

Modern fizika laboratórium

Zeemann-effektus

Készítette: Básti József és Hagymási Imre

A mérés dátuma: 2007. október 10.

A beadás dátuma: 2007. október 24.

1. Bevezetés

Ha egy atom egy magasabb energiájú kezdeti állapotból egy alacsonyabb energiájú végállapotba kerül, akkor egy foton emittálódhat, melynek energiája megegyezik a két állapot energiájának különbségével. Ez egy vonalat ad a spektrumban. Ha az átmenethez tartozó két állapot közül valamelyik mágneses momentummal rendelkezik, akkor egy külső mágneses tér alkalmazása a színkép vonal felhasadásához vezet. A felhasadás mértéke arányos a mágneses térrel. Ezt nevezzük *Zeeman-effektusnak*. Mivel a felhasadás kicsi, a megfigyeléshez nagyfelbontású spektroszkópiai módszer szükséges, jelen esetben egy *Fabry-Perot*-interferométert használtunk.

2. A Fabry-Perot-interferométer

A Fabry-Perot-interferométer két egymástól d távolságra levő párhuzamos üveglemez, amelyre λ hullámhosszú monokromatikus fénysugár esik be. Az üveglemezek belső felületei részben tükrözők, így ha a Θ beesési szög kicsi, a sugár sokszorosan reflektálódik az üveglemezek között. A jobb oldalon kilépő sugarakra az optikai úthossz különböző, így azok interferálnak. A fellépő fáziskülönbség $\delta\varphi$:

$$\delta\varphi = 2\pi \frac{\delta l}{\lambda} = 4\pi \cos \Theta \frac{d}{\lambda}. \quad (1)$$

A beesési szögtől függően az átmenő fény interferenciájában erősítés vagy gyengítés lép fel. Az erősítés feltétele:

$$\delta\varphi = 2\pi m, \quad m \in \mathbb{Z}. \quad (2)$$

Egy távolon beeső, monokromatikus fénynyaláb esetén jellegzetes interferencia körök figyelhetők meg. Az átmenő és bejövő hullámok intenzitásának aránya:

$$\frac{I_t}{I_b} = \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta\varphi/2)}, \quad (3)$$

ahol T az átérésztés, R a reflexió a tükröző fémrétegekre, $F = 4R/(1-R)^2$. Könnyen látható, hogy a maximumok $\delta\varphi = 2\pi m$ -nél lépnek fel.

3. A mérés elméleti háttere

A Zeeman-effektus során az atomi energiaszintek külső mágneses tér hatására több nívóra hasadnak fel, amely új spektrumvonalak megjelenését vonja magával. A jelenség

oka az, hogy az atom mágneses momentuma és a külső tér kölcsönhat egymással. A mérésben a $\text{Hg } ^3S_1 \rightarrow ^3P_2$ átmenet felhasadását vizsgáltuk kis mágneses tér mellett. A spin-pálya kölcsönhatás következtében az elektronok pálya- és spinperdületéből származó mágneses momentumokat nem lehet külön kezelni, az energianívókat a kvantummechanika szerint a következő képlet adja:

$$E = E_0(n, l, j) + \mu_B B g_j m_j, \quad (4)$$

ahol E_0 az atom mágneses tér nélküli energiája, $\mu_B = e\hbar/(2m)$ a Bohr-magneton, m_j a mágneses kvantumszám, g_j pedig a Landé-féle g-faktor, melyet a kvantumszámokkal a

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (5)$$

képlettel számolhatunk ki. Az általunk vizsgált két állapothoz tartozó g-faktorok:

$$^3S_1(j=1, l=0, s=1) : g_j = 2 \quad (6)$$

$$^3P_2(j=2, l=1, s=1) : g_j = \frac{3}{2}. \quad (7)$$

A mágneses kvantumszám $-j$ és j között tetszőleges egész értéket felvehet, azonban a kiválasztási szabályok miatt nem valósulhat meg mind a $3 \cdot 5 = 15$ átmenet. A $\Delta m_j = 0, \pm 1$ kiválasztási szabály összesen kilencféle átmenetet engedélyez, amelyekhez a különböző g-faktorok miatt különböző energiaértékek tartoznak. A $\Delta m_j = 0$ átalakulás során keletkező dipólsugárzás, az ún. π -komponens, a mágneses térrel párhuzamosan, míg a mágneses kvantumszám megváltozásával együttjáró σ -komponens a mágneses térre merőlegesen polarizált.

4. A mérési eredmények kiértékelése

4.1. A TV-n mért adatok

A tv képernyőjéről leolvastuk $B=0$ mágneses tér esetén a gyűrűk átmérőjét. Hogy a hibát minimalizáljuk kétszer megismételtük a mérést. A következőket kaptuk:

Ezekből a fiktív fókuszot a következő képlet alapján határoztuk meg:

$$f = \sqrt{\frac{2d(D_{m-1}^2 - D_m^2)}{8\lambda}} \quad (8)$$

Eredményül $f = 402 \pm 8$ cm-t kapunk.

1. mérés (cm)	2. mérés (cm)
5.04	4.98
8.47	8.48
10.88	10.82
12.67	12.63
14.2	14.2

0.2 A		0.25 A	
4.12 cm	5.72 cm	3.84 cm	5.75 cm
7.93 cm	8.82 cm	7.83 cm	8.9 cm

A B mágneses teret bekapcsolva, és a polárszűrőt megfelelő helyzetbe állítva kimértük a σ felhasadást (a felhasadt sugarak átmérői cm-ben vannak megadva):

Láttuk, hogy a várt 6 helyett csak 2 felhasadt vonalat tudunk megkülönböztetni, 3-3 egybeolvadt.

A polárszűrőt 90 °-kal elforgattuk. A π felhasadásra a vártak megfelelően 3 vonalat láttunk, a középső nem mozdult. A következő értékeket kaptuk (az átmérők szintén cm-ben értendők):

0.65 A			0.75 A		
3.99 cm	5.01 cm	5.98 cm	3.76 cm	5.1 cm	6.08 cm
7.86 cm	8.39 cm	8.98 cm	7.72 cm	8.42 cm	9.05 cm

Ezekből a $\Delta\lambda$ a következő képlettel adható meg:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda(D_m^2 - D_m'^2)}{8f^2} \quad (9)$$

4.2. A CCD-vel mért adatok kiértékelése

A mérési adatsorokat a laborvezetőtől kaptuk meg lemezen. Az egyes adatsorokban levő csúcsokra Gauss-görbét illesztettünk, hogy pontosabbá tegyük a leolvasást. Ezeket foglaltuk össze az alábbi táblázatokban.

csúcspárok helyei (pixel)	D_m (pixel)	D_m (mm)
431.6 ± 0.1	596.2 ± 0.1	164.6
360.7 ± 0.2	666.9 ± 0.1	306.2
314.3 ± 0.1	713.4 ± 0.1	399.1
276.3 ± 0.1	750.8 ± 0.1	474.5
244.0 ± 0.1	783.3 ± 0.1	539.3

1. táblázat. A gyűrűk átmérői $I = 0$ áram esetén.

csúcspárok helyei (pixel)	D_m (pixel)	D_m (mm)	$\Delta\lambda(10^{-9}\text{mm})$
413.3 ± 0.2	612.9 ± 0.4	199.6	2.59
450.3 ± 0.5	577 ± 1	126.7	1.65
351.4 ± 0.2	676.3 ± 0.3	324.9	4.22
370.3 ± 0.3	656.1 ± 0.3	285.8	3.72
307.4 ± 0.2	720.5 ± 0.5	412.8	5.37
322.6 ± 0.2	705.6 ± 0.5	383	4.98

2. táblázat. A gyűrűk átmérői $I = 0.20$ A esetén.

Az $I = 0$ A esetén mért átmérők segítségével meg tudjuk határozni a fókusztávolságot. Erre $f = (201.9 \pm 0.1)\text{mm}$ -t kaptunk. Ezt használtuk a későbbi számításoknál.

csúcspárok helyei (pixel)	D_m (pixel)	D_m (mm)	$\Delta\lambda(10^{-9}\text{mm})$
411.8 ± 0.3	614.9 ± 0.5	203.1	2.64
455.0 ± 0.4	571.7 ± 0.8	116.7	1.51
350.5 ± 0.2	677.8 ± 0.4	327.3	4.25
372.2 ± 0.2	654.7 ± 0.3	282.5	3.67

3. táblázat. A gyűrűk átmérői $I = 0.25$ A esetén.

csúcspárok helyei (pixel)	D_m (pixel)	D_m (mm)	$\Delta\lambda(10^{-9}\text{mm})$
408.5 ± 0.5	620 ± 1	211.5	2.74
426.8 ± 0.7	601 ± 1	174.2	2.26
449 ± 2	576 ± 6	127	1.65
347 ± 1	681.3 ± 0.4	334.3	4.34
359 ± 1	665.8 ± 0.5	306.8	3.98
373 ± 3	651.4 ± 0.4	278.4	3.61

4. táblázat. A gyűrűk átmérői $I = 0.65$ A esetén.

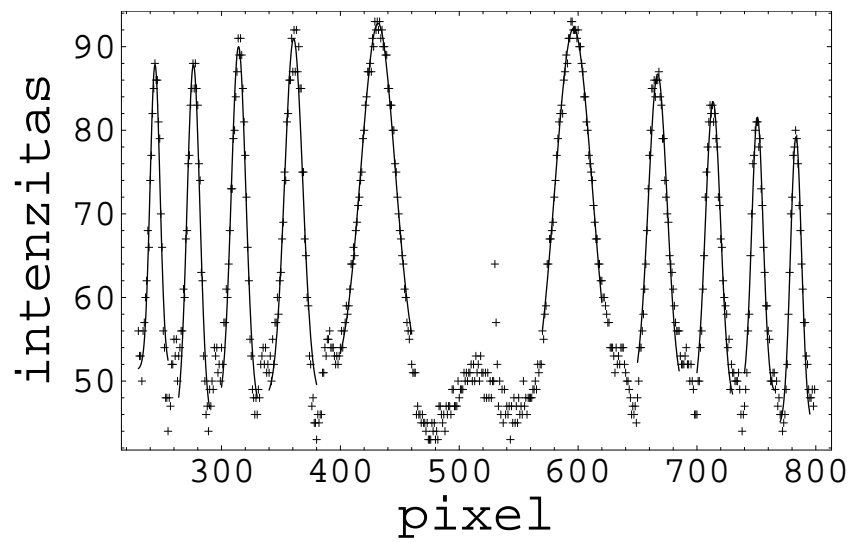
csúcspárok helyei (pixel)	D_m (pixel)	D_m (mm)	$\Delta\lambda(10^{-9}\text{mm})$
408.0 ± 0.4	621.4 ± 0.5	213.4	2.77
427.5 ± 0.5	600.5 ± 0.5	173	2.24
454 ± 1	567 ± 1	113	1.46
347.5 ± 0.4	681.4 ± 0.6	333.9	4.34
360.4 ± 0.4	666.4 ± 0.5	306	3.97
375 ± 1	650.8 ± 0.8	275.8	3.58

5. táblázat. A gyűrűk átmérői $I = 0.75$ A esetén.

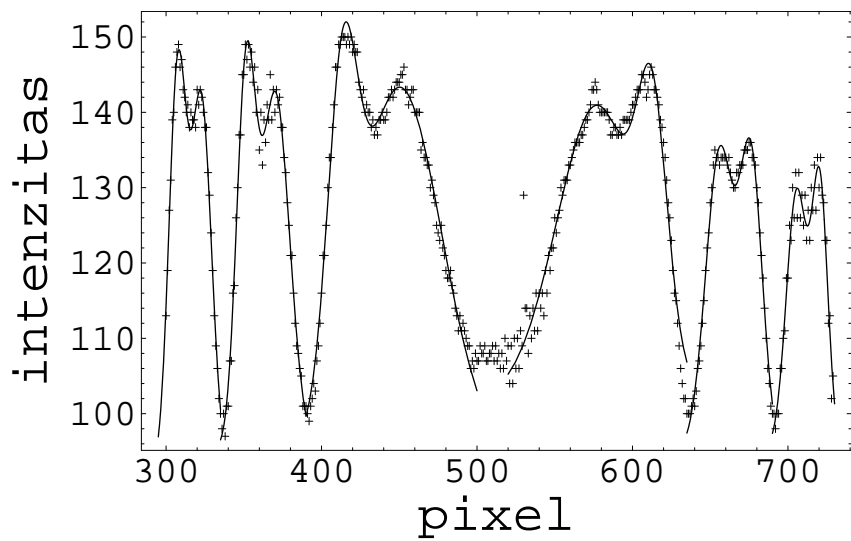
$I(A)$	$\Delta\lambda(\text{mm})$ (CCD)	$\Delta\lambda(\text{mm})$ (TV)	$\Delta\lambda(\text{mm})$ (elméleti)
0.20	$(3.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-9}$	$(3.24 \pm 0.37) \cdot 10^{-9}$	$3.1 \cdot 10^{-9}$
0.25	$(3.89 \pm 0.08) \cdot 10^{-9}$	$(3.83 \pm 0.58) \cdot 10^{-9}$	$3.8 \cdot 10^{-9}$
0.65	$(4.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$	$(4.09 \pm 0.30) \cdot 10^{-9}$	$4.0 \cdot 10^{-9}$
0.75	$(4.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$	$(4.77 \pm 0.34) \cdot 10^{-9}$	$4.7 \cdot 10^{-9}$

6. táblázat. A különböző mágneses terek esetén mért $\Delta\lambda$ -k átlaga és az elméleti értékek. Mivel a látható vonal 3 nívóból rakódik össze, figyelembe véve az intenzitáseloszlásukat, $1.5\mu_B B$ helyett $1.25\mu_B B$ -vel számoltunk az elméleti adatoknál.

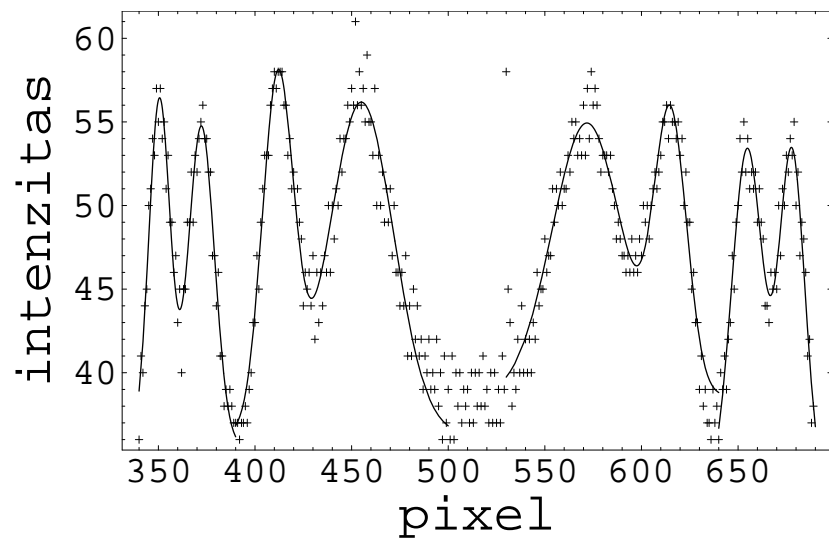
Az alábbi ábrákon a Gauss-illesztés eredményei láthatók.



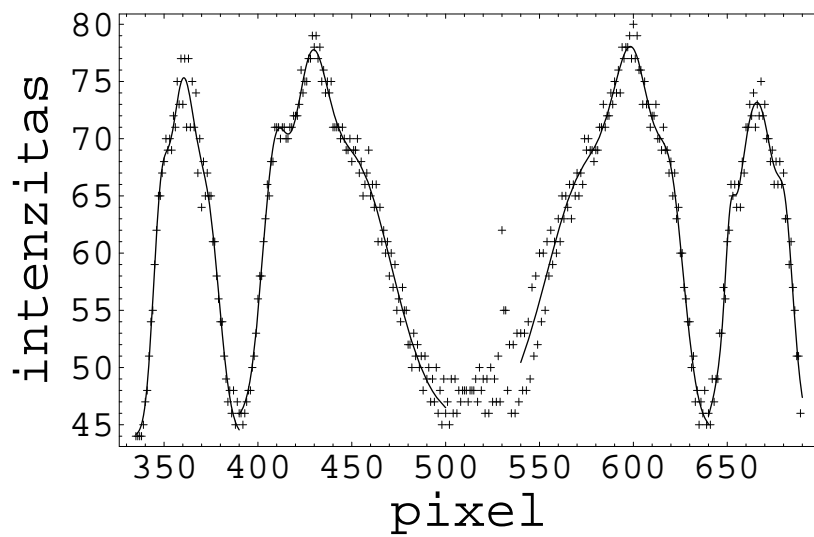
1. ábra. A sep265.dat adataival készült illesztés.



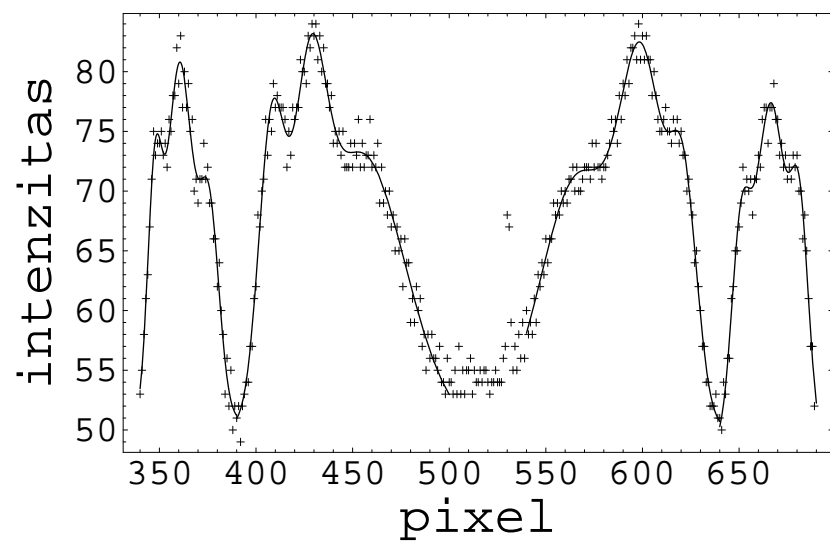
2. ábra. A sep266.dat adataival készült illesztés.



3. ábra. A sep267.dat adataival készült illesztés.



4. ábra. A sep268.dat adataival készült illesztés.



5. ábra. A sep269.dat adataival készült illesztés.