

AZ ÖTÖDIK KÖLCSÖNHATÁS NYOMÁBAN

Krasznahorkay Attila
MTA Atomki, Debrecen

Valami nagyon különleges dolgot fedeztek fel Debrecenben, a Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézetében: a természet ötödik alapvető kölcsönhatását – jelentette be a *Nature* folyóirat május 25-én megjelent cikke [1].

A *Physical Review Letters*-ben publikált kísérleti eredményünk [2] felkeltette a fizikusok nemzetközi közösségének figyelmét, az elméleti és a kísérleti szakembereket egyaránt. Lehetséges, hogy nem a tervezett sötét fotont sikerült kimutatnunk, hanem a gravitáció, az elektromágneses, az erős és a gyenge kölcsönhatások után a természet ötödik alapvető kölcsönhatását? A bejelentésre felbolydult a fizikusközösség, és világszerte független méréseket fognak végezni nagyhírű laboratóriumok, hogy a debreceni MTA Atomki megfigyeléseit megerősítsék vagy megcáfolják.

E cikkben a Debrecenben végzett kísérletek motivációjáról, a kísérleti eredményeinkről, és azok lehetséges értelmezéséről számolok be.



Krasznahorkay Attila fizikus, az MTA doktora, az MTA Atomki osztályvezetője, a Szege-di Egyetem címzetes egyetemi tanára. 197 publikáció szerzője. Eredményei jelentősek az atommaghasadás és az azt megelőző, erősen deformált állapotok vizsgálatában, az atommagok neutronbőr-vastagságának pontos mérésében, a neutrongazdag maganyag állapotegyenletének pontosításában és az alapvető kölcsönhatások vizsgálatában. Hat éven át képviselte hazánkat az Európai Magfizikai Koordinációs Bizottságban.

A kísérletek motivációja: a sötét anyag és a sötét foton

A csillagászok az Univerzumban megfigyelhető anyag mennyiségét a fénykibocsátása – elektromágneses sugárzása – alapján állapítják meg. A galaxisokban keringő csillagok sebességének értelmezéséhez azonban ennél sokkal több anyag feltételezésére volt szükség, olyanra, ami nem bocsát ki fényt. Ez az ismeretlen anyag a „sötét anyag” elnevezést kapta, és csak a tömegeket vonzó hatását észleljük [3, 4].

A tőlünk igen nagy távolságra lévő csillagrendszer sebessége meghaladja az Ősrobbanás elmélete által várható értékeket, és az eltérés annál nagyobb, minél távolabb tekintünk. A jelenség értelmezésére vezették be a „sötét energiát”, amely „gravitációs tasztítása” révén növelheti a csillagok sebességét [5].

Jelenlegi becsléseink szerint a sötét anyagnak és a sötét energiának tulajdonítható a Világegyetem tömegének 95%-a. Mibenlétükről jelenleg szinte semmit sem tudunk. A Földön eddig végzett kísérleteink csak a látható anyagra korlátozódtak, és ez a Világegyetem tömegének mindössze 5%-át teszi ki.

Miféle részecskék alkotják a sötét anyagot? Van-e valamilyen kapcsolat a látható világunk és a „sötét világ” között? Ezen kérdések megválaszolása jelenleg egyre több fizikust foglalkoztat. A sötét anyag

A munka az OTKA K106035 támogatásával készült.

fizikájának megértése napjainkra a fizika egyik leg-
 égetőbb problémájává vált. Az Elsevier kiadó folyóirat-
 ot is indított *A sötét Univerzum fizikája* címmel,
 amely mára már az egyik legtöbbet hivatkozott fizikai
 folyóirattá vált. A kutatások egyik iránya a könnyű
 részecskékből álló sötét anyag keresése. Számos
 gyorsítónál folynak már ilyen kísérletek. Mi is ilyen
 kutatásba kapcsolódtunk be. Egy új, kis tömegű, úgy-
 nevezett „sötét foton” hatásait kutatjuk nagyenergiás
 atommagállapotok bomlásának vizsgálatával. A sötét
 foton egy ugyanolyan szimmetriával rendelkező ré-
 szecske, mint a foton. Annak pontos analógiájára ve-
 zették be, és a sötét anyag részecskéi között közvetí-
 tené a kölcsönhatást, ahhoz hasonlóan, ahogy a foton
 közvetíti az elektromágneses kölcsönhatást. Ez a
 bozon lenne hivatott megteremteni a kapcsolatot a
 látható világnak és a sötét anyag között, úgy, hogy
 nagyon gyengén ugyan, de kölcsönhatásban állna,
 mind a látható, mind a sötét anyaggal.

Elméleti előrejelzések a részecske tömegére

Jelenleg már nagy mennyiségű elméleti előrejelzés áll
 rendelkezésünkre a részecskéről. A részecske töme-
 gét azonban ezek csak gyengén korlátozzák, ezért a
 kísérleti vizsgálatokat egy nagyon széles energiatar-
 tományban, 10 MeV-től 1 GeV-ig kezdték el. Tűt kere-
 sünk a szénakazalban? Igaz, hogy már az energiatar-
 tomány jelentős részét ki is zárták, de még mindig sok
 kísérletet terveznek a világ nagy laboratóriumaiban a
 lehetséges részecske kimutatására [4]. Lehetséges-e,
 hogy a fenti kapcsolatot megteremtő részecske töme-
 ge elegendően kicsi ahhoz, hogy atommag-átmenet-
 tekben is előállíthassuk? Jelenleg ezt a lehetőséget
 sem kísérleti adatok, sem elméleti becslések nem zár-
 ják ki, sőt inkább támogatják. Ez volt az indítéka,
 hogy a debreceni Atomkiban kutatási programot indí-
 tottunk a fenti részecske keresésére.

Egy kis laboratóriumban, néhány elszánt kollégá-
 val, szűkös anyagi körülmények között tudunk-e
 meggyőző kísérleti adatokat szerezni e részecskére?
 Ez igen nagy kihívást jelentett számunkra. A külföldön
 végzett kísérletekben emberek ezrei vesznek
 részt, és csúcstechnológiával készített berendezéseket
 használnak, nem pedig általuk készített eszközöket.
 Csak szemléltetésképpen: gyorsítónk és detektorunk
 csak 1:100 méretarányos makettje lehetne a CERN-
 ben lévő eszközökének. Dávid és Góliát. Mégis el-
 kezdtük a kísérleteket, és joggal bizakodhatunk ab-
 ban, hogy az erőfeszítéseinket siker koronázza.

Az új részecske keresése

Kísérletünk alapelve valójában egyszerű. Az elméleti
 előrejelzések szerinti részecske nagyon rövid idő alatt
 elektron-pozitron párra (e^-e^+) bomlik. Kísérleteink
 célja a feltételezett, nagy sebességgel mozgó részecs-
 ke e^-e^+ bomlásának megfigyelése volt. Egy kis töme-

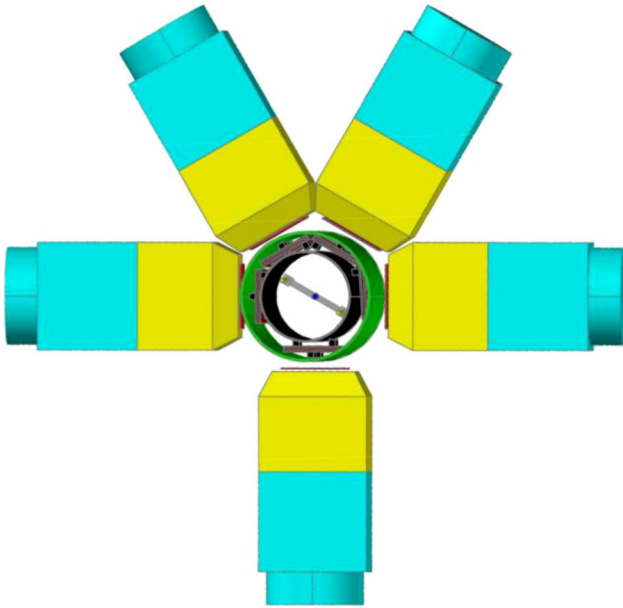
gű, semleges, rövid élettartamú részecske elektron-
 pozitron párra történő bomlását vizsgáljuk nagyener-
 giás atommagátmenetben [2]. Nyugvó részecske ese-
 tén – az energia és az impulzus megmaradása miatt –
 az elbomló részecskéből keletkező e^- (elektron) és e^+
 (pozitron) pontosan egymással ellentétes irányban
 fog kirepülni. Viszont, ha az elbomló részecske mo-
 zog, akkor a sebességek összeadásának megfelelően
 a kilépő részecskék közötti szög is megváltozik. Minél
 nagyobb sebességgel mozog a bomló részecske, a
 keletkező e^-e^+ pár tagjai annál kisebb egymáshoz
 képesti szögben fognak mozogni. Így az e^- és e^+ mo-
 zgásirányai által bezárt szögben (a szögkorrelációjuk-
 ban) egy adott szögnél éles maximum várható. Ez
 alapján, ha a részecske jól meghatározott energiájú
 magátmenetben keletkezett, akkor tömege egyértel-
 műen meghatározható.

A magállapotok gerjesztésére gyorsítóval létrehoz-
 ható magreakciókat használtunk. Kísérletünkben a ${}^7\text{Li}$
 céltárgyon protonbefogással a ${}^8\text{Be}$ atommag magasan
 fekvő energiaszintjeit gerjesztettük. Különben éppen
 ez volt az első, gyorsított protonokkal megfigyelt
 magreakció, még 1930-ban. Akkor a ${}^8\text{Be}$ atommag két
 α -részecskére történő szétesését figyelték meg. Az
 Atomkiban a protonokat egy házi készítésű Van de
 Graaff gyorsítóval állítottuk elő. Az e^-e^+ pár szögkor-
 relációjának mérésére pedig egy olyan új, nagy hatás-
 fokú, jó szögfelbontású detektorrendszert építettünk,
 amelyet korábban még senki sem használt. Az álta-
 lunk megfigyelt részecske keletkezésének valószínű-
 sége körülbelül 10 milliárdszor (10^{10}) kisebb, mint az
 α -részecskék keletkezésének valószínűsége. A ${}^8\text{Be}$
 10 000 α -részecskére való bomlására után csupán
 egyetlen elektromágneses átmenet (γ -sugárzás) törté-
 nik, és egymillió elektromágneses átmenetre csupán
 egyetlen új részecske elektron-pozitron bomlása jut.
 Az új részecske kimutatását tovább nehezíti, hogy
 nagyenergiás elektromágneses átmenetekben – a
 kvantum-elektrodinamika értelmében – az atommag-
 ban is keletkezhetnek e^-e^+ párok. Ezek méréseinkhez
 jelentős háttérrel adnak, mivel a fenti belső párkeltés-
 nek nevezett folyamat valószínűsége a γ -átmenet va-
 lószínűségének körülbelül 1 ezred része. Az így kelet-
 kező e^-e^+ párok szögkorrelációja azonban pontosan
 ismert, és a két részecske által bezárt szög függvényé-
 ben jó közelítéssel exponenciálisan csökken.

Mivel azonban az új részecske bomlásakor keletke-
 ző e^-e^+ párok szögkorrelációjában egy éles csúcst
 várunk, annak jól felismerhetően ki kell emelkednie a
 fenti, monoton csökkenő háttérből.

Az e^-e^+ szögkorreláció mérése

A fenti nagyon ritka események detektálására az
 elektront és a pozitront egy időben észlelő, úgyneve-
 zett e^-e^+ koincidencia-spektrométert építettünk az
 Atomkiban. A detektorok és spektrométerek építé-
 sének itt már nagy hagyományai vannak. Elektron-
 spektrométerek építésében az intézet különösen je-
 lentős nemzetközi elismertségnek örvend.



1. ábra. Az e^-e^+ pár spektrométer sematikus rajza. A protonnyaláb az ábrára merőlegesen érkezik, és hozza létre a magreakciókat az ábra közepén elhelyezkedő céltárgyban, amit apró folt jelöl. A céltárgyat vékony Al-fóliára párologtattuk, amit plexirudak között feszítettünk ki. A vákuumot lezáró szénszálcsövet fekete kör jelöli, e köré helyeztük el az MWPC detektorokat. Tovább haladva kifelé, a detektorok gázterét egy vékony falú műanyag cső zárja le. Erre néznek az 1 mm vastag ΔE detektorok, majd utána az E detektorok, végül a hozzájuk tartozó fényvezetők.

A jelen vizsgálatainkhoz olyan nagyenergiás, 18 MeV-es e^-e^+ párokat nagy hatásfokkal detektáló spektrométerre volt szükség, amellyel a párok relatív szöge is néhány fok pontossággal meghatározható. A spektrométer tervezésében és építésében jelentős segítséget kaptunk nemcsak az intézet tagjaitól, hanem holland és német kollégáinktól is.

A spektrométer 5 darab sokszálas proporcionális számlálóból (MWPC), valamint vékony (ΔE) és vastag (E), úgynevezett plaztíkcintillációs detektorokból áll. A gáztöltésű proporcionális számlálók a detektálható e^- és e^+ becsapódási helyének meghatározására, a vékony és vastag scintillátorok pedig a részecskék azonosítására és energiájuk meghatározására szolgálnak. A spektrométer sematikus ábráját és fényképét az 1. és 2. ábrákon láthatjuk.

A spektrométer hasonló a mások által korábban épített berendezéshez, de mi jóval nagyobb méretű detektorokat használunk, azokat olyan közel helyezve a céltárgyhoz, amennyire csak lehet, és a pontos szögmérést MWPC detektorokkal végezzük, nem csupán scintillátorokkal. Ilyen módon a spektrométer hatásfokát körülbelül ezerszeresére sikerült növelnünk. Ezeket a detektorokat a nyalábirányra merőlegesen 0° , 60° , 120° , 180° és 270° -os szögekben helyeztük el. Ezeket a szögeket úgy választottuk ki, hogy a spektrométer hatásfoka az e^-e^+ párkorrelációs szög függvényében körülbelül egyenletes legyen.

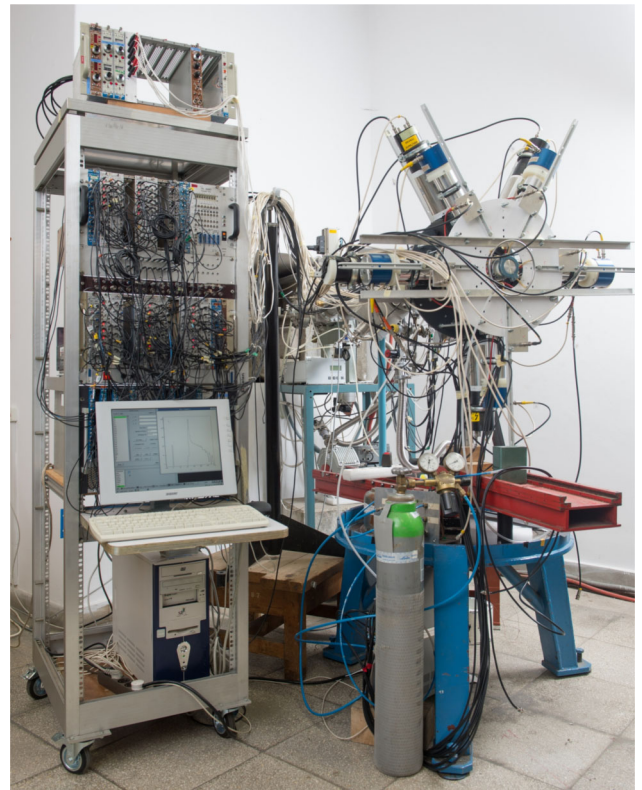
A 3. ábrán az e^-e^+ párok összenergia-spektrumát mutatom be (a), amit a ^8Be 17,6 MeV-es gerjesztett állapotának bomlása után mértünk. Ez az állapot rezo-

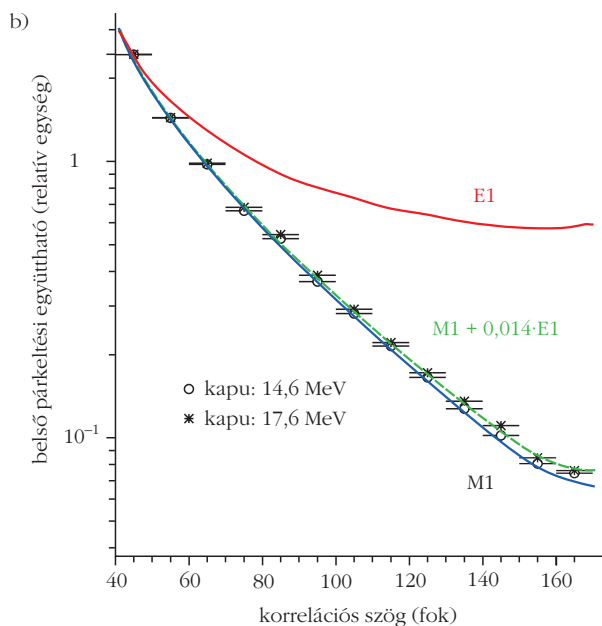
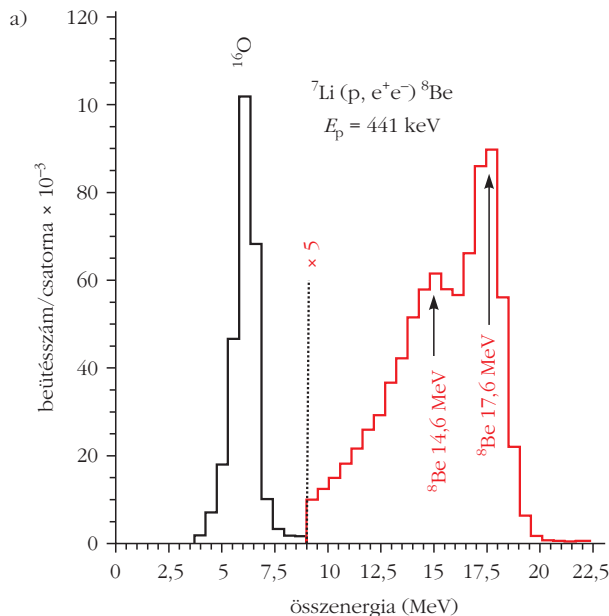
nanciaszerűen gerjeszthető a bombázó protonok energiájának függvényében. A rezonancia energiája $E_p = 441$ keV, szélessége pedig 10,7 keV. A spektrumban látható 17,6 MeV-es átmenet a ^8Be alapállapotára, míg a 14,6 MeV-es a nagyon rövid élettartamú, két α -részecskére bomló, és ezért igen széles, első gerjesztett állapotára megy. A spektrum elején látható intenzív ^{16}O vonal a $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ magreakcióval gerjesztődik az általunk használt LiF céltárgyban. Az ábra alsó részében (b) a 17,6 MeV-es és a 14,6 MeV-es átmenetek szögkorrelációját tüntettem fel. Az M1-gyel és E1-gyel jelölt kihúzott görbék a mágneses, illetve elektromos dipólus-átmeneteket feltételezve végzett szimulációk eredményei.

A szimuláció a mérés során történtek Monte-Carlo módszerrel való számítógépes lejátszása. Ezt a CERN-ben kifejlesztett GEANT programmal végeztük. A spektrométer minden részét, a céltárgy környezetében az utolsó csavarig, gondosan beépítettük a szimulációba, hogy megkaphassuk a spektrométer választ mind az e^-e^+ párokra, mind az intenzív γ -sugárzásokra. A belső párkeltési folyamat mellett a γ -sugárzások okozta háttérrel, a külső párkeltést és az e^- , illetve e^+ sokszoros szóródásokat is figyelembe vettük, hogy minél pontosabban megértsük a detektorok és a spektrométer válaszfüggvényeit.

Amint az a 3. ábrán látható, a korábbi mérési eredményekkel összhangban, 110° felett csak egy kicsi eltérést kaptunk a kísérleti értékek és az M1 átmenetre szimulált értékek között. Pedig ezen átmenetnek – ismereteink szerint – tiszta M1 átmenet-

2. ábra. A teljes spektrométer fényképe a gázrendszerrel, a detektorok jeleit feldolgozó elektronikával és az adatgyűjtő rendszerrel.





3. ábra. A ${}^8\text{Be}$ 17,6 MeV-es gerjesztett állapotának bomlásából mért e^-e^+ energiaösszeg-spektrum (a), illetve az átmenetekkel kapuzott szögkorreláció (b) és a különböző szimulációkkal kapott szögkorrelációk. Az elektromos és mágneses dipólusátmenet feltételezésével számított görbét folytonos vonallal, míg az $M1 + 1,4\%$ kevert átmenetre számított görbét szaggatott vonallal tüntettem fel.

nek kellene lennie. Ha azonban figyelembe vesszük a direkt protonbefogással keletkező gyenge, nem-rezonáns E1 multipolaritású háttér hatását is azzal, hogy az M1 szögkorrelációhoz csupán 1,4%-ban keverünk E1 szögkorrelációt is, akkor a kísérleti eredményeinket már pontosan értelmezni tudjuk. Tehát ez esetben kísérleti adataink értelmezéséhez semmilyen új részecske bevezetésére sem volt szükség. A folytonos háttér hozzákeveredésének mértéke a rezonanciabefogás járulékához természetesen függ mind a rezonancia szélességétől, mind a céltárgy vastagságától, ami a rezonancia további kiszélesedését okozza.

Az új részecske kimutatása

Ezen kísérlet után megvizsgáltuk egy magasabb – 18,15 MeV-nél megfigyelt –, szintén jól ismert gerjesztett állapotból származó e^-e^+ párok szögkorrelációját is. Ez az állapot szintén rezonanciaszerűen gerjeszthető 1,040 MeV-es protonokkal, de ez a rezonancia sokkal szélesebb (138 keV), mint az előző rezonancia volt. Ezért a nemrezonáns E1 háttérből jóval nagyobb keveredés várható. Ezt a korábbi, $75\text{--}130^\circ$ tartományban végzett, az irodalomban publikált kísérleti eredmények meg is erősítették.

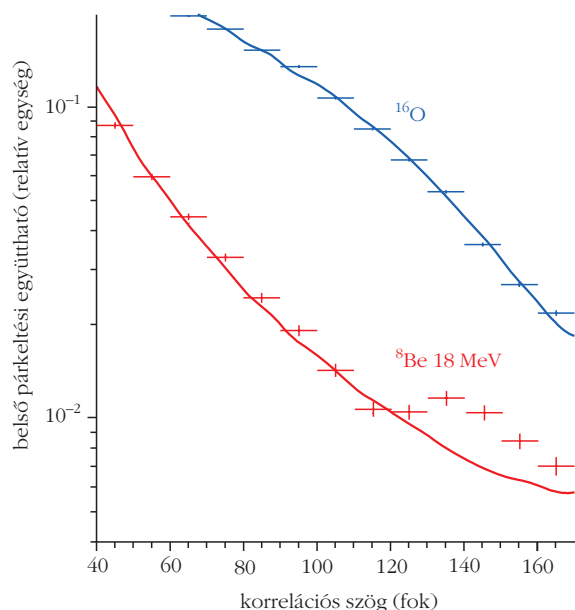
Jelen kísérletben szögtartományunkat kiterjesztettük egészen 170° -ig, és az ezerszeres hatásfok eredményeként a mérés statisztikus hibáját is jelentősen lecsökkentettük. Az $E^* = 18,15$ MeV-es rezonancián mért kísérleti szögkorrelációinkat a 4. ábrán láthatjuk. Fontos megjegyezni, hogy az eloszlásokat közel szimmetrikus energiaeioszlású e^+e^- párra gyűjtöttük ki:

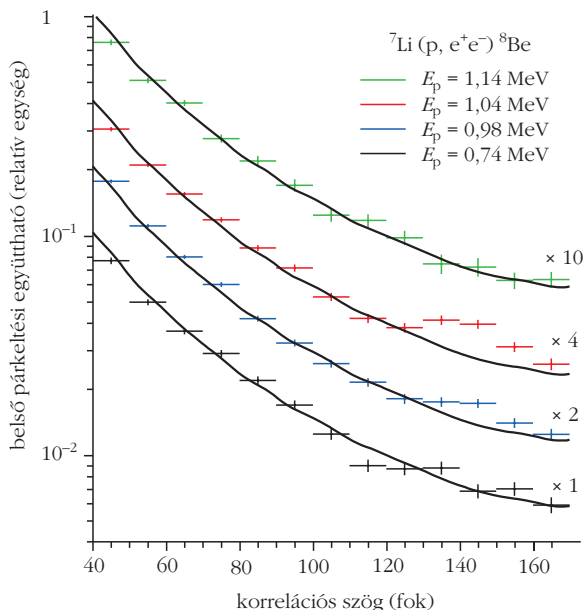
$$-0,5 < \frac{E_{e^-} - E_{e^+}}{E_{e^-} + E_{e^+}} < 0,5,$$

E_{e^-} az elektron és E_{e^+} a pozitron energiáját jelöli.

Mi okozhatja az eltérést? Az e^-e^+ párokkal szimultán mért nagyenergiás γ -spektrum nem mutatott semmilyen, 11 MeV fölötti, a céltárgyból esetleg származó szennyező csúcsot, amit a szimulációinkban nem vettünk figyelembe, és ami esetleg az eltérést okozhatná. Megvizsgáltuk, a γ -spektrumban nem látható, esetleges E0 átmenet hatását is. Hogy kísérleti adatainkat jobban tudjuk értelmezni, megpróbáltunk az illesztések során az M1+E1 keverék-

4. ábra. A ${}^8\text{Be}$ 18,15 MeV-es gerjesztett állapotának bomlásából, illetve a céltárgyban keletkező egyéb szennyező sugárzásokra mért elektron-pozitron szögkorrelációk. A megfelelő szimulációk eredményeit a görbék jelölik. A 6,05 MeV-es E0 (elektromos monopólus) átmenet itt is az ${}^{16}\text{O}$ -ból származik. Amint a 3. ábrán látható, e sugárzás szögkorrelációját a szimulációinkkal megfelelően értelmezni tudtuk. A ${}^8\text{Be}$ 18,15 MeV-es átmenetének szögkorrelációja azonban a szimulációinkkal nem volt értelmezhető.





5. ábra. A ${}^8\text{Be}$ 18 MeV-es átmenetéhez tartozó e^-e^+ párok szögkorrelációja különböző proton bombázó energiákkal történt gerjesztések esetén. Az ábrára felírt energiákat korrigáltuk a céltárgyban történt energiavesztéssel. A görbék a szimuláció eredményét jelölik.

hez még E0-t is adni, de az illeszkedés jósága nem változott. Mivel a különböző multipolaritásokhoz tartozó szögkorrelációk mindegyike lassan változik a korrelációs szög függvényében, a kevert átmenetben sem várhatunk olyan csúcserű viselkedést a szög függvényében, mint amelyet a kísérleti eredményünk mutat.

Megvizsgáltuk még az esetleges interferenciajelenségek hatását is. A 18,15 MeV-es γ -átmenet szögeloszlására az irodalomban igen nagy előre-hátra aszimmetriát kaptak (8:1), és azt a 18,15 MeV-es M1 multipolaritású rezonanciabefogás és a direkt befogás E1 komponensének interferenciájával magyarázták. Ismeretes, hogy a γ -sugárzások anizotróp szögeloszlása befolyásolhatja az e^-e^+ pár szögkorrelációját is. Ha azonban a detektorainkat a nyalábra merőlegesen helyezzük el, mint ahogy azt a jelen kísérletben tettük, akkor a fenti hatás minimalizálható. Az előre-hátra aszimmetriát a magreakciót létrehozó proton energiájának függvényében vizsgálva, abban a rezonanciánál jóval szélesebb csúcsot kaptak $E_p = 1,1$ MeV-nél, 70 keV-rel a rezonancia fölött, és az aszimmetria alig csökkent egészen $E_p = 1,2$ MeV-ig. Ilyen módon az előre-hátra aszimmetria energiafüggése különbözik a 18,15 MeV-es rezonancia alakjától, ami 1,14 MeV-nél már maximumának körülbelül a negyedére csökken.

Hogy a 18,15 MeV-es e^-e^+ pár szögkorrelációjában megfigyelt anomália eredetét kiderítsük (az kapcsolatos-e a fenti interferenciával), a szögkorrelációs méréseinket még további három bombázó energiánál is elvégeztük. Eredményeinket az 5. ábra mutatja.

A különböző bombázó energiáknál mért szögkorrelációkat, a jobb áttekinthetőség kedvéért, különböző faktorokkal szoroztam meg, amiket az ábrán feltüntettem. A kihúzott görbe a belső párkeltés által okozott háttérrel jelöli M1 + 23% E1 multipolaritásra számítva.

Mivel a maximális anomáliát 1,04 MeV-es bombázó energia esetén a 18,15 MeV-es rezonancián kaptuk, és 1,15 MeV-nél már nem láttunk semmilyen anomáliát, kísérletileg bebizonyítottuk, hogy a szögkorrelációban megfigyelt anomália nem kapcsolatos az M1/E1 interferenciával. Nem magyarázható egyéb, γ -sugárzással kiváltott háttérrel sem, hiszen a rezonancia mellett mérve, ahol a γ -hátter csaknem ugyanakkora, mint a rezonancia esetén, az anomália eltűnik. Ilyen módon – jelenlegi tudásunk szerint – az anomália nem lehet magfizikai eredetű. A szögkorrelációban $\Theta = 140^\circ$ -nál megfigyelt anomália szignifikanciája igen nagy, annak valószínűsége, hogy az anomáliát csak a háttér fluktuációja okozza, mindössze $5,6 \cdot 10^{-12}$.

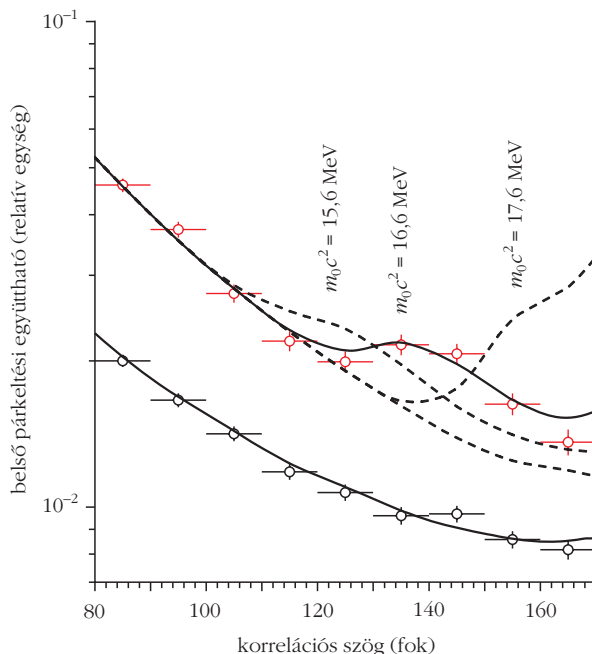
Egy új részecske (bozon, mivel egy $1^+ \rightarrow 0^+$ átmenetben keletkezett) keletkezését és elbomlását feltételezve szintén végeztünk szimulációkat, és az eredményeket súlyozottan hozzáadtam a normál belső párkeltésre kapott szögkorrelációhoz. A szögkorrelációra kapott mérési eredményeink érzékenységét a feltételezett bozon tömegére a 6. ábrán mutatom be.

Figyelembe véve, hogy egy 18,15 MeV-es M1 átmenet belső párkeltési együtthatója $3,9 \cdot 10^{-3}$, a bozon/ γ elágazási arányra a kísérleti adatok illesztéséből $5,8 \cdot 10^{-6}$ értéket kaptunk. Ugyanezt az elágazási arányt használtam az 5. ábrán más tömegekre (± 1 MeV) bemutatott elméleti görbék kiszámítására is.

Szimulációink értelmében, a feltételezett bozon hatása aszimmetrikus energiaeloszlású párok esetén:

$$-0,5 < \frac{E_{e^-} - E_{e^+}}{E_{e^-} + E_{e^+}} < 0,5,$$

6. ábra. A ${}^8\text{Be}$ 18,15 MeV-es átmenetéhez tartozó, a rezonancián mért e^-e^+ párok szimmetrikus (sötét pontok hibákkal), illetve aszimmetrikus (üres körök hibákkal) energiaeloszlással kapuzott szögkorrelációja, összehasonlítva a különböző energiájú részecskét feltételező szimulációk eredményeivel.



elhanyagolható kell, hogy legyen. A 6. ábrán az üres körökkel ilyen aszimmetrikus párokra az általunk kísérletileg meghatározott szögkorrelációt mutatom be. Ezek az adatok nem mutatnak anomális viselkedést. Ez a tény szintén támogatja az új részecske keletkezésére és bomlására tett feltételezésünket.

Az új részecske tömegének meghatározását kísérleti adataink és a szimulált eloszlások χ^2 módszerrel történő összevetésével végeztük. Az analízis eredményeként a részecske tömegére $m_0 c^2 = 16,70 \pm 0,35$ MeV-et kaptunk. A nyaláb helyének és a detektorok hitelesítésének bizonytalansága miatt a szisztematikus hibát pedig 0,5 MeV-re becsültük.

Diszkusszió

Kísérleti eredményeink publikálása után *Jonathan L. Feng* és munkatársai [6] kiszámították, hogy egy tetzőleges vektorbozon keletkezésének valószínűsége mekkorának várható egy γ -átmenet valószínűségéhez képest. A következő kifejezést adták meg:

$$\frac{B(X)}{B(Y)} = (\epsilon_p + \epsilon_n)^2 \frac{|p_x|^3}{|p_\gamma|^3}.$$

Ezt egyenlővé téve az általunk meghatározott elágazási aránnyal ($5,6 \cdot 10^{-6}$), a protonokhoz és a neutronokhoz való csatolási állandók összegére $|\epsilon_p + \epsilon_n| = 0,011$ -et kaphatunk. Ennek megfelelően a kvarkokhoz való csatolási erősségek:

$$|\epsilon_u + \epsilon_d| \approx 3,7 \cdot 10^{-3}.$$

A közleményünkkel egy időben publikált [7], NA 48/2 kísérlettel a π^0 bomlásában keresték a sötét fotont, de csak korlátot tudtak megadni a csatolási állandójára, amelyik korlátból Feng és munkatársai a csatolási állandókra a következő következtetést vonták le:

$$|2\epsilon_u + \epsilon_d| < 8 \cdot 10^{-4}.$$

Ezt a kifejezést összevetve az előzővel, a csatolási állandók arányára a következő korlátot kaphatjuk:

$$-2,3 < \frac{\epsilon_d}{\epsilon_u} < -1,8 \quad \text{vagy} \quad -0,067 < \frac{\epsilon_p}{\epsilon_n} < 0,078.$$

A második feltétel alapján azt mondhatjuk, hogy a megfigyelt részecske sokkal kevésbé csatolódik a protonokhoz, mint a neutronokhoz, ezért az általa közvetített új,

5. kölcsönhatást protonfóbiás kölcsönhatásnak nevezték el, aminek létezését jelenleg semmilyen atommag-, illetve részecskefizikai kísérleti eredmény sem zárja ki.

Összefoglalás

Kísérletileg megvizsgáltuk a ${}^8\text{Be}$ atommag 18,15 MeV-es állapotának legerjesztődésekor keletkező $e^- e^+$ párok szögkorrelációját, és abban 140° környékén a belső párkeltési elméleti értékektől csúcyszerű eltérést találtunk. Legjobb tudásunk szerint ez jelenleg semmilyen magfizikai effektussal nem magyarázható. A kísérleti és elméleti értékek eltérése jelentős, és az csak egy új részecske bevezetésével magyarázható, aminek tömege $16,7 \pm 0,35$ (statisztikus hiba) $\pm 0,5$ (szisztematikus hiba) MeV. A részecske bomlásakor keletkező $e^- e^+$ párok keletkezési valószínűsége a γ -átmenet valószínűségéhez képest (elágazási arány) $5,8 \cdot 10^{-6}$ -nak adódott.

Kísérleti adataink alapján úgy tűnik, hogy egy nagyon speciális részecske megfigyeléséről lehet szó, ami az atommag neutronjaival hat inkább kölcsön, nem a töltött részecskékkel (a protonokkal és az elektronokkal), mint azt a sötét fotonokra előre jelezték. Ez azonban még nem zárja ki, hogy ez a részecske játssza el a sötét fotonnak gondolt szerepet. Ilyen módon a megfigyelt részecske kapcsolatot teremthet a sötét anyaggal, és segíthet megismerni annak szerkezetét.

Ha eredményeinket más laboratóriumokban végzett kísérletek eredményei is megerősítik – amiket már terveznek mind az USA-ban (Jefferson Labor), mind Oroszországban (Budker Intézet, Novoszibirszk), mind Olaszországban (Frascati) és a CERN-ben is, és eredményük 1-2 éven belül várható –, akkor egy új részecske, egy új mértékbozon felfedezéséről beszélhetünk.

Irodalom

1. Has a Hungarian physics lab found a fifth force of nature? *Nature*, 2016. május 26, <http://www.nature.com/news/has-a-hungarian-physics-lab-found-a-fifth-force-of-nature-1.19957>
2. A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, A. Krasznahorkay Jr., I. Kuti, B. M. Nyakó, L. Stuhl, J. Tímár, T. J. Ketel, T. Tornyi, Zs. Vajta, *Phys. Rev. Lett.* 116 (2016) 042501.
3. Németh Judit: A sötét anyag. *Fizikai Szemle* 56/11 (2006) 362.
4. Fényes Tibor: Az Univerzum uralkodó anyagfajtája a „sötét anyag”. *Fizikai Szemle* 58/3 (2008) 81.
5. Németh Judit: Mi az a sötét energia? *Fizikai Szemle* 54/1 (2004) 1–7.
6. Jonathan L. Feng és társai, arXiv:1604.07411v1 2016. ápr. 25.
7. J. R. Batley et al. (Na 48/2 Collaboration), *Phys. Lett. B* 746 (2015) 178.



**Az Eötvös Társulat
főnt van a **facebook**-on!**



<https://www.facebook.com/pages/Eötvös-Loránd-Fizikai-Társulat/434140519998696?fref=ts>