

PUSKIN UTCAI KVARKOK – I.

Patkós András
ELTE, Atomfizikai Tanszék

Előhang

1964-ben *George Zweig*, a CALTECH ifjú posztdoktori kutatója arról próbálta meggyőzni tudománytörténész kollégáját, hogy a részecskefizikában éppen akkor és éppen az ő folyosójukon tudománytörténeti jelentőségű dolgok történnek. A felsőbbrendű történészi válasz az volt, hogy kortársak képtelenek megítélni, mi is a történelmileg valóban fontos fejlemény. Csak hosszú évek múltán kerülnek az események valódi helyükre. 2010-ben, a *Murray Gell-Mann* 80. születésnapja alkalmából rendezett konferencián látta Zweig érkezettnek az

időt, hogy elmondja saját verzióját a kvarkhipotézis születéséről és „felcseperedésének” első éveiről [1].

Hazánkban a majdnem-kortárs fizika történetével, bizonyára a fenti érvelés igazságát osztva, nem foglalkozik a hivatásos tudománytörténet.¹ Így ebben a cikkben magam vetemedem arra a szemtelenségre, hogy a kvarkok felfedezéstörténetének 1968-ban kezdődött második felvonását sajátos nézőpontból, a Puskin utca elméleti fizikusainak szemszögéből bemutassam.

¹ Nehezen igazolható állítás, mert a hazai tudománytörténetről a tudomány nem vesz tudomást – Szerk.



1. ábra. Az első, 1972-es balatonfüredi Neutrínó-konferencia hivatalos csoportképe. Az ülő sorban balról: T. D. Lee, G. L. Radicati, R. P. Feynman, B. Pontecorvo, Marx Gy., V. F. Weisskopf, F. Reines, C. L. Cowan és P. Budini.

Nyilvánvaló a veszély, hogy Hamlet hősi tragédiája kisszerű tanúinak, Guildensternnek és Rosencrantznak mintájára, szánandóan nevetségessé válok. A kvarkok története második korszakának Puskin utcai cselekménye kétségkívül mellékszálként indult. Ám a két stopparti hőstől eltérően, szerencsére nem majdnem-felfedezések, elszalasztott felismerések részesei lettünk. Munkánk figyelmet keltett, és az 1972-es balatonfüredi konferenciánkra szóló meghívást magától értetődően fogadta el a történet számos főszereplője, köztük az új kvark-korszak két meghatározó apafigurája, *Richard Feynman* és *Victor Weisskopf* (1. ábra). A szép emlékü Puskin utcai D-épület első emeletének szemináriumi terme része lett a részecskefizika virtuális világszínpadának.

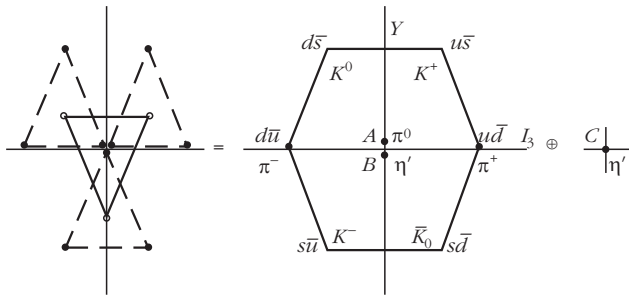
Ebben a cikkben az átfogó történeti képből csak a nélkülözhetetlen háttérrel vázolom. Mentségemre szolgáljon, hogy a részecskefizika érintendő jelenségei és elméleti modelljeik immár tananyagként ismertek. A kvarkok felfedezéstörténetének is van monográfiája [2], aminek megírására 1983-ban látta az időt elérkezettnek szerzője. Művében egy alkalommal fordul elő az Eötvös Egyetem neve (lásd alább). Én viszont úgy látom, hogy bőségesen van még feljegyzésre érdemes eredmény a Puskin utcában elvégzett kvarkfizikai vizsgálatok között. Alább egészen szélsőséges válogatási elvet alkalmazok, azaz kizárólag Eötvös-egyetemi társszerzőjű kutatási eredmények bemutatására korlátozodom. A történet nyomon követésének záróévet is szélsőséges szubjektivitással választottam: *Kuti Gyula*, akinek kezdeményezése nyomán vette kezdetét a kvarkok Puskin utcai története, 1978-ban nyújtotta be *A proton kvark-parton szerkezete* című értekezését a fizikai tudomány doktora fokozat elnyerésére (lásd még a cikk utolsó két mondatát! – a második rész végén a következő számban).

Igaza van az Olvasónak: létezik a Puskin utcán túli világ történéseinek jelentőségét arányosabban láttató története is az 1970-es évek részecskefizikájának. Ez viszont a mi verziónk, ami, amint *Szilárd Leó* megjegyezte, „érdekes lehet a Mindent Tudó(k) számára” is.

Gell-Mann és Zweig kvarkjai

A történet egy olyan időszakban indult, amikor az elektrodinamikát leszámítva nem hittek a kvantumtérelmélet alkalmazhatóságában. Ez magyarázza Gell-Mann kutatói magatartását, aki a kvarktereket mindig átmeneti jelleggel használta, csakúgy mint az ismert elemi részecske kvantumtereit. Több cikkében fogalmazott a következőképpen: „A rendszer szimmetriatulajdonságai érvényesek lehetnek még az esetben is, ha a kvantumterek használata megalapozatlan.” A híres „Nyolcas út” javaslatában is hangsúlyozta: „Nem kapcsolunk a barionokat alkotó I és L részecskékhez semmiféle fizikai jelentést. Az eddigi elemzés csakis az *unitér spin* tulajdonságának a bevezetését szolgálja.”

Mit is értett Gell-Mann unitér az spin fogalmán? Az izospin $SU(2)$ algebrának $[I_j, I_k] = i\epsilon_{jkl} I_l$ a ritkaság (S) és a barionszám (B) összegéből alkotott hipertöltés operátorát (Y) is tartalmazó bővítéséről van szó. Olyan bővítést kell választani, amelynek két diagonális generátora (két egyidejűleg határozott értéket felvevő fizikai tulajdonsága) I_3 és Y . A feladat megoldása nem egyértelmű, a *Yuval Ne'eman* és Gell-Mann ajánlotta végső nyertes az $SU(3)$ háromdimenziós unitér csoportba történt beágyazás lett. A kvarkok ennek a csoportnak definiáló ábrázolásában a báziselemek. Ha a kvarkháromszöget önmagával párhuzamosan úgy toljuk el, hogy az origó valamelyik korábbi csúc-



2. ábra. A mezon oktett kvantumszámainak visszavezetése a kvark- és az antikvark-triplett „összeadására”.

ba kerüljön, akkor az eltolt pontok is lehetséges I_3 és Y értékeket mutatnak, amelyek az eredeti és az eltolt háromszög megfelelő koordinátáinak összeadásával keletkeznek. Az összes csúcspontba történt eltolással megtalálhatjuk a két kvarkból additívan felépíthető összes, úgynevezett *dikvark*-állapotot. A természetben sem kvark-, sem dikvark-állapotok nem figyelhetők meg. A megfigyelt barionok unitér tulajdonságai 3 kvark kvantumszámainak összeadásával kombinálhatók ki, a mezonok esetében a kvarkháromszög és az abból centrális tükrözéssel keletkező antikvarkháromszög „összeadása” a jó recept. Ezt a receptet illusztrálja a 2. ábra, amelyen középen a kvarkok háromszöge látszik, amelyre a három csúcspontot középpontként használva ráültetjük az antikvark-háromszöget. Az így keletkező állapotoknak megfelelő pszeudoskalár mezonokat mutatja az ábra jobb oldala. A háromszorosan elfajult origóbéli állapotokból a mezon-oktett két eleme mellett egy SU(3) szinglettmezon is kikeveredik (η').

Magyarázatot arra, hogy milyen kombináció létezhet és milyen nem, abban a korszakban nem találtak. Miután a kvarkok a nemlétező multiplettek közé sorolhatók, Gell-Mann az elemi részecskék rendszerezését segítő közbenső objektumokként értelmezte őket. Ezt a következő kulináris hasonlattal érzékeltette: „...az erősen kölcsönható részecskék olyan elméletét fogalmazzuk meg, amely létezhet vagy sem, de mindenképp alkalmas algebrai összefüggések származtatására. Ezután az algebrai szimmetriákat posztuláljuk és a modellt magát eldobjuk. Az eljárás a francia konyhaművészetben néha alkalmazott módszerhez hasonlatos: egy darab fácánhúst két borjúszelet között főznek, amelyeket végül eldobnak.”

Zweig „földhözragadtabb” szemlélettel közelítette meg a kvarkok szerepét. Nagyjából a nukleonok tömegének harmadával rendelkező, valóban létező alkotórészeket képzelt el, amelyeknek kis(!) kötési energiájú („atomfizikai”) kötött állapotai a megfigyelt barionok. Persze a „konsztituens kvarkok” megfigyelhetlensége magyarázatra várt. Ugyanakkor a kvarkok tömegeinek és saját perdulatainak additivitását posztulálva sikeres jóslatokat lehetett építeni a barion- és mezon-rezonanciák tömegspektrumára és mágneses momentumaikra.

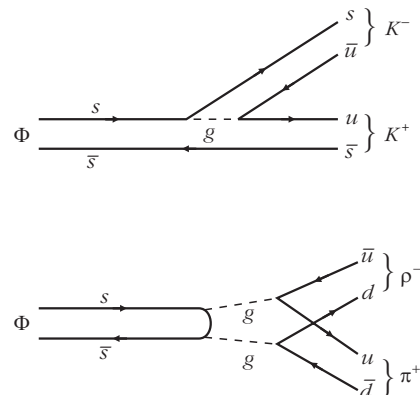
A konsztituens kvarkfelfogás e közismert eredményei helyett itt a cikk későbbi részében is hasznosítható alkalmazását idézem fel. 1963-ban Zweignek a

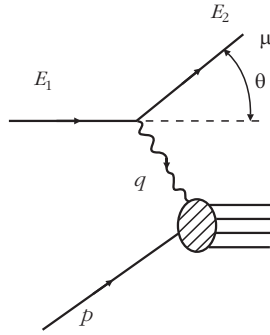
kvarkokhoz vezető útja a Φ -mezon felfedezését bejelentő közleménnyel indult. Feynman doktoranduszának az a furcsa körülmény tűnt fel, hogy ez a nagyjából 1020 MeV/c² tömegű mezon nem bomlik el ρ - és π -mezonra, amelyek össztömege kerekítve 920 MeV/c². Domináns bomlási módusa a K -anti- K bomlás, annak ellenére, hogy az össztömeg ez esetben jóval nagyobb, majdnem 1000 MeV/c². Általában igaz, hogy a bomlás valószínűsége annál nagyobb, minél nagyobb a különbség a bomló részecske tömege és a bomlástermékek össztömege között (minél nagyobb a bomlástermékek rendelkezésére álló fázistérfogat).

Tehát a várakozás éppen a tapasztalattal ellenkező volt. Zweig a paradoxon feloldására valamiféle kiválasztási szabályt keresett. Ismert volt, hogy a kvarkmodell szerint a ρ és π nem tartalmaz ritka kvarkot, míg a kaon d -anti- s , az anti- K pedig s -anti- d kötött állapotnak képzelhető. Zweig s -anti- s kötött állapotként sorolta be az új mezont. Ekkor a kizárólag nem-ritka kvarkokból felépülő mezonokba bomlásnál először is a ritka párnak annihilálnia kell, majd párkeltéssel létrejövő két nem ritka párból áll össze a végállapot. A K -anti- K végállapotnál viszont sokkal egyszerűbb forgatókönyvvel, egyetlen pár keltésével kialakulhat a végállapot kvarktartalma. Az általa felállított Zweig-szabály kimondja, hogy minél több annihilációs/párkeltési lépésben alakul ki a végállapot, annál kisebb bekövetkezésének a valószínűsége. A 3. ábrán látható a két reakció Zweig-diagramjának kissé modernizált változata. A két folyamatot a QCD-ben közbenső (virtuális) gluonok kisugárzása és részecskepárba alakulása modellezi (a közbenső gluonokat szaggatott vonallal ábrázoljuk), és a Zweig-szabály kvalitatív magyarázatát a minimálisan szükséges közbenső gluonok számának különbsége (a perturbációszámítás eltérő rendje) adhatja.

Az 1960-as években a kutatók Gell-Mann vagy Zweig megközelítését aszerint alkalmazták, hogy melyik egyeztett jobban a tapasztalattal. Egységes kvarkelmélet nem alakult ki az évtized végéig.

3. ábra. A Zweig-szabályt illusztrálják a Φ -mezon ritka mezonokba (felső diagram) és nem-ritka mezonokba (alsó diagram) történő bomlása kvantum-kromodinamikai leírásának legalacsonyabb rendű Feynman-diagramjai. A szaggatott vonalak az erős erőter kvantumait, a gluonokat jelzik. A kvarkokat és antikvarkokat ismert szimbólumaik mutatják.





4. ábra. Az elektron-proton mélyen rugalmatlan ütközés Feynman-diagramja.

A mélyen rugalmatlan elektron-proton szórás értelmezése a partonmodellben

A proton kiterjedt szerkezetét letapogató stanfordi kísérlet tervezésekor és az adatok értékelése első szakaszában a később Nobel-díjjal jutalmazott SLAC-MIT kísérlet résztvevőinek gondolkodásában nem kapott szerepet a kvarkhipotézis. A 4. ábrán látható kvantum-elektrodinamikai diagrammal dolgoztak, amikor az elektron pontszerű és a proton kiterjedt elektromágneses áramsűrűsége között kicserélt foton valósítja meg a kölcsönhatást.

A foton révén közölt térszerű négyesimpulzus ($q, q^2 < 0$) olyan nagy, hogy „felrobbantja” a protont. A protontörmeléket nem, csak a csökkent energiájú elektront észlelik, és az impulzusátadás mellett másikat függetlenül adatként az elektronnak a proton tömegénél szintén sokkalta nagyobb energiavesztését mérik ($\nu = E_1 - E_2$). Az 1968-as bécsi világkonferencia nagy szenzációja az volt, hogy a rugalmas elektron-proton ütközés korábban kimért gyorsan csökkenő differenciális hatáskeresztmetszetével szemben ez esetben sokkal lassúbb volt a csökkenés (lásd 5. ábra).

Pickering „történelemkönyve” szerint a kísérleti fizikusok nem is tudták adataikat mindaddig rendszerezni, míg James Bjorken nem javasolta nekik, hogy a kirepülő elektron iránya és energiája szerinti differenciális hatáskeresztmetszetben a proton ismeretlen elektromágneses szerkezetét képviselő két úgynevezett szerkezeti függvényt – a $W_1(q^2, \nu)$ -t és a $\nu W_2(q^2, \nu)$ -t – ne tekintsék kétváltozósoknak, hanem próbálkozzanak a kísérletesen mért értékeknek az $\omega^{-1} = -q^2/(2M_{\text{proton}}\nu)$ változó függvényében történő ábrázolásával. Ezek a függvények a szórt elektron energiája és kirepülési iránya szerinti kétszer differenciális hatáskeresztmetszetben az úgynevezett Mott-hatáskeresztmetszet szorzó tényezőiben fordulnak elő:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2} = \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} \left[W_2(q^2, \nu) + 2 \tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_1(q^2, \nu) \right].$$

Ezek a Lorentz-invariáns függvények eredetileg a proton elektromágneses áramsűrűségeivel képzett kommutátorok az α polarizációs állapotra átlagolt mátrix-elemei Fourier-transzformáltjában jelennek meg:

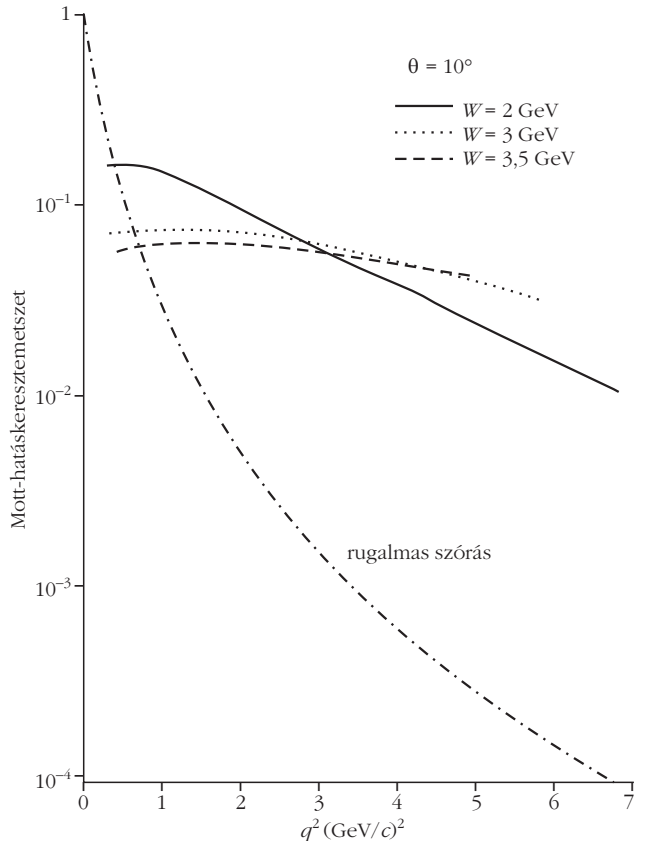
$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^S(P, q) &= \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \int d^4y e^{iqy} \langle P, \alpha | [j_{\mu}^{\text{proton}}(y), j_{\nu}^{\text{proton}}(z=0)] | P, \alpha \rangle = \\ &= \left(\frac{q_{\mu} q_{\nu}}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) 4\pi M W_1(q^2, \nu) + \\ &+ \frac{1}{M^2} \left(P_{\mu} - \frac{Pq}{q^2} q_{\mu} \right) \left(P_{\nu} - \frac{Pq}{q^2} q_{\nu} \right) 4\pi M W_2(q^2, \nu). \end{aligned}$$

A Bjorken-skálázásnak nevezett fontos észrevétellel Bjorken technikailag nehéz, alig hozzáférhető megfontolásokból jutott, amelynek kiindulását a későbbiekkel való kontrasztos összevetés érdekében alább megkísérlem vázolni. A $W_{\mu\nu}^S$ tenzort definiáló Fourier-transzformált fázisfaktorának exponensét a proton nyugalmi rendszerében a virtuális foton impulzusát alkalmasan parametrizálva egyszerűsíthetjük: $q = (q_0 = \nu, \mathbf{q} = \boldsymbol{\rho} \mathbf{e}_3)$. Feltételezzük, hogy az impulzusátadás és az energiavesztés egyaránt nagyon nagy, míltal mindkét komponens nagyon nagy lesz, viszonyukra pedig lineáris rendig fennáll, hogy

$$q \rightarrow q_0 + \frac{M_{\text{proton}}}{\omega}.$$

A Fourier-transzformáció integrandusa fázisfaktorá-

5. ábra. A mélyen rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszetének csökkenése az átadott négyes impulzus növekedésével sokkal lassabb, mint a rugalmas szórásé.



nak fázisszöge ebben a vonatkoztatási rendszerben

$$\frac{(q_0 - q)(y_0 + y_3) + (q_0 + q)(y_0 - y_3)}{2}$$

alakban is írható. A fázis lassú változásának követelményéből olvasható le az integrálba lényeges járulékot adó tartomány:

$$|y_0 + y_3| \sim \frac{\omega}{M_{proton}}$$

$$|y_0 - y_3| \sim \frac{1}{2q_0}$$

A két tartomány méretének összeszorozásával adódik a virtuális foton előreszórási amplitúdójába járulékokat adó áramsűrűségek négyes távolságára az

$$|y^2| \sim \frac{\omega}{2M_{proton}q_0} \rightarrow 0$$

becslés. Bjorken ezzel arra a következtetésre jutott, hogy a kísérletet jellemző határesetben a fénykúp közelében nyerünk ismeretet a proton elektromágneses áramsűrűség-operátorainak kommutátoráról. Ebben a tartományban dolgozta ki az áramok kommutátoralgebrajának viselkedését, és jutott a skálázás jelenségének előrejelzésére.

Ebből nem lett volna tudománytörténeti fordulat Richard Feynman nélkül. Feynman mutatott rá, hogy a skálázás roppant egyszerűen következik, ha feltételezzük a proton pontszerű alkotórészeinek létét. *Partonmodell*je nem a nyugvó, hanem a nagy impulzussal repülő proton vonatkoztatási rendszerében írja le az ütközést. Feltételezett alkotórészei, a partonok a teljes négyes impulzus egy töredékét szállítják:

$$p_{parton} = xP_{proton} \quad 0 < x < 1.$$

A folyamat elektromágneses része az elektron és a parton rugalmas ütközése. A zárószakaszban zajlik a meglökött parton és a visszamaradtak közötti erős kölcsönhatás, amely a parton-végállapotot átalakítja a létező elemi részecskékké. Miután ezt a részt nem figyelik meg, elegendő a partonszinten jellemezni a végállapotot (az is teljes rendszert alkot).

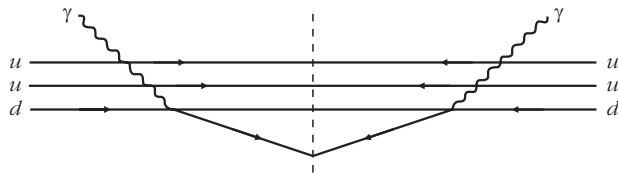
A virtuális fotonnal „megrúgott” parton négyes impulzusa

$$p'_{parton} = xP_{proton} + q.$$

A partonról feltehető, hogy invariáns tömege kicsi az előforduló energiákhoz képest, ezért a végállapotú parton négyes impulzusának négyzetére a

$$(p'_{parton})^2 \approx 0$$

közelítés írható. Elvégezve a négyzetre emelést és a kezdő parton impulzusnégyzetére is ezt a feltételt alkalmazva, az



6. ábra. A virtuális foton (γ) a proton kvark alkotórészeinek egyike nyeli el (az ábra szerint éppen a d -kvark). A hatáskeresztmetszet ennek abszolútérték négyzetével arányos, amelynek két tényezőjét a függőleges szaggatott vonal két oldalán lévő ábrarészek jelzik. A teljes ábra a virtuális foton előreszórási amplitúdója képzetes részének felel meg.

$$x(P_{proton}q) + q^2 \approx 0$$

feltételre jutunk. A proton és a virtuális foton négyes impulzusainak skalárszorzatára azonnal kapjuk, hogy $2M_{proton}v$ az értéke, amiből az ütközésben résztvevő parton impulzuhányadára az $x = \omega^{-1}$ érték adódik. A Feynman-javasolta képben tehát az elektron rugalmasan szóródik az ω^{-1} impulzusrészt hordozó partonon. A pontszerű töltött objektumok szórását jellemző Mott-hatáskeresztmetszet méri a parton elektromos töltésnégyzetét, amit a partonok $G(\omega^{-1})$ eloszlásfüggvényével súlyozva, inkoherensen adnak össze. A szórt elektron egy kiválasztott adatpárjához egyetlen x érték ad járulékot, azaz nemcsak, hogy azonnal adódik a Bjorken-skálázás, de a hatáskeresztmetszet mérésével a proton belső szerkezetét jellemző $G(\omega^{-1})$ is kimérhető.

Feynman kezdetben nem azonosította a partonokat a kvarkokkal. Láta, hogy a töltés kimérhetősége mellett olyan relációk is megjelennek a modellben, amelyek információt szolgáltatnak a partonok spinjéről is. A kvantum-elektrodinamika alapelveinek alkalmazásával az úgynevezett optikai tétel alapján megérthető, hogy e folyamat hatáskeresztmetszete a virtuális foton és a proton Compton-előreszórási amplitúdójának képzetes részével arányos (6. ábra). Ezért a hatáskeresztmetszet képlete a longitudinális (L) és transzverzális (T) virtuális fotonok abszorpciós hatáskeresztmetszeteivel is kifejezhető:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2} = \Gamma(\sigma_T + \varepsilon\sigma_L),$$

$$\sigma_L = \frac{4\pi\alpha}{K} \left[W_2 \left(1 - \frac{v^2}{q^2} \right) - W_1 \right],$$

$$\sigma_T = W_1(q^2, v)$$

(ebben a képletben a szórt elektront jellemző K , Γ és ε mennyiségek részletes alakja nem fontos). Ha a longitudinális virtuális foton járulékát számolják ki a skálázási tartományban a Compton-előreszóráshoz, akkor $1/2$ -spinű összetevők esetén erre zérus adódik, ami a kísérleti adatok megfelelő kombinációjával ellenőrizhető. Más szóval, az a várakozás, hogy vW_2 skálafüggvénye feles spinű partonok esetén arányos lesz W_1 -gyel.

Kuti Gyula, az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékének 28 éves adjunktusa a bécsi világkonferencia élménye mellett megkapta Bjorken és diákja *Emil Paschos* rö-

vid cikkét, amelyet rosszmájú kommentátorok Feynman jegyzetfüzetének kivonatolásaként „értelmeztek”. Amikor Gyuszi 1969 elején diplomamunka-témát javasolt számomra, ezt a rövid cikket adta át, hogy *Gálfi László*val közösen tanulmányozzuk. Azt javasolta, hogy a skálázás hipotézise alapján tegyünk előrejelzést egy jövőbeli kísérlet eredményére, amelyben polarizált elektronnyalábot szórának polarizált protoncél tárgyon.

A Feynman-modell egyszerű alap gondolata közérthető minden térelméleti képzettség nélkül is. A mikorosztályunkat a kvantum-elektrodinamika nem-relativisztikus változatára tanították az egyetemen, és a gyenge kölcsönhatás Fermi-féle elmélete meg az erős kölcsönhatások térelmélet-mentes S -mátrix alapú elemzése miatt semmiféle egységes kép nem volt ötödéves koromra a fejemben az elemi kölcsönhatásokról. Térelméleti technikákat szinte nem ismertem, így Bjorken cikkével igencsak meggyűlt a bajom. A partonmodell szemléletessége viszont bátorított. Igazán szerencsém volt: elsősztályú fizikához közelíthettem hiányos technikai eszközeimmel!

Első cikkünk [3] ösvérjellegű volt. A nagyenergiás ütközések S -mátrix elméletének akkor divatos úgynevezett Regge-analízisét végeztük el a virtuális foton és a proton ütközésére, kiterjesztve az elemzést a polarizált esetre. A Regge-határeset valójában rögzített foton-„tömeg” melletti nagyenergiás határviselkedés, ami az $\omega^{-1} \approx 0$ tartománynak felel meg, ezért a skálázási tartományra (visszatekintve) inkább spekulatív következtetéseink voltak. De a témaválasztás úttörő volt és a cikk jelentős visszhangra talált. 1970-ben *Gnädig Péter* jelentkezett új diplomamunkásnak, és a tanszék tudományos munkatársai közül *Niedermayer Ferenc* is csatlakozott a társasághoz. Eredményeink azt követően jelentek meg rendszerezett cikk [4] formájában, amikor Kuti 1970-ben a kijevei világkonferencián azokat, nagy figyelmet keltve, előadta (a megjelenés éve az akkori nyomdai átfutásnak megfelelően: 1972). Ötösfogatban dolgozva fokozatosan fel fogtuk az áramkommutátorok fénykúp-szingularitásainak térelméleti hátterét [5], miközben egyre bátrabban használtuk a partonmodellt is a spinfüggő hatáskeresztmetszet részletes elemzésére.

A publikálás ügye messziről nézve nem is volt sietős, mivel az eredményeket Kutinak az 1970/71. akadémiai évben elért nagyszámú más eredményével egyetemben már világszerte ismerték. Gyuszi Victor Weisskopf meghívására és *Marx György* támogatásával kapott egyéves szabadságot az ELTE-ről. Ennek a tanulmányútnak egy fenomenológiai alkalmazásra kiváló partonmodell részletes kidolgozása lett az eredménye. Ez Kuti-Weisskopf-modell [6] néven szerepel az irodalomban, és hivatkozásainak száma jócskán meghaladja a félezret. A modell a QCD-alapú „jet”-számolások kifejlesztéséig a nagyenergiás, nagy rugalmatlanságú folyamatok elemzésének domináns keretét adta.

A modell két tekintetben lépett túl Feynman eredeti verzióján. A háromféle kvark (és antikvark) előfordulási valószínűségeloszlását ekkorra már felbontották a

proton kvantumszámait kiadó *valenciakvarkok* és *tengerkvarkok* eloszlására. Ez azt jelenti, hogy a protonban nemcsak 3-kvarkos, hanem további kvark-antikvark párokat tartalmazó konfigurációk is előfordulhatnak. Az utóbbiakra a fázistérben egyenletes, relativisztikusan invariáns sűrűséget tételeztek fel. A vegyértékkvarkok esetében ezt az eloszlást megszo-rozták a kis x -re Regge-aszimptotikát biztosító tényezővel. Az $SU(3)$ invariáns eloszlású tengert alkotó kvark-antikvark párok a skálaváltozó nullához közeli, a vegyértékkvarkok pedig az $x = 1$ -hez közeli tartományban dominánsak.

Ez a felbontás konkrét, néhány illeszthető paramétert tartalmazó kvarkeloszlásokat generált. A másik módosítást az eredeti, kizárólag kvarkösszetevőket feltételező változattal jelentkező gondok követelték meg. Ugyanis a kimért eloszlásfüggvények momentumaival kiszámolható a kvarkok által hordozott impulzushányad várható értéke, ami $2/3$ körüli értéket sugallt. A hiány pótlására a szerzők a kvarkok közötti erős erőter feltételezett kvantumai, gluonok figyelembevételét javasolták a proton impulzusát hordozó alkotórészek között. A gluonokra is a tengerkvarkokra feltételezett eloszlást vettek fel, egy újabb, a kísérleti adatok illesztésével meghatározható amplitúdót vezetve be jellemzésére. Így végül a következő eloszlásfüggvényekre jutottak:

$$G_{u/d, valence}(x) = \frac{\Gamma(g + g' + 3(1 - \alpha(0)))}{\Gamma(1 - \alpha(0)) \Gamma(g + g' + 2(1 - \alpha(0)))} \cdot x^{-\alpha(0)} (1 - x)^{-1 + g + g' + 2(1 - \alpha(0))},$$

$$G_{u/d/s, sea} = \frac{1}{3} x^{-1} (1 - x)^{-1 + g + g' + 3(1 - \alpha(0))},$$

$$G_{gluon}(x) = 3 \frac{g'}{g} G_{kvark, sea}(x).$$

Itt g , g' és $\alpha(0)$ illeszthető paraméterek. Ezekkel a következő kifejezéseket kapták az alaktényezőző partonmodellbeli értékére (e_q a q kvark elektromos töltését adja az elemi töltés arányában):

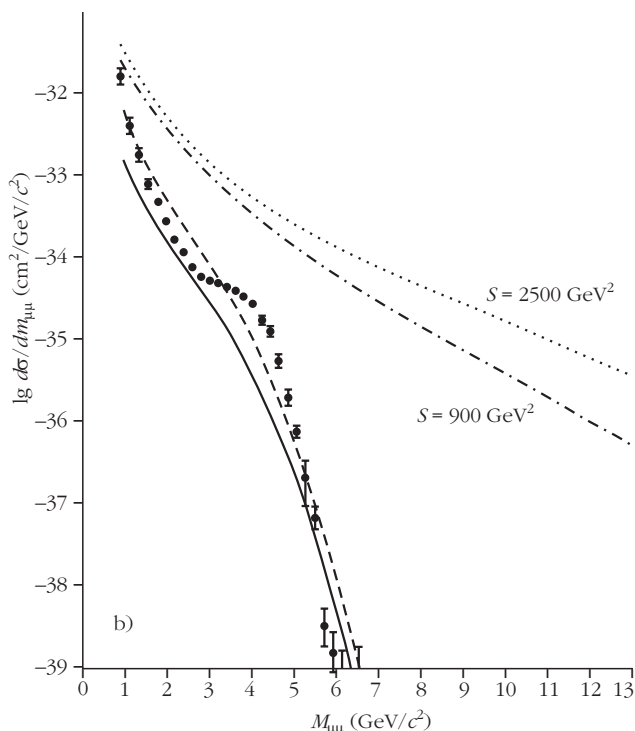
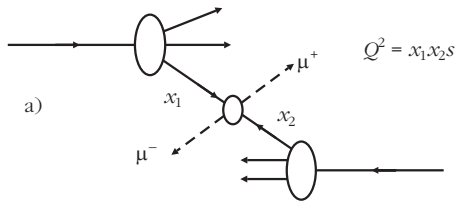
$$F^P(\omega) = \omega^{-1} \left[2 e_u^2 G_{u, valence}^P(\omega^{-1}) + e_d^2 G_{d, valence}^P(\omega^{-1}) + (e_u^2 + e_d^2 + e_s^2) G_{q, sea}(\omega^{-1}) \right],$$

$$v W_2^P(q^2, v) = F^P(\omega),$$

$$2M\omega^{-1} W_1(q^2, v) = v W_2(q^2, v),$$

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{2M}{v\omega} \rightarrow 0.$$

(Az R hányados aszimptotikus eltűnése a partonok fent emlegetett feles spinű természetét tükrözi.)



7. ábra. A két ütköző hadront alkotó egy-egy kvark-parton annihilációjából keletkezik egy $\mu^+\mu^-$ pár. Alul a pár invariáns tömege függvényében mért hatáskeresztmetszetet és a partonmodell jóslatát lehet összevetni.

A modell fizikatörténeti értékelésére legegyszerűbb idéznünk Pickeringet: „Az MIT két elméleti fizikusa, Victor Weisskopf és Julius Kuti (a budapesti Eötvös Egyetemről érkezett vendégkutató) komolyan vette a gluonok ideáját és 1971-ben részletes modellt alkottak a szerkezeti függvényekre. Feltételezték, hogy a gluonok elektromosan semlegesek és ezért közvetlenül nem járulnak hozzá az elektronok szórásához. Azonban részben hordozzák a proton, illetve a neutron impulzusát. Tehát a gluonok, mint a nukleonok fontos, de láthatatlan alkotórészei szerepelnének a kísérletekben. A gluonkomponens feltételezése csökkentette a struktúrafüggvényeket. A kvarktenger kvark-antikvark párhoz hasonlóan a gluonkomponens is szabad paraméter volt a Kuti-Weisskopf-modellben, és ezzel a további interpretációs szabadsággal élve a SLAC-adatokkal »eléggyőző egyezést« sikerült elérni.”

Figyelemre méltó Kuti és Weisskopf óvatos konklúziója: „A $v W_2$ skálázása nem bizonyítja a pontszerű alkotórészek létezését, de a pontszerű alkotórészek szükségszerűen vezetnek a skálázáshoz.” A pontszerű alkotórészek létének elfogadásához az szükséges, hogy a jelenségek jóval szélesebb körében egységesen egyetlen modellel értelmezhezzük a tapasztala-

tokat. Ennek érdekében a szerzők modelljüket további három, már futó vagy akkor tervezett kísérletre is alkalmazták.

Közös munkánk szempontjából a legfontosabb az volt, hogy a spinre átlagolt elektronok polarizálatlan hidrogén és deutérium targeten végzett szórás kísérleteinek adataival rögzített eloszlásfüggvényekkel Kuti elvégezte a spinfüggő hatások skáláhipotézissel történő elemzését is. Kiszámította a párhuzamos és antiparalel elektron-nukleon polarizáció esetében végzett kísérletek hatáskeresztmetszeit jellemző aszimmetriát. Ebben a kísérletben az elektromágneses áramsűrűségek kommutátorának ellentett polarizációjú állapotokbeli mátrixelemeinek különbségét jellemző alaktényezők – $d(q^2, \nu)$ és $g(q^2, \nu)$ – mérhetőek meg:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^A(P, q) &= \\ &= \frac{1}{2} \int d^4 y e^{iqy} \left\{ \langle P, \alpha | [j_\mu^{proton}(y), j_\nu^{proton}(z=0)] | P, \alpha \rangle - \right. \\ &\quad \left. - (\alpha \rightarrow -\alpha) \right\} = \\ &= \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho \alpha^\sigma d(q^2, \nu) + (\alpha q) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho P^\sigma g(q^2, \nu). \end{aligned}$$

Az aszimmetria a d és g függvényekkel adható meg:

$$\begin{aligned} A &= \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow} - d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\sigma^{\uparrow\downarrow} + d\sigma^{\uparrow\uparrow}} = \\ &= \frac{1}{\pi} \frac{M^{-1}(E_1 + E_2 \cos \Theta) d(q^2, \nu)}{4 W_1(q^2, \nu) + 2 \cot\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_2(q^2, \nu)} + \\ &\quad + \frac{1}{\pi} \frac{(E_1 + E_2)(E_1 - E_2 \cos \Theta) g(q^2, \nu)}{4 W_1(q^2, \nu) + 2 \cot\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_2(q^2, \nu)}. \end{aligned}$$

További alkalmazásként kiszámították a proton-proton nagyenergiás szórásban egy kvark és egy (tengerbeli) antikvark annihilációjából keletkező $\mu^+\mu^-$ pár keltési hatáskeresztmetszetét is. Ezt a 7.a ábrán látható reakciót azonban nem sikerült jól leírni. A müonpár invariáns tömegének 3–5 GeV tartományában a hatáskeresztmetszetben Leon Lederman csoportja által mért „váll” (lásd 7.b ábra) magyarázatával Gálfi és Reinhard Kögerler bécsi kollégánk közös cikke is próbálkozott [7]. A valódi magyarázat 1974-ben végül történelemalakító szerepet kapott (lásd a cikk második részét!).

Harmadik alkalmazásként a neutrínók mélyen rugalmatlan szóródását vizsgálták nukleonokon. Ebben a reakcióban a neutrínó mai megfogalmazásban egy kemény virtuális W -bozont bocsát ki, és annak elnyelése „robbantja fel” a nukleont. A kinematika teljesen hasonló az elektron-proton ütközéséhez, pusztán a strukturális függvények megjelenésének módja más. Az újonnan megjelenő $W_3(q^2, \nu)$ tükrözi a gyenge kölcsönhatás paritásvioláló tulajdonságát, előjelében a különbséget az antineutrínó (+), illetve a neutrínó (–) szórásánál fellépő paritásvioláló hatás okozza:

$$\frac{d\sigma^{weak}}{dv dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi M^2} \frac{E_2}{E_1} \left[2 \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_1(q^2, \mathbf{v}) + \cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_2(q^2, \mathbf{v}) \pm \frac{E_1 + E_2}{2M} \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_3(q^2, \mathbf{v}) \right].$$

Az alaktényezőkre az elektron-proton szóráshoz hasonló skálázó alak vezethető le:

$$\frac{1}{M^2} \mathbf{v} W_{2,3}(q^2, \mathbf{v}) \rightarrow F_{2,3}(\omega),$$

$$W_1(q^2, \mathbf{v}) \rightarrow F_1(\omega).$$

A gyenge kölcsönhatás Fermi-elméletét a kvarkok szintjén alkalmazva, az elektron-nukleon kölcsönhatásból meghatározott kvark-eloszlásfüggvényekkel számszerű jóslatot lehetett tenni például a v N -szórás teljes hatáskeresztmetszetére, ami ésszerűen egyezett a CERN-ben és az Argonne Nemzeti Laboratóriumban nyert buborékkamrás adatokkal, annak ellenére, hogy a kísérletet nem korlátozták a skálázó tartományra.

Kunszt Zoltán, az ELTE Atomfizikai Tanszékének Dubnában dolgozó munkatársa *Vesztergombi Györggyel* (KFKI) együttműködésben már 1970-ben foglalkozott a skálázási hipotézis következményeivel a neutrínó-nukleon kölcsönhatásokban. A kozmikus sugárzással keltett részecskék bomlásából származó neutrínók mélyen földalatti detektorokkal történt észlelési adatainak elemzését Marx György javasolta Kunszt egyetemi doktori disszertációja témájául. A kalandos sorsú, preprint alakban maradt munka [8] úttörő eredményeinek teljesebb összefoglalására csak 1972-ben került sor, amelyet végül 1974-ben jelentett meg az *Acta Physica Hungarica* [9].

Az atmoszférikus neutrínók fluxusából számított neutrínó-nukleon hatáskeresztmetszet korábbi elemzéseivel szemben Kunszt beépítette a skálázási hipotézist a detektáláskor keletkező müonok fluxusát meghatározó képletbe. A kísérletekből kiolvasható a detektált müonoknak az anya-neutrínóhoz viszonyított energiahányada, amelynek definícióját alább adjuk meg, hozzáátve a skálázási hipotézisből adódó értékét korlátozó egyenlőtlenséget, amelyet a skála-függvények integráljai határoznak meg:

$$k = \left\langle \frac{E_\mu}{E_\nu} \right\rangle = \frac{1}{\sigma_p(E_\nu)} \int_0^{E_\nu} \frac{E_\mu}{E_\nu} \frac{d\sigma}{dE_\mu} dE_\mu,$$

$$0,5 < k = \frac{8 + K_1/K_3 \pm 3 K_2/K_3}{12 + 4 K_1/K_3 \pm 8 K_2/K_3} < 0,75,$$

$$K_{1,3} = \int_1^\infty \frac{d\omega}{\omega^3} F_{1,3}(\omega),$$

$$K_2 = \int_1^\infty \frac{d\omega}{2\omega^2} F_2(\omega).$$

A k mennyiség mérésekből becsült értékei mind a fenti korlátok közé estek!

Térjünk vissza a spinfüggő hatásokhoz. A kísérletre vonatkozó jóslatokat, beleértve a budapesti csoport munkáját is, Kuti Gyula a II. Polarizált Céltárgy Nemzetközi Konferencia felkért előadásában 1971. szeptember elején foglalta össze [10]. Érdemes megjegyezni, hogy az elemzés első lépcsőjében a Gell-Mann által javasolt, úgynevezett fénykúpalgebrai megközelítésben elemezte a spinfüggő hatások skálázási tulajdonságait. Ez a kvarkok létezésének kérdésében elkerüli az állásfoglalást. A kvarkmodell szimmetriatulajdonságaira korlátozódó szemléletnek megfelelően, kizárólag a kvarkokból képezett áramsűrűség-operátorok felcserélési relációinak a fénykúp közelében mutatott szinguláris viselkedését fogadta el és használta a spinfüggő szerkezeti függvények viselkedésének megszorítására. Az aszimmetriát meghatározó kombinációjukra úgynevezett összegszabályt (a skálaváltozó szerinti integrált) is származtatott a fénykúp-algebra segítségével, aminek számértékét azonban a kvarkeloszlások részletei nélkül nem lehetett meghatározni.

A következő elemzési fokozatban a Kuti-Weisskopf-partonmodellt is használta számításaiban. Azt találta, hogy a spinfüggő effektusok kizárólag a valenciakvarkok járulékába adódnak. Sikerült a spinfüggő hatás erősségét jellemző összegszabály-integrál számértékére is jóslatot tenni. A kvarkáramok algebrájának lényeges összefüggését a skálajóslattal és az összegszabállyal a következő képletsor foglalja össze:

$$[j_i(0, \mathbf{x}), j_k(0, 0)] = -2 i \epsilon_{ikl} j_{5,l}(0, 0) \delta^3(\mathbf{x}),$$

$$\langle P\alpha | j_3^\mu | P\alpha \rangle = -2 M Z \alpha^\mu,$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^1 dx \mathbf{v} [d(q^2, \mathbf{v}) + M\mathbf{v} g(q^2, \mathbf{v})] = Z,$$

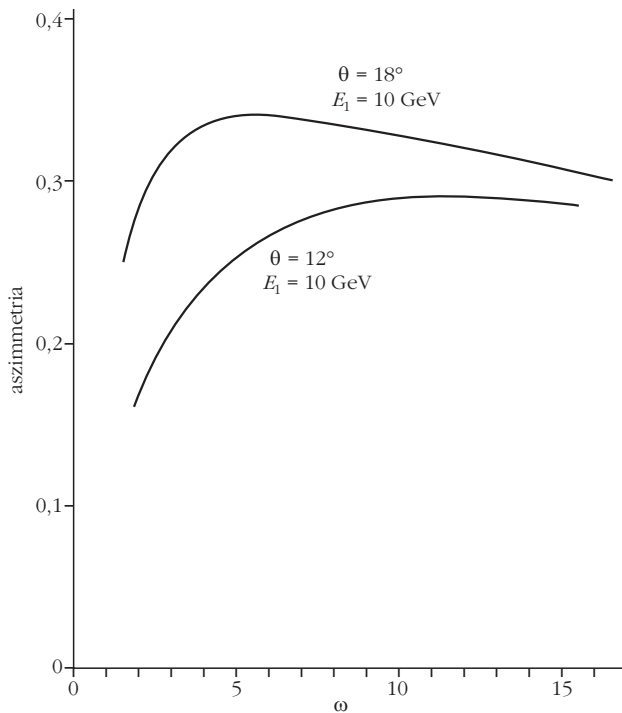
$$\mathbf{v} [d(q^2, \mathbf{v}) + M\mathbf{v} g(q^2, \mathbf{v})] \rightarrow \frac{10\pi}{9} G_{d, valence},$$

$$\mathbf{v}^2 g(q^2, \mathbf{v}) \rightarrow 0,$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^1 [\mathbf{v} d^{proton}(q^2, \mathbf{v})] = \frac{5}{9}.$$

A relativisztikus impulzuseloszlást szorzó tényezőként a nem-relativisztikus konsztituens modell (spin-unitér spin) algebrai szerkezetét vette át. Ezzel lehetőség nyílt adott energiájú elektronnyaláb és szórásszög esetén az aszimmetriára tett részletes előrejelzés kirajzolására (8. ábra).

A spinfüggő effektusok izgalmas alkalmazási lehetőségét kínálta a proton kiterjedt szerkezetéből származó polarizálhatósági korrekció a hidrogén alapállapotú hiperfinom felhasadásához. A mérések és a proton polarizálhatóságát nem tartalmazó kvantumelektrodinamikai számítások 2,4 ppm pontosságú egyezése nagyon megszorítja a járuléka elfogadható nagysá-



8. ábra. A spinfüggő elektron-proton mélyen rugalmatlan szórás aszimmetriájára a Kuti–Weisskopf-partonmodellből számított jóslat a skálaváltozó függvényében.

gát. Az egyezést esetleg „elrontó” polarizációs járulékok jelentősége az lehetne, hogy megkövetelne nem-elektromágneses eredetű további korrekciókat (új fi-

zikát). Miután a polarizációs járulékok kifejezésében a spinfüggő szerkezeti függvények integráljai szerepelnek, ezek modelljét használva Gnädig és Kuti 1972-ben a spinfüggő szerkezeti függvényekre érvényes egyenlőtlenségek alapján szoros alsó és felső korlátot tudott levezetni [11], amely belül maradt a kísérleti hiba által megengedett tartományon.

Az 1972-es balatonfüredi konferenciára szóló meghívást Weisskopf a Kutival folytatott kiemelkedően eredményes együttműködése okán természetes módon fogadta el. A másik meghíváshoz alapot adó ismeretség éppen a Polarizált Céltárgy konferenciához köthető: az előadását követő napon az előadóteremhez igyekvő Gyuszi mellé a liftbe beszállt egy orosz-lánsörényű úr, és azonnal hozzáfordult: „I am Dick Feynman”...

Irodalom

1. G. Zweig: *Memories of Murray and the Quark Model*. arXiv: 1007.0494 [physics.hist-ph]
2. A. Pickering: *Constructing Quarks (A Sociological History of Particle Physics)*. Univ. of Chicago Press, 1983.
3. L. Gálfi, J. Kuti, A. Patkós, *Phys. Lett.* 31B (1970) 465.
4. L. Gálfi, P. Gnädig, J. Kuti, F. Niedermayer, A. Patkós, *Acta Phys. Hung.* 31 (1972) 85.
5. P. Gnädig, F. Niedermayer, *Nucl. Phys B*55 (1973) 612.
6. J. Kuti, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev. D*4 (1971) 3418.
7. L. Gálfi, R. Kögerler, *Phys. Letters* 36B (1971) 218.
8. Z. Kunszt, G. Vesztergombi, *JINR Report* No. E2-5092, 1970.
9. Z. Kunszt, *Acta Phys. Hung.* 35 (1974) 3.
10. Julius Kuti: *Deep inelastic scattering of polarized leptons from polarized nucleons*. MIT Center for Theor. Phys. Pub. No. 234.
11. P. Gnädig, J. Kuti, *Phys. Letters* 42B (1972) 241.