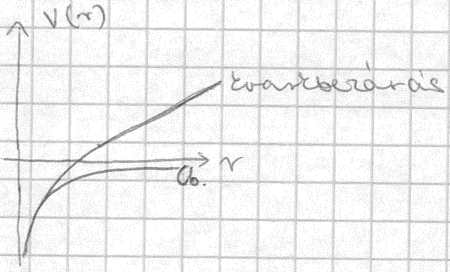
ha $g^2(r_0)$-t rögzítjük és r-rel megyünk messzire akkor antiárnyékolás ⇒ egyre nagyobb töltés ⇒ nem szakadnak el ⇒ bezárás

„infrared slavery"

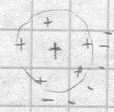


Kvarkbezárás

03. 17.

$$g^2(r) = \frac{g^2(r_0)}{1 - \gamma\, g^2(r_0) \ln \frac{r}{r_0}}$$ vákuumpolarizáció

„antiárnyékolás"



effektív kvarkbezárási modellek kellenek

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} Z F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - J_\mu A^\mu$$

antiszimmetrikus derivált

$$F_{\mu\nu} = (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)$$

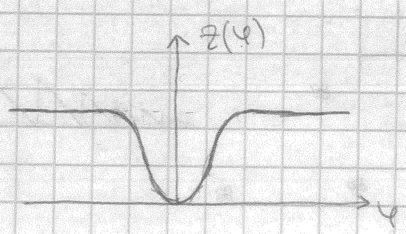
$$\bar{A}_\mu = Z^{1/2} A_\mu$$

$$= -\frac{1}{4} \bar{F}_{\mu\nu} \bar{F}^{\mu\nu} - J_\mu Z^{-1/2} \bar{A}^\mu$$

$$\bar{J}^\mu = J_\mu Z^{-1/2}$$

t' Hooft (1974) $\mathcal{L} = -\frac{1}{4} Z(\varphi) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - V(\varphi) - J_\mu A^\mu$

dielektromos tér



$$V(\varphi) = \frac{1}{2} m^2 \varphi + \lambda \varphi^4$$

$m^2 > 0$ $\quad V(\varphi_{min} = 0) = 0$

normál állapot $\varphi = 0$

$$D_{\mu\nu} = Z F_{\mu\nu}$$

$$\partial^\mu D_{\mu\nu} = J_\nu$$

$\nu = 0 \qquad \operatorname{div} \underline{D} = J_0 \qquad$ "$Z(\varphi) = \epsilon$"

$(\underline{D})_i = D_{i0}$

$\nu = i \qquad \partial^0 D_{0i} + \partial^j D_{ji} = J_i$

$-\dot{\underline{D}} + \operatorname{rot} \underline{H} = \underline{J} \qquad$ "$\frac{1}{\mu} = Z(\varphi)$"

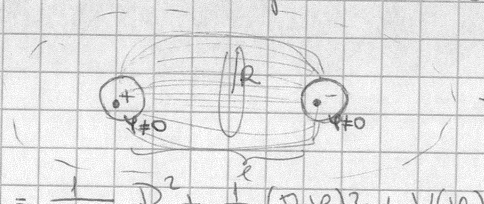
furcsán viselkedő anyag a vákuum, normál állapotba a relatív permeabilitás 0 (nem 1)

$$-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\underline{E}^2 - \underline{B}^2)$$

$Z(\varphi) = \varphi^2$ a nulla körül

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}(m^2 - \underline{E}^2)\varphi^2 - \frac{1}{2}\underline{B}^2\varphi^2 - \lambda\varphi^4 + \frac{1}{2}\partial_\mu\varphi\partial^\mu\varphi - J_\mu A^\mu$$

statikus megoldás $J_0 \neq 0 \quad \underline{J} = 0 \Rightarrow \underline{B} = 0$



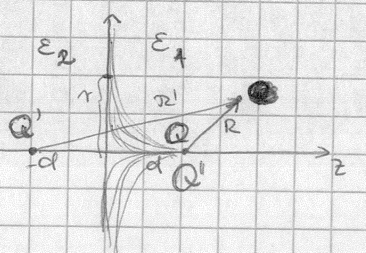
távol $\varphi = 0$

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2Z(\varphi)}\underline{D}^2 + \frac{1}{2}(\underline{\nabla}\varphi)^2 + V(\varphi) \rightarrow \underline{D} \text{ nem hatol be a normál állapotba}$$

$$\Delta\varphi - V'(\varphi) + E^2\varphi^2 = 0$$

fluxuscső alakul ki: $\mathcal{E} \sim R^2 E^2 \ell \Rightarrow$ lineárisan nő az energiája a távolsággal

$ER^2 \approx q$ töltés



$\varepsilon_1 = 1$ és $\varepsilon_2 = 0$ esetén ???

$$\underset{z>0}{\Phi_+} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_1}\left(\frac{Q}{r} + \frac{Q'}{r'}\right)$$

$$Q' = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} Q$$

$$\underset{z<0}{\Phi_-} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_2}\left(\frac{Q''}{r}\right)$$

$$\left.\begin{array}{l} \Phi_+(z=0) = \Phi_-(z=0) \\ D_{z1} = D_{z2} \end{array}\right\}$$

határfeltételek

$$D_z^+ = -\left.\frac{\partial\Phi_+}{\partial z}\right|_{z=0} \varepsilon_1$$

$$D_z^- = -\left.\frac{\partial\Phi_-}{\partial z}\right|_{z=0} \varepsilon_2 = \frac{Qd}{4\pi r^3}\left(-\frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}\right)$$

$0 = \varepsilon_2$ esetén nem hatol be $\underline{D}$ külső tér

elektromágneses hullámok – Fresnel képletek

$\varepsilon_1 = 1$, merőleges beesés $\quad \underset{\text{reflexió}}{R} = \left(\frac{1-\varepsilon_2}{1+\varepsilon_2}\right)^2 \xrightarrow{\varepsilon_2} 1$ teljes visszaverődés

$\downarrow$
0

tehát a modellben egy különleges vákuum van, ami a QCD teret nem engedi be dinamikailag sem

ezt szokták "soft-bag" = "puha zsák" modellnek nevezni (nincs geometriai határ)

<u>Ginzburg-Landau</u> elmélet (1950)

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}\left[(\nabla - ie^*A)\Phi\right]^*\left[(\nabla - ie^*A)\Phi\right] + V(|\Phi|)$$

$\Phi_{vákuum} \neq 0 \to$ szupravezető alapállapot

$\frac{1}{2} e^{*2} A^2 |\Phi_0|^2 \Rightarrow m_{eff} = e^* |\Phi_0|$

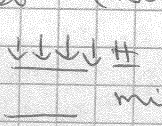
hozzá lehet írni az eddigit $\frac{1}{2}(\cancel{E^2} + B^2)$

$\qquad\qquad B = \text{rot}\, A$

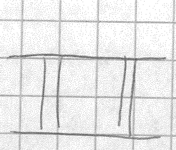
$$(\Delta + m_{eff}^2) A = j$$

$A \sim e^{-m_{eff} r}$ Meissner-eff.

Abrikoszov (1954)



külső térben minta

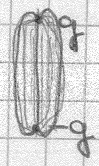


fluxuscsövek jöhetnek létre

kvantált mágneses fluxus

$e\Phi_{mágn} = n 2\pi$

$eg = (\ )n$
(Dirac)



mágneses monopólust képzelhetünk az anyagba

Összefér-e a kettő? igen

távolsággal lineárisan nő az energiájuk

elektromágnesség duális szimmetriája

$E \leftrightarrow -H$, $D \leftrightarrow B$

az üres tér egyenletei nem változnak

forrásokra nem duálisak $j_{el} \not\leftrightarrow j_{mágn}$

$\nexists$ mágn. monopólus

ha volna mágneses monopólus sűrűség, az létre tudna hozni egy t'Hooft féle $\varepsilon \to 0$ dielektromos állandójú közeget

$$\underline{B} = \mu_0 (\underline{H} + \underline{M}), \quad \underline{M} = \chi_{mágn} \underline{H}, \quad \mu = 1 + \chi_{mágn}$$

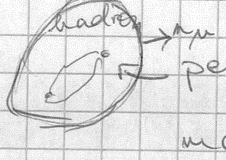
$$\underline{B} = 0 \text{ Meissner} \Rightarrow \chi_{mágn} = -1 \Rightarrow \mu = 0$$

ennek a duálisa kell nekünk, ahol $\varepsilon = 0$ és elektromos fluxuscső

QCD vákuumában kromomágneses monopólusok kondenzátuma képzelhető el.

MIT - zsák modell (1973)

a hadront egy éles fal választ el a külvilágtól, belül a hadronban szabadon viselkednek a kvarkok



perturbatív vákuum

magasabb energiájú állapotban van $\Rightarrow$ méret

$$S = \int_{zsák} d^4x \left(-\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{a\mu\nu}\right) - B \int_{zsák} d^4x$$

B: zsákállandó

← véges térfogatból pot. en.

$$-\int_{zsák} d^4x \, -\frac{1}{4g^2} f^a_{\mu\nu} f^{a\mu\nu} \quad \text{gluonokra}$$

$$-\int_{zsák} d^4x \, \bar{q}\left(i\partial\!\!\!/ - g\frac{1}{2}\lambda^a A^a_\mu \gamma^\mu\right) q \quad \text{kvarkokra}$$

$$-B \int_{zsák} d^4x$$

megoldásnál határfeltételek kellenek

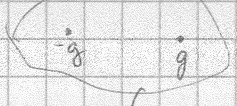
$$\underline{n}\,\underline{E}^a = 0 \qquad (f^a_{i0})$$ nem megy ki színfluxus

$$n_0 \underline{E}^a + \underline{n} \times \underline{B}^a = 0$$

↳ határon variálásból jönnek ki

határt variálva : $\frac{1}{2}(\underline{E}^2 - \underline{B}^2)\Big|_{határ} = B$ ← zsákállandó

beleraktunk forrást



$$-\int_{zsák} j^a_\mu A^{\mu a}$$

$$j^a_0 = g\frac{1}{2}\lambda^a_{(1)}\delta^{(3)}(\underline{r}-\underline{r}_{(1)}) + g\frac{1}{2}\lambda^{(2)}_a\delta^{(3)}(\underline{r}-\underline{r}_{(2)})$$ a forrás

↑ részecske

$g' = \sqrt{\frac{4}{3}}\,g$ töltésű elektromos probléma

$-\sqrt{\frac{4}{3}}\,g \bullet\longleftrightarrow\bullet\, g\sqrt{\frac{4}{3}}$

$$\operatorname{div}\underline{E} = g'\left(\delta(\underline{r}-\underline{r}_1) - \delta(\underline{r}-\underline{r}_2)\right)$$

$$\underline{B} = 0$$

$\frac{1}{2}\underline{E}^2_{határ} = B$ ezzel a határfeltétellel kell megoldani az elektrodinamikát

$$\Phi(r,\vartheta) = \frac{g'}{4\pi}\left(\frac{1}{|\underline{r}-\underline{r}_1|} - \frac{1}{|\underline{r}-\underline{r}_2|}\right) + \sum_{l=0}^{\infty} c_l r^l P_l(\cos\vartheta)$$

határt csak egy speciális mérettartományú helyen lehet írni → meghatározza a tartomány méretét és alakját

meghatározható numerikusan a lineáris potenciál.

$$V_{q\bar{q}}(r) = \frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + \sigma r$$

↑ húrfeszültség ← spektroszkópiából

($c\bar{c}$)
($b\bar{b}$) kvarkónium spektroszkópia

$m_c \sim 1{,}5$ GeV jó kötött állapot leírás

$m_b \sim 4{,}5$ GeV