{\lambda_{\max}}$, adatokkal: 539,5 nm. $E_{\min}^{\max} = h\nu - W = 3,9$ eV.

3.8. Nagy intenzitású rádiófrekvenciás foton nem tud fotoeffektust létrehozni, elemi energiacsomagjában nincs elég energia egy elektron kilökésére. A kis intenzitású, de nagyobb frekvenciájú látható fény elegendő.

3.9.

$$E_{\rm e} = h\nu - h\nu' = h\nu - \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_{\rm e}c^2}} = \frac{h^2\nu^2}{m_0c^2 + h\nu}.$$

3.10.

$$0.5 \text{ MeV} = \frac{2 \text{ MeV}}{1 + \frac{2 \text{ MeV}}{0.511 \text{ MeV}} (1 - \cos \vartheta)}.$$

Ebből $\vartheta = \arccos \frac{1}{4} = 75,5^{\circ}.$

3.11.
$$F = pA = \frac{I}{c} \cos^2 \vartheta A = 1,36 \cdot 10^{-10} \text{ N}.$$

4.1.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{\sqrt{2mc^2E}}$$

Ezzel a formulával az elektron hullámhossza 3,88 nm a feladatban, a protoné 12,8 fm.

4.2. $\frac{p^2}{2m} = \frac{3}{2}kT$, így $\lambda = \frac{hc}{\sqrt{3mc^2kT}}$. A termikus mozgás átlagos energiája 0,025 eV, a neutron nyugalmi energiája 938 MeV, ezekkel: 148 pm.

4.3. Egy r távolságban a helyzeti és a mozgási energia egyenlők, hiszen az elején mindkettő nulla. $\frac{ke^2}{r} = \frac{p^2}{2m}$, ebből a $\lambda = \frac{hc\sqrt{\tau}}{\sqrt{2mc^2ke^2}}$. Adatok: $ke^2 = 1,44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}, hc = 1241 \text{ nm} \cdot \text{eV} = 1241 \text{ MeV} \cdot \text{fm}, ezzel: 0,75 \ \mu\text{m} \ r = 1 \text{ m-nél}, 5,32 \text{ pm} \ r = 50 \text{ pm-nél}, ami a proton méreténél jóval nagyobb. Ez mutatja, hogy a proton körül kis helyre koncentrálódó elektron szétfolyik.$

4.4. $\sin \vartheta = n \frac{\lambda}{2d}$ a Bragg-feltétel, az ezeknek megfelelő elektronok tudnak csak 30°-ban szóródni. $\lambda = \frac{50 \text{ pm}}{n}$. Melyik esik bele a [0–55 keV] tartományba? $E = \frac{hc}{\lambda} = n \frac{hc}{50 \text{ pm}} = n24,8$ keV. Az n = 1, 2 elektronok jutnak át.

4.5. A lendület bizonytalanságát a Heisenberg-féle határozatlansági relációból számolhatjuk: $\Delta p \approx \frac{\hbar}{d} = 1,05 \cdot 10^{-19} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}}$.

4.6. T = 1 ms, akkor $\Gamma = \frac{\hbar}{T} = 6.5 \cdot 10^{-13}$ eV.

5.1. A legkisebb távolság centrális ütközésben lesz. Az energiamegmaradást felírva: $E_{\text{mozg}} = \frac{2 \cdot 79 \cdot ke^2}{9 \text{ fm}} = 25,3 \text{ MeV}.$

5.2. A feladat a térszög szerinti differenciális hatáskeresztmetszet szögfüggésére kérdez, $N \sim \frac{d\sigma}{d\Omega}$, így $\frac{1000}{5000} = \frac{\sin^4 \vartheta}{\sin^4 90^\circ}$, ebből $\vartheta = \arcsin^4 \sqrt{0,2} = 41,96^\circ$.

5.3. Akkor tapasztalunk anomáliát a tiszta elektromágneses kölcsönhatástól, ha a két mag egymást érinti (hatótávolságon belül kerülnek). A legkisebb távolságot ki lehet számolni az energia- és a perdületmegmaradásból:

$$mv_0b = mvr$$
 $\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{2\cdot 7\cdot ke^2}{r},$

 $\frac{1}{2}mv_0^2 = 20$ MeV, $1,44 \cdot 14 \approx 20$ ezekből $b^2 = r^2 + r$ adódik, ha mindent fmben számolunk, itt *b* az ütközési paraméter, amikor a két mag éppen érintkezik. Ilyenkor r = 5,2 fm, ezért b = 5,68 fm, és a szövegben szereplő összefüggésből: tg $\frac{\vartheta}{2} = \frac{ke^2 \cdot 14}{2\cdot 20} \text{ MeV} = 0,5$, így $\vartheta = 53^{\circ}$.

5.4. A színképvonalak hullámhossza a Bohr-modellben a hidrogénre: $\lambda = \frac{hc}{E_0(1/n^2 - 1/m^2)}$. A Lyman-sorozatra n = 1. A legkisebb hullámhossz esetén $m = \infty$, a legnagyobbnál m = 2. Így a két szélső $\lambda = 91,25$ nm és 121,66 nm. Az egész sorozat ibolyántúli. A Balmer-sorozatra n = 2, $m = \infty$ és m = 3, ezekből 365 nm és 657 nm adódik, az egész sorozat látható, megjegyezzük, hogy a határvonalhoz közeledve egyre gyengül a vonalak intenzitása, így nem lehet mindig tapasztalni mindet.

5.5. Az alapállapot energiája $E_0 \sim \mu$, ahol μ a redukált tömeg. $E_{0H} = 13,6 \text{ eV}, E_{0D} = \frac{\mu_D}{\mu_H} 13,6 \text{ eV} = 1,000271 \cdot 13,6 \text{ eV}. K_{\alpha}$ -sugárzás energiája $E_1 = \frac{3}{4}E_0$.

Ebből az következik, hogy $\Delta E_{K_{\alpha}} = 2,77 \cdot 10^{-3}$ eV. A hullámhosszak különbsége:

$$\frac{1}{\lambda_H} - \frac{1}{\lambda_D} = \frac{3\Delta E_0}{4hc} \quad \rightarrow \quad \lambda_D - \lambda_H = \frac{3}{4} \frac{\Delta E_0}{E_0} \lambda_H = 32,9 \text{ pm}.$$

5.6. A redukált tömeg: $\frac{\mu_{\mu}m_{p}}{m_{\mu}+m_{p}} = \frac{106 \text{ MeV}}{c^{2}} \frac{1}{\frac{207}{1836}+1} = 95,3 \frac{\text{MeV}}{c^{2}}$. Az alapállapot energiája $E_{0} \sim \mu$, ezért $E_{0\mu} = \frac{\mu_{\mu}}{\mu_{e}}$ 13,6 eV = 2,54 keV. A K_{α} -sugárzás hullámhossza: $\lambda = \frac{hc}{\frac{3}{4}E_{0\mu}} = 651 \text{ pm}.$

5.7. A hidrogénszerű ionok képlete alapján: $\frac{hc}{\lambda} = 4E_0$, $\lambda = 22,81$ pm.

5.8. A Planck-állandóval végigszorozva, $h\nu = 4 \cdot 13,6 \text{ eV}\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ adódik, ami miatt Z = 2, azaz a héliumról van szó, és n = 4, azaz a 4-es főkvantumszámú állapot a végállapot.

6.1. A függőleges eltérítő erő a mágneses tér gradiense miatt hat, $F_f = \mu_z \alpha$. Közben vízszintesen egyenesvonalú egyenletes mozgást végez az ezüst: $v_0 = \frac{l}{t}$, a függőleges sebessége, mialatt átfut a mágnesen: $v = \frac{\mu_z \alpha}{m} t$. Ezek alapján az eltérülés: tg $\varphi = \frac{v}{v_0} = \frac{\mu_z \alpha l}{m v_0^2} = \text{tg } 10^\circ$. Így

$$l = \frac{2E \cdot \lg 10^{\circ}}{\mu_B \alpha} = 6,1 \text{ m}$$

 $(\mu_B=5.79\cdot 10^{-5}~{\rm eV\over T}).$ A forrás hőmérsékletét a $\frac{3}{2}kT=\frac{1}{2}mv_0^2=0.05$ eV-ból számoljuk: T=100 °C.

6.2. A forgatónyomatékot K-val jelöljük és a perdülettételből számoljuk ki, I a ferromágnesben lévő elektronok perdülete. Ez össze van kapcsolva a mágnesez zettséggel, mert az elektronspinekből származik a mágneses momentum, $M = \frac{e}{m}I$.

$$K = \frac{\Delta I}{\Delta t} = \frac{\frac{m}{e}2M}{\Delta t} = 5,68 \cdot 10^{-3} \text{ Nm}.$$

6.3. Mindig 2(2l+1) fér el, így sorrendben 2, 6, 8.

6.4. Sorrendben 2s, 3d, 5p állapotok, a csomósíkok száma éppen az l: 0, 2, 1. A csomógömbök száma: n - l - 1 = 1, 0, 3.

6.5. Az r^2 valószínűségeloszlását a hullámfüggvény abszolút értékének négyzetéből kapjuk, $p(r) = |\Phi|^2 = Ne^{\frac{-2r}{a_0}}$, ahol a_0 a Bohr-sugár, ~ 52 pm, N egy normálási konstans.

$$\bar{r}^2 = \frac{\int_0^\infty r^2 N e^{\frac{-2r}{a_0}} 4\pi r^2 \, dr}{\int_0^\infty N e^{\frac{-2r}{a_0}} 4\pi r^2 \, dr} = \frac{\frac{3}{4}a_0^5}{\frac{1}{4}a_0^3} = 3a_0^2.$$

6.6. Az n, l, s, j kvantumszámokat felsorolva (s nem az s_z !): 2, 1, 1/2, 1/2; 2, 1, 1/2, 3/2; 3, 2, 1/2, 5/2; 1, 0, 1/2, 1/2.

6.7. Az atomi elektron g-faktorát a Lande-képletből számolhatjuk, ehhez kell tudnunk, hogy j = l+1/2 vagy j = l-1/2 pályáról van szó: $g_{3/2} = 1 - \frac{1}{5} = 4/5$ és $g_{5/2} = 1 + \frac{1}{5} = \frac{6}{5}$.

6.8. A finomfelhasadás a hidrogénnél a j teljes perdület szerint történik, annyi részre bomlik, ahány j lehetséges. Egy alhéjon $l \pm 1/2 = j$, így mindig két részre hasad.

6.9. Amikor a mag mágneses momentuma átbillen, akkor nyeli el, ill. bocsátja ki a 21 cm-es fotont. $h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 2\mu B = 2g_p \mu_N \frac{1}{2}B = g_p \mu_N B$, ebből

$$B = \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{g_p \mu_N} = 33,6 \text{ T}.$$

6.10. A fénynyomás p = I/c = 0,333 Pa.

6.11. $\dot{\mu} = i\omega \mathcal{A}e^{i\omega t}$, a keresztszorzat mindig merőleges a *B*-re és a μ -re, így benne van a kiválasztott komplex síkban, és a μ erre vonatkozó vetületére mindig merőleges, azaz iránya egy 90°-os forgatással kapható. Nagysága $B\mu \sin \theta = B\mathcal{A}$, így a vektorszorzat $iB\mathcal{A}e^{i\omega t}$, ezt behelyettesítve a mozgásegyenletbe: $\omega = \gamma B$ adódik, ahogy azt vártuk. Egy 1 T-s mágneses térben ez $\omega = \frac{e}{2} \frac{1}{m} B = 89$ GHz.

6.12. Két elektron vesz részt mindig a normális Zeeman-effektusban. A frekvenciák eltérése

$$\Delta \nu = 2\pi\omega = 2\pi\gamma B = \nu_1 - \nu_2 = c\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)$$

Ebből

$$B = \frac{h\Delta\nu}{4\pi^2\mu_B} = 0.02 \text{ T}.$$

6.13. $H_{\text{finom}} = \lambda \vec{S} \vec{L} = \frac{\lambda}{s} (J^2 - L^2 - S^2)$, az operátorok nyelvén, és a 3p állapotban az állapotra vett átlag:

$$\Delta E_j = \frac{\lambda}{2} (j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)).$$

A 3p állapotban j kétféle lehet, 1/2 vagy 3/2. Az ezekhez tartozó ΔE -k: $-\frac{13}{16}\lambda$, és $-\lambda$ a két szint távolsága

$$\frac{3}{16}\lambda = hc\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right).$$

Ebből $\lambda = 0,011 \text{ eV}.$

7.1. A félempirikus kötési formula alapján a kötési energiák: urán 1779 MeV, molibdén 1145 MeV, stroncium 802 MeV. A reakcióban felszabaduló energia $Q = m_{\rm U} - m_{\rm Mo} - m_{\rm Sr} - 4m_{\rm n} = E_k^{\rm Mo} + E_k^{\rm Sr} - E_k^U = 168$ MeV. A szimmetrikus hasadáskor hasonlóan eljárva 205 MeV szabadul fel.

7.2. Az arany kötési energiája 1534 MeV a FEKF-ból, ez az alkotórészek tömegeinek 0,83%-a, az egy nukleonra jutó kötési energia 7,78 MeV. A szén esetében a kötési energia 91,9 MeV, ez az alkotórészek 0,81%-a, és az egy nukleonra jutó kötési energia 7,65 MeV.

7.3. A félempirikus kötési formula alapján:

$$\left. \frac{\partial E_k}{\partial Z} \right|_A = \gamma \frac{2Z}{A^{1/3}} + \delta \frac{2(A-2Z)(-2)}{A} = 0.$$

Ebből Z-t kifejezve:

$$Z = \frac{A}{2} \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{4\delta} A^{2/3}}.$$

Ebből az látszik, hogy kis rendszámoknál a stabil magok rendszáma a tömegszám fele, nagy tömegszámok esetén pedig ennél kisebb az arányuk, a magok neutrontöbblettel rendelkeznek.

7.4. Annak a magnak a sugarát tudjuk a β -bomlásának energiájából meghatározni, amelyik saját tükörmagjába bomlik. A ¹¹C \rightarrow ¹¹B + e⁺ + ν éppen ilyen, a ¹⁰C nem ilyen, az előbbi sugarát becsüljük meg. Az energiamegmaradást így írhatjuk: $(m_C - m_B)c^2 = m_ec^2 + E_2$. Az anya- és a leánymag kötési energiájának különbsége majdnem a tömegeiknek is a különbsége, a különbség az, hogy a ¹¹B-t eggyel több neutronból és eggyel kevesebb protonból kell összeállítani:

$$m_{\rm C}c^2 - m_{\rm B}c^2 = 6m_{\rm p}c^2 + 5m_{\rm n}c^2 - E_k^C - (5m_{\rm p}c^2 + 6m_{\rm n}c^2 - E_k^B) =$$

= $E_k^B - E_k^C - (m_{\rm n} - m_{\rm p})c^2.$

A kötési energiák a félempirikus formula alapján csak a Coulomb-tagban különböznek, így $E_k^B - E_k^C = -\frac{3ke^2}{5r}(5^2 - 6^2)$. Itt felhasználtuk, hogy egy egyenletesen töltött gömb energiája $\frac{3}{5}\frac{ke^2Z^2}{r}$ (bár nagyon pontos számítások esetén a magot nem egyenletesen töltött gömbnek tekintik). Ezekből a sugár kifejezhető:

$$r = \frac{\frac{3}{5}ke^2(6^2 - 5^2)}{E_2 + m_{\rm e}c^2 + (m_{\rm n} - m_{\rm p})c^2}$$

7.5. $h\nu = \mu B = g\mu_N iB$, ebből $g = \frac{h\nu}{Bi} = 0,232$. A mag-magnetont a $0,0315 \cdot 10^{-12}$ MeV/T alakban célszerű használni itt.

8.1. $2^{-t/T_{1/2}} = 0,7$, ebből t = 2969 év.

8.2. N_b a beütések száma egy nap alatt, $N_b = \lambda N_U T$, mert az urán felezési ideje jóval nagyobb, mint 1 nap. Ismerve előre az urán felezési idejét (nagyságrendileg), ebből $N_b = 10^6$ beütés, ennek abszolút hibája a bomlás statisztikus jellege miatt 1000, azaz a relatív hiba 1 ezrelék. Ilyen pontosan lehet az aktivitás méréséből ellenőrizni a felezési időt.

8.3. A soros bomlás egyenleteiből az adódott, hogy a leánymagok számának alakulása az időben:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}).$$

Ennek deriválásából a maximum ideje:

$$t_{\max} = \frac{\ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}}{\lambda_1 - \lambda_2} \approx \frac{\ln \frac{T_{\text{Ra}}}{T_{\text{Rn}}}}{\ln 2} T_{\text{Rn}} = 17,24 \text{ nap},$$

mert a rádium felezési ideje ezer év nagyságrendű, a radoné csak 3,82 nap. $e^{-\lambda_1 t_{\max}} \approx 1$ elég jó közelítés, $e^{-\lambda_2 t_{\max}} = 0,043$. $N_{10} = \frac{1}{226} 6 \cdot 10^{23}$ darab. Ezekből: $N_2(t_{\max}) = 2,28 \cdot 10^{16}$ darab, ez 8,45 µg. Szekuláris egyensúllyal számolva is majdnem ennyi adódik, nem követünk el akkor sem nagy hibát.

8.4.

$$A_{\rm Rn} = 4000 \ \frac{{
m Bq}}{{
m m}^3} 15 \cdot 10^{-3} \ {
m m}^3 = 60 \ {
m Bq} = \lambda_{\rm Rn} N_{\rm Rn} = \lambda_{\rm U} N_{\rm U}.$$

A szekuláris egyensúly miatt $N_{\rm U} = A/\lambda_{\rm U} = 1.25 \cdot 10^{19}$ darab.

8.5.

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t} \right),$$

 $\varepsilon = 0,05 = 1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}$, ebből t = 1,05nap. Ezalatt $A = A_0 2^{-t/T_{1/2}}$ -ra csökken az aktivitás, adatainkkal ez 91,3%.

8.6. A besugárzás során felírva az indukált bomlás differenciálegyenleteit,

$$A(T+t) = R(1 - e^{-\lambda T})e^{-\lambda t},$$

aholTa besugárzás ideje, ta besugárzás vége és a mérés kezdete között eltelt idő. Ezekből $R=313.8~{\rm kBq}$ adódik.

$$R = N_c \sigma \Phi,$$

igy $\Phi = 34.6 \cdot 10^8$ neutron/(cm²s).

8.7. Először hanyagoljuk el a mag visszalökődésének energiáját a foton által elvitt energiához képest. Ilyenkor a foton energiája és impulzusa E = 14 keV = pc,

az impulzusmegmaradás miatt ugyanekkora impulzust visz el a mag is, akkor viszont az ő mozgási energiája:

$$T = \frac{p^2}{2m_{\rm Fe}} = \frac{14^2 \text{ keV}^2}{57 \cdot 931,5 \text{ MeV}} = 0,0037 \text{ eV}.$$

A természetes vonalszélesség $\Gamma = \hbar/\tau = 4,56 \cdot 10^{-9}$ eV, ezek aránya $1,23 \cdot 10^{-6}$, azaz rendkívül pontos energiamérésre ad alkalmat.

8.8. $p_{\alpha} = p_L = p$ (L = leánymag) az impulzusmegmaradás. Ezen kívül az energia is megmarad: $E = 5,144 \text{ MeV} = \left(\frac{1}{2m_{\alpha}} + \frac{1}{2m_L}\right)p^2$, átalakítva:

$$E_L = \frac{p^2}{2m_L} = E \frac{m_{\alpha}}{m_{\alpha} + m_L} = \frac{4}{239}E,$$

azaz az összenergia 1,68%-át vitte el a leánymag.

8.9. Kis sebességű közelítésben $E = m_0 c^2 + \frac{p^2}{2m}$, ilyenkor
 $p = \sqrt{2m_0(E - m_0c^2)}$ és $\frac{dp}{dE} = \frac{\sqrt{2m_0}}{\sqrt{E - m_0c^2}}$. Az elektronok energiaeloszlását
 $p_e^2 p_\nu^2 \frac{dp_e}{dE_\nu} \frac{dp_\nu}{dE_\nu}$ alapján kell számolni. $p^2 \frac{dp}{dE}$ az antineutrínókraE = pcalapján $\frac{1}{c^3}E^2$. Itt a mozgási energiára $E - m_0c^2$ kell áttérni az elektron esetében és a $p(T) \sim T^{1/2}(T - T_0)^2$ eloszlást kapjuk. T_0 a bomlás maximális mozgási energiája, 780 keV.

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{T_0} T^{3/2} (T_0 - T)^2 \, dT}{\int_0^{T_0} T^{1/2} (T_0 - T)^2 \, dT} = T_0 \frac{\frac{2}{9} - 2\frac{2}{7} + \frac{2}{5}}{\frac{2}{7} - 2\frac{2}{5} + \frac{2}{3}} = \frac{T_0}{3}.$$

8.10. A perdületek kvantummechanikai összeadása alapján, s mivel a leánymag a 12 C páros-páros mag, így spinje és paritása 0^+ :

$$|2-0| \le l \le |2+0| \longrightarrow l = 2 \longrightarrow \frac{p_a}{p_l} = (-1)^2 = +1$$

ezért a $2^+ \rightarrow 0^+$ átmenet nem tiltott a paritásmegmaradás miatt. A másikat is meg lehet azonban nagyon kis valószínűséggel figyelni, ez azt mutatja, hogy az α -bomlásba beleszólhat a gyenge kölcsönhatás is.

9.1. Az impulzustételt írjuk fel a mozdulatlannak tekintett elektronra, az α -részecske pályája egyenes és b ütközési paraméterrel halad el az elektron mellett. Jelöljük *r*-rel az elektront és az α -t összekötő szakasz hosszát, és ψ -vel ennek a pályára merőleges elektronon átmenő egyenessel bezárt szögét.

$$r\cos\varphi = b \qquad \cos\varphi \cdot vdt = rd\varphi$$
$$\Delta p = \int F_{\perp} dt = ke^{2}Z \int \frac{\cos\varphi}{r^{2}} dt = ke^{2}Z \int \frac{\cos^{3}\varphi}{b^{2}} \frac{rd\varphi}{v\cos\varphi} = \frac{ke^{2}Z}{vb} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos^{2}\varphi \,d\varphi = \frac{2ke^{2}Z}{bv}.$$

Ebből az elektronnak átadott energia:

$$E_1 = \frac{\Delta p}{2m_e} = \frac{4(ke^2)^2 Z^2}{b^2 v^2 2m_e} = \frac{4\frac{m_p}{m_e} 4(ke^2)^2}{b^2 E_\alpha} = 5,87 \text{ eV}.$$

9.2. A skálatörvény alapján $\Delta E_i \sim \frac{Z_i^2 A_i}{E_i}, i = 1, 2$:

$$\Delta E_2 = \Delta E_1 = 16 \frac{E_1}{E_2} = 6 \rightarrow E_2 = \frac{16}{6} E_1 = 26,67 \text{ MeV}$$

9.3. Compton-effektussal centrális ütközésben, azaz $\vartheta = 180^{\circ}$ esetén tudja leadni a legnagyobb energiát: $h\nu = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}2}$, ebből az elektronnak átadott energia:

$$E_{\rm e} = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{2h\nu}{2h\nu + m_0c^2} = 47,24 \text{ keV}.$$

9.4. A 180°-ban visszaszóródott elektron energiája

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}} = 212.8 \text{ keV}.$$

9.5. Az elektron sugárzási hossza a szöveg alapján 6 $\frac{g}{cm^2}$, ezt cm-re átszámolva, azaz elosztva az ólom sűrűségével: $x_0 = \frac{6 \text{ g/cm}^2}{11,34 \text{ g/cm}^3} = 5,29 \text{ mm}$. A sugárzási fékeződés exponenciális jellegű, így a sugárzással elvesztett energiát megkaphatjuk: $E = 66 \text{ MeV}e^{-x/x_0} = 23 \text{ MeV}$, azaz 43 MeV energiát fotonok formájában előre irányulóan kisugárzott az elektron. Közben ionizációs energiavesztesége is volt, a sugárzási és az ionizációs veszteségek aránya $\frac{EZ}{800} = \frac{66.92}{800} = 7,6$, ez alapján ionizációval 5,6 MeV-ot vesztett az elektron, ami jóval kevesebb, mint a sugárzási, ezért használhatjuk az exponenciális törvényt.

9.6. Az ilyen gyors műonok sebessége tekinthető c-nek, így a Cserenkovkúpszögre $\cos \vartheta = \frac{1}{n} = \frac{2}{3}$ víz esetén, így $\vartheta = 48.2^{\circ}$. Egy centiméteren $500 \sin^2 \vartheta$ foton keletkezik, ezért a mi rendszerünkben 5555 foton keletkezik átlagosan. Ezek a beérkezés pontjától számított 48,2°-os kúpszögön belül érkeznek az aljára, a müonok általában függőlegesen érkeznek, a kozmikus sugárzás irányeloszlása alapján.

9.7.
$$E_1 \approx \frac{dE}{dx} \Delta x = (\dots) \frac{\Delta x Z^2 A}{v^2}$$
 és $E_1 + E_2 = E_{\text{tot}} \sim v^2$, ezért
 $E_1 E \sim Z^2 A$,

az energiától független és az egyes elemekre nagyon különböző, azon belül az egyes izotópokra enyhén különböző érték. Ezen tulajdonságai alapján részecskeazonosítási technikák előszeretettel használják.

10.1. Gáztöltésű detektorban az egy elektron-ion pár keltéséhez szükséges energia ~ 36 eV, ugyanez félvezető detektorban 3 eV és szcintillációs detektorokban ~ 30 eV. Így a 600 keV kb. 20 000 szcintillációs fotont kelt, és kb. ugyanennyi elektront az ionizációs kamrában. A félvezető detektorban ennél egy nagyságrenddel többet kelt, ezért azoknak az energiafelbontó-képessége jobb.

10.2. 10 s alatt $4 \cdot 10^4 = N$ beütés volt, akkor $N\tau$ ideig volt a detektor érzéketlen. Így az igazi detektált intenzitás

$$n' = \frac{N}{t - N\tau} = \frac{4 \cdot 10^4}{10 - 8} = 2 \cdot 10^4 \frac{1}{s}.$$

Ezért 200 000 beütés volt.

10.3. Másodpercenként 10 000 beütést detektált, az ionizációs kamra gázerősítése 1, ezért árama $I = \frac{10^4 e}{1.8} = 1.6 \cdot 10^{-15}$ A.

10.4. $E = \frac{U}{r \ln (r_2/r_1)}$ egyenletből, $E_{\text{kritikus}} = 1.3 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ használatával: r = 0.25 mm. Az elektronlavinára alkalmas térfogat az össztérfogat 0.05%-a.

10.5. Kék fotonok hullámhossza ~ 400 nm, $h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 3,1$ eV. Egy foton keltéséhez így 31 eV kell, 50 keV 1613 fotont tud kelteni. A fotonok keletkezésekor egy atom véges élettartamú gerjesztett állapota bomlik el.

10.6. A ³H bomlásának maximális energiája 18 keV, ilyenkor 112,5 foton keletkezik a szcintillátorban, ezek átlagosan 11,25 fotoelektront keltenek a fotokatódon, ebből a lavina végére $11,25 \cdot 3^{12}$ elektron lesz az anódon, melyek 20 ns alatt futnak át az 50 Ω -os ellenálláson: U = IR = 2,39 mV.

10.7. Először számoljunk jó nagy felülettel, ahol a széleffektusok elhagyhatók. A felület dA darabja felett x magasságban dx vastag rétegben dt idő alatt $N_1 = dA \cdot dx \cdot c \cdot dt$ bomlás történik. Ezeknek csak egy része éri el a lapot. Éppen annyiad része éri el a lapot, amekkora egy 3,5 cm sugarú kör teljes felszínének és a lap által kivágott felszínnek az aránya, ezt hívjuk térszögfaktornak. Ha az x = 0például, akkor a térszögfaktor 1/2, amely felfele indul nem éri el, amely lefele az igen. Ha x > 0, akkor ez a faktor csak kisebb lehet. Számoljuk ki ezt a faktort, a lap és a 3,5 cm sugarú gömb metszete egy $\sqrt{3,5^2 - x^2}$ sugarú kör, az ehhez tartozó gömbsüveg felszíne $A_1 = 2\pi 3,5(3,5-x)$, ezt kell elosztani a teljes felszínnel $A_2 = 4\pi 3,5^2$, így a térszögfaktor $\frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{3,5}\right)$. A teljes magasságra integrálva a lapot elért beütések számát:

$$N(dA) = \frac{1}{2} \int_{0}^{3,5} \left(1 - \frac{x}{3,5}\right) \, dx = \frac{3,5}{4} \, \mathrm{cm}.$$

Ezzel a t idő alatt a nagyon nagy lapra a radonból érkező α -részecskék száma $N_A = Atc\frac{3.5}{4}$, ezek egyenletesen oszlanak el, így az egységnyi felületre eső nyomok száma: $n = \frac{N_A}{A} = ct \cdot 0.875$. A radon leányeleme és még egy további leányelem a bomlási sorban α -bomló, azok is ugyanolyan nyomot keltenek, így az 1 cm²-re eső beütések száma egy hét alatt $3 \cdot 317.5 = 952.5$ átlagosan.

11.1. A szalagon elérhető maximális felületi töltéssűrűség σ_{\max} , az elektrosztatika Gauss-tétele alapján $\sigma_{\max} = 2\varepsilon_0 E_{\max}$. A szalag által szállított áram $I = \sigma_{\max} dv$, ahol d a szalag szélessége, v a sebessége. A maximális térerősséggel számolva, $I_{\max} = 15,7$ mA.

11.2. A második Maxwell-egyenlet alapján az r sugarú csatornában mozgó elektronra:

$$\int \underline{Eds} = \frac{d\Phi}{dt} = A \frac{dB_{\text{átl}}}{dt} = \alpha A = E2r\pi.$$

Miközben gyorsul az elektron (a sugárzásától eltekintünk), a sebessége az ív mentén $v = at = \frac{eE}{m}t = \frac{e\alpha A}{2r\pi m}t$. Közben a pálya mentén *B* mágneses térerősségben a sugárirányú mozgásegyenletet felírva:

$$m\frac{v^2}{r} = evB,$$

ebből

$$B = \frac{mv}{er} = \frac{\alpha}{2}t.$$

11.3. $B = \frac{mv}{er} = \frac{m\omega}{e}, v = \frac{\omega}{2\pi}$. A MeV-ban az e-t a nevezőbeli e leegyszerűsíti. Ezekkel: protonra B = 0,715 T, α -részecskére B = 1,43 T, deuteronra B = 1,43 T.

11.4. A maximális sugarat az határozza meg, hogy a részecske még nemrelativisztikus tartományban maradjon. Ez $E_{\rm kin} \sim \frac{mc^2}{10}$ -ig nagyon jó közelítéssel fennáll.

$$E_{\max} = \frac{p^2}{2m} = \frac{(erB)^2}{2m} = \frac{mc^2}{10}$$

felhasználásával, $r_{\rm max} = 1,94$ m.

11.5. Láttuk, $r = \frac{mv}{eB}$ ebből $\omega = \frac{eB}{m}$ az ún. ciklotronfrekvencia, amely egy-egy részecskére jellemző paraméter. Állandó mágneses terű ciklotronban előfordulhat,

hogy a nagyon gyors protonok keringési ideje megnő a relativisztikus tömegnövekedés miatt. A mágneses terekben a proton már nem gyorsul, ott ha relativisztikusan megy, akkor is m=áll, és a klasszikus mozgásegyenletek formailag jól működnek, $\omega = \frac{eB}{m}$ fennáll.

$$\omega = \frac{eB}{m_0}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \qquad \longrightarrow \qquad \frac{v^2}{r^2} = \frac{e^2B^2}{m_0^2}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right). \label{eq:point}$$

Ebből a $2r\pi/v$ periódusidőt kiszámolva, néhány átalakítás után az $\frac{E_{\rm kin}}{m_0c^2} = \alpha$ jelöléssel:

$$T^2 = T_{kl}^2 (\alpha = 1).$$

Ezért $\frac{T_2 - T_1}{T_1} = 0, 1/1, 1 = 0,091.$

11.6. Az új részecskék keltésére (mindig a tömegközépponti rendszerben számolva) a mozgási és nyugalmi energiák összege fordítódhat, a tömegközéppont sebességéből adódó mozgási energia nem. A relativisztikus energiaképlet alapján $E^2 - p^2c^2 = m_0^2c^4$, ami koordináta-rendszertől független. Ez többrészecskés rendszerre is igaz. Ott az E a teljes energiák összege, p az impulzusok vektori összegének abszolút értéke, de ott az m_0 -nak nincs meg az egyszerű jelentése. Álló céltárgy esete, p_b a bombázó rész impulzusa, E_0 a teljes energiája, $p_b^2c^2 = E_0^2 - m_0^2c^4$, E_1 a tömegközépponti rendszerben:

$$\left(E_0 + m_0 c^2\right)^2 - p_b^2 c^2 = 4E_1^2.$$

A tkp-i rendszerben p mindig 0. Az ütköző nyaláboknál ellenben a laborrendszer egyben tömegközépponti rendszer is. Ott $E_2 = 2E_0$. Nevezzük x-nek azt az arányt, ahányszor több energia tud részecskék keltésére fordítódni az ütköző nyalábos kísérletekben.

$$x = \frac{E_1}{E_2} = \frac{\sqrt{2m_0c^2(m_0c^2 + E_0)^{1/2}}}{4E_0}.$$

Ha $E_0 \gg m_0 c^2$, ami a 200 GeV esetben igaz, akkor $x = \frac{1}{40}$, ha a proton nyugalmi energiáját 1 GeV-nak vesszük.

11.7. Az n. csőben nU_0e mozgási energiával halad az elektron. Ha nemrelativisztikus $nU_0e = \frac{1}{2}mv^2$, emiatt $v = \sqrt{\frac{2nU_0e}{m}}$. A cső hossza akkora kell legyen, hogy $\frac{1}{2\nu}$ ideig repüljön benne az elektron. $l_n = v\frac{T}{2} = \sqrt{\frac{2nU_0e}{m}}\frac{1}{2\nu}$, azaz egyre hosszabb csövet kell alkalmazni. A felírt képletek alapján a v = c/2 sebességet elérő n-re: $n = \frac{c^2m}{8eU_0} = 6,38$, azaz a 7. csőben már relativisztikusnak kell tekinteni az elektront. A teljes hossz:

$$L = \sqrt{\frac{2U_0e}{mc^2}} \frac{c}{2\nu} \left(1 + \sqrt{2} + \sqrt{3} + \sqrt{4} + \sqrt{5} + \sqrt{6} \right) = 0,112 \text{ m}.$$

12.1. A reakcióban felszabaduló energia 2,22 MeV, ami nem elég ezen energiájú állapot gerjesztéséhez. Az α bombázó energiájának viszont csak a 13/17-ed része tud gerjesztésre fordítódni, így 5,03 MeV-os α -k kellenek.

12.2. Az impulzus- és az energiamegmaradást felírva $E'_{\rm p} = \frac{6}{8}E_{\rm ny} - \frac{7}{8}E^*$, ahol E^* a lítium gerjesztési energiája a végén. Mind a két esetre alkalmazva ezt: rugalmas szórásnál 5,625 MeV, rugalmatlan szórásnál 5,20 MeV adódik a szórt proton energiájára.

12.3. A reakció Q-értéke $m_{\rm Cu} + m_{\rm n} - m_{\rm Ni} - m_{\rm p} = Q$. A β -bomlás energiája $E_{\beta} = m_{\rm Cu} - m_{\rm Ni} - m_{\rm e}$. Ezekből: $Q = E_{\beta} + m_{\rm e} + \Delta m_{\rm np} = E_{\beta} + 1,8$ MeV. Az összehasonlítás alapja, hogy a kezdeti és a végmagok azonosak.

12.4. $N = \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \Delta \Omega I \frac{\hat{x}}{A_{\rm U}} N_A t = 7,56.$

12.5. $N = 50 + 10 \cos 30^{\circ} \frac{A}{r^2} I \hat{x} N_A t = 50682$ darab.

12.6. $3,6 \cdot 10^{-3}$ darab átlagosan.

13.1. A koszinusztételt felírva, p_1 a proton impulzusa, p_2 az elektroné és p_3 a antineutrínóé:

$$p_1^2 = p_2^2 + p_3^2 - 2p_1p_2\cos\vartheta$$

 $T_{\rm p} \ll T_{\rm e}, T_{\nu}$, így $E = 780 \text{ keV} = T_{\rm e} + T_{\nu}$, de testvériesen osztoznak ezen: $T_{\rm e} = 390 \text{ keV}$, és $T_{\nu} = 390 \text{ keV}$. Az elektron összenergiája $E_{\rm e} = 390 \text{ keV} = 511 \text{ keV} = 901 \text{ keV}$, és impulzusa $pc = \sqrt{E^2 - m_{\rm e}^2 c^4} = 742,1 \text{ keV}$. $T_{\rm p} = \frac{p_1^2 c^2}{2m_{\rm p} c^2} = 529 \text{ eV}$.

13.2. A reakcióban 17,4 MeV energia keletkezik, ezen osztozik a neutron és az α -részecske. A tömegközépponti rendszerben kezdetben az összimpulzus a reakció előtt és után is 0. Legyen p a neutron reakció utáni impulzusa.

$$Q = \frac{p^2}{2m_{\rm n}} + \frac{p^2}{2m_{\alpha}} = \frac{m_{\alpha} + m_{\rm n}}{2m_{\rm n}m_{\alpha}}p^2 = 17,4 \text{ MeV},$$
$$p = \sqrt{\frac{4}{5}938 \cdot 17,4} \text{ MeV} = 114,2 \text{ MeV/c}.$$

A neutron laborrendszerben mért impulzusa $\vec{p}_L = \vec{p}_0 + \vec{p}$, ahol $p_0 = m_n v_{tkp} = \frac{1}{5}p_d = \frac{1}{5}\sqrt{2m_d E_{ny}} = 5475 \text{ keV/c.}$ Így a legnagyobb neutronenergia, ha a neutron a nyalábirányba lökődik: $E_1 = \frac{(p_0 - p)^2}{2m_n}$, legkisebb, ha hátra $E_2 = \frac{(p_0 + p)^2}{2m_n}$. A kettő különbsége $\Delta E = \frac{2p_0 p}{2m_n} = 0,66 \text{ MeV}.$

13.3. A 10 MeV-os neutronok a visszalökődési detektorban 0-tól 10 MeVig egyenletes valószínűséggel mindenféle energiát leadhatnak. $\frac{\Delta E}{E} = 0,1$ ezért 100 neutron/sec ad le a kijelölt energiatartományban energiát. Ezzel szemben csak $\frac{300}{60} = 5$ neutron/sec-ot detektálunk, ezért a hatásfok 5%.

13.4. Az α -részecskék keletkezésének intenzitása $R = N_{\text{Li}}\sigma\Phi = N_{\text{Li}}\sigma nv$, ahol *n* a neutronsűrűség. A hőmérséklet változásával a neutronok átlagos sebessége is megváltozik, így a neutronfluxus nő, de a hatáskeresztmetszet 1/v-vel csökken, így a két változás pont kiejti egymást, R független a hőmérséklettől, 100°-on is 1666 α fog keletkezni másodpercenként. $N_{\text{Li}} = \frac{R}{\sigma \Phi} = 1.6 \cdot 10^{18}$ darab.

13.5. $N_{\rm Cf} = \frac{1}{252} \frac{{\rm mg}}{{\rm g}} 10^{23}$ darab, a hasadások száma másodpercenként $n_h = \frac{{\rm ln} 2}{2,64\cdot3,1\cdot10^7} \frac{1}{s}$, a neutronok száma $N = N_{\rm Cf} n_h 0,031\cdot3,86\cdot600 = 2,09\cdot10^{26}$. 4 neutron keletkezik az adott esetben.

13.6. A protonnyaláb impulzusa $p_0 = \sqrt{2m_p 5 \text{ MeV}} = 96.8 \text{ MeV/c}$. A reakció során az energia és az impulzus megmarad, p_B a berillium impulzusa, m_7 a tömege, ezt közelítően $7m_n$ -nek vesszük:

$$\frac{p_B^2}{2m_7} + \frac{p_n^2}{2m_n} = 5 \text{ MeV} + Q, \quad p_B^2 = p_n^2 + p_0^2 - 2p_n p_0 \cos \vartheta.$$

A neutron energiája $E_{\rm n}=\frac{p_{\rm n}^2}{2m_{\rm n}},$ ezzel a fenti két egyenletből p_B -t kiküszöbölve:

$$\frac{6}{7}E_{\rm ny} + Q = \frac{8}{7}E_{\rm n} - \sqrt{E_{\rm n}}\frac{\sqrt{2}p_0\cos\vartheta}{7\sqrt{m_{\rm n}}} \implies 0 = \frac{8}{7}E_{\rm n} - 0,638\cos\vartheta\sqrt{E_{\rm n}} - 3,42$$

egyenlet adódik (MeV-ban kell érteni). -Q = (7,016928 - 7,016003)931,5 MeV = 861 keV, a reakció endoterm. Ebből a neutronok energiája MeV-ban:

$$E_{\rm n} = 0.156\cos^2\vartheta + 2.99 + 0.244\cos\vartheta\sqrt{0.4\cos^2\vartheta + 15.6}.$$

14.1. A tömegszámokat összehasonlítva 2 neutron keletkezik az első reakcióban, a másodikban pedig egy ¹⁴⁴₅₆Ba. A keletkező energiákat a kötési energiák különbségéből számolva: 183 MeV, ill. 184 MeV.

14.2. 960 MW, a hasadások száma időegység alatt szorozva egy hasadás során felszabaduló energia.

14.3. A hőteljesítmény 440/0,3 MW = 1466 MW = 916·10¹⁹ MeV/s. Minden hasadás körülbelül 200 MeV energiát termel, Így az 1 s alatt elhasadt magok száma: $4,58 \cdot 10^{19}$ darab, ez $0,76 \cdot 10^{-4}$ mol, azaz 0,018 g tiszta ²³⁵U fogy 1 s alatt. Az üzemanyagnak csak kb. 2,5% -a ez az izotóp, így 0,72 g ég ki, ezt 1 órára viszonyítva 2,58 kg dúsított uránt használ fel ez a reaktor egy óra alatt. 4 kg tiszta ²³⁵U-t kb. 2 és fél nap alatt fogyaszt el.

15.1. $E_{\rm Cb} = \frac{ke^2 2}{r_1 + r_2} \approx 1 \text{ MeV}, \frac{3}{2}kT = 1 \text{ MeV},$ akkor $T = 7,7 \cdot 10^9 \text{ K}$ adódik. Ekkora hőmérséklet nincs a Napban, az elektrosztatikus taszítást nem minden mag tudja legyőzni, csak a sebességeloszlás nagy energiájú vége. Ilyen hidrogén nyomása ~ $3 \cdot 10^{18}$ Pa lenne, fel is robbanna a Nap. 15.2. ${}^{3}\text{He} + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{4}\text{He} + p + p \text{ és } {}^{2}\text{H} + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{4}\text{He} + p.$

16.1. Az egésztest effektív-dózisegyenértékre fennáll:

$$H = \frac{K_{\gamma}At}{r^2}.$$

Adatainkban 10 mCi = 0,37 GBq, ezzel H = 0,11 mSv.

16.2. 50 mSv = $\frac{K_{\gamma}A \cdot t}{r^2}$, alapján, t = 2000 óra egy évben, az adódik, hogy r = 9 cm.

16.3. ~ 17 perc.

16.4. A γ -sugárzás ellen ólommal vagy nagy rendszámú árnyékolással kell védekezni, de itt figyelni kell a nagyenergiájú fotonok esetén fellépő záporra. A neutronok elleni protonokkal lehet védekezni, sok proton van vízben, paraffinban, külön védelmet nyújt a bórozott beton vagy paraffintégla, mert a lelassult neutronokat elnyeli a bór.

16.5. 110 mSv/óra megfelel 110 mGy/óra dózisintenzitásnak, mindez 10 s alatt 18,3 mGy dózist okoz, ami 1,2 kg-ban 22 mJ energiát ad le. D = 18,3 mGy, Az egésztest-effektív-dózisegyenérték $H_{\text{eff}} = wH = 1,83$ mSv.

18.1. $p = 500 \text{ MeV/c}^2$, akkor E = pc = 500 MeV, mert ilyenkor a müon ultrarelativisztikus.

$$\frac{106 \text{ MeV}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 500 \text{ MeV}.$$

Ebből: $v = 2,93 \cdot 10^8$ m/s.

18.2. Csak akkor annihilálódik, ha teljesen lefékeződik, ezért 2,3 MeV energia a közeg ionizációjára fordítódik, és két 511 keV energiájú foton fog szétsugárzódni.

18.3. A két γ a lendületmegmaradás miatt pontosan ellentétes irányba kell mozogjon, így tértükrözésre a rendszer szimmetrikus, a paritás +1. A π^0 paritása -1 volt kezdetben, ezért a paritásmegmaradás törvénye nem áll fenn ebben a reakcióban.

19.1. Az antineutron és a Λ^0 barionok, a többi mezon. A töltések sorrendben: 0, 0, +e, 0, -e, 0. Ritkasága a Λ^0 -nak és a \overline{K}^+ -nak van, mindkettőnek -1.

19.2. Töltés +e, ritkaság 0, bájosság 0, 0 vagy 1 spinű.

19.3. Felsoroljuk a (T_3, S) koordinátákat és mellé az Y = B + S hipertöltést. Λ^0 : $(0, -1), Y = 0; \Sigma^0$: $(0, -1), Y = 0; \Xi^0$: (1/2, -2), Y = -1; p: (1/2, 0), Y = 1; n: (-1/2, 0), Y = 1.

20.1.

 $E_{\nu}^{\min} + m_{\rm p}c^2 = m_{\rm n}c^2 + m_{\rm e}c^2 \longrightarrow E_{\nu}^{\min} = (m_{\rm n} - m_{\rm p})c^2 + m_{\rm e}c^2,$

a neutron β -bomlásakor a felszabaduló mozgási energia $(m_n - m_p)c^2 - m_ec^2 = 780$ keV, ezekből: $E_{\nu}^{\min} = 1.8$ MeV.

20.2.

$$\tilde{\nu} + {}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{16}\text{S} + \mathrm{e}^+.$$

Így tudja átalakítani. A klórnak 17 protonja 20 neutronja van, a keletkező kénnek 16 protonja de 21 neutronja van, azaz a klór egyik protonját egy magasabb energiájú neutronpályára kell fellöknie az antineutrínónak, amihez energia kell (endoterm), ennek a reakciónak magas küszöbenergiája van, és a végtermék nem radioaktív gáz. A $\nu + 3^7$ Cl reakció ezzel szemben exoterm volt.

21.1. A folyamatban a ritkaság megváltozik. Mivel ez az erős kölcsönhatásban megmaradó mennyiség, így ez a folyamat erős kölcsönhatás szempontjából tiltott, de a gyengében nem kell megmaradni a ritkaságnak, így gyenge szempontból nem tiltott.

21.2. 1613 MeV nyugalmi energiája van a bal oldalnak, a jobb oldalnak pedig csak 1078, ha ütköző nyalábos kísérlet lenne, akkor is 535 MeV energia kellene, álló céltárgynál még több. A reakció végbemegy, de egy adott küszöbenergia felett. A töltés megmarad. Mindkét oldalon egy 0-ás és egy 1/2-es spinű részecske van, így a sajátperdület meg tud maradni.

21.3. 9500 MeV - 1876 MeV = 7,6 GeV.

22.1. Ha szemben egymással labdát dobálnak, akkor impulzus áramlik az egyikből a másikba, és taszítják egymást. Bumeránggal vonzani is tudják egymást, a levegő eltérítő erejét kihasználva.

22.2. Az elektronok között fotonok cserélődnek ki, melyek csak ideiglencsen, rövid időre léteznek, és energiájuk és impulzusuk nincs a relativisztikus energiaképlettel összehangolva. A Heisenberg-reláció alapján kis energiát kis időre a környező tér energiájából kölcsönveszünk. Ezeket a fotonokat hívjuk virtuális fotonnak. A kvarkok erős kölcsönhatásakor gluonok cserélődnek ki. Itt az a legfontosabb eltérés, hogy a gluonoknak is van színtöltése, nem úgy mint a fotonnak, amelynek nincs elektromos töltése. A gluonokból 8 féle van, szemléletesen azzal a két színnel jellemezhetők, amelyik színből indulnak, ill. amelyikben végződnek.

22.3. $mc^2 = \frac{\hbar c}{d} \approx 200$ MeV, $d = \frac{\hbar c}{mc^2} = 1/8$ fm hatótávolságú kölcsönhatást tud a Ω^- közvetíteni.

23.1. 3300 tonna vízben 2,2·10³² proton van (1,1 millió kmol). $A_0 = 1$ bomlás/év, $A = N/\tau < A_0$, ebből $\tau > N/A_0 = 2,2 \cdot 10^{32}$ év.

23.2. Barionszám, leptonszám megmaradás.

24.1. Annihilálódnak.

24.2. E_{max} akkor lesz az egyik energiája, ha a másik kettő éppen nyugalomban keletkezett. A felszabaduló energia 782 MeV–140 MeV–140 MeV–135 MeV = 407 MeV, ennyit tud maximum elvinni az egyik pion (egy részecske bomlott el).

24.3. A neutronban egy d kvark átalakul u kvarkká. Ez úgy történik, hogy kibocsát magából egy W^- részecskét, ami a gyenge kölcsönhatás közvetítője, így a d átalakul u-vá. A W^- aztán elbomlik egy elektronra és egy antineutrínóra.

24.4. $K^0 = d\bar{s}, \pi^+ = u\bar{d}, \pi^- = \bar{u}d$: az \bar{s} kvark átalakul \bar{d} -be, és egy $\bar{u}u$ pár keletkezik. $\Omega^- = sss \Lambda^0 = uds, K^- = \bar{u}s$ az egyik s kvark átalakul d kvarkká, és keletkezik egy $\bar{u}u$ pár, és a reakciónak megfelelően osztoznak a részecskék a kvarkokon.

5. FÜGGELÉK Ajánlott irodalom

5.1. Atomfizika

- Kiss Dezső: Atomfizika, Egyetemi jegyzet, ELTE TTK (1980), J3-1345.
- Marx György: Kvantummechanika, Műszaki könyvkiadó (Budapest, 1971).
- Budó Á. és Mátrai T.: Kísérleti fizika III., Tankönyvkiadó (1980).
- Budó Á: Mechanika, Tankönyvkiadó (1980).
- T. R. Sandin: Essentials of modern physics, Addison-Wesley Publishing Company (1989).
- Marx György: Kvantumelektrodinamika, Oktatási Jegyzetellátó Vállalat (1954).
- Simonyi Károly: A fizika kultúrtörténete, Gondolat Kiadó (1986).
- H. Haken und Wolf: Atom und Quantenphysik, Springer-Lehrbuch (1990).
- Csillag L. és Kroó N.: A lézerek titkai, "Kozmosz könyvek", Móra Kiadó (1987).
- R. P. Feynman, R. B. Leyton és M. Sands: Mai fizika, Műszaki könyvkiadó (Budapest, 1986).
- Marx György: Túl az atomfizikán, Gondolat kiadó (1961).
- J. Grehn: Metzler Physik, J. B. Metzlersche Verlagsbuchhandlung Stuttgart, 1991.
- L. N. Dobrecov: Atomfizika, Műszaki könyvkiadó (Budapest, 1964).
- Marx György: Életrevaló atomok, Akadémiai kiadó (Budapest, 1978).
- Simonyi Károly: Elektronfizika, Tankönyvkiadó (1981).
- A. Nussbaum és R. A. Phillips: Modern optika mérnököknek és kutatóknak, Műszaki könyvkiadó (Budapest, 1982).
- Heber és Weber: A modern kvantumfizika alapjai, Műszaki könyvkiadó (Budapest, 1964).
- Jánossy Lajos, Náray Zsolt, Acta Physica Hungarica 7, 403 (1957).

5.2. Atommagfizika

5.2.1. Atommagfizikai összefoglaló irodalom

- K. S. Krane: Introductory nuclear physics, John Wiley & Sons Inc. (1988), QC777.K73.
- K. N. Muhin: Kísérleti magfizika, Tankönyvkiadó (1985).
- Vértes Attila: Magkémia, Egyetemi jegyzet, ELTE TTK, Tankönyvkiadó (1989), J3-1327.

Particle Properties Data Booklet, Phys. Lett., B239 (1990).

Györgyi Géza: Elméleti magfizika, Műszaki könyvkiadó (1961).

Kiss Ádám és Korecz László: Magfizikai laboratóriumi gyakorlatok, Egyetemi jegyzet, ELTE TTK, Tankönyvkiadó (1987), J3-1216.

Kiss Dezső és Quittner Pál: Neutronfizika, Akadémiai kiadó (Budapest, 1971).

Magfizikai példatár, szerkesztette Radnóti Katalin (1992). Kézirat, kiadja az ELTE Atomfizikai tanszék.

E. Segrè: Nuclei and particles, W. A. Benjamin, Inc. (1977).

5.2.2. Részecskedetektálás összefoglaló irodalma

Kiss Dezső és Kajcsos Zsolt: Nukleáris technika, Tankönyvkiadó (Budapest, 1984).

- E. Fenyves and O. Haimann: The Physical Principles of Nuclear Radiation Measurements, Akadémiai Kiadó (Budapest, 1969).
- G. F. Knoll: Radiation Detection and Measurements, Wiley (New York-Chichester-Brisbane-Toronto, 1979).
- C. W. Fabian and H. G. Fischer: Particle Detectors, Reports on Progress in Physics, 43 1004 (1980).

5.3. Részecskefizika

5.3.1. Részecskefizika ismeretterjesztő szinten

Toró T.: A neutrínó, Gondolat Kiadó (Budapest, 1976).

Katona Z.: Elemi részek, Gondolat Kiadó (Budapest, 1978).

A. Sz. Potupa: Utazás az elemi részecskék világába, Műszaki Könyvkiadó (Budapest, 1980).

H. Fritzsch: Quarks, R. Piper Verlag (München-Zürich, 1981).

5.3.2. Kísérleti részecskefizikai összefoglaló irodalom

Nagy E.: Kisérleti részecskefizika, ELTE jegyzet (Budapest, 1975).

E. Lohrmann: Hochenergie-Physik, Teubner Studienbücher (Stuttgart, 1981).

- D. H. Perkins: An Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley (Oxford, 1983).
- P. D. B. Collins and A. D. Martin: Hadron Interactions, Adam Hilger (Bristol-Boston, 1984).
- Physics through the 1990s. Elementary Particle Physics, National Academy Press (Washington D.C., 1986).
- R. C. Fernow: Introduction to Experimental Particle Physics, Cambridge Univ. Press (Cambridge, 1986).

- B. Rossi: High Energy Particles, (New York, 1952).
- Dahl-Jensen and W. O. Lock: V. International Conference on Nuclear Photography, CERN65-4 E. (1965).
- R. S. Panvini and S. E. Csorna: High Energy e⁺ e⁻ Interactions, Vanderbilt, American Institute of Physics (New York, 1980).
- C. W. Fabian and H. G. Fischer: Technical Reports, CERN EP/80-27 (1980).
- H. Hänni and J. Schecker: Fourth Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, CERN 84–09 (1984).
- Kiss D.: Bevezetés a kísérleti részecskefizikába, Akadémiai Kiadó (Budapest, 1990).

5.3.3. Elméleti részecskefizikai összefoglaló irodalom

- L. B. Okun: Weak Interaction of Elementary Particles. Pergamon Press (Oxford, 1965).
- W. T. Eadie, D. Drijard, F. E. James, M. Roos and B. Sadovlet: Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland (Amsterdam-London, 1971).
- L. D. Landau és E. M. Lifsic: Elméleti fizika IV. Tankönyvkiadó (Budapest, 1979).
- E. Leader and E. Predazzi: An Introduction to Gauge Theories and the "New Physics", Cambridge University Press (Cambridge, 1982).
- T. D. Lee: Particle Physics and Introduction to Field Theory, Harwood Academic Publishers (Shur-London-New York, 1981).

Névmutató

(A Nobel-díjasok neve után a díj megszerzésének éve szerepel a zárójelben.)

A

Alvarez, L. W. (1968) 273 Anderson, C. D. (1936) 240, 312, 376 Aston, F. W. (1922) 50, 177 Avogadro, A. 10

в

Balmer, J. J. 115
Becquerel, H. (1903) 37, 203
Bernoulli, D. 9
Bohr, A. (1975) 313
Bohr, N. (1922) 117
Boltzmann, L. E. 16, 62
Born, Max (1954) 25
Bragg (sen.) W. H., (jun.) W. L. (1915) 73
Broglie, de, L. (1929) 175, 88
Brown, R. 28

C, CS

Chadwick, J. (1935) 302
Compton, A. H. (1927) 76–78
Cowan, C. L. 266, 392
Curie-házaspár (1903, 1911) 37, 176, 203
Cserenkov P. A. (1958) 236
Csikai Gyula 392

D

Dalton, J. 10 Davis, R. 396 Davisson, C. (1937) 90 Démokritosz 9 Dempster 50 Descartes, R. 56 Dirac, P. A. M. (1933) 138, 240, 386

E

Einstein, A. (1921) 28, 52, 75, 127

F

Faraday, M. 34 Faragó Péter 54 Fermi, E. (1938) 206, 214, 312, 436 Feynman, R. P. (1965) 9 Fizeau, H. 57 Franck, J. (1925) 37, 113 Fraunhofer, J. 113 Fresnel, A. 57

G, GY

Gábor Dénes (1971) 169 Gamow, G. 218 Gay-Lussac, L. J. 10 Geiger, I. 103, 217 Geissler, H. 36 Gell-Mann, M. (1969) 420 Gerlach, W. 124 Germer, L. 90 Glashow, S. (1979) 413 Gnädig Péter 98 Goeppert-Mayer, M. (1963) 191 Györgyi Géza 185

н

Haas, de 127 Hahn, O. (1944) 312 Heisenberg, W. (1932) 11, 98, 135, 384 Hertz, G. (1925) 37, 113 Hertz, H. 57, 412 Hess, V. F. (1936) 373 Hofstädter, R. (1961) 420 Huygens, C. 56

J

Jánossy Lajos 54, 85 Joliot-Curie, F., Joliot-Curie, I. (1935) 206, 214, 312 Joyce, J. 420

K

Kirchhoff, G. R. 114

\mathbf{L}

Lamb, W. (1955) 160 Lederman, L. M. (1988) 175 Lee, T. D. (1957) 398 Lenard, P. (1905) 36, 102 Lomonoszov, M. V. 10 Lorentz, H. A. (1902) 52, 131

М

Marx György 65, 384 Maxwell, J. C. 57, 412 Meitner, L. 312 Millikan, R. A. (1923) 38 Moseley, H. 120 Mössbauer, R. L. (1961) 229

N

Neddermeyer, S. H. 376 Newton, I. 57, 113 Noether, E. 387

P

Pauli, W. (1945) 220, 436 Penzias, A. A. (1978) 60 Perrin, J. B. (1926) 29 Planck, Max (1918) 63 Pontecorvo, B. M. 396

R

Rabi, I. I. (1944) 197
Reines, F. (1995) 266, 392
Richter, B. (1976) 407
Röntgen, W. C. (1901) 37, 71
Rubbia, C. (1984) 413
Rutherford, E. (1908) 102-107

S, SZ

Salam, A. (1979) 413
Schottky, W. 41
Schrödinger, E. (1933) 79, 135, 137
Segre', E. (1959) 389

Selényi Pál 84 Stark, I. (1919) 115 Stefan, J. 62 Stern, O. (1943) 124, 197 Strassmann, F. 312 Szalay Sándor 392 Szilárd Leó 312, 324

т

Thomson, G. P. (1937) 90 Thomson, J. J. (1906) 36, 44, 102 Ting, S. C. C. (1976) 407

U

Uhlenbeck, G. 128, 142

v

Van de Graaff, R. 272 Van der Waals, J. D. (1910) 411, 424

W

Weinberg, S. (1979) 413 Wien, W. (1911) 63 Wigner Jeno (1963) 312, 324 Wilson, C. T. R. (1927) 37, 262 Wilson, R. W. (1978) 60

Y

Yang, C. N. (1975) 388 Yukawa, H. (1949) 12, 411

z

Zeeman, P. (1902) 115, 129 Zeldovics, J. B. 384

Tárgymutató

η 318

τ, tauon 391 ν, η, k_{∞} -kifolyás 318 α-bomlás 204, 216 β-bomlás 204, 219 π-mezon, pion 379 τ-mezon 388 Θ-mezon 388 γ-sugárzás 223 $π^0$ 379 1/ν törvény 300 1/E szabály 315 14 C 215

A

"A" tipusú laboratórium 366 abszolút fekete test 59 aktív zóna 323 aktivitás 208, 345 akut (korai) sugárkárosodás 350 alagúteffektus 218 ALARA-clv 359 AMANDA 400 annihiláció 240 anomális mágneses momentum 194 ANTARES 399 antiatom 387 antiproton 387, 389 antiproton-akkumulator 414 antirészecskék 386 ÁNTSZ 366 anyaghullám-hipotézis 88 aszimptotikus szabadság 424 asztrofizika 375, 399 atomi tömegegység 176 atommag modelljei 186 atommáglya 312, 324 atommagok bomlása 202 atommagok mágn. momentuma 195 atommagok perdülete, magspin 194 atommagok stabilitása 192 atomreaktor 312, 324 atomtechnika kockázata 360 attenuációs koefficiens, γ 237 Auger-elektron 226, 239 Avogadro-szám 29-32

в

b-kvark (bottom), felso 422 Bajkál-kísérlet 399 "B" tipusú laboratórium 366 balkezűség 410 ballonkísérlet 373 Balmer-formula 115, 119 barion 383, 406, 424 barionszám 384 batáviai gyorsító 280 becquerel (Bq) 208, 345 belső konverzió 205, 226 belső sugárzás (inkorporáció) 348 betatron 278 Bethe-Bloch-formula 233 Bevatron 389 Big Bang 396, 419, 429 biodozimetriai módszer 352 biztonsági, fékező rúd 323 Bohr-magneton 123, 144 Bohr-modell 117, 136, 150 Bohr-sugár 119, 148 **BOREXINO 397** bóros szabályozás 332 bozon 419 Breit-Wigner-formula 299 Brown-mozgás 29 buborékkamra 263

C, CS

"C" tipusú laboratórium 366 CERN 372 Compton-effektus 76–80, 239 Coulomb-gát 218 curie (Ci) 208, 345 csatolási állandó 391 cseppmodell 313 Cserenkov-sugárzás 236 Cserenkov-számláló 260 csernobili reaktor 327

D

de Broglie-hullámhossz 89, 175 deflektor 278 deformált mag 201 DESY 391 determinisztikus sugárhatás 349 differenciális hatáskeresztmetszet 107

diffúziós kamra 262 dinóda 255 Dirac-elmélet 240 Dirac-féle mágneses monopólus 399 direkt-reakció 297 Doppler-kiszélesedés 229 dózisegyenérték (effektív) 347 dóziskorlátok 359 dózisteljesítmény 347 drift-csöves gyorsító 274 driftkamra 250 duáns 275 dublett 385, 390, 423 dubnai Egyesített Atomkutató Intézet 372, 405 DUMAND 392

Е

e/m érték (elektroné) 44–48 egésztest-dózis 352 egyesítési skála, hossz 419 Einstein-de Haas-kísérlet 127 ekvivalens magsugár 181 elektrogyenge kölcsönhatás 413 elektromágneses fényelmélet 57-58 elektromágneses szivattyú 328 elektromos dipólsugárzás 224 elektromos kvadrupólmomentum 200 elektromos kvadrupólsugárzás 225 elektron 34 elektron hullámtermészete 89 elektron töltése 41 elektron-neutrínó 394 elektronbefogás (Electr. Capture) 205 elektroninterferencia 41 elektronsokszorozó 254 elemi töltés 37, 38, 41, 110 elnyelt (abszorbeált) dózis 347 emberiség energiaigénye 335 emisszióképesség 61 eromuvi reaktorok 331 erős kölcsönhatás 179, 411 expanzió 262

F

fajlagos (specifikus) energiaveszteség 233 fajlagos töltés 44 Faraday-kalitka 288 Faraday-állandó, Faraday-féle törvény 34 fehér törpe 401 fehérvérűség 356 fekete lyuk 395, 401 fékezési sugárzás 72 félempirikus kötési formula (KEKF) 189. felezési idő 208 felületi feszültség 189 felületi szennyezettségmérő 268 félvezető detektor 257 fény kettős természete 84 fénynyomás 81 Fermi-elmélet 221 Fermi-féle aranyszabály 300 FERMILAB 280, 408 Fermion 419 filmdoziméter 367 finomfelhasadás 151 fix, (rögzített) céltárgyas gyorsító 282 flashcső 418 fluxus 214 folyadékszcintillátor 254 folyékonyfém hűtés 328 forralóvizes reaktor 332 fotoeffektus (fényelektromos hatás) 67, 238 fotoelektron-sokszorozó 254 fotoemulzió 263, 379 foton (fénykvantum) 66, 69, 381 fotoneutron-forrás 305 fotoreakció 289 földgolyó átvilágítása 400 fragment, hasadási 312 fragmentáció 428 Franck-Hertz-kísérlet 111, 117 fúzió 290, 336

G, GY

GALLEX 397 gammasugárzás detektálása 255 Gamow-faktor 219 Gamow-Teller-féle átmenet 222 gáz-grafit rendszer, reaktor 327 gázerősítés 248 Geiger-Müller-számláló (GM-cső) 251 Geiger-Nuttal-törvény 217 generációs idő 322 germániumdetektor 257 giromágneses faktor, g-faktor 128, 144, 196gluon 412, 424 Gran Sasso 397 gravitációs kölcsönhatás 408 Gray (Gy) 342 gyenge kölcsönhatás 410 gyengítési tényező betonban 365

Tárgymutató

gyors neutron 184 gyors neutron detektálás 307 gyors reaktor 327 gyorsítós neutrínókísérlet 404 gyorsítós neutronforrás 305 gyorsneutron-spektroszkópia 310

H

hadron 381, 406 hadronkaloriméter 415 hadronspektroszkópia 407 hard-core potenciál 188 hasadás 290 hasadási gát 313 hasadási hatáskeresztmetszet 315 hasadási termék 316, 332 hasadásos neutronforrás 305 hasadóanyagok 315 határozatlansági összefüggés (reláció) 98, 141, 411 hatáskeresztmetszet 27, 105 hatótávolság 234 Hawaii neutrínókísérlet 262 héimodell 190 helicitás 410 hiányzó tömeg (missing mass) 395 Higgs-részecske 426 high purity, HPGe 258 hiperfinom felhasadás 158 hiperon 383, 406 hipertöltés 386 Hirosima, Nagasaki 356 Hofstädter-kísérlet 182 holográfia 169 hőmérséklet kinetikai értelmezése 19 hőmérsékleti sugárzás 59 hullám-részecske kettősség 84, 88, 97 hullámcsomag 95 hullámvezető tipusú gyorsító 274 hűtőközeg, reaktor 324, 326, 328

I

IBR 330 ICRP 359 ideális gáz állapotegyenlete 21 ILL, Grenoble nagy fluxusú reaktor 329 IMB 402 impulzusreaktor 329 indirekt pumpálású fúzió 342 indukált emisszió 163 indukált hasadás 312 indukált radioaktivitás 214 intermedier reaktor 326 inverz β^- 205 inverz kinematikájú ütközések 287 ionimplantációs gyorsítótechnika 272 ionizáció 233 ionizációs kamra 247 iránykvantálás 127 IRPA 345 ISR 283 ITER 340 izobár atommagok 177 izospin 384 izospin harmadik komponense, T_z 385 izotópok 50, 177 izotóptérkép 178, 192, 340

J

 J/Ψ -részecske 407 JET 340 jet 428 jj csatolás 195 jobbkezűség 410

K

 K_{α}, K_{β} 120 kálium-argon óra 215 kaloriméter 265, 405 KAMIOKANDE 402 kapilláris lejtő 189 karakterisztikus röntgensugárzás 73, 120 kaszkádgenerátor 270 katódsugárzás, katódsugárcső 10, 35, 71 $k_{\rm eff}$ 319 késő neutron 317 késő-szuperkritikus állapot 323 késői sugársérülések 354 kétvízkörös megoldás 324 kiégés 332 kinetikus gázelmélet 16 Kirchhoff törvénye 61 kis sűrűségű plazma 338 kiválasztási szabályok 153, 154 koincidencia-módszer 374 kollektív dózis 347 kondenzátoros dózismérő 367 konfidenciaszint 416 koordináta-detektor 250, 253 korai (akut) sugárkárosodás 350 kozmikus sugárzás 373 ködkamra 262 kölcsönhatási elméletek egyesítése 412 kölcsönhatások 381

kötési energia 186 közepes szabad úthossz 25 kristályspektrométer, neutron 309 kritikus rendszer, reaktor 329 kutató (kísérleti) reaktorok 328 külső sugárzás 348 küszöbdózis 349 kvantum-színdinamika (kvantumkromodinamika, QCD) 411 kvark 420 kvarkfajta ("íz") 421 kvarkok "bebörtönzése" 427 kvarkplazma 428 kvarktenger 421

\mathbf{L}

Lamb-eltolódás 145, 160 láncreakció 317 lassítási képesség 321 Lawson-kritérium 338 leánymag 207 LEP 284 lepton 180, 381, 390 leptonszám 204, 384 leptonszám-megmaradás 204, 384 leukémia 356 lézer 162 LINAC 283 lineáris elektrongyorsító, SLAC 420 lineáris pályájú gyorsítóberendezés 274 lassító közeg 321

M

mag-mágneses rezonancia (NMR =Nuclear Magnetic Resonance) 197 magmagneton 195 maganyag 428 magemulzió 263 magerő 11, 178, 411 magerők telítettsége 187 maghasadás 312 mágikus számok 188 mágneses monopólus 399, 418 mágneses momentum 195, 303 magnyomaték 193 magsugár-formula 185 makroszkopikus hatáskeresztmetszet 106 mamutgyorsító 280 Maxwell fényelmélete 412 megengedett átmenet (β -bomlásban) 222 megszaladás 323 MeV, megaelektronvolt 180

mezon 383, 424 mikrohullámú háttérsugárzás 60 mikrorobbantásos fúzió 340 mikrotron 279 Millikan-kísérlet 38 missing mass (hiányzó tömeg) 395 moderátor, neutron lassító 320 Mott-formula 102 Mössbauer-effektus 227 multipolaritás 224 munkahelyi sugárvédelmi ellenőrzés 368 Murphy-törvény 403 müon 181, 183, 376 müonazonosító 415 müonneutrínó 394

N, NY

Nagaszaki, Hirosima 356 Nagy Bumm, Big Bang 395, 419 Nagy Egyesítési Elmélet (GUT) 418 nagy energiájú elektronszórás 181 Nagy Magellán-köd 401 nagy sűrűségű plazma 340 Napneutrínók 396 nehéz folyadéktöltésű buborékkamra 264 nehéz részecskék energiaveszteségei 233 nehézbeton 323, 365 nehézion-reakcó 290 nehézionok fizikája (nagy energiájú) 428 NESTOR 399 neutrínócsillagászat 401 neutrínótömeg 220, 394 neutrínó, antineutrínó 204, 220 neutrínódetektor 266 neutrínófizika 391 neutrínóhipotézis 220 neutrínóoszcilláció 395 neutron 302 Neutron Aktivációs Analízis (NAA) 208 neutrondetektálás 307 neutron-élettartam 303 neutronlassítás (moderálás) 320 neutronspin 303 neutroncsillag 401 neutronfluxus 322, 329 neutronforrások 304 neutrongenerátor 271 neutronok energiaeloszlása, hasadás 316 neutronspektroszkópia 308 NMR-spektroszkópia 199 NOVA lézer 342 nukleáris energetika 334

Tárgymutató

nukleáris reaktor 312 nukleon 177, 385 nukleoncsere 289 nukleonszám-megmaradás 293 nyomottvizes reaktor 332 nyugalmi tömeg 75

0, Ö

oktató reaktor 329 orthopozitrónium 242 önkioltó számláló 251 Ősrobbanás (Big Bang) 395, 419, 429 összecsomósítás (bunching) 310 összetettmag-reakció 294

P, Q

paksi atomerőmű 333 parapozitrónium 242 párenergia 190 paritás 224, 289, 294 paritásmegmaradás 388 párkeltés 237 párkölcsönhatás jellege (magerőké) 188 párolgási formula 316 parton 420 Paschen-Back-effektus 132, 158 Pauli-elv 147, 179, 240 Pb-Pb ütközés 429 perdület-kvantumszám (spin) 142, 146 piezoelektromos jelenség 203 pinch-effektus 339 Planck-állandó 66 Planck-eloszlás 63, 104 plasztik szcintillátor 254 PLUTO 391 potenciálgát (α -bomlásban) 218 pozitron 242, 276 pozitronforrás 242 pozitronannihiláció 240 pozitrónium 242 primer vízkör 324 prompt neutron 316 proporcionális kamra 249 proporcionális számláló 247 proton visszalökődésén alapuló neutrondetektor 307 protonszinktrotron, PS 277, 414 pumpáló lézer 341 **QED 409**

R

"röntgenkéz" 354

Rabi-kísérlet 197 radioaktív családok 213 radioaktív bomlás 202 radioaktív egyensúly 210 radioaktív források (²²Na, ³²P, ⁶⁰Co. ⁶⁴Cu, ⁴⁰K, ⁹⁰Y, ⁵⁷Fe stb.) 214 radioaktív hulladék 366 radioaktív izotópok szállítása 366 radioaktív kormeghatározás 215 radioaktív órák 215 rádiófrekvenciás ionforrás 270 reaktivitás 322, 331 reaktorszabályozás 321 reaktorperiódus 322 reaktortípus 324 relativisztikus ciklotron 277 relaxációs idő 199 rendszám (3-as jelentése) 110 repülésiidő-spektrométer 309 részecske-hullám kettősség 84, 88, 97 részecskegyorsítók 268 részecskék osztálvozása 380 rezonancia-abszorpció 227 ritkaság 383 rögzített (fix) céltárgyas gyorsító 282 röntgensugárzás 71, 74 Rutherford-atommodell 11, 104 Rutherford-szórás 102-107, 175, 184 Rydberg-Ritz-féle kombinációs elv 117

S, SZ

SAGA 397 Saxon-Wood-potenciál 190 sebességeloszlási görbe 24 sievert (Sv) 347 SL csatolás 195 SLAC 391, 420 SN1987A szupernova 401 soros bomlás 209 spallációs neutronforrás 306 spin (elektronspin, magspin) 128, 142 spin-pálya kölcsönhatás 153 spinek összeadása 143, 151 spontán emisszió 163 spontán hasadás 313 SPS 281, 284, 414, 429 SSC 284 stabil részecskék 381 STANFORD 420 Stefan-Boltzmann-törvény 62 Stern-Gerlach-kísérlet 124 Storage Ring (tárológyűrű) 281

strange (ritka, furcsa) részecske 383 stripping-pick up reakció 289 sugárbetegség 349 sugárgyengülési együttható 237 sugársérülés 349 sugárterhelés 349 sugárvédelem 343 sugárzás késői következményei 354 sugárzási veszteség 235 szabályozórúd 323 számlálós neutrínódetektor 266 szcintillációs számláló 253 szekuláris egyensúly 211 szekunder vízkör (reaktor) 324 személyi dozimetria 367 szikrakamra 252 szilárdtest-doziméter 367 szilárdtest-nyomdetektorok 265 szinglet állapot (pozitrónium) 241 színkép (atomi) 114, 129 színkölcsönhatás, színtöltés 179, 424 szinkrotron 277 sztochasztikus sugárhatás 395 szubkritikus (reaktor) 319, 322 szubkvark 426 szuperkritikus (reaktor) 319, 322 szupernóva-robbanás 401 szuperszimmetria-elmélet (SUSY) 419

т

t-kvark (top) 423 tandem generátor 273 target (céltárgy) 282 tárológyűrűk 281 teleszkóp, neutrínó 398 tenyésztő reaktor (breeder) 327, 328 térfogati kötési energia 189 termikus reaktor 326 termolumineszcens (TL), (TLD) doziméter 367 termonukleáris (fúziós) energiatermelés 336 TFTR 340 Thomson-atommodell 10, 102 tiltott sáv 242, 258 tokamak 338 többrészecske-bomlás 290 töltésmegmaradás 293 tömeg sebességfüggése 52, 75 tömeg-energia ekvivalencia 75 tömegabszorpció-koefficiens 74 tömegeloszlás, hasadási 316 tömegspektrométer 49 történelmi kormeghatározás 215 trigger 416 triplet (pozitrónium) 241, 379 tükörmag 184 tükörszimmetria-sérülés 388 tűsugárzás elmélete 84

Ü

űrkutatás 375

V, W

"vastó" 186 V-részecskék 377 valenciasáv (vegyértéksáv) 259 Van de Graaf-generátor 272 Van der Waals-erő 179, 424 vektorbozonok 413 világító festék, világító számlapú órák 344 víz alatti neutrínó detektorok 398 vizuális detektorok 261 W^+, W^-, Z^0 vektorbozonok 413 Wien-féle eltolódási törvény 63 Wilson-kamra 262, 376

X, Y

X-sugárzás (röntgensugárzás) 71 Xe-méreg (reaktor) 332 Y-részecske 408

z

zápordetektor 415 zárt Univerzum 395 Zeeman-effektus 129–132, 154 zéró teljesítményű reaktor 329 Z^0 -vektorbozon 417