

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

VOL. 6.

No 5.

SZEPTEMBER — OKTÓBER 1958

BUDAPEST

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
K Ö Z L E M É N Y E I

Bardócz Árpád, Erő János, Kiss István, Mátrai Tibor,
Mertz János, Náray Zsolt, Pál Lénárd és Vödrös Dániel
közreműködésével szerkeszti
Fenyves Ervin

6.évfolyam 5.szám

1958.szeptember-október

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Graff György és Jánossy Lajos: A fény klasszikus fluktuációjának vizsgálata	329
2. Bozóky György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva: Nagyenergiájú magkölsönhatásokban keletkezett szekunder részecskék szögeloszlásának vizsgálata	339
3. Fenyves Ervin, Gombosi Éva és Surányi Péter: 10 és 1000 GeV közötti primérenergiájú magkölsönhatások ...	345
4. Bozóki György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva: 9 BeV-es protonok által létrehozott kölsönhatások tanulmányozása fotoemulzióban	351
5. Keszthelyi Lajos és Zimányi József: β -részecskék polarizációja Li^8 atommagok bomlásában	358
6. Zimányi József: Polarizált nehéz részecskék emisszióját követő gamma sugarak cirkuláris polarizációja ...	361
7. Lovas István: Rugalmasan szórt fotonok polarizációja ..	367
8. Györgyi Géza: Köttött állapotok a mezon-pár-elméletben /az NK hyperon-modell/	373
9. Menyhárd Nóra: Egy új kiválasztási szabály gyenge kölsönhatásokra	380
10. Marx György: A fermionok másodrendű hullámegyenletéről.	384
11. Marx György: A folytonos transzformációk alaptétele a kvantumelméletben	397
12. Siklós Tivadar és Sz.V.Tyablikov: Az egytengelyű kristályok ferromágneses anizotrópiája kvantumelméletéhez	408
13. Zsigmond György és Tarnóczy Tivadar: Homogén mágneses terek előállítása kompenzált szolenoiddal	420

-.--

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

A FÉNY KLASSZIKUS FLUKTUÁCIÓJÁNAK VIZSGÁLATA

Irta: Graff György és Jánossy Lajos

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

Feltesszük, hogy a fényforrás atomjai különböző rendezetlen t' időkbén olyan jeleket emittálnak, melyeknek különböző, véletlen φ fázisuk, ε polarizációs szögük E amplitudójuk és ω frekvenciájuk van. A t' -re, ε -ra és φ -re vonatkozóan egyenletes elosztást tételezünk fel, az E -re és ω -re vonatkozóan azonban olyan valószínűségi sűrűségfüggvényt írunk fel, amelynek az atomok hőmozgása következtében fellépő Doppler-effektus miatt valamilyen $\omega = \omega_0$ értéknél maximuma van és véges szélességű frekvenciasávon különbözik zérustól.

Az elemi emissziós jel két komponense az x -tengely irányában

$$e_y(t) = E e^{-\mathcal{J}(t-t')} \sin(\omega[t-t'] + \varphi) \sin \varepsilon$$

és

$$l_z(t) = E e^{-\mathcal{J}(t-t')} \sin(\omega[t-t'] + \varphi) \cos \varepsilon$$

Ebből a klasszikus képből kiindulva, valószínűségszámítási módszerek segítségével meghatározzuk a fényintenzitás fluktuációjának, két fénysugár interferenciájának és koincidencia-berendezéssel mérhető korrelációjának várható értékeit.

A monokromatikus fénysugárzás intenzitásának fluktuációjával egy előbbi dolgozat [1] már foglalkozott. A fluktuációkat a dolgozat a fényforrás különböző atomjai által rendezetlenül emittált fényimpulzusok interferenciája következményének tekintette. Feltette, hogy az atomok különböző időpillanatokban emittálnak s hogy a jelek időben exponenciálisan lecsöngenek.

Egy, az x -tengely irányában haladó fénysugarat tekintve, feltette, hogy egy $t=t'$ időpillanatban emittált jel elektromos vektorának y komponense a $t=t$ időben a következő:

$$e_y(t) = \begin{cases} E e^{-\gamma(t-t')} \sin(\omega(t-t') + \varphi), & \text{ha } t > t' \\ 0, & \text{ha } t < t'. \end{cases} \quad (1)$$

A különböző jelek φ fázisára, ε polarizációs szögére és az emisszió időpillanatára vonatkozóan véletlen eloszlást tételezett fel. Az y irányba eső elektromos térerősség

$$E_y(t) = \sum e_y(t) \quad (2)$$

ahol az összegezést minden olyan hullámvonulatra ki kell terjeszteni, amely a megfigyelés helyét t idő előtt éri el. A t időben vett fényintenzitás

$$J(t) = E_y^2(t) + E_z^2(t) + F_y^2(t) + F_z^2(t) \quad (3)$$

ahol

$$\left. \begin{aligned} F_y(t) &= \frac{1}{\omega} \frac{\partial E_y(t)}{\partial t} \\ F_z(t) &= \frac{1}{\omega} \frac{\partial E_z(t)}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Feltételezve, hogy $\omega \gg \gamma$, (3) a fény sok rezgésére átlagolt közepes energiaárama.

A fenti modell azonban nem írja le a valóságos helyzetet. Egy valódi fényforrásnál tekintetbe kell venni, hogy az egyes atomok nem sugároznak pontosan azonos frekvencián. A frekvenciák az atomok hőmozgása következtében fellépő Doppler-effektus miatt különböznek egymástól. Amellett tehát, hogy a jelek alakjára vonatkozó (1) feltevést érvényesnek tekintjük, az egyes jelek frekvenciáját különböző értékűnek választjuk. Így annak a valószínűsége, hogy dt' időben (1) alakú jel emittálódjék

$$\bar{p}(E, \omega, \varepsilon) dE d\omega d\varepsilon d\varphi dt' \quad (5)$$

Feltesszük, hogy ennek a valószínűségnek valamilyen $\omega = \omega_0$ értéknél éles maximuma van. A valószínűség nem függ φ -től, azaz az egyes jelek fázisait egyenletesen elosztottnak tekintjük; a valószínűség nem függ explicit módon ε -től, ha a forrás polarizálatlan fényt emittál. Irhatjuk

$$\bar{p}(E, \omega, \varepsilon) = Np(E, \omega) / 2\pi^2$$

ahol

$$\frac{N}{2\pi^2} \int p(E, \omega) dE d\omega d\varepsilon d\varphi = N \int p(E, \omega) dE d\omega = 1$$

és N az impulzusok egységnyi időre eső várható értéke.

A rövidség kedvéért jelöljük paramétereinket egy jellel

$$t', E, \omega, \varphi, \varepsilon = \underline{A} \tag{6}$$

továbbá vezessük be a

$$e_y(t) = x_1(\underline{A}, t), \quad e_z(t) = x_2(\underline{A}, t), \quad f_y(t) = x_3(\underline{A}, t), \quad f_z(t) = x_4(\underline{A}, t) \tag{7}$$

jelölést, ahol $e_z(t)$ $e_y(t)$ -ből adódik, ha $\cos \varepsilon$ -t $\sin \varepsilon$ -val helyettesítjük; $f_y(t)$ és $f_z(t)$ $e_y(t)$ -ből és $e_z(t)$ -ből adódik, $\sin(\omega t + \varphi)$ -nek $\cos(\omega t + \varphi)$ -vel való helyettesítése után.

Tekintsük a térerősség komponenseinek értékeit két különböző időpontban.

Annak a jelnek, amely t időben $x_i(\underline{A}, t)$ $i=1,2,3,4$ komponensekkel rendelkezik, egy későbbi, $t+T$ időben $x_i(\underline{A}, t+T)$ komponensei lesznek. Azoknak a jeleknek az $x_i(\underline{A}, t)$ komponensei, melyek egy t és $t+T$ közé eső időpillanatban emittálódnak, zérus értékűek lesznek, de $x_i(\underline{A}, t+T)$ komponensei zérustól különböznek, s értéküket (1) és (7) határozza meg. Irhatjuk

$$x_i(\underline{A}, t+T) = x_i(\underline{A}', t)$$

ahol

$$\underline{A}' = t - T, E, \omega, \varphi, \varepsilon$$

Definícióként bevezetjük

$$x_i(\underline{A}', t) = x_{i+4}(\underline{A}, t) \quad i=1,2,3,4 \tag{8}$$

és a nyolc $x_i(\underline{A}, t)$ függvényt egy nyolc-dimenziós \underline{x} mennyiség komponenseinek tekintjük. Bevezetjük továbbá az \underline{s} , szintén nyolc-komponensű mennyiséget; s_i az elemi emisszió x_i komponensének hozzájárulása a teljes térerősség i -edik komponenséhez, S_i -hez. A teljes térerősség komponensei a két időpillanatban, t -ben és $t+T$ -ben így nyolc mennyiséggel adottak

$$\underline{S} = \sum \underline{s}$$

$$\underline{S}_i = \sum s_i$$

ahol az összegezést minden, a fényforrásban bekövetkező emisszió hozzájárulására terjesztettük ki.

A gyakorlati alkalmazások legnagyobb részében a térerősségek maguk nem érdekelnek bennünket. Sokkal fontosabbak a teljes fénysugár, vagy annak az y , illetve z tengely irányával párhuzamosan polarizált komponensének intenzitása. Jelöljük a t és $t+T$ időbeni intenzitásokat J_1 és J_2 -vel, s a polarizált komponensek intenzitásait a következőképpen:

$$J_{1y}, J_{1z}, J_{2y}, J_{2z}$$

Ezen hat komponens mindegyike helyett röviden J_α -t, vagy J_β -t írhatunk, ha α vagy β a következő hat index egyike helyett áll: $1, 2, 1y, 1z, 2y, 2z$.

Ezek után

$$J_\alpha = \sum_{(\alpha)} S_i^2, \quad J_\beta = \sum_{(\beta)} S_i^2$$

ahol az $\sum_{(\alpha)}$ (vagy $\sum_{(\beta)}$) összegezés i megfelelő értékeire vonatkozik, azaz

$$\text{ha } \alpha = 1, \quad i = 1, 2, 3, 4; \quad \text{ha } \alpha = 2, \quad i = 5, 6, 7, 8$$

$$\text{ha } \alpha = 1y, \quad i = 1, 3; \quad \text{ha } \alpha = 2y, \quad i = 5, 7$$

$$\text{ha } \alpha = 1z, \quad i = 2, 4; \quad \text{ha } \alpha = 2z, \quad i = 6, 8$$

ahogyan ez a definíciókból következik.

A fényforrás atomjainak rendezetlen emissziói miatt az intenzitás különböző J_α komponensei időben fluktuálnak.

Határozzuk meg az \underline{S} nyolc komponensének szimultán valószínűségi eloszlását - jelöljük ezt az eloszlást $P(\underline{S})$ -el. $P(\underline{S})d\underline{S}$ annak a valószínűsége, hogy egy adott t időben a térerősség négy komponense S_1, S_2, S_3, S_4 körül, s egy későbbi, $t+T$ időben S_5, S_6, S_7, S_8 körül található. Célszerű a $P(\underline{S})$ eloszlás generátorfüggvényét bevezetni.

$$G(\underline{v}) = \int e^{\underline{v} \cdot \underline{S}} P(\underline{S}) d\underline{S}$$

és

$$H(\underline{v}) = \ln G(\underline{v})$$

ahol \underline{v} a nyolc $v_i, i=1,2,\dots,8$ komponens helyett áll, és

$$\underline{v} \underline{s} = \sum_{i=1}^8 v_i s_i$$

A (9) integrál az \underline{s} nyolc komponensére vett nyolcszoros integrál.

A $P(\underline{s})$ eloszlás $H(\underline{v})$ logaritmus generátorfüggvényét a következő módon lehet meghatározni. Annak a valószínűsége, hogy egy $d\underline{A}$ -ban keletkező emisszió \underline{s} -t adja hozzá \underline{s} -hez a következő:

$$P_{\underline{A}}(\underline{s}) = (1 - p(\underline{A})d\underline{A}) \delta(\underline{s}) + p(\underline{A})d\underline{A} \delta(\underline{s} - \underline{x}) \quad (12)$$

ahol $p(\underline{A})d\underline{A}$ az (5) kifejezés helyett áll, és $\delta(\underline{s}), \delta(\underline{s} - \underline{x})$ nyolc-dimenziós Dirac-függvények. A jobboldal első tagja annak a valószínűsége, hogy $d\underline{A}$ -ban nincs emisszió, - ebben az esetben természetesen $\underline{s} = 0$. A második kifejezés a $d\underline{A}$ -beli emisszió valószínűsége, - ekkor, nyilvánvalóan $\underline{s} = \underline{x}$.

A (12) kifejezésben az egyes $d\underline{A}$ cellák \underline{s} hozzájárulását tekintettük \underline{s} -hez. Az egyes cellákhoz tartozó eloszlások összegezésével adódik a $P(\underline{s})$ eloszlás. A $P(\underline{s})$ explicit kifejezésére azonban nincs szükségünk, - a (10) logaritmus generátor-függvény (12) -ből egyszerűen kiszámítható, s számításainkhoz elégséges.

Az egyes $d\underline{A}$ cellákhoz tartozó eloszlások generátorfüggvényei

$$g(p_{\underline{A}}(\underline{s}); \underline{v}) = \int e^{\underline{v}\underline{s}} p_{\underline{A}}(\underline{s}) d\underline{s} = 1 - p(\underline{A})d\underline{A} + e^{\underline{v}\underline{x}} p(\underline{A})d\underline{A} \quad (13)$$

ahol $\underline{v}\underline{x} = \sum_{i=1}^8 v_i x_i$; logaritmus:

$$\ln g = (e^{\underline{v}\underline{x}} - 1) p(\underline{A})d\underline{A}$$

Összegezve minden $d\underline{A}$ cellára, $H(\underline{v})$ -re a következő kifejezés adódik:

$$H(\underline{v}) = \ln G(P; \underline{v}) = \int (e^{\underline{v}\underline{x}} - 1) p(\underline{A}) d\underline{A} \quad (14)$$

ahol az integrálás ötszörös a $t, E, \omega, \varepsilon, \varphi$ paraméterek szerint.

A $H(\underline{v})$ deriváltjai a $\underline{v} = 0$ helyen adják a $P(\underline{s})$ eloszlás szemivariánsait. Jelöljük a v_i, v_k, \dots szerinti deriválásokat i, k, \dots indexekkel, és írjunk a $H(\underline{v})$ v_i, v_k, \dots szerinti, $\underline{v} = 0$ helyen vett deriváltjai helyébe $H_{ik} \dots$ -t. Így

$$H_i = \left(\frac{\partial H(V)}{\partial v_i} \right)_{v=0}, \quad H_{ik} = \left(\frac{\partial^2 H(V)}{\partial v_i \partial v_k} \right)_{v=0}, \quad \text{stb.} \quad (15)$$

(14)-et differenciálva a (15) jelölések segítségével kapjuk

$$H_i = \int x_i(A) p(A) dA, \quad H_{ik} = \int x_i(A) x_k(A) p(A) dA \quad (16)$$

$x_i(A)$ explicit kifejezését beírva, látjuk, hogy a fázisszögre való integrálás miatt minden páratlan rendű szemihinvariáns eltűnik. Így

$$H_i = H_{ikl} = \dots = 0 \quad (17)$$

A szemihinvariánsok segítségével kifejezhetjük a $P(\underline{S})$ eloszlás momentumait. Speciálisan

$$\langle S_i \rangle = H_i = 0 \quad i = 1, 2, \dots, 8 \quad (18)$$

Ennek figyelembevételével a másodrendű momentum

$$\langle S_i S_k \rangle = H_{ik} \quad i, k = 1, 2, \dots, 8 \quad (19)$$

(19) segítségével

$$\langle S_i S_k \rangle = \int x_i(A) x_k(A) p(A) dA \quad (20)$$

A harmadrendű momentum eltűnik, azaz

$$\langle S_i S_k S_l \rangle = 0 \quad i, k, l = 1, 2, \dots, 8$$

s a negyedrendű a következőképpen adódik:

$$\langle S_i S_k S_l S_{lm} \rangle = H_{iklm} + H_{ik} H_{lm} + H_{il} H_{km} + H_{im} H_{kl} \\ i, k, l, m = 1, 2, \dots, 8$$

Speciálisan

$$\langle S_i^2 S_k^2 \rangle - \langle S_i^2 \rangle \langle S_k^2 \rangle = H_{iikkk} + 2H_{ik}^2 \quad (21)$$

A különböző intenzitások várható értékei így

$$\langle J_d \rangle = \sum_{(\alpha)} \langle S_i^2 \rangle \quad (22)$$

$x_i(A)$ kifejezését beírva (20)-ba, kapjuk

$$\langle S_i^2 \rangle = \frac{N}{8\gamma} \bar{E}^2 \quad i = 1, 2, 3, \dots, 8 \quad (23)$$

ahol

$$\bar{E}^2 = \int E^2 p(E, \omega) dE d\omega \quad (24)$$

Igy a négy polarizált komponens mindegyikére

$$J_{\alpha'} = 2 \langle S_i^2 \rangle = \frac{1}{2} n \bar{E}^2$$

adódik, ahol $\alpha = 1_y, 1_z, 2_y, 2_z$ és $n = \frac{N}{2\gamma}$

A két intenzitás várható értékének szorzata

$$\langle J_\alpha J_\beta \rangle = \sum_{(\alpha, \beta)} \langle S_i^2 S_\kappa^2 \rangle$$

ahol az összegezést úgy kell érteni, hogy i az összes, α -val jelzett, κ az összes β -val jelzett indexeken szalad végig. (21) és (22) segítségével

$$\langle J_\alpha J_\beta \rangle = \langle J_\alpha \rangle \langle J_\beta \rangle + \sum_{(\alpha, \beta)} (H_{ii\kappa\kappa} + 2H_{i\kappa}^2) \quad (25)$$

adódik. H kiszámításakor láthatóan különböző indexű szemihinvariánsokat, azaz különböző integrálokat kell kiszámítanunk. A számítás nagymértékben egyszerűsödik, ha az összegezést és az integrálást megfelelő módon felcseréljük. Pl.

$$\sum_{(\alpha, \beta)} H_{ii\kappa\kappa} = \int \sum_{(\alpha)} x_i^2(A) \sum_{(\beta)} x_\kappa^2(A) p(A) dA$$

ahol a jobboldali integrandus az időt már tisztán exponenciális módon tartalmazza.

Minden szemihinvariáns arányos n -el, ahol

$$n = \frac{N}{2\gamma}$$

A momentumok n hatványaival arányos tagokat tartalmaznak. n jelenti az $\frac{1}{2}\gamma$ idő, azaz egy atom gerjesztési ideje alatt emittált fényimpulzusok számát. A legtöbb esetben $n \gg 1$, azaz az impulzusok erősen fedik egymást; ebben az esetben az n legmagasabb hatványait tartalmazó tagok a momentumok jó közelítését adják. Az $\frac{1}{2}n \gg 1$ esetben a legalacsonyabb hatványt tartalmazó tagok érdekesek.

(25) -ből többek között a következő eredmény adódik: Ha (16) segítségével kiszámítjuk a megfelelő szemihinvariánsokat, a polarizált fény egyes komponenseinek intenzitásfluktuációja

$$\langle (\delta J_{\alpha'})^2 \rangle / \langle J_{\alpha'} \rangle^2 = 1 + \frac{1}{n} \frac{3\bar{E}^4}{4\bar{E}^2} \quad (26)$$

ahol

$$\alpha' = 1y, 1z, 2y, 2z$$

A fenti fluktuációnak kb. a fele adódik polarizálatlan fény-sugár esetére.

$$\langle (\delta J_1)^2 \rangle / \langle J_1 \rangle^2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{n} \frac{\bar{E}^4}{2\bar{E}^2} \quad (27)$$

A különbözőképpen polarizált komponensek korrelációja igen kicsi. Feltéve, hogy $n \gg 1$,

$$\frac{\langle \delta J_{1y} \delta J_{1z} \rangle}{[\langle (\delta J_{1y})^2 \rangle \langle (\delta J_{1z})^2 \rangle]^{1/2}} = \frac{2\bar{E}^4}{3\bar{E}^4 + n(\bar{E}^2)^2}$$

Lényegesen új eredményre vezet a két időpillanatban tekintett intenzitások korrelációjának kiszámítása.

$$\langle \delta J_{1y} \delta J_{2y} \rangle = e^{-2\gamma T} \left(\frac{1}{4} n^2 \bar{E}^4 + \frac{3}{16} n \bar{E}^2 \right) \quad (28)$$

ahol

$$\bar{E}^4 = \iiint \cos(\omega - \omega') T \cdot p(E, \omega) p(E', \omega') E^2 E'^2 dE dE' d\omega d\omega' \quad (29)$$

Ha a fény-sugár spektruma nagyon keskeny, akkor az integrál $\omega = \omega' = \omega_0$ hely kivételével eltűnik, és így az integrandusban $\cos \sim 1$. Ebben az esetben $\bar{E}^4 \sim (\bar{E}^2)^2$ s a két időpillanatban vett intenzitás korrelációja exponenciálisan csökken az időkülönbség növelésével.

Ha azonban $T \gg \frac{1}{\Delta\omega_0}$, ahol $\Delta\omega$ az emissziós spektrum effektív szélessége, akkor, megint csak a \cos faktor miatt $\bar{E}^4 \ll \ll (\bar{E}^2)^2$ s a korreláció exponenciálisnál jóval gyorsabban esik.

Megjegyezzük, hogy (28) második tagja független a spektrális eloszlástól.

A fény interferenciájának tanulmányozása hasonló eredményekre vezet. Jelöljük két fény-sugár utkülönbségét l -el, akkor a felfogó ernyő egy pontjában az ezen sugarak egyesítésével adott fényintenzitás

$$J_{\alpha} + J_{\beta} + 2 \sum_{(\alpha, \beta)} \langle S_i S_k \rangle = \kappa \bar{E}^2 + n e^{-\frac{\gamma}{c} l} \int E^2 \cos \frac{\omega}{c} l \cdot p(E, \omega) dE d\omega \quad (30)$$

ahol $\alpha = 1y, \beta = 2y$

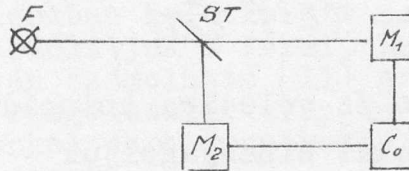
vagy $\alpha = 1z, \beta = 2z$

és ahol $\langle S_i, S_k \rangle$ -ban l/c -t irtunk T helyett.

Ha a spektrum igen keskeny, a (30)-ban álló integrál értéke közelítően $\bar{E}^2 \cos \frac{\omega_0}{c} l$. Az elemi emissziókra feltett időbeli lecsengés miatt a koherencia az utkülönbség növelésével exponenciálisan csökken. Ha azonban $\frac{\Delta\omega}{c} l \gg 1$, az integrál értéke gyorsan csökken, - a koherencia, a különböző frekvenciájú sugarak inkoherenciája miatt exponenciálisnál jóval gyorsabban csökken.

-.-.-.-

Tekintsük a következő kísérleti berendezést.



Egy F fényforrásban emittált fénysugarat az ST féligáteresztő tükör két komponensre bont. A komponenseket a C_0 koincidenciakörbe kapcsolt, M_1 és M_2 foto-multiplierek regisztrálják.

A koincidenciák átlagértéke ebben a berendezésben

$$\bar{c} = 2 \int_0^{\tau} \langle J_1 \rangle \langle J_2 \rangle dT$$

ahol τ a koincidenciakör felbontóképessége.

Az intenzitások fluktuációja nélkül a koincidencia szám átlagértéke

$$\bar{c} = 2 \int_0^{\tau} \langle J_1 \rangle \langle J_2 \rangle dT = 2\tau \langle J_1 \rangle \langle J_2 \rangle$$

A korrelált fluktuáció következtében fellépő szisztematikus, "külön" korreláció várható értéke

$$\Delta C = c - \bar{c} = 2 \int_0^{\tau} \langle \delta J_1, \delta J_2 \rangle dT$$

(28) felhasználásával

$$\Delta C = \frac{3n}{16} \bar{E}^4 \cdot \frac{1 - e^{-2\gamma T}}{\gamma} + \frac{1}{2} n^2 \int_0^{\tau} e^{-2\gamma T} \bar{E}^4 dT \quad (31)$$

(29) segítségével adódik

$$\int_0^{\tau} e^{-2\gamma T} \tilde{E}^4 dT = \int_0^{\tau} \cos(\omega - \omega') T \cdot e^{-2\gamma T} dT \iiint \int E^2 E'^2 p(E, \omega) p(E', \omega) dE dE' d\omega d\omega'$$

A fenti integrál értékére abban az esetben, ha $p(E, \omega)$ -nak egy ω_0 érték körül éles maximuma van, s a frekvencia-sáv $\frac{1}{\tau}$ -nél jóval keskenyebb

$$\int_0^{\tau} e^{-2\gamma T} \tilde{E}^4 dT \sim (\bar{E}^2)^2 \frac{1 - e^{-2\gamma\tau}}{2\gamma}$$

adódik. Ha azonban $\gamma\tau \gg 1$ és $\Delta\omega \cdot \tau \gg 1$, akkor közelítően

$$\int_0^{\tau} e^{-2\gamma T} \tilde{E}^4 dT \sim (\bar{E}^2)^2 \frac{1}{2\Delta\omega} \arctg \frac{\Delta\omega}{\gamma}$$

Ha még ezenkívül $\Delta\omega \gg \gamma$ akkor

$$\int_0^{\tau} e^{-2\gamma T} \tilde{E}^4 dT \sim (\bar{E}^2)^2 \frac{\pi}{4\Delta\omega}$$

A szisztematikus és véletlen koincidenciaszám aránya, ha az $1/n$ -el arányos tagokat elhanyagoljuk

$$\frac{\Delta C}{\bar{C}} \sim \frac{\arctg(\Delta\omega/\gamma)}{2\Delta\omega \cdot \tau}, \quad \text{ha } \Delta\omega, \gamma \gg \frac{1}{\tau}$$

---,---

I r o d a l o m

[1] L. Jánossy, Nuovo Cimento, 6, 111 (1957)

Elhangzott szeptember hónapban az elemi részek fizikájáról tartott kollokviumon.

KFKI Közlemények 6.évf. 5.szám, 1958.

NAGYENERGIÁJU MAGKÖLCSÖNHATÁSOKBAN KELETKEZETT SZEKUNDER RÉSZECSKÉK SZÖGELOSZTLÁSÁNAK VIZSGÁLATA

Írta: Bozóki György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

$10^{10} eV - 10^{14} eV$ energiatartományba eső primérenergiával rendelkező magkölcsönhatásokban keletkezett szekunder részecskék szögelosztlását összehasonlitjuk a Fermi, Landau és Heisenberg [7-10] elméletek alapján számolható [11] szögelosztlásokkal. Kimutatjuk, hogy csupán a szögelosztlás alapján nem lehet eldönteni, hogy a multipllett mezonkelítésre vonatkozó fenti elméletek közül melyik tekinthető helyesnek.

Bevezetés

Az utóbbi években számos dolgozat foglalkozott a nagyenergiájú magkölcsönhatások során keletkezett szekunder részecskék szögelosztlásának vizsgálatával és megállapították, hogy a tömegközépponti /C/ rendszerben a részecskék emissziója anizotrop [1-5]. Az izotrop eloszlástól való eltérés még kisebb energiáknál is jelentkezik [6], és növekvő primérenergiával egyre jelentősebb lesz.

Mivel a szerzők általában eredményeiket csak egyes mezonkelítési elméletekkel hasonlitották össze, azért az elméleti és kísérleti szögelosztlások összehasonlitásából levont következtetéseiket fenntartással kell fogadni.

Jelen munka célja az, hogy a Fermi, Landau és Heisenberg elméletek [7-10] alapján számolt elméleti szögelosztlásokat [11] összevesse a rendelkezésre álló kísérleti anyaggal és ennek alapján következtetéseket vonjon le az egyes elméletek használhatóságára vonatkozóan.

Az elméleti és kísérleti szögeloszlások összehasonlítása

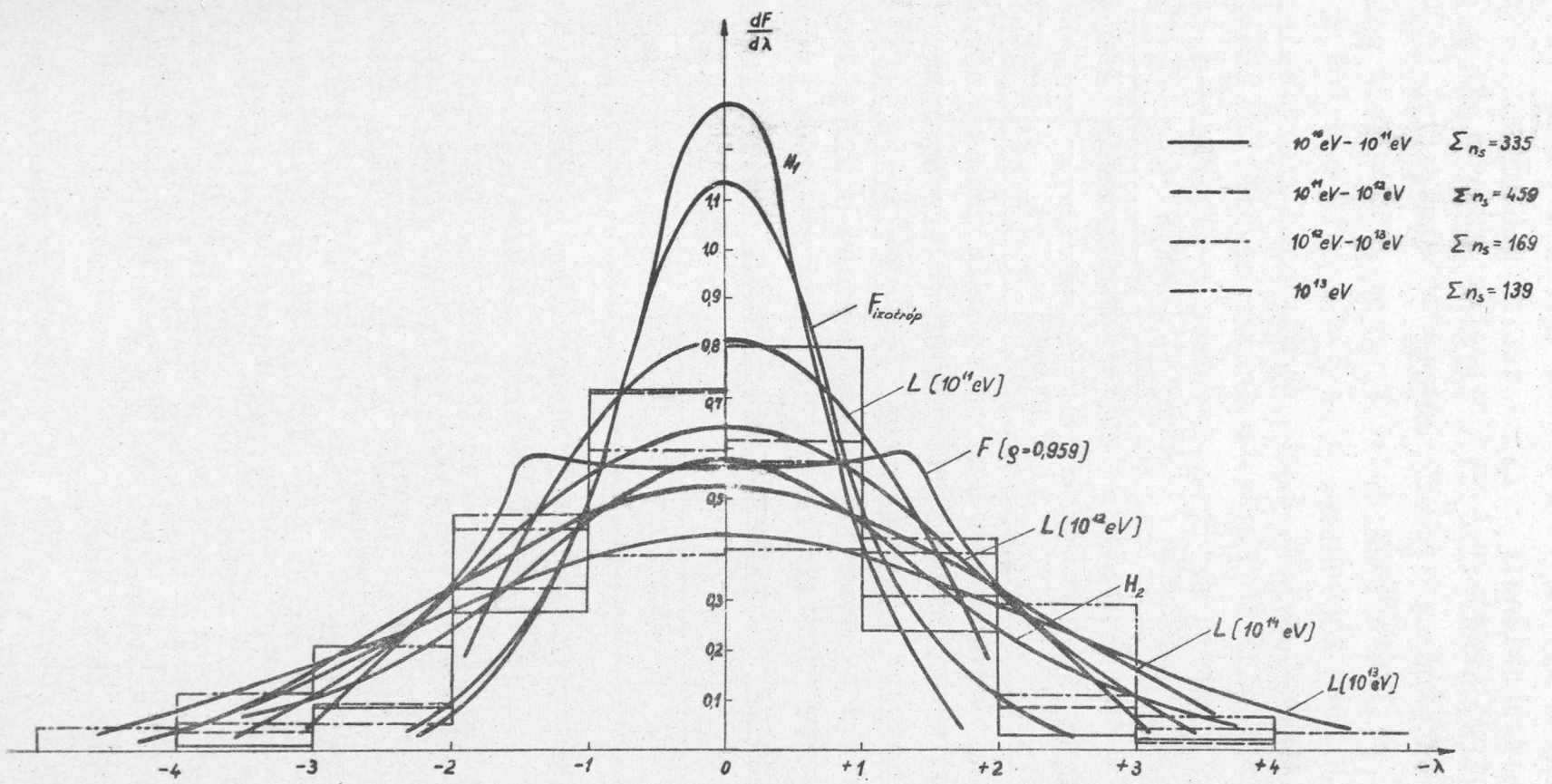
Ahhoz, hogy a kitűzött feladatot meg tudjuk oldani, nagyszámu adatra volt szükségünk. Ezért összegyűjtöttük az irodalomban található jetek szögeloszlására vonatkozó adatokat [6-10] és [12-17] és azokból energiatartományonként 1-1 "összetett jet"-et képeztünk. Az egyes események kiválasztásánál az $N_h \leq 5$, $n_s \geq 4$ relációk teljesülését követeltük meg, ahol N_h a szürke és fekete nyomok, n_s pedig a záporrészecskék száma. Ily módon a $10^{10}eV-10^{11}eV$, $10^{11}eV-10^{12}eV$, $10^{12}eV-10^{13}eV$ és $10^{13}eV-10^{14}eV$ energiatartományokban rendre 61, 42, 12 és 6 jetből összetett 335, 459, 169 és 139 záporrészecskét tartalmazó összetett eseményeket nyertünk.

Meg kell jegyeznünk, hogy az emulzióban található magkülcsönhatások nagy része nukleon-mag és nem nukleon-nukleon ütközéstől származik s a mai napig sem ismeretes olyan eljárás, melylyel biztosan különbséget lehetne tenni a kétfajta ütközés között. A jetekre vonatkozó szokásos kiválasztási szabály, mely a szürke és fekete nyomok számára tesz kikötést, nem zárja ki a nukleon-mag ütközéseket, csak bizonyos korlátozást jelent azok figyelembevételére.

Az összetett jetek szögeloszlását, valamint az izotop-emisszióknak megfelelő $F_{izotrop}$, medián impakt paraméterrel ($\rho = 0,959$) Fermi módosított elmélete alapján számolt $F_g = 0,959$, a 10^{11} , 10^{12} , 10^{13} , $10^{14}eV$ primér energiák esetén a Landau elmélet alapján számolt L és végül az alacsony $|10^{10}eV-10^{11}eV|$ és az extrém nagy $|>10^{12}eV|$ energiákra érvényes Heisenberg elmélete alapján számolt H_1 és H_2 elméleti szögeloszlásokat az 1. ábrán mutatjuk be. A kísérleti és elméleti eloszlásokra vonatkozó Pearson-féle valószínűségeket az I. táblázatban láthatók.

Látható az ábrából, valamint a táblázatból, hogy

1. a $10^{10}eV-10^{11}eV$ energiatartományban a kísérleti adatok leginkább az izotrop eloszlással közelíthetők,
2. a $10^{11}eV-10^{12}eV$ energiatartományban az izotrop eloszlástól való eltérés már nagyobb. A módosított Fermi elmélettel való egyezés is rossz, bár egyiket sem lehet - később említendő okok miatt - teljes biztonsággal kizárni. A Landau elmélettel azonban sokkal jobb egyezést mutatnak a kísérleti adatok,



1. ábra

3. a $10^{12} \text{ eV} - 10^{13} \text{ eV}$ energiatartományban az izotrop eloszlás kizárható, a többi elmélet egyformán jól közelíti a kísérleti adatokat,

4. a $10^{13} \text{ eV} - 10^{14} \text{ eV}$ energiatartományban az izotrop eloszláson kívül - mely kizárható - a módosított Fermi elmélettel [8] is meg lehetőszen rossz az egyezés.

		P_{x^2}			
Elmélet	Energiatartomány	$10^{10} - 10^{11} \text{ eV}$	$10^{11} - 10^{12} \text{ eV}$	$10^{12} - 10^{13} \text{ eV}$	$10^{13} - 10^{14} \text{ eV}$
Fermi	eredeti [7]/ F_{izotrop}	25%	$< 10^{-3}\%$	$\ll 10^{-3}\%$	$\ll 10^{-3}\%$
	módosított [8]/ $F_{\beta=0,959}$		$< 10^{-3}\%$	5%	$\sim 10^{-3}\%$
Heisenberg	H_1	$\ll 10^{-3}\%$			
	H_2			2,5%	10%
Landau	10^{11} eV	91%	$\sim 91\%$		
	10^{12} eV		20%	5%	
	10^{13} eV			5%	15%
	10^{14} eV				50%

I. táblázat

A medián ütközési paraméterrel számított Fermi elmélettel kapcsolatban tekintetbe kell venni, hogy az összetett jetek olyan kölcsönhatásokat is tartalmaznak [8-10, 12, 14, 17], melyeket α -részecske hozott létre és így lehetséges, hogy néhány igen kis szög alatt emittált részecske tulajdonképpen a primér α -részecske töredéke. Ez azt eredményezné, hogy a nyomok az előre irányuló kónuszban, közel a tengelyhez, vagyis kis ϑ értékeknél koncentrálnának. Ez a jelenség a $\lambda = \gamma c t g \vartheta$ görbe kis szögeknél jelentkező lefutását befolyásolja.

Nukleon-mag ütközés esetén az emittált részecskék szóródhatnak a magban, mielőtt elhagynák azt, és ez a szögeloszlásnak a

laboratóriumi (L) rendszerben való kiszélesedését okozza. Néhány ilyen részecske elég nagy szög alatt emittálódhat ahhoz, hogy a $\lambda = \gamma c t \gamma^3$ mennyiség differenciális eloszlásának nagy szögek felelőli lefutását elnyujtsa. Az ábrából látható, hogy a kísérleti eloszlás és az $F_p = 0,959$ görbe közti különbség pedig az egész kis és egész nagy szögek tartományában lényeges.

A Pearson-féle χ^2 -test számolásánál csak a bizonyos irányokban emittált záporrészek statisztikus fluktuációját vettük figyelembe és eltekintettünk a szögek mérésénél elkövetett szisztematikus hibáktól, valamint a γ érték hibájától. Az első hibaforrás igen kis értékeknél válik lényegessé, amikor is a kis szögeknél való eltérés tovább növekszik. A második hibaforrás egyszerűen a χ^2 -test szignifikanciáját rontja. Egy további hibalehetőség különösen a $10^{13} \text{eV} - 10^{14} \text{eV}$ energiatartományban az, hogy igen kevés esemény alkotja az összetett jetekeket, úgy, hogy az átlagos impakt paraméter lényegesen különbözhet a medián impakt paramétertől. Figyelembe kell venni továbbá azt is, hogy az elméleti görbék nukleon-nukleon ütközés esetére vonatkoznak, a kiválasztott jetek esetében pedig ez nem állapítható meg bizonyosan és ezek jelentős része valószínűleg komplex ütközéseknek felel meg.

Következtetések

A fentiek alapján mondhatjuk, hogy nagyenergiájú jetek szögeloszlása szignifikánsan anizotrop a C-rendszerben, de hogy az anizotrop szögeloszlást szolgáltató multiplett mezonkeltési elméletek közül melyik részesíthető előnyben az - noha bizonyos indikációk arra mutatnak, hogy a Fermi elmélet kevésbé jól írja le a jelenségeket, mint a Landau, vagy Heisenberg elmélet - egyedül a szögeloszlás vizsgálata alapján nem dönthető el. A vizsgálatok kiterjesztése a jetek egyéb tulajdonságaira, mint a szekunderek energia és impulzus eloszlása, továbbá transzverzális impulzusa, tehát rendkívül nagy jelentőséggel bír a további kutatások szempontjából.

I r o d a l o m

- [1] M.Schein, R.G.Glasser and D.M.Haskin: Nuovo Cim. 2 /1955/ 647.
- [2] A.Debenedetti, C.M.Garelli, L.Tallone and N.Vigone: Nuovo Cim. 4 /1956/ 1142.
- [3] I.M.Gramenickii, G.B.Zdhanova, E.A.Zamcharova and M.N.Scserbakova: JETP 32 /1957/ 936.
- [4] P.Ciok, M.Danysz, I.Gierula, A.Jurak, M.Miesowicz and W.Wolter: Nuovo Cim. 6 /1957/ 1409.
- [5] G.Bozoki, G.Domokos, E.Fenyves and É.Gombosi, K.Lanius and H.W.Meier.
International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles Padova-Venice /Sept.1957./
/to be published in Suppl. Nuovo.Cim./
- [6] L.v.Lindern: Nuovo Cim. 5 /1957/ 491.
- [7] E.Fermi, Progr.Theor.Phys. 5 /1950/ 570.
- [8] E.Fermi: Phys.Rev. 81 /1951/ 683.
- [9] L.D.Landau: Izv.Akad.Nauk.SSR. 17 /1953/ 51. /Ser.Fiz./
- [10] W.Heisenberg: Zs.Phys. 133 /1952/ 65.
- [11] Bozóki György, Gombosi Éva: KFKI Közl. 5 /1957/ 537.
- [12] C.Castagnoli, G.Cortini, C.Franzinetti, A.Manfredini, A.Moreno: Nuovo Cim. 10 /1953/ 1539.
- [13] M.Koshiha and M.P.Kaplon: Phys.Rev. 97 /1955/ 193.
- [14] P.Ciok, T.Coghen, I.Gierula, R.Holinski, A.Jurak, M.Miesowicz, T.Saniewska, O.Stanis, J.Pernegr; Nuovo Cim. 8 /1958/ 166
- [15] E.Edwards, J.Losty, D.A.Perkins, K.Pinkau, J.Reynolds: Phil.Mag. 5 /1958/ 237.
- [16] E.G.Boosz, A.H.Vinickii, Zs.Sz.Takibaev, I.A.Csasznikov: JETP 34 /1958/ 621.
- [17] E.Friedländer: Studii si Cerc. de Fiz. /sajtó alatt/

Érkezett 1958.szeptember 8.

KFKI Közlemények 6.évf. 5.szám, 1958.

10 ÉS 1000 GeV KÖZÖTTI PRIMÉRENERGIÁJU MAGKÖLCSÖNHATÁSOK

Irta: Fenyves Ervin, Gombosi Éva és Surányi Péter

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

Megmértük 7 nagyenergiájú magkölcsonhatás (főleg nukleon-mag illetve mag-mag ütközések) részecskéinek szög és energia eloszlását. A tömegközépponti rendszer Lorentz faktorát $\gamma_{c.M.}$ -t a szekundér energiákból és a szimmetria rendszer Lorentz-faktorát γ_{sz} -t pedig a szögeloszlásból határoztuk meg. Eredményként $\langle \frac{\gamma_{sz}}{\gamma_{c.M.}} \rangle = 0,92 \pm 0,15$ -t találtunk, amely a részecskék szimmetrikus emissziójának felel meg a tömegközépponti rendszerben. Meghatároztuk a szekundér részecskék tömegközépponti energia és tranzverzális impulzus eloszlását.

A vizsgálat tárgyát fotoemulzióban talált kozmikus sugárzás által keltett magkölcsonhatások záporrészein végzett mérések képezték. A magkölcsonhatásokat felületi kereséssel találtuk a fotoemulziós lemezekben, melyek az 1955.évi Pó-völgyi expedíció I-stack-jéből valók. A szekundérek energiájának mérhetősége volt az egyetlen követelmény az események kiválasztásánál, tekintet nélkül a primérrészecske természetére és a szürke, vagy fekete nyomok számára. Így az események többsége nukleon-mag, illetve mag-mag ütközésnek felel meg. Mérésünk célja a következő volt:

- a/ megvizsgálni a záporrészek emissziójának szimmetriáját előre-hátra irányban a tömegközépponti rendszerben,
- b/ meghatározni a záporrészek energiájának tömegközépponti rendszerbeli eloszlását és
- c/ tranzverzális impulzus eloszlását.

A tömegközépponti rendszerbeli szögeloszlás szimmetriája

A tömegközépponti rendszer labor-rendszerhez viszonyított sebességét a szokásos módon határoztuk meg [1] ($c=1$)

$$v = \frac{\sum_i p_i \cos \vartheta_i}{\sum_i E_i}$$

ahol p_i , E_i és ϑ_i a záporrészek impulzusa, energiája és emissziós szöge a labor-rendszerben.* v -ből a tömegközéppont Lorentz faktora

$$\gamma_{c.M.} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}}$$

A szokott módon azokat a részecskéket vettük záporrészeknek, amelyeknek ionizációja $I \leq 1,5 \cdot I_{min.}$. A kisebb energiájú záporrészek impulzusát egyszerű szórás mérésből, a nagyobb energiájúakat relativ szórás mérésből határoztuk meg. 7 olyan magkölcsonhátsást találtunk, amelyeknek közel minden záporrészének impulzusa mérhető volt. Az egyes esetekben az előre-hátra szimmetriától való eltérés nagy fluktuációt mutatott, mivel az egyes $\gamma_{c.M.}$ -eknek elég nagy statisztikus hibája volt. Ezért meghatároztuk azon $\gamma_{sz.}$ -kat is, melyek a labor-rendszerbeli eloszlásokat egy szimmetria-eloszlásba transzformálják és a $\gamma_{sz.}/\gamma_{c.M.}$ hányadost minden egyes

I. táblázat

A jet típusa	$\gamma_{c.m.}$	$\gamma_{sz.}$	$\gamma_{sz.}/\gamma_{c.m.}$
17 + 17 α	4,6 \pm 1,3	3,6 \pm 0,8	0,78 \pm 0,27
6 + 11 α	5,2 \pm 1,6	6,5 \pm 1,8	1,25 \pm 0,52
5 + 10 α	7,8 \pm 2,7	6,9 \pm 2,2	0,88 \pm 0,41
14 + 13n	5,9 \pm 2,1	7,7 \pm 1,9	1,30 \pm 0,57
17 + 10n	4,3 \pm 1,5	3,9 \pm 1,1	0,89 \pm 0,40
26 + 18 α	5,5 \pm 1,6	4,7 \pm 1,0	0,85 \pm 0,32
1 + 8p	23,2 \pm 10,5	25,4 \pm 8,1	1,09 \pm 0,61

* A fenti összefüggés akkor helyes, ha feltételezzük, hogy a töltött részecskék az impulzusmegmaradás elvét a semlegesektől függetlenül is teljesítik. Ez a feltételezés csak nagyszámú záporrész esetén áll fenn.

kölcsönhatásnál meghatároztuk /I.táblázat/. \mathcal{I}_{sz} meghatározása Castagnoli [2] módszerével történt: $\ln \mathcal{I}_{sz} = -\frac{1}{n_s} \sum_i \ln t g \mathcal{I}_i$ ahol n_s a multiplicitás, a záporrészek száma.

A $\mathcal{I}_{sz}/\mathcal{I}_{c.M.}$ értékeknek az I.táblázatból nyert súlyozott közepe

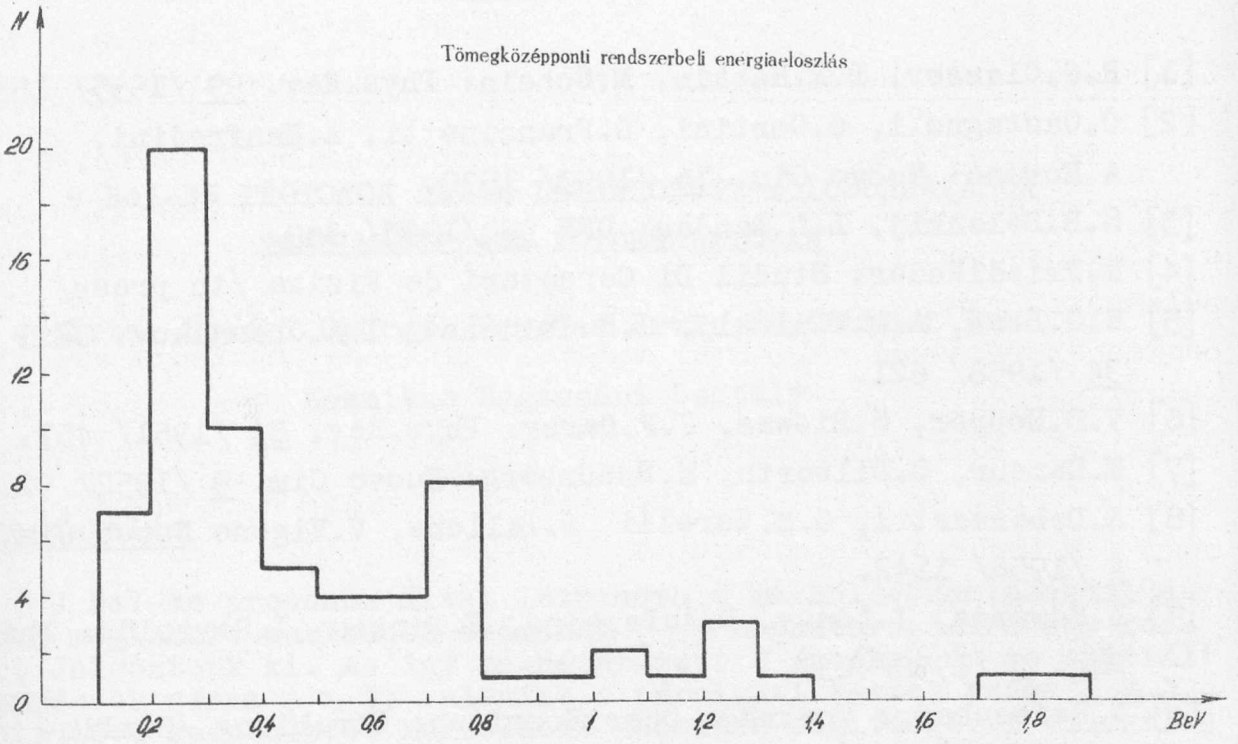
$$\left\langle \frac{\mathcal{I}_{sz}}{\mathcal{I}_{c.M.}} \right\rangle = 0,92 \pm 0,15 .$$

Az egyes értékek eltérése ezen átlagértéktől nem szignifikáns. Eredményeinkből megállapítható, hogy ezen kölcsönhatások (melyek priméren energiája 10 és 1000 GeV között volt, s főleg nukleon-mag illetőleg mag-mag ütközésekből származnak) előre-hátra szimmetriát mutatnak a tömegközépponti rendszerben. Ez a megállapítás egyezésben van Landau elméletével, mely szintén szimmetrikus emissziót ad meg a tömegközépponti rendszerben. Eredményeinket az irodalomban publikált hasonló adatokkal is össze lehet hasonlítani [1,4,5,6,7,8]. Hasonló módon meghatározva $\mathcal{I}_{c.M.}$ és \mathcal{I}_{sz} értékét, azt kapjuk, hogy ezen méréseknél $\left\langle \frac{\mathcal{I}_{sz}}{\mathcal{I}_{c.M.}} \right\rangle = 1,03 \pm 0,4$ mely jó egyezésben van a mi eredményeinkkel. Meg kell viszont jegyeznünk, hogy ezen irodalmi adatok értékét erősen leszállítja az a tény, hogy ezen események nagy részét úgy választották ki, hogy lehetőleg nukleon-nukleon kölcsönhatás jellegűek legyenek. Az általunk talált eredmények azt mutatják, hogy a szögeloszlás tömegközépponti rendszerbeli szimmetriája nem indok arra, hogy nukleon-nukleon kölcsönhatásról beszéljünk, amint ezt régebben többször állították. Meg kell említeni még azt is, hogy a komplex ütközéseknél a tömegközépponti rendszerben fellépő szimmetria Edwards és munkatársai cikkében [9], ahol nagyszámu emulzióban talált magkölcsönhatást analizálnak, alapvető feltevésként szerepel. Bár az itt szereplő jet-ek jóval nagyobb energiájúak, mint a mi jet-jeink, mégis bizonyos mértékig méréseink alátámasztják a fenti szerzők munkájának alapvető feltevését.

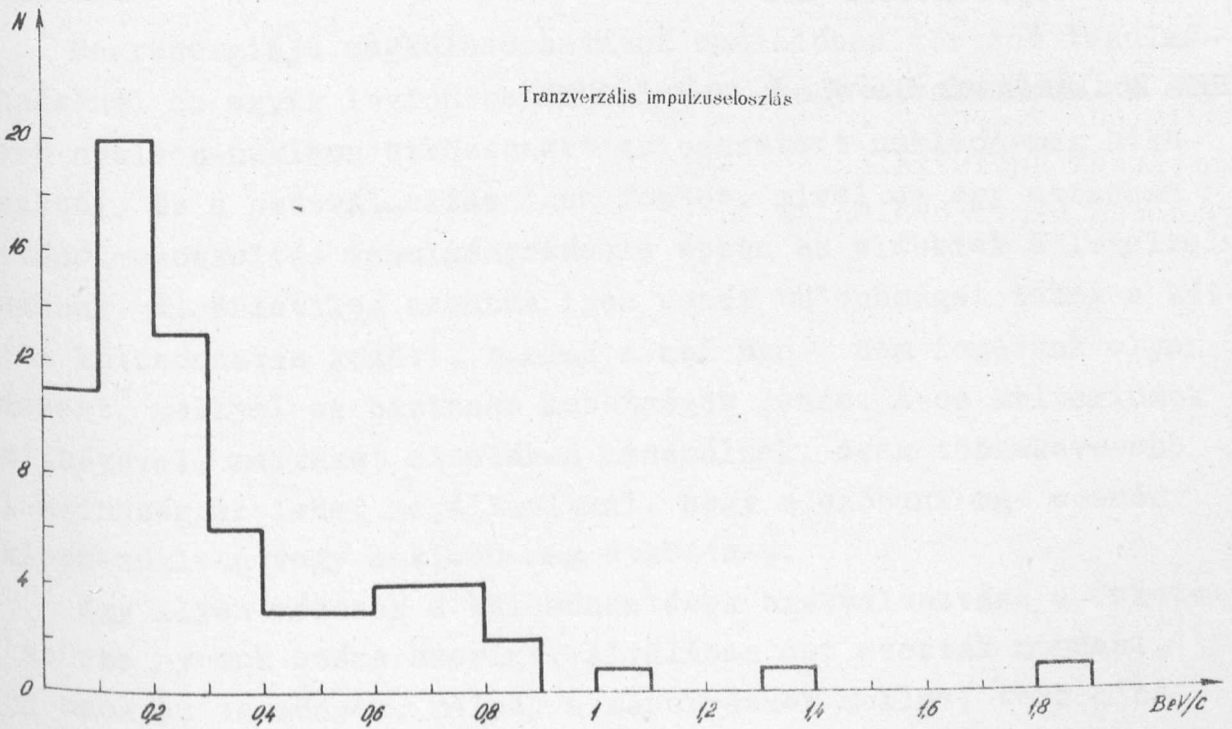
Záporrészekcskék energia- és tranzverzális impulzus eloszlása

Feltételezve, hogy az összes záporrészekcske π -mezon, a labor-rendszerbeli energiákból és a v_i értékekből kiszámítottuk a tömegközépponti rendszerbeli energiákat és a tranzverzális impulzusokat mind a 7 kölcsönhatásnál (1. és 2. ábra). Az energiaeloszlásnak mc^2 -nél valamivel nagyobb energiánál maximuma van, jó egyezésben Heisenberg multipliett mezonkeltési elméletével [10]. Figyelembe kell vennünk azonban a primérenergiában mutatkozó nagy különbségeket az egyes kölcsönhatásoknál, ami azt eredményezi, hogy a különböző kölcsönhatások energiaeloszlásának összesítése nem teljesen jogosult, a belőle levont következtetések nem lehetnek döntő érvényűek egyes mezonkeltési elméletek igazolásához vagy elvetéséhez.

A tranzverzális impulzus $0,3 \frac{GeV}{c}$ körüli átlagértékkel bír, amely durva egyezésben van más szerzők által kapott értékekkel. Természetesen ilyen alacsony primérenergiáknál a szekunderek energiája is igen alacsony, s az a tény, hogy csak olyan részecskéket fogadtunk el záporrészeknek, melyekre $I \leq 1,5 \cdot I_{min}$ befolyással van az energia- és impulzuseloszlás alakjára is. Így minden következtetés, melyet ezen eloszlásokból vonunk le, erősen függ a záporrészek szelektálásának feltételétől és ezen energiák esetén gondosan megvizsgálandó.



1. ábra



2. ábra

I r o d a l o m

- [1] R.G.Glasser, D.M.Haskin, M.Schein: Phys.Rev. 99 /1955/ 1555.
- [2] C.Castagnoli, G.Cortini, G.Franzinetti, A.Manfredini, A.Moreno: Nuovo Cim. 10 /1953/ 1539.
- [3] S.B.Belenkij, L.D.Landau: UFN 56 /1955/ 309.
- [4] E.Friedländer: Studii Di Cercetari de Fizika /in press/
- [5] E.G.Boss, A.M.Vinickij, J.S.Takibaev, I.A.Chasnikov: JETP 34 /1958/ 621.
- [6] V.D.Hopper, S.Biswas, J.F.Darby: Phys.Rev. 84 /1951/ 457.
- [7] M.Demeur, C.Dilworth, M.Schönberg: Nuovo Cim. 9 /1952/ 92.
- [8] A.Debenedetti, C.M.Garelli L.Tallone, V.Vigone Nuovo Cim. 4 /1956/ 1142.
- [9] E.Edwards, I.Losty, D.A.Perkins, K.Pinkau, I.Reynolds: Phil. Mag. 3 /1958/ 237.
- [10] W.Heisenberg: Vorträge über Kosmische Strahlung /Berlin-Göttingen-Heidelberg/ /1953/

Érkezett 1958. október 28.

KFKI Közlemények 6. évf. 5. szám, 1958.

9 BeV-ES PROTONOK ÁLTAL LÉTREHOZOTT KÖLCSÖNHATÁSOK TANULMÁNYOZÁSA FOTOEMULZIÓBAN

Írta: Bozóki György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

9 BeV-es protonok által létrehozott magkölcsonhatásoknál a magban meglökött nukleonok számának (η) meghatározására egy módszerrel dolgoztunk ki. Az így meghatározott η értékek és az emittált záporrészecskék száma (n_s), valamint a párolgási részecskék száma (N_h) között lévő kapcsolatot korreláció számítás segítségével vizsgáltuk meg. A nyert eredmények η és n_s illetve η és N_h között meghatározott kapcsolat fennállására utalnak.

Bevezetés

Nagyenergiájú magkölcsonhatások emulzióban történő tanulmányozásánál az egyik legfontosabb feladat, hogy elválasszuk az egyszerű nukleon-nukleon ütközéseket az összetett nukleon-mag ütközésektől. Ez a szétválasztás igen fontos, mivel az egy aktusban történő mezonkeltés tanulmányozására éppen az előbbieket a legalkalmasabbak. Kisérletileg azonban igen nehéz különbséget tenni a két fajta kölcsonhatás között, s mind a mai napig nem ismerünk olyan módszert, mellyel ez biztosan lehetséges lenne. Azon kritériumok segítségével, melyeket általában használnak, csak több-kevesebb valószínűséggel lehet megállapítani, hogy a szóbanforgó esemény nukleon-nukleon vagy nukleon-mag ütközés-e.

Egy ilyen módszer a kölcsonhatások szétválasztása a fekete és szürke nyomok száma szerint. Általában azt szokták mondani, hogy azok az események, melyek a záporrészecskék mellett több mint mondjuk 3 vagy 4 párolgási nyomot tartalmaznak, feltehetően nukleon-mag ütközések, míg azok, melyek ennél kevesebbet tartalmaznak,

feltehetően nukleon-nukleon vagy surlódó nukleon-mag ütközések - közös néven jet-ek - voltak [1]. Azonban a kritérium megbízhatóságáról eddig semmiféle felvilágosítással nem rendelkezünk. Ez a helyzet a dubnai 10 BeV-es szinkrotratron megindulásával megváltozott.

Meglökött nukleonok számának (η) meghatározása

A multipliett mezonkeltés tárgyalásánál két vonatkoztatási rendszert kell megkülönböztetnünk, nevezetesen a laboratóriumi (L) rendszert és az ütközési részecskék tömegközépponti (C) rendszerét. A C rendszer Lorentz faktora a következő kifejezéssel adható meg

$$\gamma_c = \frac{\gamma_0 + \eta}{\sqrt{1 + 2\eta\gamma_0 + \eta^2}} \quad (1)$$

ahol γ_0 a primér részecske összenergiája az L rendszerben, és η a kölcsönhatásban résztvevő részecskék tömege, vagy másképpen a primér részecske és a target mag nukleonjai között végbemenő ütközések száma. (1)-ből η -ra az alábbi kifejezés adódik:

$$\eta = \gamma_0 \sqrt{\frac{\gamma_0^2 - 1}{\gamma_c^2 - 1}} - \gamma_0 \quad (2)$$

látható, hogy η értéke kiszámítható, ha γ_c és γ_0 értékét ismerjük.

Kozmikus sugárzás okozta jet-eknél általában γ_0 értéke nem határozható meg közvetlenül. Abban az esetben azonban, amikor a kölcsönhatásokat okozó részecskék gyorsítóból származnak, vagyis ismert primérenergiával rendelkeznek, a helyzet egészen más, mivel ekkor γ_0 értéke is ismert. Ha még feltételezzük, hogy a szögeloszlás a C rendszerben szimmetrikus, vagyis hogy a szögeloszlás alapján meghatározott γ_c [2] a C rendszer valódi Lorentz faktorával egyenlő*, akkor minden adat rendelkezésünkre áll η kiszámításához.

* Ezt a feltevést alátámasztják Fenyves és munkatársai [3] mérései, akik azt találták, hogy a $10^{10} - 10^{12}$ eV energiatartományban kozmikus sugarak által okozott kölcsönhatásoknál $\gamma_{szim} / \gamma_c = 0,91 \pm 0,15$.

Kísérleti eredmények

A múlt évben a dubnai Egyesült Atomfizikai Kutató Intézetben NIKFI-R típusú és 10 cm x 10 cm x 460 nagyságú emulzióslemezeket sugároztak be direkt proton nyalábbal, és meghatározták az emulzióban létrehozott magkölcsonhatások szekundérjeinek szögeloszlását 375 eseménynél.* Az L rendszerbeli összenergia $\gamma_0 = 10,26$ volt.

Mivel ilyen energiáknál a C rendszer V sebességének és a szekundér részek C-beli β sebességének m hányadosa ($m = \frac{V}{\beta}$) egynél nagyobb is lehet, ezért az energia meghatározásra vonatkozó általánosan használt módszerek, melyek $m = 1$, illetve $m = V$ feltételezéseket használják fel, γ_c értékére felső határt szolgáltatnak. Ez azt jelenti, hogy γ értékét alábecsüljük.

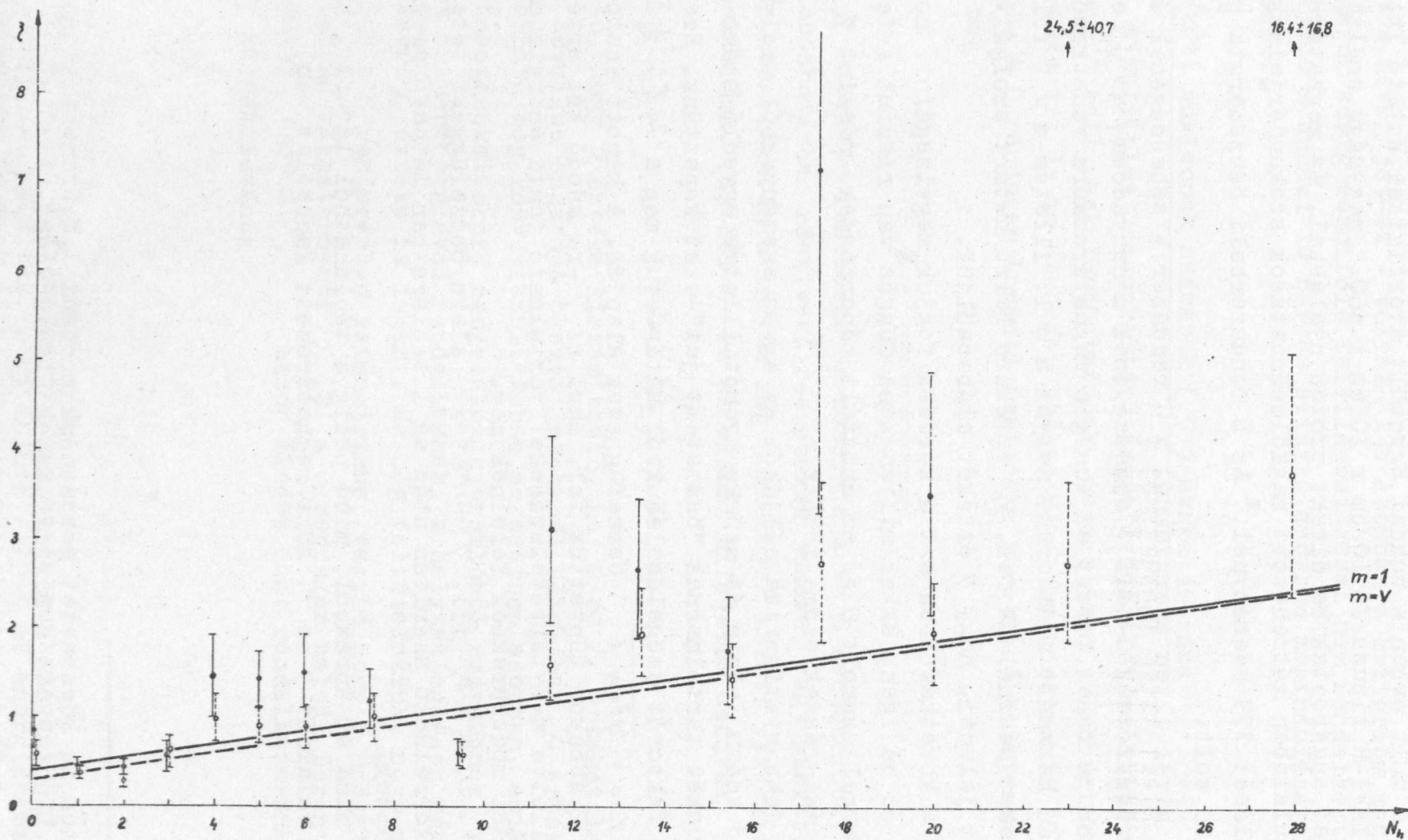
A következőkben azt a kérdést fogjuk megvizsgálni, hogy van-e és ha igen, akkor milyen összefüggés van részint a fenti módszerrel számolt γ és az emittált záporrészek, részint γ és a párolgási részek száma között.

Jobb statisztika céljából az egyes eseményekből, melyek egyenlő számú fekete és szürke nyomot illetve egyenlő számú záporrészeckét tartalmaznak "összetett jet"-eket képeztünk. Ezek Lorentz faktorát szögeloszlásukból határoztuk meg a $\ln \gamma_c = -\frac{1}{n_s} \sum \ln \operatorname{tg} \vartheta_i$, ill. $\gamma_c = \sqrt{c \operatorname{tg}^2 \vartheta_{1/2} + 1}$ összefüggések alapján. A kapott adatokat az 1. és 2. ábrákon tüntettük fel, ahol az γ -ra adódó két érték az $m=1$ illetve $m=V$ feltételezéseket tartalmazó fenti energia meghatározási módszereknek felelnek meg.

$\gamma = a_1 N_h + b$, ill. $\gamma = a_2 n_s + b_2$ alakú összefüggést tételezve fel, korreláció számítás után az I. táblázatban látható eredményeket kaptuk.

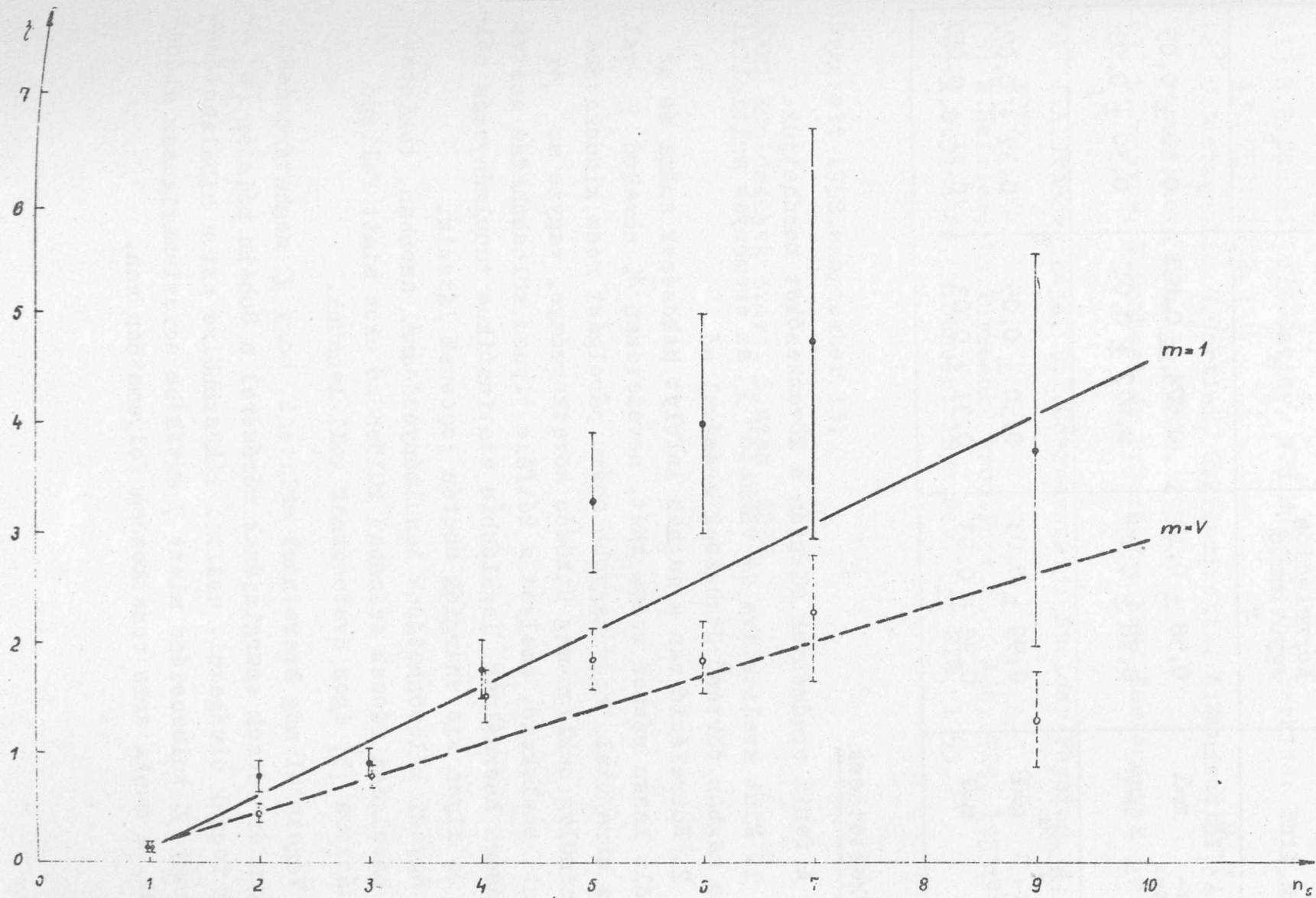
Mind az ábrákból, mind pedig a táblázatból látható, hogy γ és N_h valamint γ és n_s közt meghatározott kapcsolat van.

* Ezuton is köszönetet szeretnénk mondani I.M. Gramenickijnek és V.B. Ljubimovnak a mérési adatok elküldéséért.



1. ábra

3069



2. ábra

1. táblázat

		Korrelációs együttható r	a	b
össze- függés- re	$\eta - N_h$ m=1	$0,58 \pm 0,13$	$0,074 \pm 0,018$	$0,40 \pm 0,05$
	m=V	$0,78 \pm 0,05$	$0,077 \pm 0,01$	$0,30 \pm 0,03$
össze- függés- re	$\eta - n_s$ m=1	$0,95 \pm 0,03$	$0,50 \pm 0,05$	$-/0,37 \pm 0,07/$
	m=V	$0,93 \pm 0,03$	$0,31 \pm 0,03$	$-/0,16 \pm 0,05/$

Következtetések

A fenti eredmények alapján a következőket mondhatjuk:

1. Mint kvalitatív is várható [3] az események multiplicitása a magban történő ütközések számával nő.

2. Korreláció van a magban lefolyt ütközések száma és az emittált lassu részek száma közt, nevezetesen N_h növekvő η -val nő. Ez arra utal, hogy nagyobb számú párolgási rész kibocsátása valószínűleg nukleon-mag ütközés következménye, vagyis az N_h szerinti szelekció, amelyet a kétféle típusú kölcsönhatás szétválasztására használnak, legalábbis statisztikus tanulmányozás céljaira és ilyen kis energiák esetén jogosnak látszik.

Egyedi kölcsönhatások tanulmányozásánál azonban, tekintettel a párolgási részek számában különböző okok miatt fellépő fluktuációra [5] igen óvatosoknak kell lennünk.

Végezetül meg szeretnénk említeni, hogy \mathcal{K} meghatározását a szekundér részek energiájának mérésével a Schein módszer [6] alapján fogjuk elvégezni, ezáltal kiküszöbölve azt a hibalehetőséget, hogy \mathcal{K} tulbecslése miatt η értékébe szisztematikusan alábecsüljük. A munka erre vonatkozóan folyamatban van.

I r o d a l o m

- [1] R.R.Daniel, J.H.Davies, W.H.Mulvey, D.H.Perkins: Phil.Mag. 43, 753. 1952.
- [2] C.Castagnoli, G.Cortini, C.Franzinetti, A.Manfredini, A.Mo-reno: Nuovo Cim. 10, 1539, 1953.
- [3] E.Fenyves, E.Gombosi és P.Surányi: KFKI Közlemények 6, 345, 1958.
- [4] I.A.Ivanovszkaja, D.S.Csernavszkij: Nuclear Physics, 4, 29, 1957.
- [5] W.Heitler, Ch.Terreux Proc.Phys.Soc. A66, 929, 1953.
- [6] R.G.Glasser, M.Schein: Phys.Rev. 90, 218, 1953.

Érkezett 1958.szeptember 15.

KFKI Közlemények 6.évf. 5.szám, 1958.

β -RÉSZECSKÉK POLARIZÁCIÓJA A Li^8 ATOMMAGOK BOMLÁSÁBAN

Irta: Keszthelyi Lajos és Zimányi József

Atomfizikai Osztály

Összefoglalás

A Li^8 rádióaktív mag β^- részecskéi által keltett fékezési sugárzás cirkuláris polarizációját mértük. A fékezési sugárzás polarizációjából következtetve a β^- -részecskék polarizációjára, és az így kapott eredményt összevetve Mayer-Leibnitz et al. [2] $\beta^- \bar{\nu}$ szögkorrelációmérésével azt kaptuk, hogy a β^- -bomláskor keletkező antineutrínó spinje az antineutrínó impulzusának irányába mutat.

Goldhaber híres kísérletében megmérte az elektron befogásnál keletkező neutrino helicitását [1]. A β^- -bomlásnál keletkező antineutrino helicitásának meghatározása azonban csak két kísérlet ($\beta^- \bar{\nu}$ szögkorreláció és β^- polarizáció) együttes elvégzésével lehetséges. Éppen ezért érdemesnek látszik ugyanannál a β^- -bomló magnál elvégezni ezt a két kísérletet.

Mayer-Leibnitz et al. [2] megmérte a Li^8 β^- -bomlásakor keletkező β^- és $\bar{\nu}$ részecskék közti szögkorrelációt. Mivel a Li^8 β^- -részecskéinek polarizációját még nem mérték meg, elvégeztük a polarizációmérést ugyanezen mag β^- részecskéire.

A Li^8 felezési ideje 0,85 sec., a maximális β energia $E_{\text{max}} = 12$ MeV [3]. A β polarizáció meghatározására célszerűnek látszik, a nagy β energia miatt, a β sugarak külső fékezési sugárzásának cirkuláris polarizációját megmérni.

A Li^8 rádióaktív magokat egy, kb. 1 mm vastag természetes Li target bombázásával állítottuk elő a Li^7 (d,p) Li^8 reakció felhasználásával. A kb. 650 keV-os d nyalábot Cockroft-Walton generátor segítségével állítottuk elő. A Li^8 β^- -sugarak 1 mm-es vaslemez után jutottak Pb abszorbensbe, ahol a fékezési sugárzást

keltették. A fékezési sugárzás cirkuláris polarizációját a szokásos módon mértük [4].

A magreakcióból származó közvetlen γ -sugárzást elkerülendő, a d nyálábot periódikusan szaggattuk. 2 sec-os aktiválást követett 1 sec-es mérés. A mágneses tér irányát 15 sec-ként váltottuk.

A $\text{Li}+d$ reakciókból nagy számban keletkeznek gyors neutronok is, melyek a mérést zavaró aktivitásokat hoztak létre. Főleg a NaJ(Tl) kristályban (n, α) reakcióval keletkező F^{20} , valamint a target hűtővizében és más oxigén tartalmu anyagokban (pl. a multiplier üvegballonja) (n, p) reakcióval keletkező N^{16} magok rádióaktivitása zavart. Ezért a γ -sugarak számlálására NaJ(Tl) helyett CsJ(Tl) -ot használtunk, a target hűtésére pedig víz helyett paraffin olajat.

A detektor után kapcsolt integrális diszkriminátorral az 5 MeV-nél nagyobb energiájú γ sugárzást mértük.

A mágneses tér hatását a detektorokra a Co^{60} , Na^{24} és Li^7 (p, γ) Be^8 magreakció γ sugaraival vizsgáltuk. Azt találtuk, hogy az impulzusszám a mágneses tér irányától függetlenül konstans maradt a mérési hibahatáron, $\pm 0,15\%$ belül.

Jelöljük n_+ -szal az impulzusszámot abban az esetben, amikor az analizáló mágnesben a mágneses tér iránya a target felé mutat (az elektronok spin iránya a vasban a beeső γ sugárzás impulzusával párhuzamos), n_- -szal pedig az impulzusszámot fordított mágneses tér esetén. Mérési adatainkból a $\alpha = \frac{n_- - n_+}{n_- + n_+}$ -ra a következő értéket kaptuk:

$$\alpha_{\text{Kis}} = + (3,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}.$$

Mivel a Na^{16} zavaró aktivitást nem lehetett teljesen kiküszöbölni, ezt az értéket korrigálni kell. A bomlási görbe analízise alapján megállapítottuk, hogy az összes impulzusok számának 72 %-a jön a $\text{Li}^8 \beta$ részecskéinek fékezési sugárzásából. A korrekciót figyelembe véve

$$\alpha = + (4,85 \pm 1,1) \cdot 10^{-2}.$$

100 %-ban balra cirkulárisan polározott γ -kvantumok esetén az általunk használt 7 cm effektív hosszúságu analizáló mágnes teli-

tettségi mágnesezettsége esetén

$$\chi_{100\%} = +5,6 \cdot 10^{-2}$$

-t kapnánk. Így megállapíthatjuk, hogy a $\text{Li}^8 \beta$ részecskéi által keltett fékezési sugárzásnak az általunk vizsgált energiatartományban

$$p_{\gamma} = (86 \pm 20) \%$$

az átlagos polarizációja. A γ -sugarak balra cirkulárisan polározottak (spinjük az impulzus irányával antiparallel). Ebből következik, hogy a $\text{Li}^8 \beta$ -részei hátrafelé polározottak. A β polarizáció fokának pontos meghatározása p_{γ} értékéből igen körülményes (figyelembe kellene venni a β^- és a fékezési-spektrum alakját, a fékezési γ -sugarak polarizációjának energiafüggését, a számlálók hatásfokának energiafüggését stb.). Mérésünk egyértelműen megadja a polarizáció előjelét, az elektronok polarizáció fokára vonatkozóan pedig összhangban van a $P_e = \frac{V}{C}$ összefüggéssel.

Mayer-Leibnitz et al. mérése és a jelen mérés egybevetéséből következik, hogy a β^- -bomlásban keletkező antineutrino spinje impulzusával parallel, megegyezésben a Goldhaber et al. [1] által talált eredménnyel.

Köszönetet mondunk Erő János és Nagy Tibor kollegáknak a mérés tervezésében, Szabó Lászlónak az elektronikus berendezések elkészítésében, és Schmidt Györgynek a mérések végrehajtásában nyújtott segítségéért.

I r o d a l o m

- [1] M. Goldhaber, L. Grodzins, A.W. Sunyar: Phys. Rev. 109, 1015, 1958.
- [2] K.H. Lauterjung, B. Schimmer, H. Mayer-Leibnitz: Zeitschr. für Phys. 150, 657, 1958.
- [3] F. Ajzenberg, T. Lauritsen: Rev. Mod. Phys. 27, 77, 1955.
- [4] M. Goldhaber, L. Grodzins, A.W. Sunyar: Phys. Rev. 106, 826, 1957.

Érkezett 1958. szeptember 25.

KFKI Közlemények 6. évf. 5. szám, 1958.

POLARIZÁLT NEHÉZ RÉSZECSKÉK EMISSZIÓJÁT KÖVETŐ GAMMA SUGARAK CIRKULÁRIS POLARIZÁCIÓJA

Írta: Zimányi József

Atomfizikai Osztály

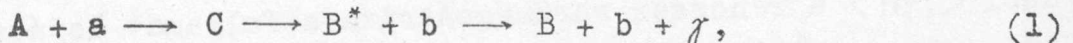
Összefoglalás

A polarizált nehéz részecskék emisszióját követő gamma sugarak cirkuláris polarizációját számítottuk ki. Azt találtuk, hogy a gamma sugarak cirkuláris polarizációjának mértéke arányos az emittált nehéz részecskék polarizációjával. A két polarizáció közti összefüggést ismert, geometriai jellegű függvényekkel lehet megadni.

Bevezetés

Az utóbbi években egyre jobban az érdeklődés előterébe került a szórt részecskék és a különböző magreakciók során keletkező részecskék polarizációjának a vizsgálata [1]. A következőkben egy új módszert javasolunk a rugalmatlanul szórt részecskék és a magreakcióban keletkezett részecskék polarizációjának vizsgálatára.

Vizsgáljuk a következő típusu reakciókat:



ahol jelölje A a target magot, C a közbülső magot, B^* ill. B a maradék magot gerjesztett állapotban, ill. a γ kvantum emittálása utáni állapotban, a a bombázó részecskét, b a reakció során emittált részecskét. Ha ebben a folyamathban a b részecskék polározottak, akkor a B^* maradék magok is polározottak kell, hogy legyenek, és így az általuk bizonyos irányokban emittált γ kvantumok cirkulárisan polározottak lesznek. A γ kvantumok cirkuláris polarizációja egyértelmű összefüggésben van a b részecskék pola-

rizációjával. Így tehát \underline{b} -vel koincidenciában mérve a γ kvantumok cirkuláris polarizációját, vissza tudunk következtetni a \underline{b} részecske polarizációjára.

Számítás

A számítást a sűrűségi és érzékenységi tenzorok módszerével célszerű elvégezni. A következőkben tulajdonképpen a S.Devons és L.J.B.Goldfarb Handbuch cikkében [2] alkalmazott jelöléseket fogjuk használni.

Jelöljük $j_0; j_1 j_1'; j_2 j_2'; j_3$ -mal az A; C; B*; B magok spinjét. $L_1 l_1 M_1$ az \underline{a} részecskének, $L_2 l_2 M_2$ a \underline{b} részecskének, $L_3 \pi_3 M_3$ pedig a γ kvantumnak az impulzusmomentum és paritás kvantumszámait. Az (1)-ben leírt folyamatot tehát így jellemezhetjük:

$$j_0 m_0 \xrightarrow{L_1 l_1 M_1} j_1 m_1 \xrightarrow{L_2 l_2 M_2} j_2 m_2 \xrightarrow{L_3 \pi_3 M_3} j_3 m_3 \quad (2)$$

A keresett korrelációt a következő képletből kapjuk [2]:

$$W = \sum_{\substack{k, \kappa, \\ F, F'}} \rho_{k, \kappa, (j, j')} \varepsilon_{k, \kappa, (j_1 j_1')} \quad (3)$$

ahol $\rho_{k, \kappa, (j, j')}$ a rendszer sűrűségtenzora, $\varepsilon_{k, \kappa, (j_1 j_1')}$ pedig a mérőberendezés érzékenységi tenzora. Az F, F' -re való összegezés jelentse a $j, j', j_2 j_2', L, L', l_1 l_1', l_2 l_2', l_3 l_3', \pi_3, \pi_3'$ -re való összegezést. $\rho_{k, \kappa, (j, j')}$ definíciója:

$$\rho_{k, \kappa, (j, j')} = \sum_{m_i m_i'} (-1)^{j_1 - m_i} (j, j_1, m_i, -m_i' | k, \kappa) \langle j, m_i, F | \rho | j', m_i', F' \rangle \quad (4)$$

ahol $\langle | \rho | \rangle$ a rendszer sűrűségmátrixa a folyamat lejátszódása után. $\varepsilon_{k, \kappa, (j, j')}$ hasonló módon fejezhető ki az érzékenységi mátrixokkal. (4) alapján a következő sűrűségi tenzort kapjuk némi számítás után:

$$\rho_{k, \kappa, (j, j')} = Q_{AB} (-1)^{j_0 - j_1' - L_1 + k} \frac{\hat{j}_0 \hat{j}_1}{j_2} W(j_1, j_1', L_1, L_1'; k, j_0) \rho_{k, \kappa, (L_1, L_1')} \quad (5)$$

ahol

$$Q_{AB} = (j_3 \| L_3 \| j_2) (j_2 \| L_2 \| j_1) (j_0 \| L_1 \| j_1) (j_3 \| L_3 \| j_2)^* (j_2 \| L_2 \| j_1)^* (j_0 \| L_1 \| j_1)^* \quad (6)$$

$$\rho_{k, \alpha_1}(L, L') = \sum_{\alpha_1'} C_{k, \alpha_1'}(L, L') D_{\alpha, \alpha_1'}^{k_1}(\mathcal{R}_1) \quad (7)$$

$(j_3 \| L_3 \| j_2)$ stb. jelölik az egyes folyamatokhoz tartozó redukált mátrixelemeket. A \hat{j} jelölést rövidítésként használjuk: $\hat{j} = \sqrt{2j+1}$. \mathcal{R} azt a forgatást jelöli, amely a kvantálási tengelyt a beeső nyaláb irányába forgatja át. $C_{k, \alpha_1}(L, L')$ a beeső nyaláb részecskeihez tartozó részecskeparaméter:

$$C_{k\alpha}(LL') = \sum_{\substack{\sigma\sigma' \\ \mu\mu'}} (-1)^{L'-\mu'} (LL'\mu-\mu' | k\alpha) \langle 0\sigma | L\mu \rangle^* \langle 0\sigma' | L'\mu' \rangle \langle \sigma | \epsilon | \sigma' \rangle \quad (8)$$

Az érzékenységi tenzorra hosszabb, de egyszerű számítással a következő eredményt kapjuk:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{k_1 \alpha_1}(j_1 j_1') = & \sum_{\substack{k_2 \alpha_2 \\ k_3 \alpha_3}} (-1)^{j_3 - j_2' - L_3 + k_3} \hat{k}_2 \hat{k}_3 \hat{j}_1 \hat{j}_1' \hat{j}_2 \hat{j}_2' \varepsilon_{k_2 \alpha_2}^*(L_2 L_2') \varepsilon_{k_3 \alpha_3}^*(L_3 L_3') \times \\ & \times (k_3 k_2 \alpha_3 \alpha_2 | k_1 \alpha_1) W(j_2 j_2' L_3 L_3'; k_3 j_3) \left\{ \begin{matrix} j_2 & j_2' & k_3 \\ L_2 & L_2' & k_2 \\ j_1 & j_1' & k_1 \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

$\varepsilon_{k_2 \alpha_2}(L_2 L_2')$ és $\varepsilon_{k_3 \alpha_3}(L_3 L_3')$ definíciója hasonló, mint a (7)-el adott $\rho_{k, \alpha_1}(L, L')$ -é. Az utolsó tényező a Wigner-féle szimbolum. (Definícióját lásd [2]-ben.) (9) és (5) (3)-ba való helyettesítésével kapjuk a korrelációt:

$$\begin{aligned} W = & \sum Q_{AB} (-1)^{j_0 + j_3 - j_1' - j_2' - L_1 - L_3 + k_1 + k_3} \frac{\hat{j}_1^2 \hat{j}_1' \hat{j}_2 \hat{j}_2'}{\hat{j}_0^2} \hat{k}_2 \hat{k}_3 \times \\ & \times \rho_{k_1 \alpha_1}(L_1 L_1') \varepsilon_{k_2 \alpha_2}^*(L_2 L_2') \varepsilon_{k_3 \alpha_3}^*(L_3 L_3') (k_3 k_2 \alpha_3 \alpha_2 | k_1 \alpha_1) \times \quad (10) \\ & \times W(j_1 j_1' L_1 L_1'; k_1 j_0) W(j_2 j_2' L_3 L_3'; k_3 j_3) \left\{ \begin{matrix} j_2 & j_2' & k_3 \\ L_2 & L_2' & k_2 \\ j_1 & j_1' & k_1 \end{matrix} \right\}, \end{aligned}$$

Az összegezés $k, k_2, k_3, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, j_1, j_1', j_2, j_2', L_1, L_1', L_2, L_2', L_3, L_3', \pi_3, \pi_3'$ -re történik.

Most tegyük fel, hogy a kvantálási tengelyt a beeső nyaláb irányába vettük fel: $\mathcal{R}_1 = 0$, továbbá, hogy a beeső nyaláb nem polárizált, a b részecskék polarizációját nem mérjük, és a j' kvantumok cirkuláris polarizációját mérjük. Ekkor

$-\rho_{k_1, \alpha_1}(L_1, L'_1) - t, \varepsilon_{k_2, \alpha_2}(L_2, L'_2) - t$ és $\varepsilon_{k_3, \alpha_3}(L_3, L'_3) - t$ a részecskeparaméterekkel kifejezve (10)-ből a következő kifejezést kapjuk:

$$W = \sum Q_{AB} (-1)^{j_0 + j_3 - j'_1 - j'_2 - L_1 - L_3 + k_1 + k_3} \frac{j_1 j'_1 j_2 j'_2}{j_0^2} \hat{k}_2 \hat{k}_3 C_{k_1, 0}(L_1, L'_1) C_{k_2, 0}(L_2, L'_2) C_{k_3, 0}(L_3, L'_3) \times$$

$$\times D_{\alpha_2, 0}^{k_2*}(\mathcal{R}_2) D_{\alpha_3, 0}^{k_3*}(\mathcal{R}_3) (k_3 k_2 \alpha_3 \alpha_2 | k_1, 0) \times \quad (11)$$

$$\times W(j_1 j'_1 L_1 L'_1; k_1 j_0) W(j_2 j'_2 L_2 L'_2; k_2 j_2) \begin{Bmatrix} j_2 & j'_2 & k_3 \\ L_2 & L'_2 & k_2 \\ j_1 & j'_1 & k_1 \end{Bmatrix}$$

Mivel a $C_{k_0}(L, L')$ részecske paraméterek valósak, $C_{k_2, 0}^* C_{k_3, 0}^*$ helyett $C_{k_2, 0} C_{k_3, 0}$ -t irtunk. A vesszős kvantumszámok ugyanazokat az értékeket veszik fel, mint a vesszőtlenek. Ezért szabad az összegezést úgy is végeznünk, hogy a fenti kifejezéshez hozzáadjuk azt a kifejezést, melyet a vesszős és vesszőtlen kvantumszámok felcserélésével kapunk. A két kifejezés azonban előjeltől és a redukált mátrixelemektől eltekintve azonos alakra hozható. A redukált mátrixelemek szorzatát tartalmazó Q_{AB} a vesszős és vesszőtlen kvantumszámok felcserélésekor a komplex konjugáltjába, Q_{AB}^* -ba megy át. Ennek felhasználásával, valamint a $D_{\alpha, 0}^k$ -nak a gömbfüggvényekkel való kifejezésével a korrelációs formula így írható:

$$W = \sum (-1)^{\lambda} g C_{k_1, 0}(L_1, L'_1) C_{k_2, 0}(L_2, L'_2) C'_{k_3, 0}(L_3, L'_3) W(j_1 j'_1 L_1 L'_1; k_1 j_0) W(j_2 j'_2 L_2 L'_2; k_2 j_2) \times$$

$$\times \begin{Bmatrix} j_2 & j'_2 & k_3 \\ L_2 & L'_2 & k_2 \\ j_1 & j'_1 & k_1 \end{Bmatrix} S_{k_1, k_2, k_3}(\Omega_2 \Omega_3) \left[\frac{1+(-1)^{k_1+k_2+k_3}}{2} \text{Re } Q_{AB} + i p_j \frac{1-(-1)^{k_1+k_2+k_3}}{2} \text{Im } Q_{AB} \right] \quad (12)$$

ahol $C'_{k_3, 0}(L_3, L'_3)$ most már a polarizátlan γ nyaláb részecske-paramétere, melyről a paritásmegmaradást biztosító tényezőt is leválasztottuk. $\text{Re } Q_{AB}$ és $\text{Im } Q_{AB}$ a Q_{AB} reális és imaginárius részét jelölik. p_j +1 ill. -1, ha a foton spinje az impulzusával párhuzamos ill. antipárhuzamos.

$$S_{k_1 k_2 k_3}(\Omega_2 \Omega_3) = \sum_{\kappa} (k_3 k_2 \kappa - \kappa | k_1 0) Y_{k_2}^{-\kappa}(\vartheta_2 \varphi_2) Y_{k_3}^{\kappa}(\vartheta_3 \varphi_3) \quad (13)$$

$$\lambda = j_0 + j_3 - j_1 - j_2 - L_1 - L_3 + k_1 + k_3$$

$$g = \frac{j_1^2 j_2^2 j_3^2 j_0^2}{j_0^2}$$

Megjegyezzük, hogy $S_{k_1 k_2 k_3}(\Omega_2 \Omega_3)$ tiszta imaginárius, ha $k_1 + k_2 + k_3$ páratlan, és tiszta valós, ha $k_1 + k_2 + k_3$ páros.

Most vegyük figyelembe, hogy a \mathcal{J} sugárzás mátrixelemei mind valósak [3]. Ekkor a $\mathcal{Q}_{AB}^* = (j_2 \| L_2 \| j_1)(j_0 \| L_1 \| j_1)(j_2 \| L_2' \| j_1)^*(j_0 \| L_1' \| j_1)^*$ jelölés bevezetésével a következő végleges alakot kapjuk a korrekcióra:

$$W = \sum (j_3 \| L_1 \| j_2)(j_3 \| L_1' \| j_2)^* \text{Re} \mathcal{Q}_{AB}^* (-1)^{\lambda} g c_{k_1 0}(L_1 L_1') c_{k_2 0}(L_2 L_2') c_{k_3 0}(L_3 L_3') \times \quad (14)$$

$$\times W(j_1 j_1' L_1 L_1'; k_1 j_0) W(j_2 j_2' L_2 L_2'; k_2 j_3) \begin{Bmatrix} j_2 & j_2' & k_3 \\ L_2 & L_2' & k_2 \\ j_1 & j_1' & k_1 \end{Bmatrix} \times$$

$$\times \left[\frac{1 + (-1)^{k_1 + k_2 + k_3}}{2} + i p_{\mathcal{J}} \frac{1 - (-1)^{k_1 + k_2 + k_3}}{2} \text{tg } \psi_{AB}^* \right] S_{k_1 k_2 k_3}(\Omega_2 \Omega_3)$$

$$\text{tg } \psi_{AB}^* = \frac{\text{Im } \mathcal{Q}_{AB}^*}{\text{Re } \mathcal{Q}_{AB}^*} \quad (15)$$

Képletünkben láthatjuk, hogy ugyanazon redukált mátrixelemek imaginárius részével ill. fázisszögének tangensével arányos a \mathcal{J} sugarak cirkuláris polarizációja, mint amellyel a nukleonok polarizációja arányos. Az arányossági tényezők ismert geometriai faktorok. Így a \mathcal{J} sugarak cirkuláris polarizációjának mértékéből ki lehet számítani a b nukleonok polarizációját. Azonban ez nem is szükséges, mert ugyanazt a fizikai mennyiséget adja meg közvetlenül a cirkuláris polarizáció mérése, mint a nukleonok polarizációjának a mérése.

A fentiekben leírt módszer alkalmasnak látszik arra, hogy a polarizációs-vizsgálatokat kiterjesszük olyan területekre is, ahol az eddig használatos módszerek nem alkalmazhatók. (Pl. alacsony energiájú töltött részecskék polarizációjának a vizsgálata.)

Ezenkívül módszerünkkel közvetlenül az egy adott folyamatnál fellépő polarizációt vizsgálhatjuk, míg az eddigi módszerek két nukleáris polarizációfolyamat együttes hatását adták meg.

I r o d a l o m

- [1] L.Wolfenstein: Ann.Rev.Nucl.Sci., 6 /1956/ 43
- [2] S.Devons and L.J.B.Goldfarb: Handbuch der Physik, XLII.
/1957/ 362.
- [3] L.C.Biedenharn and M.E.Rose: Rev.Mod.Phys. 25 /1953/ 729.

Érkezett 1958.október 13.

KFKI Közlemények 6.évf. 5.szám, 1958.

RUGALMASAN SZÓRT FOTONOK POLARIZÁCIÓJA

Irta: Lovas István

Neutronfizikai Osztály

Összefoglalás

A Delbrück szórásból és az egyéb rugalmas szórási folyamatokból származó fotonok polarizációja különböző. Ez a különbség kísérleti lehetőséget szolgáltat a Delbrück szórás létezésének a bizonyítására.

I.

Rugalmas fotonszórás

Nagyenergiájú fotonoknak atomokkal való kölcsönhatása során négy különböző folyamat vezethet rugalmas szórásra. Ezek sorjában a következők:

a/ Rezonancia szórás. Ha az atommag valamely gerjesztett nivójának energiája megegyezik a bombázó foton energiájával, akkor a mag nagy valószínűséggel nyeli el a fotont, miközben gerjesztett állapotba kerül. Ha nehéz részek emissziója energetikailag tiltott, akkor egy meglehetősen rövid idő után a mag alapállapotba megy vissza, miközben γ -rész formájában bocsátja ki gerjesztési energiáját. Az elnyelt és kibocsátott γ -részek energiája azonos, ha a mag visszalökődésétől eltekintünk. A kibocsátott foton impulzusa általában különbözik az eredetiétől; azt mondhatjuk tehát, hogy rugalmas fotonszórás következett be. Ez a folyamat rezonancia jellegű, azaz csak akkor következik be számottevő valószínűséggel, ha a fotonenergia és a gerjesztési energia közel azonos. Egyéb esetekben ez a folyamat a rugalmas fotonszórás szempontjából teljesen elhanyagolható.

b/ Thomson-szórás. A MeV-es energiatartományban az atommagokon, mint elektromosan töltött részecskéken közönséges Thomson-szórás következik be. Ez a folyamat olyan Compton-szórásnak felel meg, amelynek során a töltött részecske, jelen esetben az atommag, csak igen kismértékben lökődik vissza. Ennek következtében a szórt foton energiája gyakorlatilag változatlan marad. Ez a fel fogás mindaddig helyes, amíg a mag nyugalmi energiájához képest a fotonenergia elhanyagolható, s ebben az esetben a szórás valószínűsége független a fotonenergiától. Ennek a szórásnak differenciális hatáskeresztmetszetét még J.J.Thomson levezette teljesen klasszikus uton. Az M-tömegű és Z-rendszámú magon való Thomson-szórás szórási amplitudója:

$$\frac{Z^2 e^2}{M c^2} (\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2)$$

\underline{e}_1 az eredeti, \underline{e}_2 a szórt foton polarizációs egységvektora. Polarizálatlan fotonok esetén a differenciális hatáskeresztmetszet:

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{Z^4 e^4}{2 M^2 c^4} \left[1 - \cos^2 \eta \sin^2 \vartheta \right]$$

ϑ a szórási szög, η a szórt foton polarizációs síkjának a szórás síkjától mért szöge.

c/ Rayleigh-szórás. A fotonok rugalmasan szóródhatnak a kötött elektronokon is. Ez a folyamat különösen alacsony fotonenergia esetén megy végbe nagy valószínűséggel. (Ezen alapszik a röntgen-diffrakció.) Ennek ellenére a MeV-es energiatartományban sem hanyagolható el a Rayleigh-szórás hatása. A szórás differenciális hatáskeresztmetszetét nagy energiaértékekre először W.Franz határozta meg, a perturbációs számítás második közelítésének segítségével: [1]

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{e^4}{m^2 c^4} \left[F(\vartheta) \right]^2 (\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2)^2$$

$F(\vartheta)$ jelenti az atomi formatényezőt:

$$F(\vartheta) = \int \rho(\underline{r}) e^{i(\underline{k}_1 \cdot \underline{k}_2) \cdot \underline{r}} d\tau$$

($\rho(\underline{r})$ az atom elektronsűrűsége, \underline{k}_1 és \underline{k}_2 az eredeti, illetve a szórt foton hullámszám vektora.) W.Franz meghatározta a formatényezőt is egy bizonyos esetre a Thomas-Fermi-féle statisztikus elmélet alapján. Később Bethe Dirac-féle hullámfüggvények segítségével határozta meg a formatényezőt [2]. Minthogy ezeknek a

számításoknak az eredményei csak közelítő érvénnyel bírnak, azért a kísérletekkel való összehasonlítás meglehetősen nehéz.

d/ Delbrück-szórás. A negyedik rugalmas szórási folyamat a Delbrück-szórás. Ennek lényege a következő: A γ -kvantumok virtuális elektron-pozitron párokat hozhatnak létre. Ha ez a párképzés egy mag Coulomb-terében következik be, akkor a virtuális részecskék szóródhatnak az elektrosztatikus téren. Ez azt eredményezi, hogy a virtuális pár megsemmisülése során keletkező foton impulzusa különbözik az eredeti foton impulzusától. Azaz rugalmas foton-szórás következett be. Ennek a folyamatnak a differenciális hatáskeresztmetszetét még ezideig nem sikerült pontosan kiszámítani [3]. Pomerancsuk és Ahiezer többek között annyit megállapított, hogy a szórási amplitudó a következő alakú: [4]

$$a_D(\vartheta)(\epsilon_1, \epsilon_2) + b(\vartheta)(\epsilon_1, \eta)(\epsilon_2, \eta)$$

ahol $\eta = \frac{k_1 - k_2}{|k_1 - k_2|}$ az impulzusváltozás irányába mutató egységvektor.

Az $a_D(\vartheta)$ és $b(\vartheta)$ függvényeket nem ismerjük, mert ezek egy-egy kiértékelhetetlen integrál eredményeként adódnának ki. Rohrlich és Gluckstern meghatározta ugyan a zérus-szög alatti szórás hatáskeresztmetszetét [5], de ez kísérleti szempontból igen kevésbé használható ismeret.

II.

Szórás-kísérletek

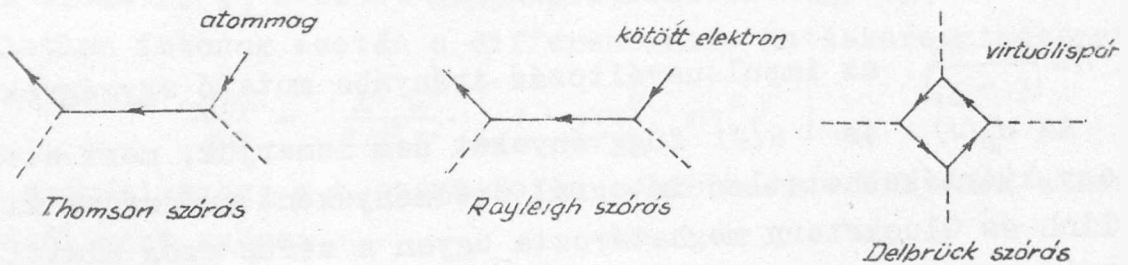
Ha a rezonancia szórást figyelmen kívül hagyjuk is, még mindig három különböző folyamat felelős a rugalmas fotonszórásért. Az egyes folyamatok lényegesen különböznek, de kísérleti szempontból mégis erős kapcsolat áll fenn köztük, ugyanis mindhárom szórás koherens. A különböző folyamatok révén szóródott hullámok interferálnak és az eredő szórás-képet ez az interferencia lényegesen befolyásolja. Kísérletileg szög és energiamérés segítségével a három folyamatot különválasztva nem lehet megfigyelni. A helyzetet még bonyolítja, hogy a három folyamat közül elméleti úton csak a Thomson-szórás differenciális hatáskeresztmetszete határozható meg. A Rayleigh-szórás hatáskeresztmetszetét csak közelítőleg, a Delbrück-szórásét pedig egyáltalán nem ismerjük. Ilyen körülmé-

nyek között a rugalmas fotonszórásra vonatkozó kísérleti adatok nem hasonlíthatók össze egyértelműen az elméleti értékekkel, ezért a Delbrück-szórás létezésének kimutatására irányuló számos kísérlet mindezülig eredménytelen maradt [6],[7],[8].

III.

A szórt fotonok polarizációja

Ha egy pillantást vetünk az egyes folyamatokat ábrázoló gráfokra, akkor kvantetive várhatjuk, hogy a polarizációs viszonyok a Delbrück-szórásnál, illetve a másik két folyamatnál lényegesen különböznek, míg a Thomson- és a Rayleigh-szórásnál a polarizációs viszonyok lényegében azonosak.



Valóban, ha megnézzük a szórási amplitudók polarizáció függését, akkor azt találjuk, hogy a Thomson-szórásnál:

$$a_T(\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2)$$

a Rayleigh-szórásnál:

$$a_R(\nu)(\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2)$$

és végül a Delbrück-szórásnál:

$$a_D(\nu)(\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2) + b(\nu)(\underline{e}_1 \cdot \underline{n})(\underline{e}_2 \cdot \underline{n})$$

Valószínű tehát, hogy a szórt sugárzás polarizációs viszonyainak kísérleti vizsgálata hasznos felvilágosítást adhat a Delbrück-szórásról.

A rugalmas szórás teljes szórási amplitudója:

$$a_T(\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2) + a_R(\vartheta)(\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2) + a_D(\vartheta)(\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2) + b(\vartheta)(\underline{e}_1 \cdot \underline{n})(\underline{e}_2 \cdot \underline{n}) =$$

$$= a(\vartheta)(\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2) + b(\vartheta)(\underline{e}_1 \cdot \underline{n})(\underline{e}_2 \cdot \underline{n})$$

$$a(\vartheta) = a_T + a_R(\vartheta) + a_D(\vartheta)$$

A differenciális hatáskeresztmetszet

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |a|^2 (\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2)^2 + (a^*b + ab^*)(\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2)(\underline{e}_1 \cdot \underline{n})(\underline{e}_2 \cdot \underline{n}) + |b|^2 [(\underline{e}_1 \cdot \underline{n})(\underline{e}_2 \cdot \underline{n})]^2$$

Mint hogy a Delbrück-szórás hatáskeresztmetszete lényegesen kisebb, mint pl. a Rayleigh-szórásé [5], azért az utolsó tag elhanyagolható:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2)^2 + \frac{a^*b + ab^*}{|a|^2} (\underline{e}_1 \cdot \underline{e}_2)(\underline{e}_1 \cdot \underline{n})(\underline{e}_2 \cdot \underline{n})$$

Jelenleg intenzív polarizált sugárzást kibocsátó j -sugárforrást nem ismerünk, ezért polarizálatlan fotonokkal célszerű számolni. Ez azt jelenti, hogy az \underline{e}_1 kezdeti polarizációra átlagolunk, azaz összegezzük a szórandó fotonok két független polarizációs állapotára. Az átlagolás után a következő eredményre jutunk:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 1 - \cos^2 \eta \left(\sin^2 \vartheta + f(\vartheta) [\cos \vartheta + \cos^2 \vartheta] \right)$$

$$f(\vartheta) = \frac{a^*b + ab^*}{2|a|^2}$$

η a szórt foton polarizációs síkjának a szórás síkjától mért szöge.

A lineárisan polarizált sugárzás polarizáció foka:

$$P = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}$$

ahol N_{\perp} a szórás síkjára merőleges, az N_{\parallel} a szórás síkjával párhuzamos polarizációju fotonok számát jelenti. Ennek alapján a polarizáció fok, mint a szórási szög függvénye:

$$P(\vartheta) = \frac{\sin^2 \vartheta + f(\vartheta) [\cos \vartheta + \cos^2 \vartheta]}{2 - \sin^2 \vartheta - f(\vartheta) [\cos \vartheta + \cos^2 \vartheta]}$$

Ha a Delbrück-szórás nem létezik, akkor $b(\vartheta) = 0$ azaz $f(\vartheta) = 0$
Ebben az esetben a polarizáció fok:

$$P(\vartheta) = \frac{\sin^2 \vartheta}{2 - \sin^2 \vartheta}$$

Kísérletileg a két lehetőség között minden bizonytalansággal dönteni lehet. Igen valószínű, hogy egy ilyen polarizációs kísérlet alapján egyértelmű kijelentést lehet tenni a Delbrück-szórás létezésére vonatkozólag.

I r o d a l o m

- [1] W.Franz: Zeit.Physik, 95. 652. /1935/ 98. 314. /1936/
- [2] J.S.Levinger: Phys.Rev. 87. 656. /1952/
- [3] H.A.Bethe-F.Rohrlich: Phys.Rev. 86. 10. /1952/
- [4] A.Achiezer-I.Pomerantschuk: Physik Z.Sowjetunion 11.478./1937.
- [5] F.Rohrlich-R.L.Gluckstern: Phys.Rev. 86. 1. /1952/
- [6] R.R.Wilson: Phys.Rev. 82. 295. /1951/
- [7] L.Goldzahl-P.Eberhard: J.Phys.radium 8. 33. /1957/ 17.573.
/1957/
- [8] A.M.Bernstein-A.K.Mann: Phys.Rev. 110. 805. /1958/

Elhangzott szeptember hónapban az elemi részek fizikájáról tartott kollokviumon.

KFKI Közlemények 6.évf. 5.szám, 1958.

KÖTÖTT ÁLLAPOTOK A MEZON-PÁR-ELMÉLETBEN
(AZ NK HYPERON-MODELL)

Irta: Györgyi Géza

Atomfizikai Osztály

Összefoglalás

A mezon-pár-elméletben vektor-kölcsönhatás feltételezése mellett kialakuló kötött állapotokat vizsgáljuk meg. A tárgyalt probléma az NK hyperon-modell térelméleti modelljének tekinthető.

Bevezetés

Az elmúlt években Goldhaber [1] és a szerző [2,3] egymástól függetlenül hyperon-modellt javasoltak, amely a hyperonokat nukleonok és anti-K-mezonok (\bar{K} -mezonok) kötött rendszerének tekintik. A modell következményeinek taglalásával Christy [4] és Zeldovics [5] foglalkoztak. A modell eredményei közül megemlítjük, hogy konkrét és szemléletes képet állít elénk a ritka-részecske-reakciók Gell-Mann-féle fenomenologikus sémájáról és a ritkaság megmaradásáról, ezenkívül elvezetett annak elméleti uton való előrelátásához [2] hogy míg a nukleonok és K-részecskék között taszító kölcsönhatás uralkodik, a nukleonok és \bar{K} -mezonok között vonzó erő hat. E kijelentés helyességét a szórás kísérletek igazolják [6]. Megemlítjük, hogy az ilyen és hasonló összetett elemi-rész-modellek egy lépést jelentenek a fenomenologikus leírásmódtól az egységes anyag- és térelmélet felé vezető kutatómunkában, amint arra Heisenberg rámutatott [7].

A következőkben egy, a modellel kapcsolatos hiányosságot kívánunk pótolni. Wentzel [8] és Rayski [9] annak a nézetüknek adtak kifejezést, hogy nem kielégítő, ha csupán az $N\bar{K}$ - ill. NK -kölcsönhatást leíró potenciál vonzó ill. taszító jellegére vo-

natkozó feltevésekre építjük fel a modell kvantitatív kidolgozását, hanem meg kell mutatnunk, hogy a mezontér operátorának felhasználásával valóban szerkeszthetünk olyan kölcsönhatást, amely a feltételezett tulajdonságokat mutatja.

Ahhoz, hogy a nukleon-mezon kölcsönhatás K - ill. \bar{K} -mezonokra ellentétes előjelű legyen, a kölcsönhatási operátort legegyszerűbben mint a nukleon és a K -mezontér operátorából képezett négyesvektor skaláris szorzataként írhatjuk fel [3]. Megjegyezzük, hogy más okok is természetessé teszik, hogy vektor-típusú kölcsönhatásra essék a választásunk [10]: az ismert kölcsönhatások közül az elektromágneses kölcsönhatás vektor, a Fermi-kölcsönhatás vektor-axiálvektor, a pion-nukleon kölcsönhatás valószínűleg axiálvektor. A természetben tehát a (valódi Lorentz-csoporttal szemben) vektorként viselkedő mennyiségek kitüntetett szerepet látszanak játszani. Marx a fermionok másodrendű hullámeqyenlete alapján következtetett a vektor-kölcsönhatások kitüntetett szerepére [11].

2. A probléma tárgyalása az izospin elhanyagolásával

Egy rögzített, $\rho(\underline{r})$ sűrűségfüggvénnyel leirt forrás (nukleon) és a χ mezontér Lagrange-sűrűségét a fentiek értelmében az

$$\mathcal{L} = -\text{grad } \chi^+ \text{ grad } \chi + \frac{1}{c^2} \dot{\chi}^+ \dot{\chi} - \mu^2 \chi^+ \chi + i\hbar \left(\frac{G}{mc^2}\right)^2 \rho(\underline{r}) [\dot{\chi}^+ \chi - \chi^+ \dot{\chi}] \quad (1)$$

$$\left(\mu = \frac{mc}{\hbar}\right)$$

alakunak tételezzük fel. Problémánkat a Wentzel-féle rács-tér közelítés [12] alkalmazásával fogjuk leegyszerűsíteni; az egyszerűsítés után lehetővé válik a kölcsönhatásban álló rendszer energiasajátérték-problémájának exakt megoldása. A közelítés abban áll, hogy az \underline{r} vektor folytonos tere helyett egy rácsteret veszünk. Ha feltételezzük, hogy az l ráczállandó nagyobb, mint a mezon μ^{-1} Compton-hullámhossza, azt találjuk, hogy 1. az (1) Lagrange-sűrűség első tagja, vagyis lényegében a mezonok kinetikus energiája elhanyagolható, 2. hogy a mezonok kötött állapotainak tárgyalásánál a különböző rácspontokhoz rendelt téroperátorok közül csak egynek jut lényeges szerep a kölcsönhatás leírásában,

mégpedig a nukleon által elfoglalt rácsponthoz rendelt $\chi(r_0)$ operátoroknak. A többi r_s rácsponthoz tartozó $\chi(r_s)$ operátor szabad téregyenletnek tesz eleget. Vezessük be most a $\chi_0 = l^{3/2} \chi(r_0)$ operátort. Ekkor a Lagrange-függvénynek a kölcsönhatás tárgyalása szempontjából jelentős, χ_0 -t tartalmazó része ilyen alakú:

$$L^{(0)} = \frac{1}{c^2} \dot{\chi}_0^+ \dot{\chi}_0 - \mu^2 \chi_0^+ \chi_0 + i\hbar \left(\frac{G}{mc^2}\right)^2 \rho_0 [\dot{\chi}_0^+ \chi_0 - \chi_0^+ \dot{\chi}_0]. \quad (2)$$

Itt ρ_0 forrássűrűség r_0 -beli értékét jelenti. Bevezetve a $\pi_0 = c \partial L^{(0)} / \partial \dot{\chi}_0$ kanonikusan konjugált térmennyiséget, a szokásos módon megalkotjuk a Hamilton-operátort:

$$H = \pi_0 \pi_0^+ + \mu^2 \left[1 + \left(\frac{G^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{\rho_0^2}{\mu^6} \right] \chi_0^+ \chi_0 - i\hbar c \left(\frac{G}{mc^2}\right)^2 \rho_0 [\pi_0 \chi_0 - \chi_0^+ \pi_0^+]. \quad (3)$$

Vezessük be most a

$$\chi_0 = \frac{\hbar}{mc} \left(\frac{mc^2}{2}\right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{G^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{\rho_0^2}{\mu^6} \right]^{-1/4} (a + b^+), \quad (4)$$

$$\pi_0 = i \left(\frac{mc^2}{2}\right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{G^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{\rho_0^2}{\mu^6} \right]^{1/4} (a^+ - b) \quad (5)$$

egyenletekkel definiált, az

$$[a, a^+] = [b, b^+] = 1 \quad (6)$$

csererelációkat kielégítő emissziós és abszorpciós operátorokat. Ekkor a Hamilton-operátornak a töltésszimmetria követelményének figyelembevételével szimmetrizált alakja a következő:

$$H = mc^2 \left\{ \left[\left(1 + \left[\frac{G^2}{\hbar c} \right]^2 \frac{\rho_0^2}{\mu^6} \right)^{1/2} + \frac{G^2 \rho_0}{\hbar c \mu^3} \right] (a^+ a + \frac{1}{2}) + \left[\left(1 + \left[\frac{G^2}{\hbar c} \right]^2 \frac{\rho_0^2}{\mu^6} \right) - \frac{G^2 \rho_0}{\hbar c \mu^3} \right] (b^+ b + \frac{1}{2}) \right\}. \quad (7)$$

Mint hogy az $a^+ a$, $b^+ b$ operátorok sajátértékei nemnegatív egész számok, az $N_{\bar{K}}$ számú \bar{K} -mezont tartalmazó, K -mezont nem tartalmazó ($N_K = 0$) állapotban az energiasajátérték:

$$E_{0 N_{\bar{K}}} = mc^2 \left\{ \left[1 + \left(\frac{G^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{\rho_0^2}{\mu^6} \right]^{1/2} - \frac{G^2 \rho_0}{\hbar c \mu^3} \right\} N_{\bar{K}} + E_{00}, \quad (8)$$

$$E_{00} = mc^2 \left[1 + \left(\frac{G^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{\rho_0^2}{\mu^6} \right]^{1/2}.$$

Tekintettel arra, hogy $(1+x^2)^{1/2} - x < 1$, ha $x > 0$ látható, hogy kötött állapotokat kaptunk ($E_{0N\bar{K}} - E_{00} < N_{\bar{K}} mc^2$). Ha az első gerjesztett állapotot a Λ -részecskével azonosítjuk, úgy a csatolási állandóra az

$$M_{\Lambda} - M_N = m \left\{ \left[1 + \left(\frac{G^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{\rho_0^2}{\mu^6} \right]^{1/2} - \frac{G^2}{\hbar c} \frac{\rho_0}{\mu^3} \right\}$$

összefüggés adódik, $M_{\Lambda} = 2182$, $M_N = 1837$, $m = 966$ felhasználásával azt kapjuk, hogy

$$\frac{G^2}{\hbar c} \frac{\rho_0}{\mu^3} \approx 1,2.$$

Mint hogy $\rho_0/\mu^3 \sim 1$ észszerű feltevés, azt kaptuk, hogy a nukleon-K-mezon-csatolás dimenziótlanná tett állandójának értéke $G^2/\hbar c \sim 1$.

3. A probléma tárgyalása izospin-függő kölcsönhatás feltételezésével

Az eddigiekben figyelmen kívül hagytuk, hogy a nukleonok és a K-mezonok töltésdublettet alkotnak. Ennek folytán modellünk nem is adhatott számot a hyperonok töltésmultipllettjeiről.

A következőkben ezt a hiányt akarjuk pótolni. A χ mezontér-operátorról feltesszük, hogy izospinor: $\chi = \begin{bmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{bmatrix}$. Erre hat a $\vec{\tau} \left[\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right]$ Pauli-féle matrix-vektor. A nukleon két töltésállapotának leírására bevezetjük a Φ_p , Φ_n állapotvektorokat. Ezekre hat a nukleon $\mathcal{I}/2$ izospin-operátora:

$$\vec{\mathcal{I}} (\mathcal{I}_+ \mathcal{I}_-, i^{-1}(\mathcal{I}_+ - \mathcal{I}_-), \mathcal{I}_0), \quad \begin{aligned} \mathcal{I}_+ \Phi_p &= 0, & \mathcal{I}_- \Phi_p &= \Phi_n, & \mathcal{I}_0 \Phi_p &= \Phi_p, \\ \mathcal{I}_+ \Phi_n &= \Phi_p, & \mathcal{I}_- \Phi_n &= 0, & \mathcal{I}_0 \Phi_n &= -\Phi_n. \end{aligned} \quad (9)$$

A nukleon és a mezontér kölcsönhatását most izoskalár és izovektor kifejezések kombinációjaként írjuk fel. A Wentzel-féle rácspont-közelítésben a Hamilton-operátor a következő alakú:

$$H = \pi_0 \pi_0^+ + \mu^2 \chi_0^+ \left[1 + S^2 + 3V^2 + 2S(S-V) \vec{\mathcal{I}} \vec{\tau} \right] \chi_0 - i\mu \left[\pi(S+V \vec{\mathcal{I}} \vec{\tau}) \chi - \chi^+(S+V \vec{\mathcal{I}} \vec{\tau}) \pi^+ \right]$$

$$S = \frac{G_s^2}{\hbar c} \frac{\rho_0}{\mu^3}, \quad V = \frac{G_v^2}{\hbar c} \frac{\rho_0}{\mu^3}. \quad (10)$$

Itt G_S^2 az izoskalár, G_V^2 az izovektor kölcsönhatás állandója. Vezessük be ismét az emissziós és abszorpciós operátorokat a

$$\left. \begin{aligned} \chi_i &= \frac{\hbar}{mc} \left(\frac{mc^2}{2}\right)^{1/2} [1 + S^2 + 3V^2]^{-1/4} (a_i + b_i^+) \\ \pi_i &= i \left(\frac{mc^2}{2}\right)^{1/2} [1 + S^2 + 3V^2]^{1/4} (a_i^+ - b_i) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

($i=1,2$) képletek felhasználásával. Az itt szereplő emissziós és abszorpciós operátorok jelentése a következő:

$$\left. \begin{array}{ll} a_1: & \begin{array}{c} \text{---} K^+ \\ \text{---} K^0 \\ \text{---} \bar{K}^0 \\ \text{---} \bar{K}^- \end{array} \\ a_2: & \\ b_2: & \\ b_1: & \end{array} \right\} \begin{array}{ll} a_1^+: & \begin{array}{c} K^+ \\ K^0 \\ \bar{K}^0 \\ \bar{K}^- \end{array} \\ a_2^+: & \\ b_2^+: & \\ b_1^+: & \end{array} \quad (12)$$

(← időirány)

Most H általában nem ölt diagonális alakot, csak a $G_S^2 = G_V^2$ speciális esetben. (A nemdiagonális rész $\rightarrow \bar{K} + K$ párkeltési folyamatoknak felel meg.) Ha elhanyagoljuk a nemdiagonális tagokat azt találjuk, hogy H -nak az egy- \bar{K} -mezonos, 0 és 1 izospinű, a két- \bar{K} -mezonos, 1/2 izospinű állapotok /s.i.t./ sajátállapotai. Ezeket rendre a Λ , Σ , Ξ töltésmultiplettekkel azonosíthatjuk:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Phi}_{\Lambda^0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (b_1^+ \bar{\Phi}_p + b_2^+ \bar{\Phi}_n), \\ \bar{\Phi}_{\Sigma^+} &= b_2^+ \bar{\Phi}_p, \quad \bar{\Phi}_{\Sigma^0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (b_1^+ \bar{\Phi}_p - b_2^+ \bar{\Phi}_n), \quad \bar{\Phi}_{\Sigma^-} = b_1^+ \bar{\Phi}_n, \\ \bar{\Phi}_{\Xi^+} &= \frac{1}{\sqrt{3}} b_2^+ (b_2^+ \bar{\Phi}_n + b_1^+ \bar{\Phi}_p), \quad \bar{\Phi}_{\Xi^0} = \frac{1}{\sqrt{3}} b_1^+ (b_2^+ \bar{\Phi}_n + b_1^+ \bar{\Phi}_p). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

A megfelelő energiasajátértékeket a hyperonok gerjesztési energiájával azonosítva a következő eredmények adódnak a hyperonok tömegére:

$$\left. \begin{aligned} M_{\Lambda} &= M_N + m \left\{ [1 + S^2 + 3V^2]^{1/2} - S - 3V + 3 \frac{(S-V)V}{(1+S^2+3V^2)^{1/2}} \right\}, \\ M_{\Sigma} &= M_N + m \left\{ [1 + S^2 + 3V^2]^{1/2} - S + V - \frac{(S-V)V}{(1+S^2+3V^2)^{1/2}} \right\}, \\ M_{\Xi} &= M_N + 2m \left\{ [1 + S^2 + 3V^2]^{1/2} - S - 2V + 4 \frac{(S-V)V}{(1+S^2+3V^2)^{1/2}} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Válasszuk itt a G_S és G_V állandókat úgy, hogy M_{Λ} és M_{Σ} a kísérleti értékkel egyezzenek; ekkor M_{Ξ} értéke kiszámítható. (14) alapján az

$$M_{\Xi} = \frac{1}{2} (3M_{\Lambda} + M_{\Sigma} - 2M_N) = 2603. \quad (15)$$

érték adódik, amely kielégítően egyezik az $M_{\Xi} = 2586$ kísérleti értékkel.

Megmutattuk tehát, hogy megadható egy olyan térelméleti modell, amely a nukleonok és \bar{K} -mezonok kötött állapotait kiadja, ugyanakkor - amint arról (3) ill. (10) alapján meggyőződhetünk - a K-mezonok számára csak pozitív energiájú szórás állapotokat szolgáltat. (A kölcsönhatási Hamilton-operátor az $a \leftrightarrow b$ töltéskonjugációkor előjelet vált.) Modellünk ezenkívül elvezetett a Ξ -részesce tömegének a tapasztalattal kielégítően egyező (15) értékéhez. Megemlítjük, hogy a (15) összefüggés modellünk keretei között a töltésfüggetlenség hipotézisének folyománya, s azt Zeldovics a hyperontömegek fenomenologikus analizise során állította fel első ízben [5].

I r o d a l o m

- [1] M. Goldhaber: Phys. Rev. 101, 431 /1956/
- [2] G. Györgyi: ZsETF, 32, 152 /1957/
- [3] Györgyi Géza: KFKI Közl. 5, 315 /1957/
- [4] R. Christy: Proc. of the VII. Rochester Conference on High Energy Nuclear Physics /1957/
- [5] Ja. B. Zeldovics: ZsETF 33, 829 /1957/
- [6] B. d'Espagnat, J. Prentki: Some Theoretical Aspects of the Strong Interactions of the New Particles. Progress in Cosmic Ray Physics, Vol. IV. North-Holland Publishing Company, Amsterdam /1958/

- [7] W.Heisenberg: Rev.Mod.Phys. 29, 269 /1957/.
- [8] G.Wentzel: hozzászólás R.Christy előadásához a VII.rochesteri konferencián.
- [9] J.Rayski: szóbeli közlés az 1957.balatonvilágcsi elemi-részecske-kollokviumon.
- [10] L.Okun: szóbeli közlés.
- [11] G.Marx: Nucl.Phys. Megjelenés alatt.
- [12] G.Wentzel: Helv.Phys.Acta, 13, 269 /1940/

Elhangzott szeptember hónapban az elemi részek fizikájáról tartott kollokviumon.

KFKI Közlemények 6.évf. 5.szám, 1958.

EGY ÚJ KIVÁLASZTÁSI SZABÁLY GYENGE KÖLCSÖNHATÁSOKRA

Irta: Menyhárd Nóra

Atomfizikai Osztály

Összefoglalás

Az eddig ismert megmaradási tételekkel összhangban lévő, de a valóságban azonban elő nem forduló gyenge folyamatok tiltottságának magyarázatára kiválasztási szabályt állítunk fel. Ez a szabály csak a leptonokat érinti és másodrendű folyamatra megmaradási tételbe megy át.

A gyenge kölcsönhatások közül azokról lesz szó, amelyekben lepton is szerepel. Ilyenek a β -bomlás, μ -bomlás, μ -befogás, a $\pi \rightarrow \mu$ -bomlás és a K bomlásai közül háromféle. Ezeken kívül felírható még sok olyan folyamat, amelyeknek tulajdonképpen elő kellene fordulniuk a természetben, másszóval semmilyen eddig megismert megmaradási tétellel nem állnak ellentétben, beleértve a fermionszám vagy lepton-szám megmaradás tételét is.

Felírunk ezek közül néhányat, aszerint csoportosítva őket, hogy a kölcsönhatási Hamilton operátorukban - a leptonokat tekintve - milyen kifejezés szerepel.

- 1). $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + e^-$ $(\bar{\psi}_e \Gamma \psi_\mu)$
- 2). $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$, $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ $(\bar{\psi}_e \Gamma \psi_e), (\bar{\psi}_\mu \Gamma \psi_\mu)$
- 3). $\Sigma^+ \rightarrow p + \nu + \bar{\nu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}$ $(\bar{\psi}_\nu \Gamma \psi_\nu)$
- 4). $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$, $K^+ \rightarrow e^+ + \nu$, $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ stb. $(\bar{\psi}_e \Gamma \psi_\nu), (\bar{\psi}_\mu \Gamma \psi_\nu)$

A megfigyelt folyamatoknál pl. β -bomlás, μ -befogás, ugyanazok a kifejezések lépnek fel, mint a 4./ csoport kölcsönhatásainál. Ezért okozzák éppen ezek a legnagyobb problémát, tiltottságukra

még nem sikerült kielégítő magyarázatot adni. Ez azonban nem is olyan nagy baj, mert a legújabb hírek szerint találtak egy $\pi \rightarrow e + \nu$ eseményt [1], bár a $\frac{\pi \rightarrow e + \nu}{\pi \rightarrow \mu + \nu}$ bomlási arány még így is $< 10^{-5}$, míg az elméletileg számított érték $\sim 10^{-4}$. Annak is megvan még a lehetősége, hogy felfedezzék a hyperonok β -bomlását.

A továbbiakban csak az első három csoport kölcsönhatásaival foglalkozunk. Ezek elő nem fordulásának magyarázatára legegyszerűbb lenne olyan új megmaradási tételt keresni, amelyik a leptonokra vonatkozik és a hozzátartozó transzformációval szemben a $(\bar{\psi}_e \Gamma \psi_e)$, $(\bar{\psi}_\mu \Gamma \psi_\mu)$, $(\bar{\psi}_\mu \Gamma \psi_e)$ és $(\bar{\psi}_\nu \Gamma \psi_\nu)$ kifejezések nem lennének invariánsak, míg a $(\bar{\psi}_e \Gamma \psi_\nu)$ és $(\bar{\psi}_\mu \Gamma \psi_\nu)$ kifejezések igen. Ilyen megmaradási tételt azonban már azért sem találhatunk, mert ez megtiltaná az elektromágneses folyamatokat a $(\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e)$ kifejezés tiltottságán keresztül.

Mindhárom csoportot egyöntetűen megmaradási tétellel kizárni nem lehet.

Csak az 1./ csoport tiltottságának magyarázatára már több próbálkozás történt [2],[3],[4], ezek közül szeretnénk egyet ismertetni [4].

A kétkomponensű neutrínó elmélet felállításáig fel lehetett tételezni, hogy a μ^+ részecske. Ezzel a leptonszám megmaradási tétele az 1./ csoport kölcsönhatásait, sőt még a $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ elektromágneses bomlást is megtiltotta. A Lee-Yang-elmélet és a μ -bomlás Michel paraméterének mért értéke miatt azonban a μ^- -t kellett részecskének feltételezni. Van azonban egy másik lehetőség arra, hogy a tapasztalattal összhangban maradván a leptonszám megmaradás tételét az előző alakjában fenntarthassuk és ez a következő: Tételezzük fel, hogy kétféle neutrínó létezik ν_R, ν_L és ezek antirészecskéi is. Az elektron csak a ν_L -el, a μ csak a ν_R -el van kölcsönhatásban. A részecskék: e^-, μ^+, ν_R, ν_L antirészecskék: $e^+, \mu^-, \bar{\nu}_R, \bar{\nu}_L$. Az ismert folyamatok ilyenek:

$$\begin{array}{ll}
 n \rightarrow p + e^- + \nu_L & \mu^- + p \rightarrow n + \bar{\nu}_R \\
 \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_R + \nu_L & \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_R \quad \text{stb.}
 \end{array}$$

Ez a lehetőség a tapasztalattal egyáltalán nincs ellentétben.

* Időközben még hat $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$ eseményt találtak.

Pl. épp olyan jól szolgáltatja a μ -bomlás Michel paraméterét, mint a kétkomponensű elmélet.

Kísérleti döntés elvileg lehetséges: a μ -bomlásból származó neutrínókkal kell indukált β -bomlást kelteni. Ilyen kísérlet azonban belátható időn belül nem végezhető.

A 2./ és 3./ csoport kölcsönhatásait még a fent ismertetett elmélet sem tudja kizárni, sőt a $K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + e^+$ is megengedett.

Minden más, ilyen irányú próbálkozás is csak részlegesen adott választ a tiltott folyamatokra. Ha azonban nem ragaszkodunk megmaradó mennyiség kereséséhez, hanem megelégszünk egy kiválasztási szabállyal, akkor mindjárt más a helyzet. Található ugyanis egy olyan mennyiség, amelyik minden létező gyenge folyamatnál jelet vált.

Ha megfigyeljük az említett kölcsönhatásokat: β -bomlást, μ -bomlást stb., akkor észre kell vennünk, hogy a kölcsönhatásban mindig annyi ν és $\bar{\nu}$ szerepel, mint amennyi e^- , e^+ , μ^- és μ^+ együttesen. Ezt leírva:

$$N_{e^-} + N_{e^+} + N_{\mu^-} + N_{\mu^+} + N_{e^-}' + N_{e^+}' + N_{\mu^-}' + N_{\mu^+}' = N_{\nu} + N_{\bar{\nu}} + N_{\nu}' + N_{\bar{\nu}}'$$

N_x a kezdeti állapotban, N_x' a végállapotban lévő részek számát jelenti. Vezessük be az $N = N_{e^-} + N_{e^+} + N_{\mu^-} + N_{\mu^+} - N_{\nu} - N_{\bar{\nu}}$ jelölést. A fenti egyenlet átrendezésével nyerjük: $N = -N'$, tehát a folyamat során N jelet vált. Ez igaz elsőrendű Fermi-folyamatokra. Ha az $N = -N'$ szabályt posztulátumként elfogadjuk, akkor az 1./, 2./ és 3./ csoport kölcsönhatásai tiltottak, a 4./ csoport kölcsönhatásai megengedettek lesznek. Tehát a gyenge kölcsönhatások Hamilton operátorában a $(\bar{\psi}_e \Gamma \psi_\mu)$, $(\bar{\psi}_e \Gamma \psi_e)$, $(\bar{\psi}_\mu \Gamma \psi_\mu)$, $(\bar{\psi}_\nu \Gamma \psi_\nu)$ kifejezések nem szerepelhetnek, csak a $(\bar{\psi}_e \Gamma \psi_\nu)$, $(\bar{\psi}_\mu \Gamma \psi_\nu)$ kifejezések.

Fizikailag ez annyit jelent, hogy a gyenge kölcsönhatásban szereplő leptonok a neutrínóval - a $(\bar{\psi}_e \Gamma \psi_\nu)$ és $(\bar{\psi}_\mu \Gamma \psi_\nu)$ -val jellemezhető - $e-\nu$ és $\mu-\nu$ áramokat létesítenek. Ezek hatnak kölcsön egymással és más áramokkal. Csak ez a kétféle gyenge lepton-áram létezik, más nem. Hasonló a helyzet ahhoz, hogy az elektromágneses áram mindig $(\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e)$ típusu.

Visszatérve a kiválasztási szabályhoz, ez másodrendű folyamatokra megmaradási tételbe megy át: $N = N''$ (két jelváltás = jel

tartás). N'' a másodrendű folyamat végállapotára jellemző. Ennek alapján pl. a $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$ folyamat második közelítésben végbe kell menjen: $\mu^- + p \rightarrow n + \nu \rightarrow p + e^-$. Ha egy bomlás, mint pl. a $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ egyaránt létrejöhet közvetlenül és közvetve is: $\pi^+ \rightarrow p + \bar{n} \rightarrow \mu^+ + \nu$ akkor $N = N' = N'' = 0$, tehát a jelváltás és megmaradás egyszerre fennállhat, nincs ellentmondás.

Ha az előbb ismerttetett Kawakami-féle neutrínó elméletet fogadjuk el, akkor a leptonszám megmaradás tételén kívül még szükség van az új kiválasztási szabályra is, hogy a 2./ és 3./ folyamatok tiltottságát magyarázni tudjuk. A szabály most így fest:

$$N_1 = -N_1' \quad \text{ahol} \quad N_1 = N_{e^-} + N_{e^+} - N_{\nu_L} - N_{\bar{\nu}_L}$$

$$N_2 = -N_2' \quad N_2 = N_{\mu^-} + N_{\mu^+} - N_{\nu_R} - N_{\bar{\nu}_R}$$

(mindkettőnek teljesülnie kell). Ebben az esetben a $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$ folyamat semilyen közelítésben nem megengedett.

I r o d a l o m

- [1] A CERN-ben mérték, még nincs publikálva.
- [2] Nishijima: Il Nuovo Cimento V. 1349 /1957/
- [3] Sachs: Physical Review 99 1573 /1955/
- [4] Kawakami: Prog.Theor.Phys. 19 No5 /1958/

Elhangzott szeptember hónapban az elemi részek fizikájáról tartott kollokviumon.

KFKI Közlemények 6.évf. 5.szám, 1958.

A FERMIONOK MÁSODRENDÜ HULLÁMEGYENLETÉRŐL

Írta: Marx György

Atomfizikai Osztály

Összefoglalás

Feynman nyomán megvizsgáljuk részletesebben a spinorterek másodrendű hullámeqyenlettel való leírásának néhány problémáját, így a kölcsönhatások kérdését. Bemutatjuk az izodublett fermionok négykomponensű spinor által történő leírásának lehetőségét. Ez utóbbi megkönnyíti a felcserlési törvény megalkotását és modellt szolgáltat a Heisenberg-egyenlet invariancia-tulajdonságaira.

1.§. Bozonterek

Feynman és Gell-Mann [1,2] a legutóbb javasolták, hogy minden elemi részt egységesen másodrendű hullámeqyenlettel írjunk le. A p_i négyesimpulzus és m (nyugalmi) tömeg

$$p_i p_i + m^2 c^2 = 0$$

relativisztikus összefüggése miatt kölcsönhatás-mentes esetben egyetemes érvénnyel fenn kell állnia a

$$\square \varphi - \kappa^2 \varphi = 0 \quad (\kappa = mc/\hbar) \quad (1)$$

hullámeqyenletnek. Az egyes részecskéket a φ térménnyiség transzformációsajátságai és a kölcsönhatás alakja különbözteti meg.

Zérus spinű bozonok esetén φ egykomponensű skalár (a valódi Lorentz-csoportra korlátozódva). Semleges bozonnál φ hermitikus ($\varphi = \varphi^+$), töltött bozonnál kétkomponensű hermitikus vagy egykomponensű nem hermitikus operátor. Elektromágneses kölcsönhatás esetén (1) módosul:

$$(\partial_i - ia_i)(\partial_i - ia_i) \varphi - \kappa^2 \varphi = 0, \quad (2)$$

ez a Klein-Gordon-egyenlet, a megfelelő Lagrange-függvény

$$L = -(\partial_i + i a_i) \varphi^+ (\partial_i - i a_i) \varphi - \kappa^2 \varphi^+ \varphi - \frac{1}{4} F_{ik} F_{ik}. \quad (3)$$

Itt A_i az elektromágneses vektorpotenciál,

$$F_{ik} = \partial_i A_k - \partial_k A_i, \quad a_i = \frac{e}{\hbar c} A_i, \quad f_{ik} = \frac{e}{\hbar c} F_{ik}. \quad (4)$$

A töltött és semleges bozontér kombinációjával izomultipllett bozonterek is alkothatók.

A fotonteret szintén (1)-gyel írhatjuk le, de a "minimális számú állapot elve" alapján kirovandó még a Lorentz-feltétel is.

2.§. Fermionterek

Fermionoknál a spin megkétszerezi a szabadsági fokok számát, ezért ilyeneknél (1)-ben φ kétkomponensű spinor. Ha a fermion e töltéssel és $e\hbar/2mc$ mágneses momentummal rendelkezik, az elektromágneses kölcsönhatást a Feynman-egyenlet veszi figyelembe:

$$\left[(\partial_i - i a_i)(\partial_i - i a_i) + \underline{B} \cdot \underline{\sigma} - \kappa^2 \right] \varphi = 0. \quad (5a)$$

Itt

$$\underline{B} = \frac{e}{\hbar c} (\underline{H} + i \underline{E}) = (f_{23} + f_{41}, f_{31} + f_{42}, f_{12} + f_{43})$$

önduális antiszimmetrikus tenzor. Az (5) egyenlet invariáns a valódi Lorentz-csoporttal szemben, φ -t az X -tengely körül végzett α_i szögű infinitezimális forgáskor

$$\varphi \rightarrow \left(1 + \frac{i}{2} \sigma_i \alpha_i \right) \varphi$$

szerint, χ_i irányban $c\beta_i$ infiniterinális sebességgel haladó rendszerre való áttéréskor

$$\varphi \rightarrow \left(1 + \frac{1}{2} \sigma_i \beta_i \right) \varphi$$

szerint kell transzformálni. Nevezetes körülmény, hogy φ -ből deriválás nélkül egyetlen Lorentz-kovariáns mennyiség, a $\varphi^+ \sigma_i \varphi$ ($\sigma_4 = -i$) vektor alkotható, skalár pl. nem. Ennek az a következménye, hogy az (5) Feynman-egyenlethez nem található a (2) Klein-Gordon-egyenletéhez analóg (3) alakú elsőrendű Lagrange-függvény [4].

Gell-Mann és Feynman nyomán kimutatható, hogy (5a) a Dirac-egyenlettel egyenértékű. A kétkomponensű φ -t kétszer egymás alá írva alkossunk meg egy négykomponensű Dirac-spinort. Ekkor a γ_i -mátrixok Dirac-reprezentációját használva fennáll, hogy

$$\chi = \gamma_5 \chi, \quad \text{ha} \quad \chi = \begin{pmatrix} \varphi \\ -\varphi \end{pmatrix}, \quad (6)$$

(5a) a (6) mellékfeltétel figyelembevételével így írható:

$$\left[(\partial_i - iai)(\partial_i - iai) + \frac{1}{2} \sigma_{ik} f_{ik} - \kappa^2 \right] \chi = 0. \quad (5b)$$

Itt

$$\sigma_{ik} = \frac{1}{2i} (\gamma_i \gamma_k - \gamma_k \gamma_i).$$

Legyen

$$\psi = \left[1 - \kappa^{-1} \gamma_i (\partial_i - iai) \right] \chi, \quad (7)$$

ez (5b) következtében kielégíti a

$$\left[\gamma_i (\partial_i - iai) + \kappa \right] \psi = 0 \quad (8)$$

Dirac-egyenletet. Ha viszont a (8) Dirac-egyenlet megoldása, a belőle megalkotott

$$\chi = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi \quad (9)$$

kielégíti az (5) Feynman-egyenletet. A fermiontér két leírása tehát egyenértékű. Ez az ekvivalencia teszi érthetővé, hogy a kvantumelektrodinamika (5) és (8) közt nem tesz különbséget. A χ -operátor megegyezik ψ "páratlan" részével, de belőle az egész ψ megalkotható (7) szerint, mert a Dirac-egyenlet fennállása a "páros" és "páratlan" részt egybekapcsolja:

$$\psi = \psi_{(+)} + \psi_{(-)}, \quad \psi_{(\pm)} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \psi = -\kappa^{-1} \gamma_i \partial_i \psi_{(\mp)}.$$

Mindez azonban nincs így, ha a tömeg zérus. A neutrínó szokásos Dirac-féle elméletében lehetőség van ψ "páros" részének szeparálására. Így jutottak el a kétkomponensű elmülethez, amelyben csak negatív csavarodású neutrínó lép fel. Ha azonban Feynman és Gell-Mann programjának megfelelően a neutrínó másodrendű

$$\square \chi_\nu = 0 \quad (10)$$

hullámegyenletéből és a (6) mellékfeltételből indulunk ki, a

$$\psi_\nu \equiv \frac{1+\gamma_5}{2} \psi_\nu = \chi_\nu \quad (11a)$$

által értelmezett spinor nem fogja kielégíteni a

$$\gamma_i \partial_i \psi_\nu = 0 \quad (12)$$

Dirac-egyenletet, így nem adódik kapcsolat sebesség és spin közt, ellentétben a paritáskísérletek eredményével. Egy másik lehetőség (10) megőrzése mellett az, hogy ψ_ν -t így értelmezzük:

$$\psi_\nu = \gamma_i \partial_i \chi_\nu. \quad (11b)$$

(10)-ből és (11b)-ből (12)már következik, de nem olyan neutrínó-csavarodás adódik, amilyenre a gyenge kölcsönhatások általános elméletében szükség volna, hanem ellenkező. (11b) inverze nem adható meg, így a χ_ν és ψ_ν leírás nem egyenértékű.* Végül lehetséges egy $\kappa_\nu \rightarrow 0$ határátmenet alkalmazása is. Ekkor (9) és (12) egyidejű fennállása $\lim \kappa_\nu = 0$ határesetben is biztosítható, de ψ_ν "páratlan" része (7) szerint divergens. (Ez azonban nem okoz nehézséget, mert az univerzális gyenge kölcsönhatás Gell-Mann-Feynman-féle operátorában csak χ_ν , azaz ψ_ν véges "páros" része szerepel, ezért "páratlan" neutrínók emissziója soha nem következik be.)

Tértükrözést szokásosan a

$$\psi \rightarrow \rho_5 \gamma_4 \psi \quad (\rho_5^4 = 1)$$

transzformációval írunk le, ennek a χ Feynman-operátor

$$\chi \rightarrow -\rho_5 \gamma_4 \kappa^{-1} \gamma_i (\partial_i - ia_i) \chi$$

transzformációja felel meg. A töltéskonjugációkor $a_i \rightarrow -a_i$ a ψ Dirac-operátor

* Ha (11b) mellett maradunk, a Feynman-Gell-Mann-féle kölcsönhatási Hamilton-operátor nem ekvivalens a β -bomlás szokásos elméletének $V \pm A$ változatával. Ezért a megjegyzéséért Nagy Károly kollegámnak tartozom köszönettel.

$$\psi \rightarrow \psi^c$$

szerint transzformálódik, ahol c általánosan a következő műveletet jelöli:

$$\omega^c = \gamma_c \bar{\omega} \quad (\bar{\omega} = \omega^+ \gamma_4; \quad \tilde{\gamma}_i = -\gamma_c \gamma_i \gamma_c^{-1}, \quad \gamma_c^+ = \gamma_c^{-1}, \quad \tilde{\gamma}_c = -\gamma_c). \quad (13)$$

Töltéskonjugációkor tehát a χ Feynman-operátornak

$$\chi \rightarrow -\kappa^{-1} \gamma_i (\partial_i + i a_i) \chi^c$$

szerint kell transzformálnia.

A (7), (9) leképezés mutatja, hogy χ -leírásban és ψ -leírásban kölcsönhatás-mentes esetben az impulzussajátállapotok azonosak. A Feynman-egyenletnél a σ spinmátrix nincs közvetlenül a sebességhez csatolva (ellentétben a Dirac-egyenlettel), de a nyugalmi rendszerben a $\tilde{\sigma}_i$ -sajátállapotok χ és ψ -leírásban egybeesnek. (Egyező a neutrínó-csavarodás is a χ -és ψ -leírásban.)

3.§. Izodublett fermiontér

A fermionok kétkomponensű spinorleírása nem problémamentes. Az (5) Feynman-egyenlet megsérteni látszik a "minimális elektromágneses kölcsönhatás" elvét [5]. (Miért egy magneton a csupasz elektron mágneses momentum?) A neutrínót ebben az elméletben nem tekinthetjük kezdettől fogva 0 nyugalmi tömegű negatív csavarodású résznek, így az új neutrínó-elmélet fő szépsége elhalványul. Kibble és Polkinghorne [4] szerint a felcserélési törvény úgy származtatható le, ha (7)-ben χ -t négykomponensű operátornak tekintjük és a felesleges szabadsági fokokat az állapotfüggvényre kirótt

$$\frac{1-\gamma_5}{2} \chi \Big| > = 0 \quad (14)$$

feltétellel távolítjuk el.

Ezek miatt kézenfekvő gondolat annak megvizsgálása, mire jutunk, ha (7)-et valóban négykomponensű χ -operátorra alkalmazzuk, a (6) vagy (14) feltétel nélkül. Kölcsönhatás-mentes esetben legyen a hullámegyenlet

$$(\square - \kappa^2) \chi = 0. \quad (15)$$

Ez invariáns a

$$\chi \rightarrow (1 + \frac{1}{4} \epsilon_{ik} \sigma_{ik}) \chi$$

infinitezimális Lorentz-transzformációval szemben és (a megfelelő kétkomponensű egyenlettel ellentétben) az

$$L = - \partial_i \bar{\chi} \partial_i \chi - \kappa^2 \bar{\chi} \chi \quad (16)$$

elsőrendű Lagrange-függvényből is származtatható.

Értelmezzük a következő spinoroperátort:

$$\xi = - \kappa^{-1} \gamma_5 \gamma_i \partial_i \chi^c, \quad (17)$$

valamint segítségével a következőket [6]:

$$\psi_p = \frac{1+\gamma_5}{2} \chi + \frac{1-\gamma_5}{2} \xi^c, \quad \psi_n = i \frac{1+\gamma_5}{2} \chi^{c-i} \frac{1-\gamma_5}{2} \xi. \quad (18)$$

Ekkor (15) felhasználásával belátható, hogy a két különálló ψ_p - és ψ_n -tér egyaránt a Dirac-egyenletnek tesz eleget:

$$(\gamma_i \partial_i + \kappa) \psi_p = 0, \quad (\gamma_i \partial_i + \kappa) \psi_n = 0. \quad (19)$$

A két tér tömegállandója megegyezik, tehát a (15) egyenlet egy izobár fermiondublettet ír le, így a proton- és neutrontér együttes leírására alkalmas.

3a.§. Elektromágneses kölcsönhatás

A csupasz proton egységnyi töltését és mágneses momentumát figyelembe vevő egyenlet

$$\left[(\partial_i - i \frac{1+\gamma_5}{2} a_i) (\partial_i - i \frac{1+\gamma_5}{2} a_i) + \frac{1}{2} \sigma_{ik} \frac{1+\gamma_5}{2} f_{ik} - \kappa^2 \right] \chi = 0 \quad (20)$$

(Ez $\chi = \chi_{(+)} + \chi_{(-)}$ felbontással egy töltött és egy semleges fermion (5) Feynman-egyenletére is széthasítható.) Legyen

$$\xi = - \kappa^{-1} \gamma_5 \gamma_i (\partial_i + i \frac{1-\gamma_5}{2} a_i) \chi^c. \quad (21)$$

Ekkor (némi változtatástól eltekintve) a nukleon-dublett Gürsey-egyenleteire jutunk [6]:

$$\gamma_5 \gamma_i (\partial_i - i \frac{1+\gamma_5}{2} a_i) \chi - \kappa \xi^c = 0 \quad \gamma_5 \gamma_i (\partial_i + i \frac{1-\gamma_5}{2} a_i) \xi - \kappa \chi^c = 0 \quad (22)$$

vagy más alakban:

$$\gamma_5 \gamma_i (\partial_i + i \frac{1-\gamma_5}{2} a_i) \chi^c + \kappa \xi = 0 \quad \gamma_5 \gamma_i (\partial_i - i \frac{1-\gamma_5}{2} a_i) \xi^c + \kappa \chi = 0.$$

Belőlük a (18) Gürsey-képletek alapján a nukleondublett Dirac-egyenlete adódik:

$$\left\{ \gamma_i \left[\partial_i - i a_i \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] + \kappa \right\} \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} = 0. \quad (23)$$

Az egyenletekből látható, hogy a $p \leftrightarrow \tilde{p}$, $n \leftrightarrow \tilde{n}$ töltéskonjugációt az

$$a_i \rightarrow C a_i C^{-1} = -a_i, \quad \psi \rightarrow C \psi C^{-1} = \psi^c$$

és

$$\chi \rightarrow C \chi C^{-1} = \xi = -\kappa^{-1} \gamma_5 \gamma_i (\partial_i + i \frac{1-\gamma_5}{2} a_i) \chi^c$$

transzformáció írja le. A töltéskonjugáció (22)-ben egyszerű

$\chi \leftrightarrow \xi$ felcserélés, de (20)-ban bonyolult deriválttranszformáció.

Az elektromágneses kölcsönhatást is tartalmazó Dirac-, Gürsey- és másodrendű egyenletek egymással ekvivalens Lagrange-függvényei

$$\begin{aligned} L &= -\hbar c \left\{ \bar{\psi}_p \left[\gamma_i (\partial_i - i a_i) + \kappa \right] \psi_p + \bar{\psi}_n^c \left[\gamma_i \partial_i + \kappa \right] \psi_n^c \right\} - \frac{1}{4} F_{ik} F_{ik} = \\ &= -\hbar c \left\{ \bar{\chi} \gamma_i (\partial_i - i a_i \frac{1+\gamma_5}{2}) \chi + \bar{\xi}^c \gamma_i (\partial_i - i a_i \frac{1-\gamma_5}{2}) \xi^c - \kappa (\bar{\chi} \gamma_5 \xi^c - \bar{\xi}^c \gamma_5 \chi) \right\} - \\ &\quad - \frac{1}{4} F_{ik} F_{ik} = \\ &= \hbar c \kappa^{-2} \bar{\chi} (\partial_i + i a_i \frac{1-\gamma_5}{2}) \gamma_i \left[(\partial_i - i a_i \frac{1+\gamma_5}{2}) (\partial_i - i a_i \frac{1+\gamma_5}{2}) + \frac{1}{2} \sigma_{ik} f_{ik} - \kappa^2 \right] \chi - \\ &\quad - \frac{1}{4} F_{ik} F_{ik}. \end{aligned} \quad (24)$$

(25)-ből a Maxwell-egyenletbe a következő áramvektor adódik:

$$j_i = i e c \left[(\bar{\chi} \gamma_i \frac{1+\gamma_5}{2} \chi) - C (\bar{\chi} \gamma_i \frac{1+\gamma_5}{2} \chi) C^{-1} \right] = -C j_i C^{-1}. \quad (25)$$

A kölcsönhatási Lagrange-függvény

$$L_\gamma = j_i A_i = (i \hbar c^2 \bar{\chi} \gamma_i \frac{1+\gamma_5}{2} \chi \cdot a_i) + C (u. az) C^{-1}.$$

Megjegyzendő, hogy (kölcsönhatás-mentes esetben) a Dirac-Lagrange-függvény nem ekvivalens a (16) elsőrendű Lagrange-függvénnyel, ha-

nem csak a (24) magasabbrendűvel. (16) és (24) használata kölcsönhatásokban különbséget ad.

3b.§. Gyenge kölcsönhatás

Gell-Mann és Feynman programja szerint [2] a fermionok Dirac- és Feynman-féle leírásának egyenértékűnek kell lennie. A kölcsönhatási Lagrange-függvényt csak χ -t tartalmazó egyszerű alakban kell megtalálni. A célkitűzés a kétkomponensű (5) egyenlet alkalmazásával egyszerűen elvezetett a β -kölcsönhatás $V \pm A$ változatához, hiszen kétkomponensű spinorból más kovariáns mennyiség nem alkotható. Ez a következtetés a legtöbb tapasztalattal összhangban van.

Az itt javasolt négykomponensű másodrendű hullámegyenletnél ilyen megszorítás nincs: γ -ból deriválás nélkül skalárok, vektorok, tenzorok egyaránt képezhetők. A skalár- és tenzorinvariánsok Lagrange-függvénybe való felvétele azonban olyan átmenetekre vezetne, amelyek megsértik a baryonszám megmaradását:



Egyedül a vektor-kovariánsok olyanok, amelyek invariánsak a baryon-megmaradást biztosító fázistranszformációval szemben:

$$\bar{\chi} \gamma_i \frac{1+\gamma_5}{2} \chi = \bar{\psi}_p \gamma_i \frac{1+\gamma_5}{2} \psi_p \quad \leftarrow \bullet \leftarrow \quad \leftarrow \bullet \leftarrow \quad \bar{\chi} \gamma_i \frac{1-\gamma_5}{2} \chi = \bar{\psi}_n \gamma_i \frac{1+\gamma_5}{2} \psi_n \quad (27)$$

$$\bar{\chi}^c \gamma_5 \gamma_i \chi = -2i \bar{\psi}_n \gamma_i \frac{1+\gamma_5}{2} \psi_p \quad \leftarrow \bullet \leftarrow \quad \leftarrow \bullet \leftarrow \quad \bar{\chi} \gamma_5 \gamma_i \chi^c = 2i \bar{\psi}_p \gamma_i \frac{1+\gamma_5}{2} \psi_n \quad (28)$$

(27) az elektromágneses kölcsönhatásban jut szerephez, a β -bomlást pedig kizárólag (28) írhatja le (ez ad $p \leftrightarrow n$ átmenetet):

$$L_\beta = -\frac{i}{2} f \hbar c \left[l_i \bar{\chi}^c \gamma_5 \gamma_i \chi - l_i^+ \bar{\chi} \gamma_5 \gamma_i \chi^c \right] \quad (29)$$

(l_i a leptonoperátorokat tartalmazó vektor.) A négykomponensű elmélet tehát ugyanugy elvezet a $V \pm A$ csatolástípus egyértelmű kiválasztásához, mint a kétkomponensű (Noha (29)-ben deriváltak

nem szerepelnek, a másodrendű hullámegyenlet kölcsönhatási tagjában már igen, ha (29)-et a (25) Lagrange-függvényhez csatoljuk.)[‡]

A négykomponensű (15) hullámegyenlet egyenértékűnek bizonyult az izobár dublettek Dirac-féle leírásával, ezért a nukleonokra való alkalmazás kézenfekvő volt. A leptonok leírásánál két eshetőség van: Az egyes leptonokat függetlenül kétkomponensű operátorokkal írjuk le, ami bizonyos nehézségekre vezet [4]; vagy belőlük is dubletteket (pl. elektron-neutrínó) alkotunk, noha a tömegek eltérnek. Foglalkozunk ez utóbbi lehetőséggel. Az elektron-neutrínó-dublett Dirac-egyenletei

$$\left[\gamma_i (\partial_i - ia_i) + \kappa \right] \psi_e = 0, \quad \gamma_i \partial_i \psi_\nu = 0. \quad (30)$$

Legyen

$$\mu = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi_e + i \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_\nu^c, \quad \omega = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi_e^c + i \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_\nu, \quad (31)$$

ekkor (30) alapján a következő egyenletekre jutunk:

$$\gamma_i (\partial_i - ia_i \frac{1 + \gamma_5}{2}) \mu + \kappa \frac{1 - \gamma_5}{2} \omega^c = 0, \quad \gamma_i (\partial_i - ia_i \frac{1 - \gamma_5}{2}) \omega^c + \kappa \frac{1 + \gamma_5}{2} \mu = 0, \quad (32)$$

végül ω^c kiküszöbölésével kapjuk a másodrendű hullámegyenletet:

$$\left[(\partial_i - ia_i \frac{1 + \gamma_5}{2}) (\partial_i - ia_i \frac{1 + \gamma_5}{2}) + \frac{1}{2} \sigma_{ik} \frac{1 + \gamma_5}{2} f_{ik} - \kappa^2 \frac{1 + \gamma_5}{2} \right] \mu = 0. \quad (33)$$

(33) önmagában nem ekvivalens (32)-vel, illetve (30)-al, belőle azok nem nyerhetők vissza. Az ekvivalencia elérhető azonban, ha (33)-ból kiindulva definiáljuk az

$$\omega^c = -\kappa^{-1} \gamma_i (\partial_i - ia_i \frac{1 + \gamma_5}{2}) \mu \quad (34)$$

spinort és mellékfeltételként megköveteljük

$$\gamma_5 \omega^c = -\omega^c \quad (35)$$

fennállását. Ekkor (33) és (35) az elektron Dirac-egyenletére és a neutrínó kétkomponensű elméletére vezet. Látjuk tehát, hogy a

[‡] A (29) $V \pm A$ kölcsönhatásnak legélesebben a He^6 -bomlás pozitív szögkorrelációja mond ellent [7]. Ha a $S \pm T$ kölcsönhatás bizonyulna helyesnek, ez ξ^x típusu, tehát x -deriváltat tartalmazó kovariánsok használatát tenné szükségessé.

négykomponensű elmélettel két azonos csupasz tömegű fermion (izobár dublett) és két eltérő tömegű fermion is a Dirac-egyenlettel ekvivalensen írható le, hacsak utóbbi esetben az egyik részecske zérus tömegű. A β kölcsönhatás alakja

$$L_{\beta} = -\frac{i}{2} f \hbar c (\bar{\mu}^c \gamma_5 \gamma_i \mu \cdot \bar{\chi}^c \gamma_5 \gamma_i \chi + \text{herm. conj.}) \quad (36)$$

3c.§. Erős kölcsönhatás

Tekintsük a nukleondublett (axiál-) vektor kölcsönhatását a π -mezontérrel.

$$\left[\gamma_i \partial_i + \kappa + \frac{ig}{2Mc^2} \gamma_i \gamma_5 \underline{\tau} \partial_i \underline{\varphi} \right] \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} = 0. \quad (37)$$

$\underline{\tau}$ az izobár spinmátrix. Legyen röviden

$$\frac{g \partial_i \varphi_A}{2Mc^2} = b_{iA}, \quad b_{i1} + i b_{i2} = B_i \neq B_i^+, \quad b_{i3} = b_i = b_i^+ \quad (38)$$

Ekkor a (37) Dirac-egyenlet a (18) helyettesítéssel a

$$\gamma_5 \gamma_i (\partial_i \chi + i b_i \chi - \gamma_5 B_i^+ \chi^c) - \kappa \chi^c = 0, \quad \gamma_5 \gamma_i (\partial_i \xi + i b_i \xi - \gamma_5 B_i \xi^c) - \kappa \chi^c = 0.$$

Gürsey-egyenletre, majd ξ kiküszöbölésével a

$$\left\{ (\partial_i - i b_i)(\partial_i - i b_i) + B_i^+ B_i + \sigma_{ik} \left[(b_i \partial_k - b_k \partial_i) + \frac{i}{2} B_i^+ B_k - B_k^+ B_i \right] - \kappa^2 \right\} \chi + \left\{ i \sigma_{ik} \left[B_i^+ (\partial_k - i b_k) - B_k^+ (\partial_i - i b_i) \right] - \partial_i B_i^+ \right\} \gamma_5 \chi^c = 0 \quad (39)$$

másodrendű egyenletre vezet. (39)-ből (37) dedukálható, a kettő egyenértékű. Ha a $N\pi$ -kölcsönhatást pszeudoskalár csatolástípussal írtuk volna le, ez a megfordíthatóság és egyenértékűség nem állt volna fenn, akárcsak két különböző nem-zérus tömegű dublett-ből alkotott fermion esetében. A Gell-Mann-Feynman-féle célkitűzés a Yukawa-kölcsönhatásnál is a vektor-változatot választja ki a skalár-változattal szemben. Másrészt a vektorcsatolás kiválasztása azzal is indokolható, hogy csak azok invariánsak a baryon-fázistranszformációval szemben és csak azok adják ki a baryonmegmaradást. Az $N\pi$ kölcsönhatási Lagrange-függvény

$$L_{\pi} = (i\bar{\chi} \gamma_i \chi \cdot b_i + i\bar{\chi}^c \gamma_i \gamma_5 \chi \cdot B_i - i\bar{\chi} \gamma_i \gamma_5 \chi^c \cdot B_i^{\dagger}) + C(u, az)C^{-1}. \quad (40)$$

Lényegében hasonló igaz a NK-kölcsönhatásra is. Az NK-kölcsönhatás Györgyi-féle elmélete más módon (fenomenologiailag) szintén az NK-kölcsönhatás vektorváltozatához jutott el [8]. Ez az elmélet a baryonokat a nukleon-dublettből és K mezonokból építi fel, így az izobár szingulett és triplett állapotok kiküszöbölődnek, ami számunkra is igen előnyös.

Az elektromágneses, gyenge, $N\pi$ és NK kölcsönhatásokon végigtekintve látjuk, hogy teljesülni látszik az "univerzális vektor-kölcsönhatás" elve a kölcsönhatási Lagrange-függvény mindig a könnyebb partnerek, illetve nehezebb partnerek operátoraiból megalkotott két vektor skaláris szorzataként írható fel.

Az elemi részek egyenletei invariánsak egy olyan fázisztranszformációval szemben, amely a baryonszám megmaradásáért szavatol:

$$\psi_p \rightarrow e^{ic} \psi_p, \quad \psi_n \rightarrow e^{ic} \psi_n, \quad \psi_p^c \rightarrow e^{-ic} \psi_p^c, \quad \psi_n^c \rightarrow e^{-ic} \psi_n^c.$$

A baryon-fázisztranszformációnak a χ -operátor Tousek-k-transzformációja [9] felel meg:

$$\chi \rightarrow e^{i\alpha \gamma_5} \chi, \quad (41)$$

a másodrendű hullámgyenletek ezzel szemben invariánsak.

Az elemi részek erős kölcsönhatásai invariánsak az 1., 2. és 3. "izobár tengely" körül végzett forgásokkal szemben:

$$\psi \rightarrow e^{\frac{i}{2}\alpha \tau_1} \psi, \quad \psi \rightarrow e^{\frac{i}{2}\alpha \tau_2} \psi, \quad \psi \rightarrow e^{\frac{i}{2}\alpha \tau_3} \psi.$$

A (18) képlet értelmében ezeknek a χ -operátor következő transzformációi felelnek meg:

$$\chi \rightarrow \cos \frac{\alpha}{2} \chi - \gamma_5 \sin \frac{\alpha}{2} \chi^c, \quad \chi \rightarrow \cos \frac{\alpha}{2} \chi + i\gamma_5 \sin \frac{\alpha}{2} \chi^c, \quad \chi \rightarrow e^{\frac{i}{2}\alpha} \chi. \quad (42)$$

Egy általános izobár forgás a (42) transzformációkból tevődik össze:

$$\chi \rightarrow a \chi + b \gamma_5 \chi^c, \quad |a|^2 + |b|^2 = 1. \quad (43)$$

Az izobár forgásoknak a (39) egyenlet Pauli-transzformációja lo felel meg.

4.§. A Heisenberg-egyenlet egy "modellje"

Heisenberg az elemi részek egységes leírására a következő egyenletet javasolja:

$$\gamma_i \partial_i \chi + l_0^2 \gamma_5 \gamma_i \chi \cdot (\bar{\chi} \gamma_5 \gamma_i \chi) = 0 \quad (44)$$

Ez invariáns a (41) és (43) transzformációkkal szemben. Az így adódó megmaradási tételeket Heisenberg és Pauli a baryonszám és izobár spin megmaradásaként értelmezi [11].

Ehhez teljesen hasonló invariancia-tulajdonságokat mutat a (15), azaz $N\pi$ -kölcsonhatás esetén a (39) egyenlet is, így a szokásos elmélettel való ekvivalenciája révén rávilágít arra, miként azonos a (41) és (43) invarianciatulajdonság az említett két megmaradási tétellel és hogy miként írható le a nukleondublett egyetlen négykomponensű spinor-operátorral. A (15) egyenlet érdekes sajátossága, hogy az izotóp forgás χ -t önmagába, illetve részben χ^c -be transzformálja. A fizikai töltéskonjugáció nem χ^c -be, hanem egy gradienstranzformáltba visz át:

$$C \chi C^{-1} = - \chi^{-1} \gamma_5 \gamma_i \left(\partial_i + i \frac{1-\gamma_5}{2} a_i \right) \chi^c. \quad (45)$$

Abban, hogy (15) vagy (20) vagy (39) az antirészecskéket is leírja, lényeges szerep jut látható módon az egyenlet másodrendű voltának.

A (44) Heisenberg-egyenlet elsőrendű, tehát a fizikai töltéskonjugációt sem (13), sem (45) típusu transzformáció nem írhatja le. Hogy (44) az antirészecskékről mégis számot adjon, Heisenberg χ -t nem komplex, hanem kvaternió-operátornak tekinti [11]. Ennek szemléltetésére a (22) Gürsey-egyenletből nyerhetünk "modell"-t.

Az i ($i^2 = -1$) imaginárius egység mellett vezessük be a j ($j^2 = -1$, $ij = -ji$) egységet is és legyen

$$\xi = (\chi + \xi^c) + j (\chi - \xi^c), \quad (46)$$

ekkor a nukleondublett (23) Dirac-egyenlete ekvivalens a (22) összevonásával nyert

$$\gamma_5 \gamma_i (\partial_i \xi - \frac{i}{2} a_i \xi - \frac{ij}{2} a_i \gamma_5 \hat{\xi}) = j \kappa \xi$$

egyenlettel, ahol $\hat{\xi}$ művelet j jelváltását idézi elő. A baryon megmaradás a

$$\xi = \cos c \cdot \xi + ij \gamma_5 \sin c \cdot \hat{\xi}$$

transzformációval szemben való invarianciából, az izotóp spin megmaradása a

$$\xi \rightarrow a \xi + b \gamma_5 \xi^c \quad (|a|^2 + |b|^2 = 1)$$

transzformációval szemben való invarianciából következik. A közönséges

$$\xi \rightarrow e^{ic} \xi$$

transzformáció a harmadik izotóp tengely körül végzett forgatást jelenti. A töltéskonjugáció pedig

$$C \xi C^{-1} = \hat{\xi}^c.$$

I r o d a l o m

- [1] R.P.Feynman, Rochester Conf. Apr. 1957.
- [2] R.P.Feynman-M.Gell-Mann: Phys.Rev. 109 193, 1958.
- [3] G.Marx: Nuovo Cim. 6, 1235. 1957.
- [4] T.W.Kibble-J.C.Polkinghorne: Nuovo Cim. 8, 74, 1958.
- [5] M.Gell-Mann: Nuovo Cim.Suppl. 2, 848, 1956.
- [6] F.Gürsey: Nuovo Cim. 7 1958.
- [7] G.Csikay-S.Szalay: Genf Conf. Jun. 1958.
- [8] G.Görgyi: előkészületben.
- [9] B.F.Touschek: Nuovo Cim. 5 754. 1957.
- [10] W.Pauli: Nuovo Cim. 6. 204. 1957.
- [11] W.Heisenberg-W.Pauli: preprint 1958.

Érkezett 1958.szeptember 1.

Elhangzott szeptember hónapban az elemi részek fizikájáról tartott kollokviumon.

A FOLYTONOS TRANSZFORMÁCIÓK ALAPTÉTELE A KVANTUMELMÉLETBEN

Írta: Marx György

Atomfizikai Osztály

Összefoglalás

Azt az uniter operátort, amely a Hilbert-tér szimmetriatranszformációinak generátora, megkonstruáljuk a téregyenletek és a felcserélési törvény alapján. A gondolatmenet fordítottja annak, amelyet Schwinger a kvantumelmélet kovariáns megalapozásánál követett és megszünteti a korábbi tárgyalások néhány hiányosságát.

1.§. A kvantumelméletben nagy szerepe van azoknak a transzformációknak, amelyek a téregyenleteket (Lagrange-függvényt) és a felcserélési törvényt invariánsul hagyják. Az x_i koordináták és ψ_μ térmennyiségek ilyen

$$x_i \rightarrow x'_i, \quad \psi_\mu(x) \rightarrow \psi'_\mu(x') \quad (1)$$

transzformációit szimmetriatranszformációknak nevezzük. A Hilbert-térben a felcserélési törvényeket nem érintő transzformáció generátora egy uniter operátor:

$$\psi'(x) = U\psi(x)U^{-1}. \quad (2)$$

A kvantumelméleti alkalmazások során nagy szerep jut a generátor explicit alakjának (az a szimmetriatranszformáció létéből a klasszikus elméletben Noether szerint következő megmaradási tétellel [1] áll szoros kapcsolatban) és ez adja meg az összefüggést két olyan állapotfüggvény között, amelyek különböző vonatkoztatási rendszerekben érvényesek, de ugyanazt a fizikai állapotot írják le:

$$| \rangle' = U | \rangle.$$

Nevezetes körülmény, hogy egyértelmű eljárás adható meg a Lagrange-függvény ismeretében egy folytonos szimmetriatranszformáció generátorának megalkotására. Ezt az eljárást szolgáltatja a folytonos transzformációk alaptétele.

J.Schwinger a terek kvantumelméletének kovariáns megalapozásánál az alaptételt axiomaként az elmélet élére állította és belőle következtetett a felcserélési törvény alakjára, sőt az alaptétel elvezet a téregyenletekhez is. Elvégezhető azonban a fordított gondolatmenet: az alaptétel levezethető a téregyenletekből és a felcserélési törvényből. Mivel utóbbiak korrespondenciaszerűen könnyebben bevezethetők, az ilyen tárgyalás pedagógiailag gyakran előnyösebbnek mondható (noha a Schwinger-féle eljárás matematikailag elegánsabb). Több helyen megtalálható a legújabb irodalomban az alaptételnek felcserélési törvényen alapuló levezetése arra a speciális esetre, amikor a szimmetriatranszformáció a térkoordinátákat nem érinti (pl. mértéktranszformáció, az izotóp tér transzformációi) és régebben az általános esettel is foglalkoztak, de a használt bizonyítások meglehetősen bonyolultak és kényelmetlenek, valamint nem is relativisztikusan kovariánsak [3]. A szerző azonban nem olvasta az alaptétel olyan közvetlen és egyszerű, relativisztikusan kovariáns bizonyítását, amely általánosan, minden folytonos szimmetriatranszformációra vonatkozóan érvényes. Ezt a hiányt szeretnénk pótolni az alábbiakban. (Csak e hiány betöltése után válik világossá a Hamilton-elv + felcserélési törvény és az alaptétel egyenértékűsége, illetve az ekvivalencia mértéke.)

2.§. Az elmélet kovariáns megalapozásának kiindulásául az L Lagrange-függvény szolgál. Egyszerűség kedvéért feltételezzük, hogy ez a $\psi_\mu(x)$ térmennyiségekből és azok első deriváltjaiból épül fel. A fizikai teret (a klasszikus elméletben vagy a kvantumelmélet Heisenberg-tárgyalásában) olyan térmennyiségek írják le, amelyekre az

$$\int_W L(\psi(y), \partial\psi(y)) dy \quad (3)$$

integrál stacionárius (első variációja zérus) a W négyestartomány határán rögzített $\psi_\mu(x)$ értékek esetén. Ezt a Hamilton-elvet

tekintjük az elmélet első axiómájának, belőle következik a tér-
egyenletek Lagrange-féle alakja:

$$\frac{\partial L}{\partial \psi_\mu} - \partial_i \frac{\partial L}{\partial \partial_i \psi_\mu} = 0 \quad (4)$$

Helyettesítsük vissza $\psi_\mu(y)$ -nak W belsejére (4)-ből meg-
határozott alakját (3)-ba. Az így kapott

$$S = \frac{1}{ic} \int_W L(\psi(y), \partial \psi(y)) dy \quad (5)$$

hatásintegrál már csak W alakjától és ψ_μ -nek W határán előirt
értékétől függ.

Változtassuk meg a W négyestartományt, így az x_i koordiná-
tájú felületi pont $\bar{x}_i = x_i + \delta x_i$ -be megy át. A térmennyiségnek e-
zen határfelületi pontban előirt értékét is változtassuk $\psi_\mu(x)$ -
ről $\bar{\psi}_\mu(\bar{x}) = \psi_\mu(x) + \delta \psi_\mu(x)$ -re. (A megváltozott határfeltételek
esetén S -et természetesen a tartomány belsejében más $\bar{\psi}_\mu(y)$ te-
szí stacionáriussá.) A határfeltételek variálása módosítja a ha-
tásintegrál értékét is. S variációja (a variációs számítás határ-
képlete szerint) felületi integrál alakjára hozható:

$$\delta S = \frac{1}{ic} \oint_H \left\{ \frac{\partial L}{\partial \partial_k \psi_\mu} \delta \psi_\mu + \Theta_{ik} \delta x_i \right\} dF_k = \oint_H (\pi_\mu \delta \psi_\mu + p_i \delta x_i) dF. \quad (6)$$

(A H integrációs tartomány w határfelülete.) A következő jelölé-
seket használjuk:

$$\Theta_{ik}(x) = L \delta_{ik} - \partial_i \psi_\mu \frac{\partial L}{\partial \partial_k \psi_\mu} \quad (7)$$

a kanonikus energia-impulzus-tenzor, N_k a dF_k felületelem-vektor
normális egységvektora ($dF_k = N_k dF$, $N_k N_k = +1$). Pierre Weiss
nyomán a

$$\pi_\mu(x) = \frac{1}{ic} \frac{\partial L}{\partial \partial_k \psi_\mu} N_k \quad (8)$$

függvényt tekintjük a $\psi_\mu(x)$ térmennyiség kanonikus konjugáltjá-
nak, a

$$p_i(x) = \frac{1}{ic} \Theta_{ik} N_k \quad (9)$$

függvényt pedig az x_i független változó kanonikus konjugáltjá-
nak [4]. (Megjegyzendő, hogy $\pi_\mu(x)$ és $p_i(x)$ nem tiszta helyfüggvé-
nyek, hanem az x_i ponton átfektetett felületelem irányításától

is függenek.) A kanonikus konjugált elnevezést az indokolja, hogy rájuk (a klasszikus elméletben és a kvantumelméletben egyaránt) kanonikus egyenletek vezethetők le.

Legyen $f_i(x)$ négy tetszőlegesen megadott koordinátafüggvény és képezzük a

$$B = \int_F p_i(y) f_i(y) dF = \frac{1}{ic} \int_F \theta_{ik}(y) f_i(y) dF_k = \int_F \left(\frac{1}{ic} L N_i - \partial_i \psi_\mu \cdot \pi_\mu \right) f_i dF \quad (10)$$

integrált egy tetszőleges térszerű határtalan háromdimenziós F hypersikra. Az integrandus $\psi_\mu(y)$, $\partial_i \psi_\mu(y)$ és $\pi_\mu(y)$ adott kifejezése. (8) felhasználásával azonban ψ_μ normális deriváltja ψ_μ és π_μ függvényeként előállítható, ezt behelyettesítve B kizárólag ψ_μ és π_μ F -en felvett értékeitől függő funkcionálnak tekinthető.

$\psi_\mu(y)$ és $\pi_\mu(y)$ hyperfelületen előírt értékeit tetszőlegesen módon variálva B variációjára (azonos átalakítások után) a következő kifejezés adódik:

$$\begin{aligned} \delta B[\psi, \pi] = & \frac{1}{ic} \int_F \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_\mu} - \partial_i \frac{\partial L}{\partial \partial_i \psi_\mu} \right) \delta \psi_\mu dF + \int_F \partial_r \left(\frac{1}{ic} \frac{\partial L}{\partial \partial_r \psi_\mu} N_i f_i \delta \psi_\mu - \pi_\mu \delta \psi_\mu f_r \right) dF + \\ & + \int_F \left\{ \left[\partial_i (f_i \pi_\mu) - \frac{1}{ic} \frac{\partial L}{\partial \partial_r \psi_\mu} N_i \partial_r f_i \right] \delta \psi_\mu - \left[\partial_i \psi_\mu f_i \right] \delta \pi_\mu \right\} dF. \end{aligned} \quad (11)$$

Az első integrál (4) folytán, a második (négyes összeg volta ellenére) ψ_μ -nek térszerű végtelenben való eltűnése folytán zérus. A megmaradt kifejezés alapján leolvashatók a következő funkcionális deriváltak:

$$\frac{\delta B}{\delta \psi_\mu(x)} = \partial_i (f_i \pi_\mu) - \frac{1}{ic} \frac{\partial L}{\partial \partial_r \psi_\mu} N_i \partial_r f_i, \quad (12)$$

$$\frac{\delta B}{\delta \pi_\mu(x)} = - f_i \partial_i \psi_\mu. \quad (13)$$

Ha speciálisan $f_i = \delta_{ik}$ választjuk, akkor (12) és (13) a következő kanonikus egyenletre vezet:

$$\frac{\delta P_k}{\delta \psi_\mu(x)} = \partial_k \pi_\mu(x), \quad \frac{\delta P_k}{\delta \pi_\mu(x)} = - \partial_k \psi_\mu(x) \quad (14)$$

Itt

$$P_k = \frac{1}{ic} \int_F \theta_{ik} dF_k = \int_F p_i dF \quad (15)$$

a rendszer négyesimpulzusa.

3.§. Egy szimmetriatranszformációt folytonosnak mondunk, ha az egy α paraméter differenciálható függvénye, az $\alpha=0$ esetben az azonos transzformációba megy át és a paraméter úgy választható, hogy az α_1 és α_2 paraméterű transzformációk egymásutánja az $\alpha_2 + \alpha_1$ paraméterű transzformációnak felel meg.

A transzformáció során a ψ_μ térmennyiség-komponensek adott P geometriai pontban megváltoznak, egymás közt kombinálódnak.

$$\psi'_\mu(P) = \sigma_{\mu\nu} \psi_\nu(P) \quad (16)$$

$\sigma_{\mu\nu}$ és így ψ'_μ is az α paraméter függvényei, mégpedig

$$\sigma_{\mu\nu}(0) = \delta_{\mu\nu}, \quad \sigma_{\mu\rho}(\alpha_2) \sigma_{\rho\nu}(\alpha_1) = \sigma_{\mu\nu}(\alpha_2 + \alpha_1) \quad (17)$$

Értelmezzük a következő kifejezéseket:

$$\left[\frac{d\sigma_{\mu\nu}(\alpha)}{d\alpha} \right]_{\alpha=0} = \mathcal{Y}_{\mu\nu}, \quad (18)$$

$$\left[\frac{d\psi'_\mu(P)}{d\alpha} \right]_{\alpha=0} = \Delta \psi_\mu(P) = \mathcal{Y}_{\mu\nu} \psi_\nu(P). \quad (19)$$

$\mathcal{Y}_{\mu\nu}$ -t nevezzük az infinitezimális transzformáció mátrixának.

A szimmetriatranszformáció megváltoztathatja a P pont koordinátáit is: $x \rightarrow x'(\alpha) = S x$. Most is értelmezzük a következő kifejezést:

$$\left[\frac{dx'_i}{d\alpha} \right]_{\alpha=0} = \Delta x_i. \quad (20)$$

Ha (16)-ban a térmennyiségek argumentumait is kiírjuk,

$$\psi'_\mu(x') = \sigma_{\mu\nu} \psi_\nu(x), \quad (21)$$

azaz

$$\psi'_\mu(x') = \sigma_{\mu\nu} \psi_\nu(S^{-1}x')$$

végül a független változó $x_i' \rightarrow x_i$ átjelölését végrehajtva

$$\psi_{\mu}'(x) = \sigma_{\mu\nu} \psi_{\nu}(s^{-1}x) \quad (22)$$

Ha tehát nem (16) mintájára a termennyiségek adott geometriai pontban felvett értékeit, hanem azok függvényalakját, a koordinátáktól mint független változóktól való függését vetjük egybe, látjuk, hogy a transzformáció két okból változtat a $\psi(x)$ kifejezésen: kombinálódnak a termennyiségek adott pontban érvényes komponensei (σ_{μ}) és megváltoznak az argumentumban ezen pont koordinátái (s). Így $\psi_{\mu}'(x)$ transzformációparaméter szerint képezett deriváltja két tagból áll:

$$\begin{aligned} \Delta^* \psi_{\mu}(x) &= \left[\frac{d\psi_{\mu}'(x)}{da} \right]_{a=0} = \left[\frac{d\sigma_{\mu\nu}}{da} \right]_{a=0} \psi_{\nu}(x) + \partial_i \psi_{\mu}(x) \left[\frac{d(s^{-1}x)_i}{da} \right]_{a=0} \\ &= \Delta \psi_{\mu}(x) - \partial_i \psi_{\mu}(x) \cdot \Delta x_i. \end{aligned} \quad (23)$$

E.Noether [1] nyomán tekintsük a transzformáció által megváltoztatott hatásintegrált, mint az α transzformációparaméter függvényét.

$$S(\alpha) = \frac{1}{ic} \int_W L(\psi'(y'), \partial' \psi'(y')) dy'.$$

Mivel a transzformáció szimmetriatranszformáció, a hatásintegrál valójában megegyezik a transzformálatlan $S(0)$ kifejezéssel, tehát

$$\left[\frac{dS(\alpha)}{da} \right]_{a=0} = \int_W \partial_k \left[\frac{1}{ic} \left(\frac{\partial L}{\partial \partial_k \psi_{\mu}} \Delta \psi_{\mu} + \theta_{ik} \Delta x_i \right) \right] dx = 0. \quad (24)$$

Ez az összefüggés csak akkor állhat fenn a W tartomány tetszőleges választása esetén, ha

$$\partial_k \left[\frac{1}{ic} \left(\frac{\partial L}{\partial \partial_k \psi_{\mu}} \Delta \psi_{\mu} + \theta_{ik} \Delta x_i \right) \right] = 0,$$

azaz

$$\partial_k j_k = 0, \text{ ahol } j_k(x) = \frac{i}{c} \left[\frac{\partial L}{\partial \partial_k \psi_{\mu}} \Delta \psi_{\mu} + \theta_{ik} \Delta x_i \right]. \quad (25)$$

Minden folytonos szimmetriatranszformációnak tehát egy megmaradási tétel felel meg, a megmaradási tétel differenciális alakban (25) alatt látható. Ez Noether tétele. A $j_k(x)$ áramsűrűség transzformációparamétertől és felületirányítástól független tiszta helyfüggvény.

Válasszuk a (28)-ban szereplő W négyestartományt két F_0, F hypersik közé eső négyestérfogatnak. Vegyük a hypersikok normálisát egyaránt "jövőbe" mutatónak, alkalmazzuk Gauss tételét és használjuk fel a térmennyiségek térszerű végtelenben való eltűnését. Ekkor (24) így is felírható:

$$\left[\frac{dS(\alpha)}{d\alpha} \right]_{\alpha=0} = Q(F_0) - Q(F) = 0,$$

azaz

$$Q = \int_F j_k dF_k = - \int_F (\pi_\mu \Delta \psi_\mu + p_i \Delta x_i) dF \quad (26)$$

az F hypersiktól független, tehát mozgásállandó és az α transzformációparaméterhez képest kontravariánsan transzformálódó mennyiség. Q alakja L ismeretében közvetlenül felírható. Ez Noether tételének integrális alakja.

4.§. A kvantumelméletben a téregyenletek mellett ismernünk kell a térmennyiségek operátoralakját meghatározó felcserélési törvényeket is. Vegyünk fel egy F hypersikot. A térmennyiségeknek a hypersik két x, y pontjában érvényes kifejezésére megköveteljük a következő felcserélési törvények teljesülését:

$$\{\psi_\mu(x), \pi_\nu(y)\} = i\hbar \delta_{\mu\nu} \delta(x-y) \quad \{\psi_\mu(x), \psi_\nu(y)\} = 0, \quad (27)$$

$$\text{Itt} \quad \{\pi_\mu(x), \pi_\nu(y)\} = 0.$$

$$\{A, B\} = AB - BA,$$

a vizsgált tér statisztikájától függő előjellel. A felületi δ -függvény értelmezése a következő:

$$\int_F f(y) \delta(y-x) dF(y) = f(x).$$

A (27) "egyidejű" felcserélési törvény ($\pi_\mu, \delta(x)$, az $x, y \in F$ kikötés révén) az F hypersikra van vonatkoztatva. (27) és a (4) téregyenlet egybevetésével azonban eljuthatunk két tetszőleges helyzetű pont közt felírt $\{\psi_\mu(x), \psi_\nu(z)\}$ kommutátor értékéhez és ez már F -től független lesz.

Az előző két §-ban mondottakról feltételezzük, hogy nem csak a klasszikus elméletben, hanem a kvantumelméletben is érvényben maradnak, mint operátorösszefüggések, ha a differenciálások során

az operátorok sorrendjével megfelelő körültekintéssel bánunk. Legkézenfekvőbb pl. minden szorzatot normálszorzatként értelmezni.

5.§. A vizsgált folytonos transzformációk szimmetriatranszformációváltáshoz az is hozzátartozik, hogy $\psi_{\mu}'(x)$ ugyanazon felcserélési törvénynek tesz eleget, mint $\psi_{\mu}(x)$ (a transzformáció kanonikus). Ebből viszont az következik, hogy a két operátort egy U uniter operátor kapcsolja össze:

$$\psi_{\mu}'(x) = U\psi_{\mu}(x)U^{-1} \quad (28)$$

Következő feladatunk az U generátor explicit alakjának meghatározása lesz. Az általunk szemügyrevett transzformációknál

$$U(a_2)U(a_1) = U(a_2+a_1), \quad U(0)=1 \quad \text{és legyen} \quad \left[\frac{dU}{d\alpha} \right]_{\alpha=0} = K. \quad (29)$$

Differenciáljuk a (28) egyenletet szerint és a kapott kifejezést vegyük az $\alpha=0$ helyen. (27) és (29) figyelembevételével azt kapjuk, hogy

$$\Delta^* \psi_{\mu}(x) = [K, \psi_{\mu}(x)]. \quad (30)$$

Nyilván elegendő a (30) összefüggést kielégítő K operátort meghatározni, hiszen K segítségével U megalkotható. Igen kicsiny α transzformációparaméter esetén közelítőleg írhatjuk:

$$U(\alpha) \approx U(0) + \alpha \left[\frac{dU}{d\alpha} \right]_{\alpha=0} = 1 + \alpha K.$$

Az összefüggés pontossá válik $\alpha \rightarrow 0$ esetén. Véges α paraméternek megfelelő transzformáció generátora megkapható $\frac{\alpha}{n}$ generátorából:

$$U(\alpha) = U\left(\frac{\alpha}{n}\right)^n,$$

és ha n elég nagy,

$$U\left(\frac{\alpha}{n}\right) \approx 1 + \frac{\alpha}{n} K, \quad \text{igy} \quad U(\alpha) \approx \left(1 + \frac{\alpha}{n} K\right)^n.$$

Az egyenlőség pontossá válik, ha $\frac{\alpha}{n} \rightarrow 0$, azaz ha $n \rightarrow \infty$. Így szimbólikusan írhatjuk:

$$U(\alpha) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{\alpha}{n} K\right)^n = e^{\alpha K}. \quad (31)$$

K megalkotásának előkészületeként képezzük Q és $\psi_\mu(x)$ kommutátorát.

$$[Q, \psi_\mu(x)] = -\int_F [\pi_\nu(y) \Delta \psi_\nu(y), \psi_\mu(x)] dF(y) - [B, \psi_\mu(x)]. \quad (32)$$

Itt

$$B = \int_F p_i(y) \Delta y_i dF \quad (33)$$

jelöli. Mivel Q független F felvételétől, a rögzített x ponton átmenő F hypersíkot választunk. (32) jobb oldala első tagjának kiértékelésére használjuk fel az

$$[AB, C] = A\{B, C\} - \{C, A\}B \quad (34)$$

algebrai azonosságot, a második tagnál pedig a (27)-ből elég általános alakú B -kre következő

$$[B, \psi_\mu(x)] = \frac{\hbar}{i} \frac{\delta B}{\delta \pi_\mu(x)} \quad (35)$$

matematikai összefüggést. (Azt kell figyelembe vennünk, hogy B -ben csak páros számú fermion-operátor lehet.) Így kapjuk:

$$[Q, \psi_\mu(x)] = \iint \left\{ \psi_\mu(x), \pi_\nu(y) \right\} \Delta \psi_\nu(y) - \pi_\nu(y) \mathcal{I}_{\nu\rho} \left\{ \psi_\rho(y), \psi_\mu(x) \right\} dF(y) + i\hbar \frac{\delta B}{\delta \pi_\mu(x)}.$$

Vegyük tekintetbe a (27) felcserélési törvényeket és a (13) általánosított kanonikus egyenletet ($f_i(y) = \Delta y_i$ választással).

$$[Q, \psi_\mu(x)] = i\hbar (\Delta \psi_\mu(x) - \partial_i \psi_\mu(x) \cdot \Delta x_i) = i\hbar \Delta^* \psi_\mu(x). \quad (36)$$

(30)-at és (36)-ot egybevetve leolvashatjuk, hogy a keresett operátor a következő:

$$K = -\frac{i}{\hbar} Q = \frac{i}{\hbar} \int_F (\pi_\mu \Delta \psi_\mu + p_i \Delta x_i) dF, \quad (37)$$

és a véges szimmetriatranszformáció keresett generátora

$$U(\alpha) = e^{-\alpha \frac{i}{\hbar} Q} = \exp\left(+\alpha \frac{i}{\hbar} \int_F (\pi_\mu \Delta \psi_\mu + p_i \Delta x_i) dF\right) = \quad (38)$$

$$= \exp \frac{\alpha}{\hbar c} \int_F \left(\frac{\partial L}{\partial \partial_k \psi_\mu} \Delta \psi_\mu + L \Delta x_k - \frac{\partial L}{\partial \partial_k \psi_\mu} \partial_i \psi_\mu \Delta x_i \right) dF_k.$$

Igy a kívánt célt elértük, a téregyenletek és a felcserélési törvény alapján megalkottuk egy tetszőleges folytonos szimmetriatranszformáció generátorát. Ez a 3.§-ban mondottak szerint F -től független, Lorentz-invariáns mozgásállandó.

6.§. Mint a bevezetőben említettük, J.Schwinger a (28) és (38) által tartalmazott alaptételt nem más tételekből vezette le, hanem a kvantumelmélet axiómájának tekinti és belőle következtet a felcserélési törvényre.

Valóban: Tekintsünk egy olyan szimmetriatranszformációt, amelyre $\Delta x_i = 0$. Ekkor az axiómaként elfogadott kifejezésekből következik, hogy

$$\begin{aligned} \Delta \psi_\mu &= \Delta^* \psi_\mu = [K, \psi(x)] = \frac{i}{\hbar} \int_F [\pi_\nu(y) \psi_\rho(y), \psi_\mu(x)] \mathcal{Y}_{\nu\rho} dF(y) = \\ &= \frac{i}{\hbar} \int_F (\pi_\nu(y) \{ \psi_\rho(y), \psi_\mu(x) \} - \{ \psi_\mu(x), \pi_\nu(y) \} \psi_\rho(y)) \mathcal{Y}_{\nu\rho} dF(y). \end{aligned}$$

Ez a követelmény sokféle $\mathcal{Y}_{\nu\rho}$ kombinációra, x pontra és F hypersik-
ra ugy elégithető ki, hogy

$$\{ \psi_\rho(y), \psi_\mu(x) \} = 0, \quad \{ \psi_\mu(x), \pi_\nu(y) \} = i\hbar \delta_{\mu\nu} \delta$$

választjuk. Természetesen a statisztika jellegét az alaptétel még nyitva hagyja.

Következtethetünk az alaptételből a téregyenletekre is. Az elmélet invariáns a koordinátakezdőpont eltolásával szemben, tehát

$$x'_i = x_i - \alpha_i, \quad \psi'_\mu(x') = \psi_\mu(x) \quad (39)$$

szimmetriatranszformáció. (26) alapján ebből következik a $Q \equiv P_i$ térimpulzus megmaradása. Ennek alakja a Lagrange-függvény ismeretében (15) szerint közvetlenül felírható. (30)-at a (39) transzformáció esetére alkalmazva kapjuk:

$$i\hbar [P_i, \psi_\mu(x)] = \partial_i \psi_\mu(x). \quad (40)$$

(40) megszabja a térmennyiségek térbeli és időbeli változását és így elvezet a téregyenletekhez.

I r o d a l o m

- [1] E.Noether: Gött.Nachr. 1918. 235.
- [2] J.Schwinger: Phys.Rev. 82. 914. 1951.
- [3] Lásd pl. L.Rosenfeld: Ann.Phys. 5, 113. 1930.
R.Utiyama: Progr.Theor.Phys. 5. 437. 1950.
M.Jauch-R.Rohrlich: Quantum Theory of Photons and
Electrons
P.T.Matthews: The Relativistic Quantum Theory of
Elementary Particles /Rochester
Lecturas 1957. preprint/
J.Schwinger: Annals of Physics, 2. 407. 1957.
- [4] P.Weiss: Proc.Roy.Soc.A. 169. 102. 1938.

Érkezett 1958.augusztus 13.

KFKI Közlemények 6.évf. 5.szám, 1958.

AZ EGYTENGELYŰ KRISTÁLYOK FERROMÁGNESES ANIZOTRÓPIÁJA KVANTUMELMÉLETÉHEZ

Irta: Siklós Tivadar és Sz.V.Tyablikov[‡]

Atomfizikai Osztály

Összefoglalás

A ferromágneses kristályok mágneses tulajdonságai anizotrópiáját mint a be nem töltött alhéjak elektronjai közötti anizotróp kölcsönhatást tárgyaljuk. A dolgozatban meghatározzuk a mágnesesen egytengelyű ferromágneses monokristályok energia spektrumát, kiszámítjuk a mágnesezettséget a hőmérséklet és a külső mágneses tér függvényében a kristály főtengelyével párhuzamos és arra merőleges irányban.

A ferromágneses jelenségek vizsgálatánál igen nagy szerepet játszik a ferromágneses monokristályok energetikai mágneses anizotrópiája. Az anizotrop ferromágneses anyagok elméletét kvalitatíven Sz.V.Vonszovszkij [1], Van Vleck [2], Pál L. [3] tanulmányozták. A [5] dolgozatban a közelítő második kvantálás módszerre [4] segítségével kiszámították az egytengelyű kristályok mágnesezettségét a főtengellyel párhuzamos és arra merőleges irányban, feltételezve, hogy a mágneses tulajdonságok anizotrópiáját a be nem töltött alhéjak elektronjai közötti anizotróp kölcsönhatás okozza. A [6] dolgozatban kiszámították a köbös kristályok mágneses anizotrópia állandójának függését a hőmérséklettől és a külső mágneses tértől, feltételezve, hogy a rendszer Hamilton operátorának az anizotrópiára vezető tagjait előállíthatjuk mint a spinoperátorokban negyedrendű kifejezéseket. N.A.Potapkov [7] Dyson [8] módszere segítségével számította a ferromágneses mono-

[‡] A Szovjetunió Tudományos Akadémiája V.A.Szteklóv Matematikai Intézete (Moszkva)

kristályok mágneses anizotrópiáját. A jelen dolgozatban kiszámítjuk az egytengelyű ferromágneses egykristályok mágnesezettsége hőmérséklettől és külső mágneses tértől való függését a főteneggellyel párhuzamos és arra merőleges irányban az [5] dolgozat alapján. A feladat megoldására felhasználjuk a közelítő második kvantálásnak a [9] dolgozatban kidolgozott formáját.

1. Feltételezzük, hogy a kristály N atomból áll és minden egyes atom izolált állapotban egy s -elektronnal bír. Feltételezzük továbbá, hogy a kristályrácsban az atomok elég távol vannak egymástól és így a hullámfüggvények átfedését mint kis paramétert foghatjuk fel. Ekkor a rendszer Hamilton operátorát az alábbi alakban írhatjuk fel:

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{(f_1, f_2, \alpha, \beta)} J_{\alpha\beta}(f_1, f_2) \hat{S}_{f_1}^{\alpha} \hat{S}_{f_2}^{\beta} - \mu \sum_{(f, \alpha)} \mathcal{H}^{\alpha} \hat{S}_f^{\alpha} \quad (1)$$

ahol $J_{\alpha\beta}(f_1, f_2)$ - az f_1 és f_2 rácspontokban lévő elektronok közötti kicserélődési kölcsönhatás tenzora, \hat{S}_f^{α} - az elektron s spin operátorának α -komponense, \mathcal{H} - a külső mágneses tér, μ - a Bohr magneton.

Feltételezzük, hogy a z -tengely a kristály főtengeleyné az irányába mutat és a $J_{\alpha\beta}(f_1, f_2)$ mennyiség csak rácspontok koordinátái különbségének a függvénye: $J_{\alpha\beta}(f_1, f_2) = J_{\alpha\beta}(|f_1 - f_2|)$

Mint hogy a rácspontok egyfajta atomokkal vannak betöltve írhatjuk $\hat{S}_f^{\alpha} = \hat{S}_{\alpha}$.

A mágnesesen egytengelyű kristályok esetében a kicserélődési kölcsönhatás tenzorát az alábbi alakban írhatjuk fel:

$$J_{\alpha\beta}(|f_1 - f_2|) = J_{\alpha\beta}(|f_1 - f_2|) \delta_{\alpha\beta} \quad (2)$$

Bevezetjük a következő jelöléseket:

$$0 < J_1 = J_{xx}(|f_1 - f_2|) = J_{yy}(|f_1 - f_2|) < J_{zz}(|f_1 - f_2|) = J_1 + \Delta = J_2 \quad (\Delta > 0) \quad (3)$$

Az energia-spektrum meghatározása céljából alkalmazzuk a következő átalakítást:

$$\hat{S}_{\alpha} = \sigma_{\alpha} (1 - 2 \hat{n}_{f, \omega}) + A_{\alpha} \hat{b}_{f, \omega} + A_{\alpha}^* \hat{b}_{f, \omega}^+ \quad (4)$$

ahol σ_α az \hat{S}_α operátor-vektor hossza klasszikus vektora α -komponense, mely kielégíti a

$$\sum_{\alpha} \sigma_{\alpha}^2 = 1 \quad (5)$$

feltételt; $\hat{b}_{f,\omega}$, $\hat{b}_{f,\omega}^+$ közelítőleg Bose operátorok (az ω indexnek esetünkben csak egy nullától különböző értéke lehet), végül az A vektor komponenseire a következő kifejezéseket kapjuk:

$$\begin{aligned} A_x &= - e^{+i\varphi} \frac{1+\sigma_z}{2} + e^{-i\varphi} \frac{1-\sigma_z}{2} \\ A_y &= i \left\{ e^{i\varphi} \frac{1+\sigma_z}{2} + e^{-i\varphi} \frac{1-\sigma_z}{2} \right\} \\ A_z &= \sqrt{1 - \sigma_z^2} \\ \varphi &= \text{arc tg } \sigma_y / \sigma_x \end{aligned} \quad (6)$$

fennáll továbbá: $(A \cdot \sigma) = 0$; $(AA) = 0$; $(A^*A) = 2$

A (4) átalakítás segítségével az (1) Hamilton operátort az alábbi alakra hozhatjuk:

$$\hat{H} = E_0 + \hat{H}_2 + \dots \quad (7)$$

ahol

$$E_0 = -\frac{1}{2} \sum_{(f_1, f_2, \alpha)} J_{\alpha\alpha} (|f_1 - f_2|) \sigma_{\alpha} \sigma_{\alpha} - \mu \sum_{(f, \alpha)} \mathcal{H}^{\alpha} \sigma_{\alpha} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_2 &= -2 \sum_{(f, \omega)} \lambda_0(f) \hat{n}_{f, \omega} + \frac{1}{2} \sum_{(f_1, f_2, \omega)} R^*(f_1, f_2) \hat{b}_{f_1, \omega} \hat{b}_{f_2, \omega} + \\ &+ \sum_{(f_1, f_2, \omega)} S(f_1, f_2) \hat{b}_{f_1, \omega}^+ \hat{b}_{f_2, \omega} + \frac{1}{2} \sum_{(f_1, f_2, \omega)} R(f_1, f_2) \hat{b}_{f_1, \omega}^+ \hat{b}_{f_2, \omega}^+ \end{aligned} \quad (9)$$

$\lambda_0(f)$ - határozatlan Lagrange együtthatók;

$$R(f_1, f_2) = R^*(f_1, f_2) = - \sum_{\alpha} J_{\alpha\alpha} (|f_1 - f_2|) A_{\alpha} A_{\alpha} \quad (10)$$

$$S(f_1, f_2) = - \sum_{\alpha} J_{\alpha\alpha} (|f_1 - f_2|) A_{\alpha}^* A_{\alpha} \quad (11)$$

A σ_{α} vektorokat és $\lambda_0(f)$ a minimum feltételekből határozhatjuk meg:

$$-\mu \mathcal{H}^\alpha - \sum_{(f_2)} J_{\alpha\alpha} (|f_1 - f_2|) \sigma_\alpha = \lambda_o(f) \sigma_\alpha \quad (12)$$

figyelembe véve az (5) feltételt. A Hamilton operátor \hat{b}, \hat{b}^+ operátorokban lineáris tagjai a (12) minimumfeltétel következtében tűnnek el.

A \hat{H}_2 (9) kvadratikus alak az alábbi átalakítás segítségével diagonalizálható:

$$\hat{b}_{f,\omega} = \sum_\nu \left\{ u_\nu(f,\omega) \hat{\xi}_\nu + v_\nu(f,\omega) \hat{\xi}_\nu^+ \right\} \quad (13)$$

ahol $\hat{\xi}_\nu; \hat{\xi}_\nu^+$ új Bose operátorok, $u_\nu(f,\omega)$ és $v_\nu(f,\omega)$ a

$$E_\nu u_\nu(f_1,\omega) = -2\lambda_o(f_1) u_\nu(f_1,\omega) + \sum_{(f_2,\omega)} S(f_1,f_2) u_\nu(f_2,\omega) + \sum_{(f_2,\omega)} R(f_1,f_2) v_\nu(f_2,\omega) \quad (14)$$

$$-E_\nu v_\nu(f_1,\omega) = -2\lambda_o(f_1) v_\nu(f_1,\omega) + \sum_{(f_2,\omega)} S(f_1,f_2) v_\nu(f_2,\omega) + \sum_{(f_2,\omega)} R^*(f_1,f_2) u_\nu(f_2,\omega)$$

egyenletrendszer sajátvektorai, melyekre fennáll:

$$\sum_\nu \left\{ u_\nu(f_1,\omega) u_\nu^*(f_2,\omega) - v_\nu^*(f_1,\omega) v_\nu(f_2,\omega) \right\} = \delta_{f_1, f_2} \quad (15)$$

$$\sum_{(f)} \left\{ u_\nu(f_1,\omega) u_\mu^*(f_1,\omega) - v_\mu^*(f_1,\omega) v_\nu(f_1,\omega) \right\} = \delta_{\mu\nu}$$

A (13) átalakítás segítségével (9)-ből a következő kifejezést kapjuk:

$$\hat{H}_2 = \Delta E_o + \sum_\nu E_\nu \hat{N}_\nu \quad (16)$$

ahol ΔE_o - a második közelítésből eredő kiegészítés az alapállapot energiájához

$$\Delta E_o = \sum_{(f,\nu)} E_\nu |v_\nu(f,\omega)|^2 \quad (17)$$

és $\hat{N}_\nu = \hat{\xi}_\nu^+ \hat{\xi}_\nu$ betöltési számok.

Nem nehéz megmutatni, hogy a gyengén gerjesztett állapotok esetében $\hat{H}_3, \hat{H}_4 \dots$ kicsik \hat{H}_2 -hez viszonyítva. Az elemi gerjesztések módszere alkalmazhatóságának feltétele a

$$\mathcal{G} = \sum_\nu |v_\nu(f,\omega)|^2 \ll 1 \quad (18)$$

egyenlőtlenség teljesülése.

2. Az alapállapot energiájának meghatározása.

Felhasználva a (3) jelöléseket az alapállapot energiájának kifejezését (8) az egytengelyű kristályok esetében az alábbi alakban írhatjuk fel:

$$\frac{1}{N} E_0 = - \frac{1}{2} \left\{ \bar{J}_1 + \bar{\Delta} \sigma_z^2 \right\} - \mu \sum_{\alpha} \mathcal{H}^{\alpha} \sigma_{\alpha} \quad (19)$$

és a (12) kifejezés a

$$\left\{ \bar{J}_{\alpha\alpha} + \lambda_0 \right\} \sigma_{\alpha} = - \mu \mathcal{H}^{\alpha} \quad (20)$$

alakot ölti, ahol

$$\bar{J}_{\alpha\alpha} = \sum_{(f_2)} J_{\alpha\alpha} (|f_1 - f_2|); \quad \bar{\Delta} = \sum_{(f_2)} \Delta (|f_1 - f_2|) \quad (21)$$

a/ A külső mágneses tér párhuzamos a főtengellyel.

$$(\mathcal{H}_x = \mathcal{H}_y = 0; \quad \mathcal{H}_z = \mathcal{H} \neq 0)$$

A (19) kifejezést az alábbi megoldások minimalizálják:

$$\sigma_x = \sigma_y = 0; \quad \sigma_z = 1; \quad \lambda_0 = - \mu \mathcal{H} - \bar{J}_2 \quad (22)$$

és ekkor az alapállapot energiája:

$$\frac{1}{N} E_0 = - \frac{1}{2} \bar{J}_2 - \mu \mathcal{H} \quad (23)$$

Az alapállapot energiájából kiszámíthatjuk a kezdeti mágnesezettséget:

$$M(T=0^\circ K) = - \frac{1}{V} \frac{\partial E_0}{\partial \mathcal{H}} = \frac{N\mu}{V} = M_0 \quad (24)$$

ahol V - a kristály térfogata.

(22)-ből látható, hogy ebben az esetben tetszésszerűen külső mágneses tér esetében minden spin $T=0$ K⁰ hőmérsékleten a mágneses tér irányába irányított, és a kristály telítettséig mágnesezett.

Ha a külső mágneses tér iránya a főtengely irányára merőleges, akkor a (12) minimalizáló egyenletek a következő megoldásokat adják a külső mágneses tér erősségétől függően:

b/ a külső mágneses tér a főtengely irányára merőleges
 $|\mathcal{H}_x = \mathcal{H} \neq 0; \quad \mathcal{H}_y = \mathcal{H}_z = 0|$ és kisebb mint az anizotrópia tér:

$$\mathcal{H} \leq \mathcal{H}_a = \frac{\bar{\Delta}}{\mu}$$

melynek nagyságrendje $\mathcal{H}_a \sim 10^4 - 10^7$ gauss. Ebben az esetben az alapállapot energiáját a következő megoldás minimalizálja:

$$\sigma_x = \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_a} ; \sigma_y = 0 ; \sigma_z = \sqrt{1 - \left(\frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_a}\right)^2} ; \lambda_c = -\bar{J}_2 \quad (25)$$

és így

$$\frac{1}{N} E_c = -\frac{1}{2} \bar{J}_2 - \frac{1}{2} \frac{(\mu \mathcal{H})^2}{\Delta} \quad (26)$$

a kezdeti mágnesezettség első közelítésben:

$$M(T=0^\circ K) = \frac{N\mu}{V} \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_a} = M_0 \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_a} \quad (27)$$

c/ A külső mágneses tér a kristály fő tengelye irányára merőleges és nagyobb mint az anizotrópia tér. ($\mathcal{H}_x = \mathcal{H} \neq 0 ; \mathcal{H}_y = \mathcal{H}_z = 0 ; \mathcal{H} \geq \mathcal{H}_a$) Ebben az esetben

$$\sigma_x = 1 ; \sigma_y = \sigma_z = 0 ; \lambda_o = -\mu \mathcal{H} - \bar{J}_1 \quad (28)$$

$$\frac{1}{N} E_o = -\frac{1}{2} \bar{J}_1 - \mu \mathcal{H} \quad (29)$$

$$M(T=0^\circ K) = M_0 \quad (30)$$

A (25) és (28) megoldásokból láthatjuk, hogy a spinek, melyek alapállapotban $\mathcal{H} = 0$ esetében a fő tengely irányával parallel vagy antiparallel irányítottak ($\sigma_z = \pm 1$), a \mathcal{H} növelésével fokozatosan befordulnak a külső mágneses tér irányába és nulladik közelítésben $\mathcal{H} = \mathcal{H}_a$ esetében már minden spin a külső mágneses tér irányába áll be. A kezdeti mágnesezettség lineárisan nő a \mathcal{H} növekedésével és nulladik közelítésben $\mathcal{H} = \mathcal{H}_a$ esetében eléri a telítettséget.

3. Az energia spektrum meghatározása. (3) felhasználásával (10) és (11):

$$R(f_1, f_2) = R^*(f_1, f_2) = -\Delta (1 - \sigma_z^2) \quad (31)$$

$$S(f_1, f_2) = -2 J_1 - \Delta (1 - \sigma_z^2)$$

alakban írható.

a/ A külső tér a kristály fő tengelyével párhuzamos irányú. Ebben az esetben figyelembe véve (22)-t kapjuk:

$$R(f_1, f_2) = R^*(f_1, f_2) = 0; \quad S(f_1, f_2) = -2J_1 \quad (32)$$

és a (14) egyenletrendszer:

$$E_\nu u_\nu(f_1, \omega) = 2(\bar{J}_2 + \mu \mathcal{H}) u_\nu(f_1, \omega) - 2 \sum J_1 u_\nu(f_2, \omega) \quad (33)$$

$$-E_\nu v_\nu(f_1, \omega) = 2(\bar{J}_2 - \mu \mathcal{H}) v_\nu(f_1, \omega) - 2 \sum J_1 v_\nu(f_2, \omega)$$

két egymástól független egyenletre esett szét, melyek megoldását a

$$u_\nu(f_1, \omega) = \frac{1}{\sqrt{N}} \exp\{i(f_1, \nu)\}; \quad v_\nu(f_1, \omega) = 0 \quad (34)$$

alakban kereshetjük.

Az energia-spektrumra a következő kifejezést nyerjük:

$$E_\nu = 2(\bar{J}_2 + \mu \mathcal{H}) - 2 \sum J_1 (|f_1 - f_2|) \exp\{i(f_2 - f_1, \nu)\} \approx \\ \approx 2(\bar{\Delta} + \mu \mathcal{H}) + a^2 \bar{J}_1 \nu^2 \quad (35)$$

Ebben az esetben a második közelítésből eredő kiegészítés az alap állapot energiájához:

$$\Delta E_0 = 0 \quad (36)$$

b/ A külső mágneses tér merőleges a fő tengely irányára és kisebb mint az anizotrópia tér ($\mathcal{H} < \mathcal{H}_a$). Ekkor

$$R(f_1, f_2) = R^*(f_1, f_2) = -\Delta \mathcal{H}_e^2; \quad S(f_1, f_2) = -2J_1 - \Delta \mathcal{H}_e^2 \quad (37)$$

ahol $\mathcal{H}_e = \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_a}$

A (14) egyenletrendszer

$$E_\nu u_\nu(f_1, \omega) = 2\bar{J}_2 u_\nu(f_1, \omega) - 2 \sum J_1 (|f_1 - f_2|) u_\nu(f_2, \omega) - \\ - \mathcal{H}_e^2 \sum \Delta (|f_1 - f_2|) u_\nu(f_2, \omega) - \mathcal{H}_e^2 \sum \Delta (|f_1 - f_2|) v_\nu(f_2, \omega) \quad (38)$$

$$-E_\nu v_\nu(f_1, \omega) = 2\bar{J}_2 v_\nu(f_1, \omega) - 2 \sum J_1 (|f_1 - f_2|) v_\nu(f_2, \omega) - \\ - \mathcal{H}_e^2 \sum \Delta (|f_1 - f_2|) v_\nu(f_2, \omega) - \mathcal{H}_e^2 \sum \Delta (|f_1 - f_2|) u_\nu(f_2, \omega)$$

alakban írható, melynek megoldását

$$u_\nu(f_1, \omega) = \frac{1}{\sqrt{N}} a_\nu \exp\{i(f_1, \nu)\}; \quad v_\nu(f_1, \omega) = \frac{1}{\sqrt{N}} b_\nu \exp\{i(f_1, \omega)\} \quad (39)$$

alakban kapjuk. Ekkor

$$\begin{aligned} (A_\nu - E_\nu) a_\nu - B_\nu b_\nu &= 0 \\ -B_\nu a_\nu + (A_\nu + E_\nu) b_\nu &= 0 \end{aligned} \quad (40)$$

ahol

$$\begin{aligned} A_\nu = 2 \bar{J}_2 - 2 \sum J_1 (|f_1 - f_2|) \exp\{i(f_2 - f_1, \nu)\} - \mathcal{H}_e^2 \sum \Delta (|f_1 - f_2|) \exp\{i(f_2 - \\ - f_1, \nu)\} \approx \bar{\Delta} (2 - \mathcal{H}_e^2) + \frac{\alpha^2 \nu^2}{2} (2 \bar{J}_1 + \bar{\Delta} \mathcal{H}_e^2) \end{aligned} \quad (41)$$

$$B_\nu = \mathcal{H}_e^2 \sum \Delta (|f_1 - f_2|) \exp\{i(f_2 - f_1, \nu)\} \approx \mathcal{H}_e^2 \bar{\Delta} (1 - \frac{\alpha^2}{2} \nu^2)$$

A (40) egyenletrendszer megoldhatósága feltételéből kapjuk, hogy

$$E_\nu = \sqrt{A_\nu^2 - B_\nu^2} \approx 2 \bar{\Delta} \sqrt{1 - \mathcal{H}_e^2} + \frac{1}{2} \frac{\alpha^2 \nu^2}{\sqrt{1 - \mathcal{H}_e^2}} [2 \bar{J}_1 - (\bar{J}_1 - \bar{\Delta}) \mathcal{H}_e^2] \quad (42)$$

A második közelítésből származó kiegészítés az alapállapot energiájához esetünkben, meglehetősen durva közelítésben:

$$\Delta E_0 \approx -\frac{1}{4} \frac{N \mathcal{H}_e^2 \bar{\Delta}^2}{\bar{\Delta} \left[(1 - \frac{\mathcal{H}_e^2}{2}) + \sqrt{1 - \mathcal{H}_e^2} \right]} \quad (43)$$

$\mathcal{H} \ll \mathcal{H}_a$ esetében (43)

$$\Delta E_0' \approx -\frac{1}{8} N \frac{\bar{\Delta}^2}{\bar{\Delta}} \mathcal{H}_e^4 \quad (44)$$

alakot ölti. A második közelítésből származó kiegészítés a kezdeti mágnesezettséghez $\mathcal{H} \ll \mathcal{H}_a$ esetén

$$\Delta M_0' \approx \frac{1}{2} M_0 \frac{\bar{\Delta}^2}{\bar{\Delta}} \left(\frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_a} \right)^3 \quad (45)$$

c/ A külső mágneses tér merőleges a fő tengely irányára és nagyobb mint az anizotrópia tér ($\mathcal{H} > \mathcal{H}_a$). Ekkor

$$R(f_1, f_2) = R^*(f_1, f_2) = -\Delta; \quad S(f_1, f_2) = -(\bar{J}_1 + \bar{J}_2) \quad (46)$$

Elvégezve a számításokat a b/-vel analóg módon, a következő eredményeket kapjuk:

$$E_v = \sqrt{A_v^2 - B_v^2} \approx 2\mu \sqrt{\mathcal{H}(\mathcal{H} - \mathcal{H}_a)} + \frac{a^2 v^2}{2} \left\{ \bar{J}_1 \sqrt{\frac{\mathcal{H} - \mathcal{H}_a}{\mathcal{H}}} + \bar{J}_2 \sqrt{\frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H} - \mathcal{H}_a}} \right\} \quad (47)$$

$$\Delta E_0 \approx - \frac{1}{8} \frac{N \bar{\Delta}^2}{\mu (\mathcal{H} - \frac{\mathcal{H}_a}{4})} \quad (48)$$

amely $\mathcal{H} \gg \mathcal{H}_a$ esetén

$$\Delta E_0' \approx - \frac{1}{8} \frac{N \bar{\Delta}^2}{\mu \mathcal{H}} \quad (49)$$

alakot ölti. A második közelítésből származó kiegészítés a kezdeti mágnesezettséghez $\mathcal{H} \gg \mathcal{H}_a$ esetén

$$\Delta M_0' \approx - \frac{1}{8} M_0 \frac{\bar{\Delta}^2}{\Delta^2} \left(\frac{\mathcal{H}_a}{\mathcal{H}} \right)^2 \quad (50)$$

A második közelítésből származó kiegészítés a kezdeti mágnesezettséghez (50) lényeges, mert e kiegészítés következtében a fő tengely irányára merőleges irányban mágnesezett kristály mágnesezettsége $T = 0^\circ K$ esetében csak akkor éri el a telítettséget, ha a külső mágneses tér végtelenül nagy.

4. Az egytengelyű ferromágneses kristályok mágnesezettsége kiszámítása. A mágnesezettség függését a hőmérséklettől és a külső mágneses tértől az alacsony hőmérsékletek tartományában az ismert

$$M(T, \mathcal{H}) = M(0, \mathcal{H}) + \Delta M_0 - \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\partial E_v}{\partial \mathcal{H}} \frac{v^2 dv}{\exp\left\{\frac{E_v}{kT}\right\} - 1} \quad (51)$$

formula alapján számoljuk. $g = Na^3$

a/ A külső mágneses tér párhuzamos a fő tengellyel:

$$M_{||}(T, \mathcal{H}) = M_0 \left\{ 1 - \frac{0,443115}{\pi^2} \left(\frac{kT}{\bar{J}_1} \right)^{3/2} F_{3/2}^{(1)} \right\} \quad (52)$$

ahol

$$F_{3/2}^{(1)} = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\left[\exp \left\{ - \frac{2(\bar{\Delta} + \mu \mathcal{H})}{kT} \right\} \right]^l}{l^{3/2}}$$

és a spontán mágnesezettség

$$M_{||}^S(T) = M_0 \left\{ 1 - \frac{0,443115}{\pi^2} \left(\frac{kT}{\bar{J}_1} \right)^{3/2} f_{3/2}^{(1)} \right\} \quad (53)$$

ahol

$$f_{3/2}^{(1)} = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\left[\exp \left\{ - \frac{2\bar{\Delta}}{kT} \right\} \right]^l}{l^{3/2}}$$

Az (53) kifejezésből láthatjuk, hogy az anizotróp kristályok $M_{||}^S(T)$ spontán mágnesezettsége a hőmérséklet növekedésével lassabban csökken, mint az izotróp ferromágneses kristályok spontán mágnesezettsége.

b/ Meg kell jegyeznünk, hogy abban az esetben, amikor a külső mágneses tér iránya merőleges a fő tengely irányára, a mágnesezettség görbe egésze nem számítható, ugyanis $\mathcal{H} \sim \mathcal{H}_a$ esetében nem teljesül a közelítő második kvantálás módszere alkalmazhatóságának feltétele. A fő tengely irányára merőleges mágnesezettségre a következő kifejezéseket nyerjük:

$$M_{\perp}(T, \mathcal{H} < \mathcal{H}_a) = M_0 \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_a} + \Delta M_0 + \frac{0,443115}{\pi^2} M_0 \frac{\mathcal{H}}{\sqrt{\mathcal{H}_a^2 - \mathcal{H}^2}} \left(\frac{kT}{\frac{2\bar{J}_1 \mathcal{H}_a^2 - (\bar{J}_1 - \bar{\Delta}) \mathcal{H}^2}{2\mathcal{H}_a \sqrt{\mathcal{H}_a^2 - \mathcal{H}^2}}} \right)^{3/2} F_{3/2}^{(2)} - \quad (54)$$

$$- \frac{0,66467}{4\pi^2} M_0 \frac{\mathcal{H} \{ 2\bar{\Delta} \mathcal{H}_a^2 + (\bar{J}_1 - \bar{\Delta}) \mathcal{H}^2 \}}{\bar{\Delta} (\mathcal{H}_a^2 - \mathcal{H}^2)^{3/2}} \left(\frac{kT}{\frac{2\bar{J}_1 \mathcal{H}_a^2 - (\bar{J}_1 - \bar{\Delta}) \mathcal{H}^2}{2\mathcal{H}_a \sqrt{\mathcal{H}_a^2 - \mathcal{H}^2}}} \right)^{5/2} F_{5/2}^{(2)}$$

ahol

$$F_p^{(2)} = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\left[\exp \left\{ \frac{-2\mu \sqrt{\mathcal{H}_a^2 - \mathcal{H}^2}}{kT} \right\} \right]^l}{l^p}$$

Ha $\mathcal{H} \ll \mathcal{H}_a$ elhanyagolhatjuk a $\left(\frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_a} \right)^2$ stb. tagokat és ekkor:

$$M_{\perp}(T, \mathcal{H} \ll \mathcal{H}_a) = M_0 \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_a} \left\{ 1 + \frac{0,443115}{\pi^2} \left(\frac{kT}{\bar{J}_1} \right)^{3/2} f_{3/2}^{(2)} - \frac{0,66467}{2\pi^2} \left(\frac{kT}{\bar{J}_1} \right)^{5/2} f_{5/2}^{(2)} \right\} \quad (55)$$

$$M_{\perp}^S(T, 0) = 0$$

ahol

$$f_p^{(2)} = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{[\exp\{-2 \frac{\bar{\Delta}}{kT}\}]^l}{l^p}$$

Az (55) kifejezésből láthatjuk, hogy $M_{\perp}(T, \mathcal{H} < \mathcal{H}_a)$ a hőmérséklet növekedésével növekszik az alacsony hőmérsékletek tartományában. Ezt azzal magyarázhatjuk, hogy az elemi mágneses momentumok hőmozgása elősegíti kifordulásukat a főtengely irányából.

$$M_{\perp}(T, \mathcal{H} > \mathcal{H}_a) = M_0 + \Delta M_0 - \frac{0,443115}{2\pi^2} M_0 \frac{2\mathcal{H} - \mathcal{H}_a}{\sqrt{\mathcal{H}(\mathcal{H} - \mathcal{H}_a)}} \left(\frac{kT}{\frac{1}{2}(\bar{J}_1 \sqrt{\frac{\mathcal{H} - \mathcal{H}_a}{\mathcal{H}}} + \bar{J}_2 \sqrt{\frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H} - \mathcal{H}_a}})} \right)^{3/2} F_{3/2}^{(3)} +$$

$$+ \frac{0,56467}{8\pi^2} M_0 \frac{\mathcal{H}_a \left(\frac{\bar{J}_2}{\mathcal{H} - \mathcal{H}_a} - \frac{\bar{J}_1}{\mathcal{H}} \right)}{\sqrt{\mathcal{H}(\mathcal{H} - \mathcal{H}_a)}} \left(\frac{kT}{\frac{1}{2}(\bar{J}_1 \sqrt{\frac{\mathcal{H} - \mathcal{H}_a}{\mathcal{H}}} + \bar{J}_2 \sqrt{\frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H} - \mathcal{H}_a}})} \right)^{5/2} F_{5/2}^{(3)} \quad (56)$$

ahol

$$F_p^{(3)} = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{[\exp\{-\frac{2\mu \sqrt{\mathcal{H}(\mathcal{H} - \mathcal{H}_a)}}{kT}\}]^l}{l^p}$$

Ha $\mathcal{H} \gg \mathcal{H}_a$

$$M_{\perp}(T, \mathcal{H} \gg \mathcal{H}_a) = M_0 \left\{ 1 - \frac{0,443115}{\pi^2} \left(\frac{kT}{\frac{\bar{J}_1 + \bar{J}_2}{2}} \right)^{3/2} f_{3/2}^{(3)} \right\} \quad (57)$$

ahol

$$f_{3/2}^{(3)} = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{[\exp\{-\frac{2\mu \mathcal{H}}{kT}\}]^l}{l^{3/2}}$$

I r o d a l o m

- [1] С.В. Вонсовский ЖЭТФ 8. 1104, 1938.
[2] J.H. Van Vleck: Phys. Rev. 58. 909. 1940.
[3] Pál Lénárd: Acta Phys. Hung. 3. 287. 1954.
[4] Н.Н. Боголюбов Лекції з квантової статистики
"Радянська школа" Київ 1949
Н.Н. Боголюбов С.В. Тябликов ЖЭТФ 19. 256. 1949.

A módszer magyar nyelvű rövid összefoglalása:

Siklós T.: Magyar Fiz. Foly. 5. 451. 1957.

- [5] С.В. Тябликов, ЖЭТФ. 20. 661. 1950.
[6] С.В. Тябликов, А.А. Гусев Ф.М.М 2. 385. 1956.
[7] М.А. Потанков ДАН. СССР. 117. 965. 1957; 118. 269. 1958.
[8] F.I. Dyson: Phys. Rev. 102. 1217. 1956.
[9] С.В. Тябликов Ф.М.М 2. 193. 1956.

Magyar nyelvű rövid összefoglalása:

Siklós T.: Magyar Fiz. Foly. sajtó alatt.

Érkezett 1958. október 17.

KFKI Közlemények 6. évf. 5. szám, 1958.

HOMOGEN MÄGNESES TEREK ELÖÄLLITÄSA KOMPENZÄLT SZOLENOIDDÄL

Irta: Zsigmond György és Tarnóczy Tivadar

Neutronfizikai Osztály

Összefoglaló:

A cikk keretében a nagy homogenitású mágneses terek előállítására szolgáló kompenzált szolenoidok tervezési és kivitelezési problémáival foglalkozunk.

Ismertetünk egy laboratóriumi célokra alkalmas petróleum hűtésű, 7500 Oe mágneses teret előállító szolenoidot, melynek kb. 50 mm átmérőjű vizsgáló üregében 110 mm tengelymenti hosszban a térerősség változása 0,1 %-nál kisebb.

Bevezetés

Korábbi dolgozatainkban [1] és [2] foglalkoztunk a közepes térerősségű szolenoidok általános problémáival, egyben részletes konstrukciós megoldásokat ismertettünk különböző célokra tervezett és kivitelezett laboratóriumi szolenoid típusokról.

Ezek részletes felvilágosítást nyújtottak az általános konstrukciós, a hűtési és áramszabályozási problémákkal kapcsolatban is.

A cél természetesen az, hogy a lehető legkisebb energia-vesztéssel állítsunk elő nagyhomogenitású, erős mágneses teret. Ezt az ellentmondást tartalmazó követelményt azonban csak bizonyos kompromisszumokkal lehet kielégítően megoldani és így értetővé válik, hogy jó hatásfok mellett un. "univerzális" szolenoid nem képzelhető el.

Különböző szerzők [3], [4], [5] által javasolt megoldások is mindig csak egy adott problémakör szempontjából látszanak a legmegfelelőbbnek. A szerzők azonban elsősorban elméleti problé-

mákat helyezve előtérbe, nem fordítanak figyelmet a technikai megoldások kidolgozására. Könnyen belátható, hogy egy szolenoid l/d aránya, valamint a tekercsprofil formája bár némileg önkényesen választható meg, döntő befolyással van azonos térerősség és téreloszlás feltételezése mellett a tekercsben fellépő veszteségekre. Éppen ezért, nem kizárólagos elméleti problémát jelent azon törekvés, amely szerint egyes szerzők [6],[7] tanulmányaikban a legideálisabb tekercsforma meghatározását kísérik meg.

A szolenoid végei felé rohamosan csökkenő térerősség kiegyenlítésére, azaz a szolenoid tengelye mentén széles tartományban homogén mágneses tér létesítésére, valóban az előbbi szerzők által ajánlott, ún. "szférikus" tekercsprofil látszik az ideálist jól megközelítőnek. Ezt mind az elméleti megfontolások, mind pedig a végzett számítások alátámasztják, - kivitelezése azonban egyszerűen technikai akadályok miatt csak úgy képzelhető el, ha a tekercset szekcionált tekercsrészletekből állítjuk elő, - a szférikus profilt pedig, az egyes tekercsek különböző átmérőre való tekercselésével közelítjük meg. Ez a tekercsforma nem egyéb, mint számos egymás mellé helyezett egyedi Halmholz tekercs összessége, - amely a központtól jobbra-balra szimmetrikusan, a szférikus formát jól megközelítő, egyre növekvő átmérőjű sorosított tekercsekből áll és a tekercs végei felé egyébként rohamosan csökkenő térerősséget, a szükséges többlet menetszámaival megfelelő módon kompenzálja.

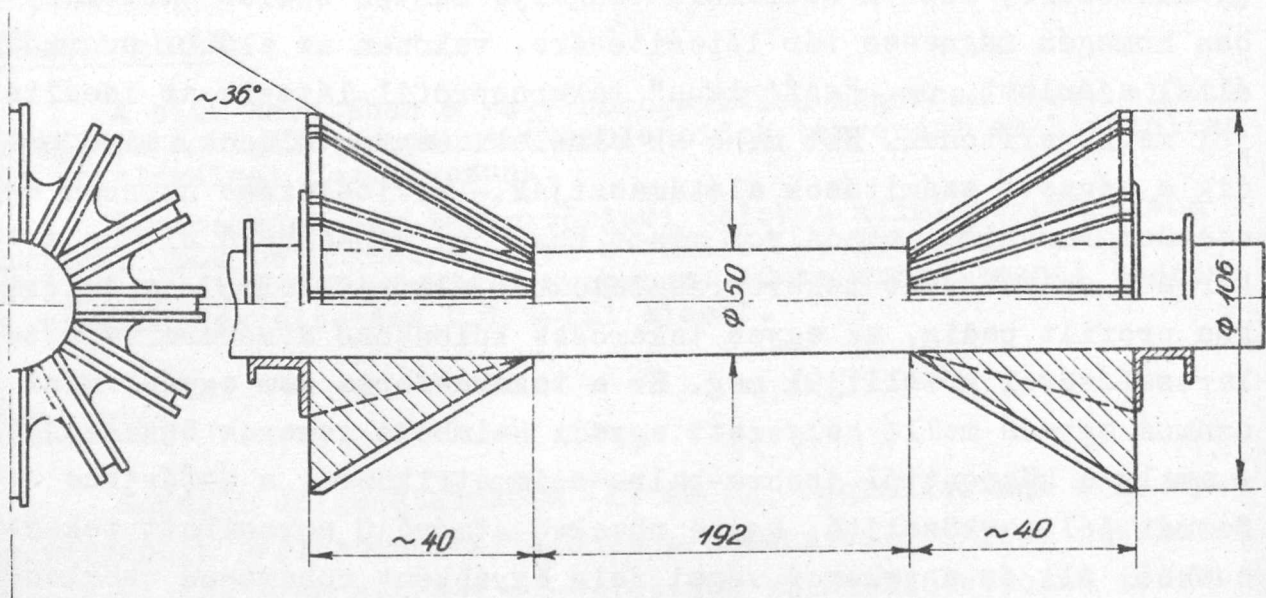
Az ily módon való felépítés azonban nem teszi lehetővé a kompenzált tekercs egyes sorainak hűtését, így csak kis áramsűrűség alkalmazható, és még viszonylag kis $/500-1000 \text{ Oe}/$ térerősségek létrehozása is a tekercs jelentős felmelegedésével /egyuttal térerősség változással/ jár.

A továbbiakban ismertetünk egy általunk kidolgozott megoldást, mely lehetővé tette a kompenzált szolenoid kedvező tekercsprofilja mellett, olyan hatásos folyadékűtés alkalmazását, amely az áramsűrűség $2,5 \text{ A/mm}^2$ -ről $60-100 \text{ A/mm}^2$ -re való emelésével, igen nagy homogenitás mellett, nagystabilitású erős mágneses terek előállítására alkalmas.

1. A kompenzált szolenoid tekercsprofiljának közelítő meghatározása

Az ideális tekercsprofil meghatározó görbe analitikus alakját matematikailag meghatározhatjuk.

Az egyes tekercsorok közötti hűtőtornyok kiképzése szempontjából azonban a részleges tekercstérkitöltés - és egyéb figyelembe veendő paraméterek az amúgy is igen hosszadalmas számításokat még tovább komplikálnák.



1. ábra

Ezek figyelembevételével, az általunk tervezett, és az 1. ábrán látható profilu szolenoidra a számításokat úgy végeztük el, hogy megállapítottuk a minimálisan szükséges belső vizsgáló üreg átmérőjét - és feltételként kikötöttük azt, hogy a tengely mentén mért tér erőssége 100 mm tengelymenti távolságon 0,1 %-nál nagyobb eltérést ne mutasson. Ezen kikötések figyelembevételével grafikus szerkesztési eljárással [1] meghatároztuk azt a tekercsprofil, amely az alaptekercs minden egyes rétegeire vonatkozóan kb. 100 mm tengelymenti hosszon 4 % max. megengedett térerősségcsökkenést hoz létre. A grafikus szerkesztés alapján kaptuk meg az 1. ábrán látható tekercsprofil, amelynek parabola végeit a felépítés során az egyszerűség kedvéért egyenes szárakkal helyettesítettük.

A grafikus profilszerkesztési eljárás után számításokkal is ellenőriztük a tekercs által keltett mágneses tér eloszlását, majd meghatároztuk az egyes sorok menetszámait, az alkalmazandó huzalméretet és a rétegek közötti hűtőtornyok méretét.

A nagy térerősség elérhetőségének egyik előfeltétele az volt, hogy a vezetőkben nagy áramsűrűséget alkalmazzunk.

A tekercsben fellépő veszteségek szempontjából a mágnesező áram és a menetszám variációinak eredményeként a legkedvezőbbnek az I. táblázatban foglalt adatok mutatkoztak.

I. táblázat.

Huzal minőség: ϕ 1,7 mm silicon szig.

Menetszám/cm: $w = 5,7$

Rétegek száma: $z = 8$

Komp. " " $z_k = 2$

Réteg sz.	Köz. menet ϕ cm	Sor hossza cm	Menetszáma
1.	5,44	19,00	108
2.	5,93	19,72	112,5
3.	6,42	20,45	117
4.	6,91	21,17	121
5.	7,40	21,90	125
6.	7,89	22,63	129
7.	8,38	23,35	133
8.	8,87	24,08	<u>137</u>
			982,5
Komp.			
1.	9,36	24,81	36+36
2.	9,85	25,55	25+25

Az alaptekercs adatainak meghatározása után megvizsgáltuk a kompenzálás feltételeit, közelítő számításokkal meghatároztuk a tekercs végeire elhelyezendő kompenzáló menetek számát, amelyek úgy ellensúlyozzák a végek felé fellépő térerősség csökkenést, hogy az 100 mm tengelymenti hosszón 0,1 %-nál ne legyen nagyobb. Ugy találtuk, hogy a 2 réteges kompenzáló tekercs a feltételeket teljesíteni tudja.

Mind az alapterkeres ellenőrzőszámítását, mind a kompenzáló tekercsek számítását, az alábbi - a szabályos n-szög keresztmet-
szetű egyrétegű szolenoidra érvényes, ismert képlet felhasználá-
sával végeztük:

$$H(x) = 2 \frac{n \cdot J}{10} \cdot N \left\{ \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{L-x}{\sqrt{R^2+(L-x)^2}} \operatorname{tg} \frac{\pi}{n} \right) + \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{L+x}{\sqrt{R^2+(L+x)^2}} \operatorname{tg} \frac{\pi}{n} \right) \right\}$$

ahol is x a középponttól mért távolság
 L a tekercs hosszának fele
 R a sokszög köré írt kör rádiusza
 n a szögek száma.

2. A szolenoid felépítése

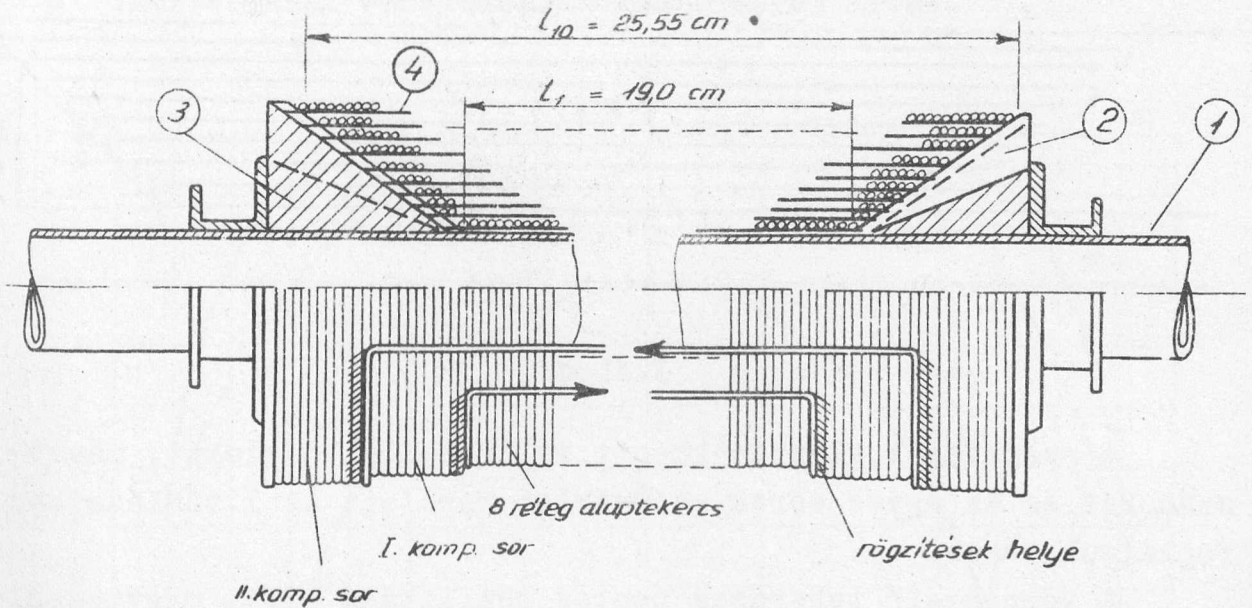
A szolenoid belső üregének méretmeghatározásához figyelem-
be kellett vennünk azt, hogy a vizsgálandó anyagot, bár annak mé-
rete kicsiny (\emptyset 4x80 mm pálca) a vizsgálatoknak hideg és meleg
tartományban való elvégzése miatt, olyan kettősfalu "Dewar" edény-
nyel kell körülvennünk, amelybe kellő hőszigetelés mellett egy
bifiláris tekercselésű elektromos fűtésű kályha, esetleg helyet-
te folyékony levegőt vagy nitrogént tartalmazó kriostat behelye-
zése mellett, még helyet kell biztosítani különböző szerelvények
elhelyezésére is. Ezeket természetesen egy további hatásos hőszí-
geteléssel kell a kályhától, illetve a kriosztáttól elválasztani,
az egész belső szerelvényt pedig egy vízhűtött köppennyel a szo-
lenoid belső falától szigetelni.

Ezek figyelembevételével 48 mm-ben határoztuk meg a szole-
noid belső üregének átmérőjét. A központi tartószerkezet felépi-
téséről a(2)ábra nyújt felvilágosítást.

A szolenoid tartórészét egy 50 mm külső átmérőjű 1 mm fal-
vastagságú sárgarézcső képezi ①, melyre egymással szembefordít-
va, a számítások szerint szükséges végprofiloknak megfelelő olaj-
vezetőhoronyokkal ellátott ② textilbakelitből készített kuptá-
maszt szereltünk ③.

A kupos oldalfalakba mart 12 db 4 mm széles horonyba fektet-
tük le az egyes menetsorok közötti hűtőtornyokat kiképző távtartó-
lemezeket ④, amelyek 0,8 mm vastag 4 mm széles bakelitlemezből
készültek.

Az első menetsor feltekerésselése után, az alája helyezett távtartók kialakították a tekercs 12 szögletű alakját, a további sorok közé hasonló távtartók behelyezésével biztosítottuk, hogy a növekvő átmérő mellett, a tekercs megtartsa a 12 szögletű alakját, és az egyes menetsorok között kialakuljanak a hűtőhornyok.

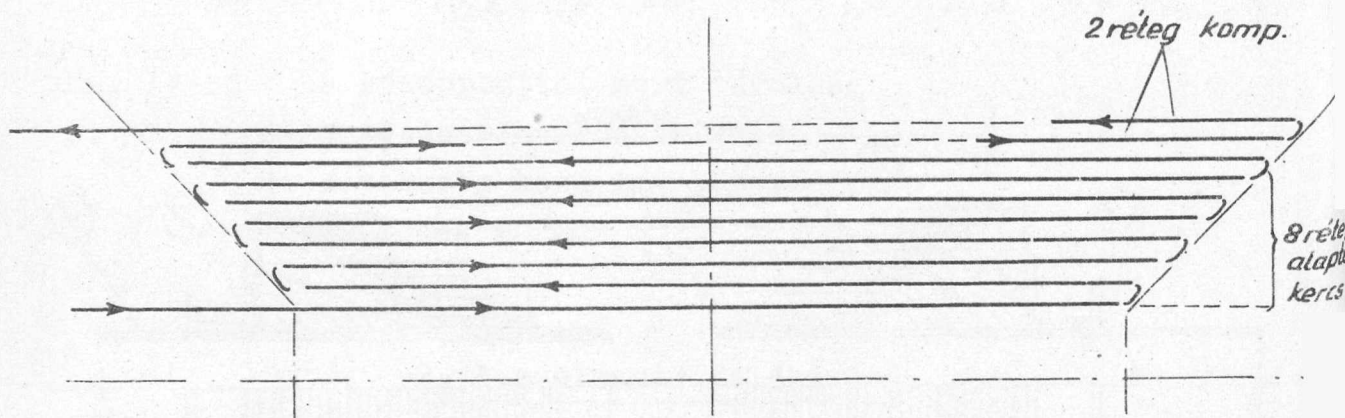


2. ábra

A sorok hosszát maga a két oldaltámasz határozza meg. A 8 soros alapttekercs feltekerésselése után, a huzalvéget későbbi mérés céljára kivezettük és azonos anyagból tekercseltük a két rétegű kompenzáló tekercset. A viszonylag vastag (1,7 mm \varnothing) zománc-huzal alkalmazása miatt nem volt mód a kompenzáló tekercsek megszakítására, mert helyszükében a tekercssorok között toldást nem alkalmazhattunk. Emiatt a 3. ábrán látható módon folyamatosan tekercseltünk, bár az egyes kompenzáló sorok féltekercseinek rögzítése nehézségekbe ütközött.

A kompenzáló tekercs szekciók mechanikai rögzítését úgy oldottuk meg, hogy az első kompenzáló réteg tekercselését a szolenoid végétől a közepe felé haladva kezdtük meg, és a szükséges menetszám feltekerésselése után 2 menetet, felületén a zománcszigeteléstől megtisztítva, összeforrasztottunk, majd a menetirányra derékszögbe megtörve, az alkotó mentén vezettük át a szolenoid

másik végén lévő kompenzáló tekercsekhez, ahol az első két menetet hasonlóképpen rögzítettük és feltekercseltük az ellenkező oldal kompenzáló sorait is. A második (felső) réteg feltekercselésénél hasonlóan jártunk el, így nem kellett toldást, illetve forrasztást alkalmaznunk a tekercsen belül.



3. ábra

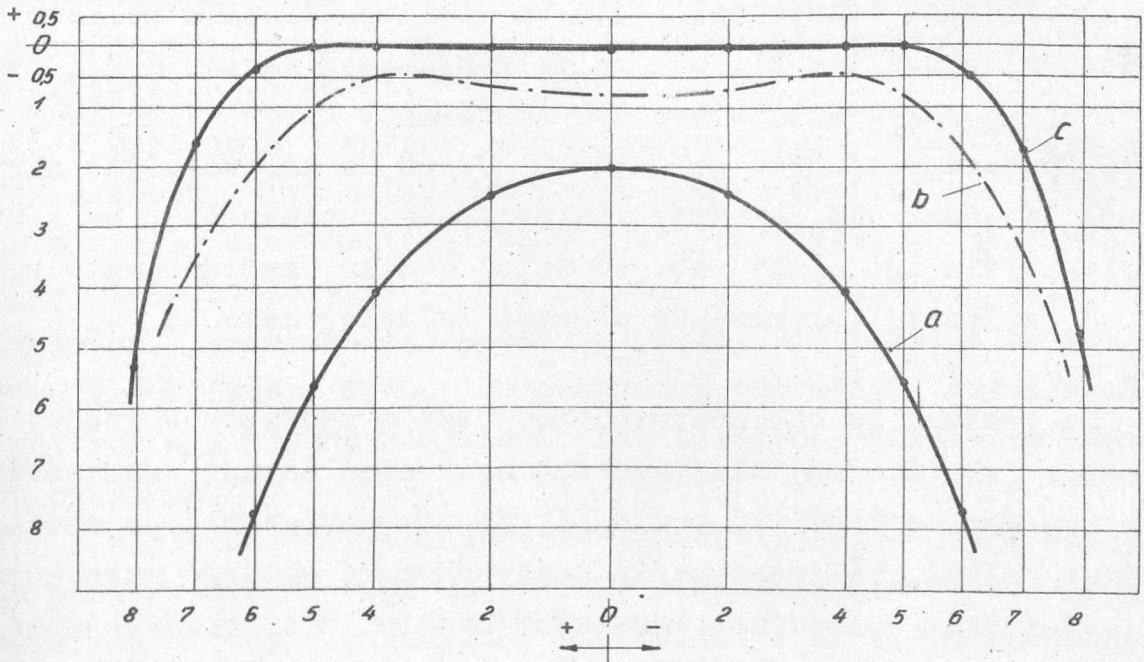
A számítások alapján kapott tekercselési adatokat, menetszámokat és az egyes sorok geometriai méreteit az I. táblázatban foglaltuk össze.

A kompenzáló tekercsek pontos beállítása előtt megvizsgáltuk az alaptékercs által produkált téreloszlást, és azt a számításokkal igen jól megegyezőnek találtuk. A mérést ballisztikus eljárással végeztük el. Az alaptékercs téreloszlását a 4. ábra (a) görbéje mutatja.

Mint már előzőekben utaltunk rá, a kompenzáló tekercsek szükséges menetszámát a későbbi korrekciós lehetőségek biztosítása miatt kb. 15 %-al növeltük. Ennek hatása már az első kompenzáló tekercssor beiktatásával jelentkezett, mert a 4. ábra (b) görbéje szerinti kismértékű túlkompenzáltságot mutatta. Látható azonban az is, hogy a görbe oldalai nem meredek és túlkompenzáltság nélkül, csak további sor, vagy sorok tudnák a homogén zónát a szükséges mértékre kinyújtani, és a végek felé mindenképpen jelentkező tércsökkenés jellegét meredekebbé tenni.

Közelítő számítások és kísérleti vizsgálatok alapján megállapítottuk ezek után az első kompenzáló sor ténylegesen szükséges pontos menetszámát. A fölösleges meneteket felületi leforrasztással (rövidrezárással) iktattuk ki.

A második kompenzáló réteg bekapcsolásával már csak igen kismértékű tulkompenzálttság jelei mutatkoztak. Ezt a tulkompenzálttságot a fölösleges 1-2 menet kizárásával megszüntetve, kaptuk a 4. ábra (c) görbéjének megfelelő térereloszlást, amely célkitűzésünknek mindenben megfelelt, és a számításokkal is igen jól megegyezett. A kismértékű eltérést természetesen nem lehetett elkerülni, mert a mechanikai kivitelezés során nem volt biztosítható a számításokkal ezrelékekre egyező mérettartás.



4. ábra

A kompenzáló tekercsek beiktatásával végzett vizsgálatokat a nagy pontossági követelmény miatt, differenciál-ballisztikus eljárással végeztük. A szolenoid tekercsállandóját ballisztikus eljárással mérve $k = 56,05 \text{ Oe/A}$ -nak találtuk. Ez a kompenzáló tekercsek nélkül számított tekercsállandónál kb. 2%-kal nagyobbak bizonyult, amint az a 4. ábrán is látható.

A kompenzálómenetek viszonylag kis száma is arra mutat, hogy nem törekedtünk a több rétegszámmal elérhető esetleg kedvezőbb, hosszabb kiterjedésű homogén tér létesítésére. Ez fölösleges nagymértékű energiafogyasztással járt volna. A középértékben 218 mm hosszú szolenoid tengelye mentén így is 110 mm hosszon tudtuk biztosítani a 0,1 %-nál kisebb térerősségváltozást.

3. A szolenoid felépítése, hűtése és áram- szabályozása

A 2. ábra szerinti megtekercselt szolenoid testet egy zárt köpeny veszi körül. Erre építettük rá a hűtőfolyadék bevezetésére, illetve elvezetésére szolgáló csatlakozó csomópontokat, a szolenoid szigetelt áramcsatlakozását, és magát a szolenoidot tartó háromlábú állványzatot.

A szolenoidot a rendelkezésünkre álló 280 V. 600 Å kapacitású akkumulátor hálózatról táplálva, teljes terhelés mellett olajhűtéssel próbáltuk ki. Maximális feszültség esetén a 2,1 Ohmos tekercsen meleg állapotban 130 Amp áramot keresztülhajtva, $k = 56,05$ tekercstényező mellett kb. 7.300 Oe térerősséget állítottunk tartósan elő. A hűtés kielégítőnek mutatkozott, és a viszonylag rövid idő alatt (kb. 60 perc) beálló termikus egyensúly után, a szolenoid tekercsének átlagos túlmelegedése kb. 40 C° volt.

Ez esetben is bebizonyosodott, hogy a menetsorok között lévő vékony (kb. 0,8 mm) olajvezetőhornyok áramlástanai számításait nem lehet még megközelítő pontossággal sem elvégezni, és modellkísérlet nélkül, teljesen hamis, nagyságrendi eltérés mutatkozik (pl.: viszkózus surlódások következtében fellépő nyomásesésben). Említésre méltó, hogy pl. a szolenoidban felszabaduló hőenergia átvételére és elvezetésére szükséges olajmennyiség átnyomásához számítások szerint kb. 5 atü nyomás látszott szükségesnek, ezzel szemben - a számítottnál nagyobb mennyiségű és sebességű olajátáramlás mellett is csupán 0,35 atü nyomás volt valójában szükséges. A Kaiser Wilhelm Institutban végzett hasonló kísérletek is meglepő eredményeket mutattak. Modellkísérleteket végeztek vékony csövekben áramoltatott olaj áramlástanai tulajdonságainak vizsgálatára, melynek eredményeként kiderült, hogy különösen szélsőséges esetekben, igen kis átmérőjű csővezetékek alkalmazásakor, a különben bevált számítási módszerek teljesen hamis képet adtak a csőben keringetett olaj áramlástanai körülményeiről.

Bár ilyenirányú behatóbb vizsgálatokat nem folytattunk, feltehető, hogy a számításokkal szemben sokkal kedvezőbben ala-

kuló surlódási veszteségek oka az, hogy a menetsorok között menetenként megismétlődő konfuzor-diffuzor jellegű hornyok bemélyedéseit az olaj kitölti és ez bár a viszkózus tapadás folytán továbbvándorol ("lekenődik"), a falak mégis mint sima felületű vezetőhornyok foghatók fel.

A lefolytatott tartós üzemeltetés után, a közvetett vízűtésű olajhűtőberendezés felhasználásával áttérünk a petróleumhűtésre, mely kisebb viszkozitása, nagyobb fajhője figyelembevételével, feltétlenül annyira kedvezően fogja a hűtési tulajdonságokat javítani, hogy a szükséges áramerősség növelésével -10.000 Oe térerősség előállítása biztosítottnak látszik tartós üzemeltetés mellett is.

A szolenoid áramának szabályozására egy "Helipot"-hoz hasonló forgódobos, olajhűtésű potenciométert terveztünk és készítettünk el, mely szervomotor-távműködtetéssel, max. 45 kW átmenő teljesítmény mellett, 10^{-2} - $2 \cdot 10^2$ Amp intervallumban teljesen folyamatos, lépcsőmentes áramszabályozást biztosít. A feltételezhetően érdeklődésre számot tartó nagyteljesítményű, egyenáramu szabályozóról egy később megjelenő cikk keretében részletes ismertetést nyújtunk.

A szolenoid kivitelezéséért köszönettel tartozunk Szakács Béla mérnöki munkát végző technikus munkatársunknak, aki nagy precizitást igénylő munkájával biztosította az elért eredményeket.

I r o d a l o m

- [1] Pál L.-Zsigmond Gy.: KFKI Közl. 3, 300, (1955)
- [2] Zsigmond Gy.: KFKI Közl. 3, 690, (1955)
- [3] I.M.Puzej Fiziceszkije Metodi Iszledovanyija 176 (1949)
- [4] Bitter Rev. Sci. Instr. 10, (1939)
- [5] I.R.Barker Brit.J.Appl.Phys. 1, 238, (1950)
- [6] T.A.Heddle Brit.J.Appl.Phys. 3, 95 (1952)
- [7] B.Lewis Brit.J.Appl. Phys. 1, 238 (1950)

Érkezett 1958.november 26.

Kiadásért felelős a Központi Fizikai Kutatóintézet igazgatója

Megrendelve: 1958. II. 18. Pédányyszám: 450

Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok
szerint 11,5 (Á/5) ív terjedelemben 6 ábrával

FELSŐOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT

Felelős: Heitler Imre

8-3069