

# Fizikai Szemle

## MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította  
A Matematikai és Fizikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

LXI. évfolyam

1. szám

2011. január

## A HIPERMAGOK FIZIKÁJA

Fényes Tibor  
MTA ATOMKI, Debrecen

*Hiper*magnak olyan atommagot nevezünk, amelyben valamelyik nukleon  $d$ - vagy  $u$ -valenciakvarkja helyett nehezebb ( $s$ -,  $c$ -) kvark van. Például, ha az atommag egy neutronjában az  $udd$ -valenciakvarkok közül egy  $d$ -kvarkot  $s$ -kvarkkal helyettesítünk,  $\Lambda$ -hiperont<sup>1</sup> tartalmazó hipermag áll elő. A hipermagokat hagyományosan a  $Z$  rendszámmal (vagy az elem jelével), az  $A$  barionszámmal (ami a nukleon- és hiperonszám összege) és a hiperon jelével jelölik. Például a  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  azt jelenti, hogy  $Z = 3$ ,  $A = 7$  és az atommagban egy neutron helyett egy  $\Lambda$ -hiperon található. Eddig főleg olyan hipermagokat állítottak elő, amelyekben egy ritka ( $s$ -) kvark van, de hírt adtak már kétszeres- $\Lambda$  hipermag létéről is ( ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ , *Takahashi* és mts. [1]).

Nehéz kvark(ok) megjelenése az atommagban új szabadsági fok(ok) jelentkezésével jár. *A hipermagok vizsgálata több szempontból is fontos.*

a) Mivel a  $\Lambda$ -hiperonra nem áll fenn a Pauli-tiltás, a hiperon az atommag belsejébe is beépülhet. Ez új lehetőséget ad mélyen kötött állapotok vizsgálatára.

b) Nagy sűrűségű maganyagban (például neutroncsillagokban) valószínűleg hiperonok is vannak. Így a hiperon-nukleon, hiperon-hiperon kölcsönhatások ismerete asztrofizikai szempontból is fontos.

c) A hipermagok szerkezetének megértéséhez kulcskérdés a  $\Lambda N$ -kölcsönhatás pontos ismerete ( $N$  a nukleon jele). Vizsgálandó, hogy hogyan alakul a spin-spin, spin-pálya és tenzor kölcsönhatás erőssége a  $\Lambda N$ -köl-

cönhatásban. Vizsgálandó továbbá a  $\Lambda\Lambda$ -,  $\Lambda\Sigma$ -, ... hiperon-hiperon kölcsönhatások természete is.

d) Amikor egy  $\Lambda$ -hiperon megjelenik egy atommagban, annak mérete, alakja, szimmetriái, héj- és csomószerkezete, kollektív mozgása megváltozhat. Ha egy  $\Lambda$ -hiperon az atommag belső pályájára épül be, magához vonhatja a szomszédos nukleonokat, ami az atommag összezsugorodásához vezethet. Mindez jó részt még feltáratlan terület.

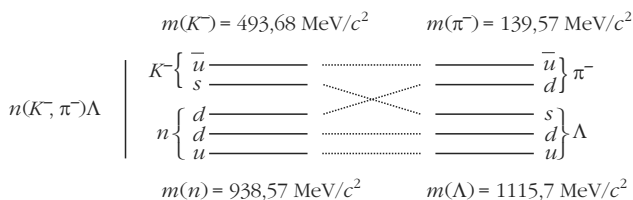
e) A  $\Lambda$ -hiperon beépülhet az atommag belsejébe, ahol a nukleáris környezetben effektív sajátosságai megváltozhatnak. A hipermagokban fellépő mágneses dipólsugárzás tanulmányozása adatokat szolgáltathat például a  $g_\Lambda$  effektív giromágneses tényezőre.

*Az első hipermagot Danysz és Pwiewski észlelte 1953-ban egy kozmikus részecskék által kiváltott magreakcióban. Az elmúlt évtizedek során mesterségesen is előállítottak hipermagokat, de ehhez nagyenergiájú gyorsítókra volt szükség és viszonylag kevés laboratóriumban foglalkoztak hipermag-kutatással.*

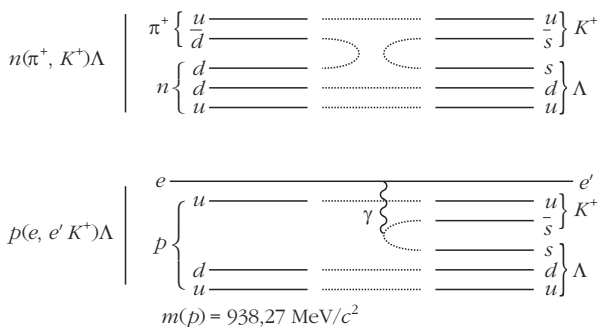
*A közeljövőben lényeges előrelépés várható.* 2009-ben üzembe lépett a J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) gyorsító, ami 30 (később 50) GeV-es nagy intenzitású (15  $\mu\text{A}$ ) protonnyalábot szolgáltat. Ezzel a korábbiakhoz képest nagyságrendileg intenzívebb kaon- és pionnyalábok állíthatók elő, világviszonylatban ez lesz az első valódi „kaongyár”. Az 1,1–1,8 GeV-es, intenzív kaonnyalábok megnyitják az utat a hiper- és kétszeresen hipermagok széleskörű vizsgálatára előtt. Nagy reményekre jogosítanak fel a németországi GSI, PANDA (Antiproton Annihilation at Darmstadt), az olaszországi DAΦNE, FINUDA (a későbbiekben SuperB), a J-laboratórium (Jefferson National Accelerator Facility, USA) hipermag-kutatási programjai is, több más (például MAMI-C, Mainz) programmal együtt.

<sup>1</sup> A hiperonok olyan barionok, amelyekben ritka (vagy más nehezebb) kvark is van. Egy ritka kvark tartalmú a  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^{\pm}$ ,  $\Sigma^0$ , két  $s$ -kvark tartalmú a  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$ , három  $s$ -kvark tartalmú az  $\Omega^-$ -hiperon. Léteznek  $c$ -, illetve  $b$ -kvarkot tartalmazó hiperonok is, ezeket első indexszel jelölik. Például a  $\Lambda_c^+$  bájos barion  $udc$  valenciakvarkokat tartalmaz.

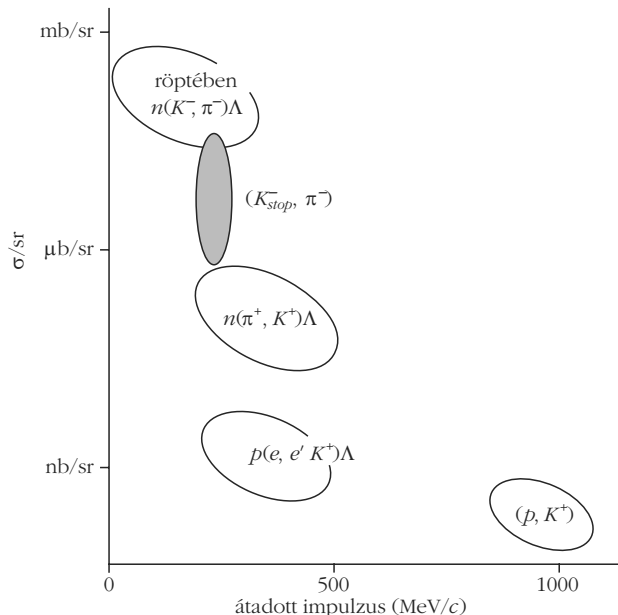
s-kvark csere



ss-párkeltés



1. ábra.  $\Lambda$ -hipermag előállításához vezető három reakció sematikus ábrázolása kvarkszinten. Az ábrán a hadronok tömegei is fel vannak tüntetve.



2. ábra. Hipermagok előállításához vezető néhány reakció hatáskeresztmetszete ( $\sigma/sr$ ) az átadott impulzus függvényében. Hashimoto, Tamura [2] alapján.

## A hipermagok előállítása, kísérleti berendezések

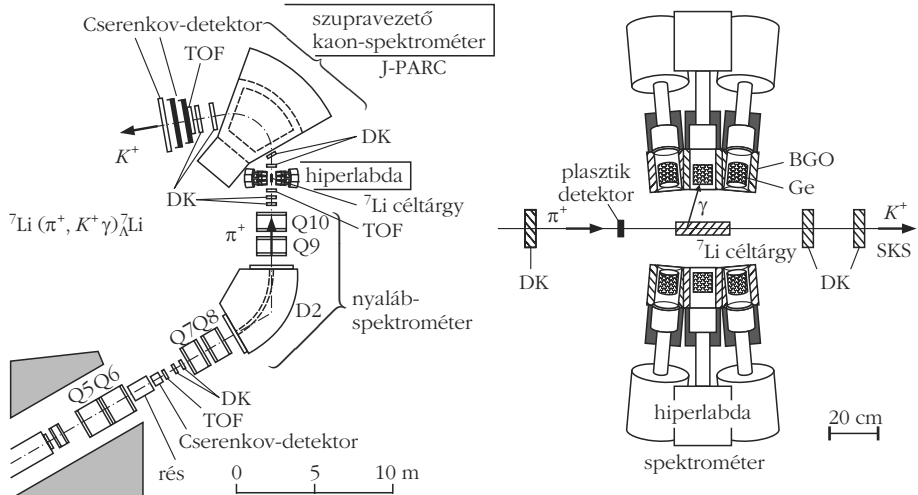
Hipermagokat sokféle (mezon, elektron, proton, nehéz ion) reakcióval lehet előállítani. Eddig főleg  $(K^-, \pi^-)$ ,  $(\pi^+, K^+)$  és  $(e, e' K^+)$  reakciókat használtak előállításukra, amelyek kvarkszinten az 1. ábrán látható átalakulásokhoz vezettek. Néhány reakció hatáskeresztmetszetét ( $\sigma/sr$ ) az átadott impulzus ( $p$ ) függvényében a 2. ábra mutatja.  $K^-$ -nyalábokkal nagyon jó hatáskeresztmetszet érhető el, de a nagyenergiájú protonokkal létrehozott reakciókban a pionok nagyságrendekkel nagyobb hozammal állnak elő, mint a kaonok, így a  $(\pi^+, K^+)$  reakció is alkalmas hipermag-vizsgálatokra.

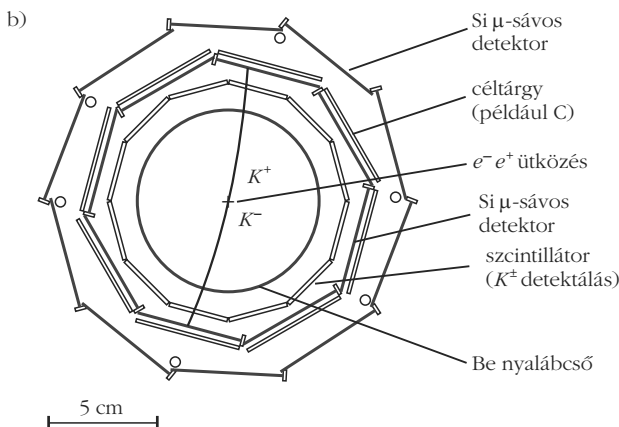
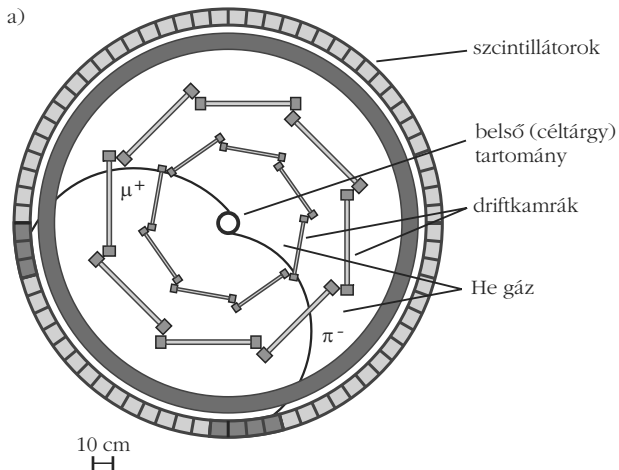
Minden reakciótípusnak megvan a maga előnye, kölcsönösen kiegészítik egymást. A  $(K^-, \pi^-)$  reakció különösen alkalmas helyettesítési szerepre, ebben a neutron ugyanazon pályán (a keringési impulzusnyomaték változása nélkül) átalakulhat  $\Lambda$ -vá. Ezzel szemben a  $(\pi^+, K^+)$  és  $(e, e' K^+)$  reakciók nagyobb bombázó részecske impulzusátadással járnak és könnyebben gerjesztenek nagy spinű hipernukleáris állapotokat. A  $(K^-, \pi^-)$  és  $(\pi^+, K^+)$  reakciók a céltárgy egy neutronját, míg az  $(e, e' K^+)$  egy protonját alakítják át  $\Lambda$ -hiperonná (1. ábra).

A hipermagok vizsgálhatók reakció- és  $\gamma$ -spektroszkópiai módszerekkel. A reakcióvizsgálatokban meg lehet határozni a hipermag tömegét, a reakció hatáskeresztmetszetét, különböző szögeloszlásokat stb. A  $\gamma$ -spektroszkópia ugyanakkor kitűnő eszköz a nívórendszerek felderítésére, spin-paritások meghatározására, a  $\Lambda N$ -kölcsönhatás tulajdonságainak tanulmányozására.  $\gamma$ -spektroszkópiai módszerekkel csak a nukleonemisszió alatti nívók vizsgálhatók, de nagyságrendileg jobb feloldással, mint reakciókban. Így a módszerek hasznosan kiegészítik egymást.

Hipermagok vizsgálatára sokféle kísérleti berendezést használtak. Ezek közül csak hármat ismertetünk: a japán J-PARC (Tokai), az olasz DAΦNE, FINUDA (Róma) és az amerikai Jefferson-laboratórium (Newport News, Virginia) berendezéseit.

3. ábra. A J-PARC szupravezető kaon- (SKS) és hiperlabda  $\gamma$ -spektrométerei, bal oldalon felülnézetű, jobb oldalon oldalnézeti ábrázolásban. Q kvadrupól-, D dipólomágnes, DK driftkamra, TOF repülési időt mérő berendezés. Hashimoto, Tamura [2] alapján.





4. ábra. a) A hipermagok vizsgálatára szolgáló FINUDA detektor a Frascati Nemzeti Laboratóriumban. b) A detektor belső (cél) tárgy tartománya kinagyítva. A metszet irányára merőleges mágneses tér lehetőséget ad a töltött részecskék impulzusának meghatározására. A Si-mikrosávós detektorok és driftkamrák lehetővé teszik a részecsepályák meghatározását. *CERN Courier* (2004. április) alapján.

A *J-PARC szupravezető kaon- és hiperlabda  $\gamma$ -spektrométere* (3. ábra). A J-PARC 30 (később 50) GeV-es protonszinkrotronának intenzív (~15  $\mu$ A-es) nyalábját alkalmas cél tárgyra irányítva pion és kaon másodlagos nyalábok nyerhetők, körülbelül 1/500 kaon/pion arányban. Kétfokozatú elektrosztatikus szeparátorral ezt az arányt 1-re (vagy nagyobbra) javítják, így viszonylag tiszta töltött kaonnyaláb nyerhető, körülbelül 1,8 GeV energiáig.

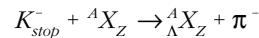
A vizsgálatokhoz felhasználhatók a ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ), ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) és ( $K^-$ ,  $K^+$ ) reakciók. Ez utóbbival két *s*-kvarkot tartalmazó hipermagok is előállíthatók. A ( $\pi^+$ ,  $K^+$   $\gamma$ ) reakciónál a nyalábspektrométerrel mérik a  $\pi^+$ , a szupravezető kaonspektrométerrel a kaon, a hiperlabda spektrométerrel a  $\gamma$ -sugárzás spektrumát. A hiperlabda spektrométer 14 *n*-típusú koaxiális Ge-detektort tartalmaz, BGO sapkával a Compton-háttér lenyomására.

Vizsgálni kívánják a  $^{12}\text{C}$  ( $K^-$ ,  $K^+$ )  $^{12}\text{Be}$  reakcióval előállított, két *s*-kvarkot tartalmazó hipermagot, valamint a könnyű hipermagok gerjesztési nívórendszerit ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) reakcióval (Nagae [3]).

Európában a Frascati Nemzeti Laboratóriumban (Olaszország) folynak hipermag-vizsgálatok, a *FINUDA programban* (Gianotti [4], Franzini, Moulson [5]). A következőkben ezt ismertetjük röviden.

A Laboratóriumban működő  $\phi$ -gyárban elektron- és pozitronnyalábokat ütköztetnek 510 + 510 = 1020 MeV energiával, amelynél a  $|\phi\rangle \approx |s\bar{s}\rangle$ ,  $J^{PC} = 1^{--}$  vektormezonok éles rezonanciát mutatnak. A gyorsító  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  luminozitásának köszönhetően naponta körülbelül 12 millió  $\phi$ -mezon előállítására képes.

A  $\phi$ -mezon közepes élettartama,  $\tau = 1,5 \times 10^{-22} \text{ s}$ , 49%-ban  $K^-(s\bar{u}) + K^+(u\bar{s})$  töltött kaonokba bomlik. A  $K^-$ -mezonokat lefékezik, majd



reakcióval előállítják a vizsgálandó hipermagot.

A  $\Lambda^0(uds)$  részecske a legkönnyebb hiperon, közepes élettartama szabad térben  $2,63 \times 10^{-10} \text{ s}$ , 63,9%-ban  $p\pi^-$ , 35,8%-ban  $n\pi^0$ -ba bomlik gyenge bomlással, de van néhány nagyon gyenge bomlásmódja is, például  $\Lambda \rightarrow n\gamma$ , amelyre az elágazási arány  $1,75 \times 10^{-3}$ .

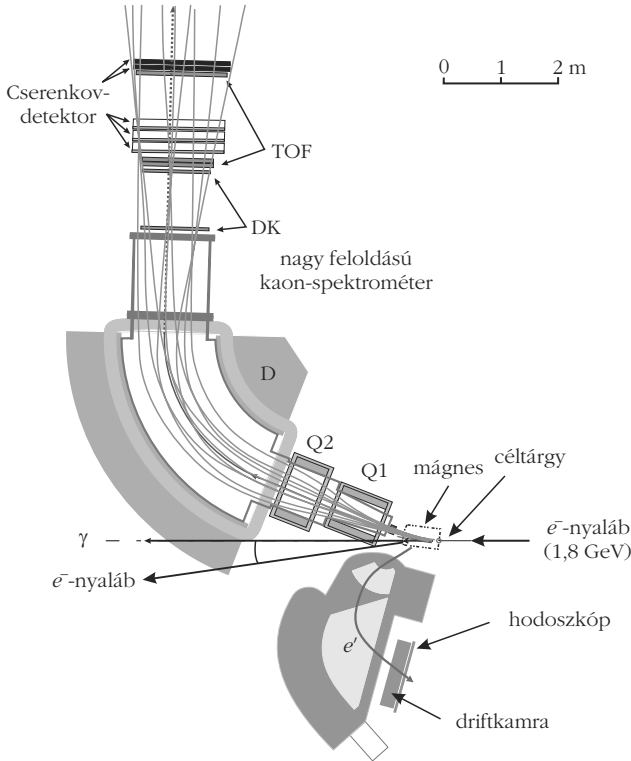
A FINUDA detektor metszetrája a 4. ábrán látható. Az elektron-pozitron ütközésben  $K^- K^+$ -párok állnak elő. A  $K^-$ -mezonok energiája ~16 MeV. Az alacsony energiájú  $K^-$ -mezonok lefékeződnek egy vékony (~300 mg/cm<sup>2</sup>) cél tárgyban és ( $K_{stop}^- \pi^-$ ) *s*-kvarkcsere reakcióval kölcsönhatnak az atommagokkal. A kilépő  $\pi^-$ -mezonok impulzusát széles térszögben, jó feloldással ( $\Delta p/p \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ ) mérik, majd meghatározzák a hipermag-állapotok energiáit. Az ellentétes irányokban kirepülő  $K^-$ - és  $K^+$ -mezonok azonosítása és detektálása felhasználható a háttér csökkentésére. Mérhető a  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  bomlás müonjainak, valamint a hipermagok bomlástermékeinek adatai is. A berendezés impulzusátteresztése olyan, hogy a megengedett hipermag-állapotok teljes spektruma vizsgálható jó feloldással és nagy hasznos térszögben. A vizsgálatok lehetőséget adnak a  $\Lambda N \rightarrow NN$  (nem mezonos) bomlás pontos vizsgálatára is, ami jelentős intenzitással csak maganyagban megy végbe. Ez a folyamat alapvető ismeret szolgáltat a ritkaságváltoztató barion-barion gyenge kölcsönhatásra.

A *Jefferson-laboratórium* ( $e, e' \gamma$ )-vizsgálatokra épített nagy feloldású kaonspektrométerének sematikus rajza az 5. ábrán látható. Mind a kaonspektrométer, mind a szórt elektronok spektrométere  $\Delta p/p = 2 \times 10^{-4}$  impulzusfeloldást tesz lehetővé.

## Néhány eredmény

Eddig főleg  $\Lambda$ -hipermagokat állítottak elő, többségükben könnyű elemeknél ( ${}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$ , ...,  ${}^{40}\text{Ca}$ ), de vannak ismert nehéz hipermagok is ( ${}^{139}\text{La}$ ,  ${}^{208}\text{Pt}$ ,  ${}^{209}\text{Bi}$ ). Összesített számuk körülbelül 40.

A hipermagok fontos jellemzője a tömeg ( $M_{\text{hiper}}$ ). Ha ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) reakciót használunk előállításukhoz, a belépő pion és kilépő kaon impulzusvektoraiból ( $\mathbf{p}_\pi$  és  $\mathbf{p}_K$ ) a relativisztikus kinematika alapján kiszámítható a hipermag tömege:



5. ábra. A Jefferson-laboratórium (USA) nagy feloldású kaonspektrométere (HKS) ( $e, e' K^+$ ) reakcióval végzendő hipermag-kutatókhoz. Q1, Q2 kvadrupól, D dipól mágnes. DC helyérzékeltő driftkamra, TOF repülési időt mérő berendezés jelöl. Hashimoto, Tamura [2] alapján.

$$M_{biper} = \sqrt{(E_\pi + M_A - E_K)^2 - (p_\pi^2 + p_K^2 - 2 p_\pi p_K \cos\theta)},$$

ahol  $E_\pi$  és  $E_K$  a pion, illetve kaon teljes energiája,  $\theta$  a kaon szórási szöge,  $M_A$  a céltárgymag tömege.

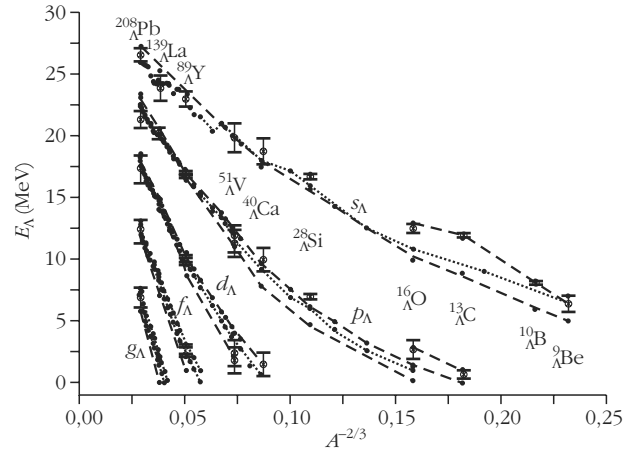
Innen a  $\Lambda$ -hiperon kötésienergiája ( $B_\Lambda$ ) egyszerűen levezethető, ha feltesszük, hogy a magtörzs alapállapotban van:

$$B_\Lambda = M_{törzs} + M_\Lambda - M_{biper},$$

ahol  $M_{törzs}$  a törzsmag,  $M_\Lambda$  a  $\Lambda$ -hiperon tömege.

Hazai eredmény az atommagok kötési energiájára vonatkozó Weizsäcker-féle félempirikus tömegformula olyan kiterjesztése, amellyel a  $\Lambda$ -hipermagok a csak nukleonokat tartalmazó atommagokkal egységes formában írhatók le (Lévai, Cseh, Van Isacker és Juillet [13]). E sémában a párenergia tagot egy Majorana-tag váltja fel, amely a proton, neutron és  $\Lambda$ -hiperon egyenrangúságát feltételező SU(6) szimmetriával áll összhangban. Az eljárás konzisztenciájára utal az, hogy a kísérletileg megfigyelt kötési energiától való eltérés hasonló az ismert tömegű 1909 csak nukleonokat tartalmazó atommagra és 38  $\Lambda$ -hipermagra.

Kísérletileg meghatározták a  $\Lambda$ -hiperon kötési (szeparációs) energiáját különböző  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -,  $f$ -,  $g$ -héjakon a tömegszám ( $A$ ) függvényében. Az összesített eredmények a 6. ábrán láthatók.



6. ábra. A  $\Lambda$ -hiperon szeparációs energiái ( $E_\Lambda$ ) az  $A^{-2/3}$  függvényében ( $A$  tömegszám) a hipermag  $s \rightarrow g$  alhéjaira. Pontok hibákkal: különböző kutatócsoportok eredményei. A görbék az  $s$ -héjon  $\sim 28$  MeV felé konvergálnak, ami a  $\Lambda$ -hiperon kötésienergiája a maganyagban. Lenske [6] alapján.

A hipermagok  $\gamma$ -spektroszkópiai vizsgálata lehetőséget ad gerjesztési nívórendszerük részletes felderítésére. A ( $\pi^+, K^+ \gamma$ ) és ( $K^-, \pi^- \gamma$ ) reakcióknál a  $\gamma$ -spektrum koincidenciában vizsgálható a kilépő  $K^+$ , illetve  $\pi^-$  mezonokkal. Például fékezési Doppler-módszerrel meg lehet határozni a redukált  $B(E2)$  és  $B(M1)$  átmeneti valószínűségeket, majd a bomlási elágazások ismeretében a hipermag-állapotok élettartamát. Lehet mérni szögkorrelációt,  $\gamma$ -sugárpolarizációt és más jellemzőket is.

Néhány hipermag parciális nívórendszere a 7. ábrán látható. Az észlelt  $\gamma$ -átmenetek két csoportba oszthatók. Például a  ${}^7\text{Li}(\pi^+, K^+ \gamma){}_\Lambda^7\text{Li}$  esetén a  $\Lambda$  spinátforduláshoz tartozik a

$$3/2^+ \xrightarrow{M1} 1/2_1^+, \quad 7/2^+ \xrightarrow{M1} 5/2^+;$$

míg  $\Lambda$  héjak közöttiek az

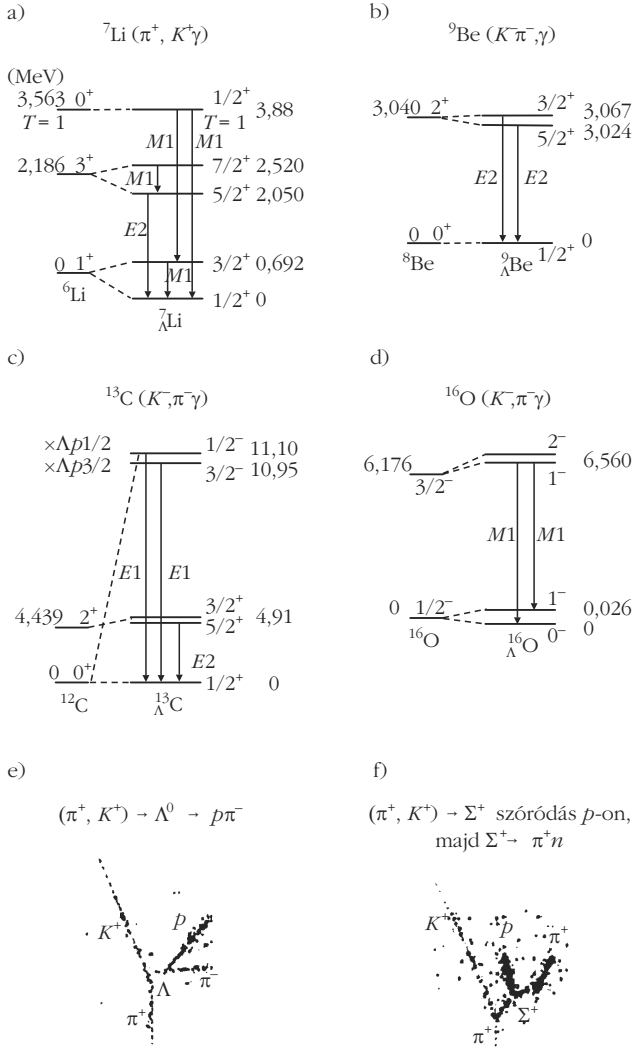
$$5/2^+ \xrightarrow{E2} 1/2_1^+, \quad 1/2_2^+ \xrightarrow{M1} 3/2^+, \quad 1/2_2^+ \xrightarrow{M1} 1/2_1^+$$

átmenetek.

Az átmenetek vizsgálata részletes információt szolgáltat a spin-spin, spin-pálya és tenzor kölcsönhatások jellegére és erősségére. A vizsgálatok még nem tekinthetők lezártnak, de a  $\Lambda N$  tenzor kölcsönhatásnál már látszik, hogy a mezoncsere-leírás működőképes.

A hipermagokat szcintilláló nyomképkamrával is vizsgálták. A 7.e-f ábrákon a  $\Lambda$ -,  $\Sigma^+$ -hiperon keletkezésének és bomlásának nyomain láthatók; a  $\Sigma^+$ -hiperon bomlása előtt protonon szóródott. A kísérletek azt mutatják, hogy a spin-pálya kölcsönhatás a  $\Sigma^+ p$  rugalmas ütközésben lényegesen erősebb, mint a  $\Lambda p$  ütközésnél.

Ha a  $\Lambda$ -hiperon beépül az atommagba, a mezonos  $\Lambda \rightarrow \pi N$  bomlásmód fékezett az emittált nukleon Paulitiltása miatt. A középnehéz magokban a nem mezonos  $\Lambda N \rightarrow NN$  az uralkodó bomlásmód. A  $\Lambda p \rightarrow np$ , illetve  $\Lambda n \rightarrow nn$  gyenge bomlásokban a  $\Lambda$  és  $n$  tömegkülönbség miatt nagy energia ( $\sim 176$  MeV) szabadul fel és a kilépő



7. ábra. a–d) Hipermagok  $\gamma$ -spektrumai (Tamura és mts. [7] alapján). e–f) szcintillációs nyomképkamrával felvett hipermag-események (Abn és mts. [8] alapján).

$np$ -, illetve  $nn$ -párok egyértelműen azonosíthatók a szögeloszlás és energiakorrelációk alapján. A

$$\frac{\Gamma_n(\Lambda n \rightarrow nn)}{\Gamma_p(\Lambda p \rightarrow np)}$$

arányra nyert kísérleti eredményt sikerült értelmezni mezon- (kaon-) cseremechanizmus figyelembevételével.

A  $\Lambda N$ -effektív kölcsönhatási potenciál a  $\Lambda$ -hiperon mag  $p$ -héjánál a következő alakba írható (Millener és mts. [11]):

$$V_{\Lambda N}(r) = V_0(r) + V_\sigma(r) \mathbf{s}_\Lambda \mathbf{s}_N + V_\Lambda(r) \mathbf{l}_{\Lambda N} \mathbf{s}_\Lambda + V_N(r) \mathbf{l}_{\Lambda N} \mathbf{s}_N + V_T(r) S_{12},$$

ahol

$$S_{12} = 3 \frac{(\boldsymbol{\sigma}_\Lambda \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \boldsymbol{\sigma}_\Lambda \cdot \boldsymbol{\sigma}_N.$$

Az  $s_\Lambda$ ,  $p_N$  hullámfüggvények szerinti radiális integrálás a megadott öt tagra lehetőséget ad a  $p$ -héjon levő hipermagok nívóenergiáinak számítására. Fordítva is eljáráhatunk, ekkor kísérleti adatokból meghatározható a jelzett öt tag radiális integrálja, amit a néhánytest-rendszerekre közvetlenül is ki lehet számítani szabad kéttest-kölcsönhatásokból (lásd például Fényes és mts. [10] VI.8.2. pontot). Így következtetés vonható le a  $\Lambda N$ -kölcsönhatás erősségére. A vizsgálatok azt mutatják, hogy a  $\Lambda N$ -kölcsönhatás sokkal gyengébb, mint az  $NN$ .

Amikor egy  $\Lambda$ -hiperon jelenik meg az atommagban, megváltozhat alakja, mérete, héj- és csomószerkezete stb. Ezek a hatások is tanulmányozhatók, ha ismerjük a nívósémákat és a  $B(E2)$  redukált átmeneti valószínűségeket. Mivel a  $\Lambda$ -hiperonra nem hat a Pauli-tiltás, beépülhet a legbelső  $s$ -pályára és maga köré vonhatja a nukleonokat. Ez az atommag összezsugorodásához vezet. Így például a  ${}^6\text{He}$ -ban lévő neutronháló a  ${}^7_\Lambda\text{He}$  hipermagban várhatóan eltűnik (Hiyama és mts. [11]).

A  $B(M1)$  redukált átmeneti valószínűség meghatározása lehetőséget ad a  $\Lambda$ -hiperon effektív  $g$ -faktorának (mágneses nyomatékának) meghatározására is.

Az egy  $s$ -kvarkot tartalmazó  $\Lambda$ -hiperonon kívül ugyancsak egy  $s$ -kvarkot tartalmaznak a  $\Sigma^\pm$ - és  $\Sigma^0$ -hiperonok, amelyek tömege némileg nagyobb a  $\Lambda$ -hiperonénál ( $m_\Lambda = 1115,7$ ,  $m_{\Sigma^0} = 1192,6$  MeV/ $c^2$ ). Két  $s$ -kvarkot tartalmaznak a  $\Xi^0$  ( $m_{\Xi^0} = 1314,9$  MeV/ $c^2$ ) és  $\Xi^-$  ( $m_{\Xi^-} = 1321,7$  MeV/ $c^2$ ) hiperonok. Eddig csak egy  $\Sigma$  hipermag létéről adtak hírt, a  $\Xi$  hipermag létezésével kapcsolatban pedig megoszlanak a vélemények. A J-PARC program egyik első célkitűzése, hogy  ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}{}^{12}\text{Be}$  reakcióval előállítsák és vizsgálják a  ${}^{12}_\Xi\text{Be}$  hipermagot (Nagae [3]).

Európában a GSI, HESR nagyenergiájú tárológyűrűben antiprotonok atommagokkal való ütközésével akarnak egy vagy több  $s$ -kvarkot tartalmazó atommagokat létrehozni és részletes spektroszkópiai vizsgálatnak alávetni. Jelenleg  $c$ -kvarkot tartalmazó atommagokról nincsenek kísérleti adataink. A HESR-PANDA programban bájos barionokat [mint például  $\Lambda_c^+(cud)$ -t] tartalmazó magok, valamint  $D^{\pm,0}$ -mezon – atommag kölcsönhatások vizsgálata is szerepel (Brinkmann és mts. [12]).

## Összefoglalás, kitekintés

Jelenleg  $\geq 3000$  (benne  $\sim 300$  stabil) atommagról vannak kísérleti információink, ugyanakkor az ismert hipermagok száma mindössze  $\sim 40$ . Így a hiperon(ok)at is tartalmazó atommagok előállítására és vizsgálatára hatalmas új kutatási terület a magfizika számára.

Az atommagba beépülő hiperonra nem hat a Pauli-tiltás. A hiperon mélyen kötött állapotba is beépülhet és ezzel új adatokat szolgáltathat az atommag belsejéről. A hipermagok spektroszkópiai vizsgálata lehetőséget nyújt a hiperon-nukleon, illetve hiperon-hiperon kölcsönhatások tanulmányozására. Mivel a neut-

roncsillagok nagy sűrűségű belsejében a hiperonok lényeges szerepet játszhatnak, a vizsgálatoknak asztrofizikai jelentősége is van.

A 2009-ben üzembe lépett J-PARC kaongyárban, az építés alatt álló darmstadti GSI, FAIR, PANDA rendszerben, valamint több más működő és tervezett hiper-mag-laboratóriumban folyó vizsgálatok reményt nyújtanak arra, hogy a közeljövőben „frontáttörés” történjen a hiper-mag-fizikában.

#### Irodalom

1. H. Takahashi és mts., *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 212502-1.
2. O. Hashimoto, H. Tamura, *Progr. Part. Nucl. Phys.* 57 (2006) 564.

3. T. Nagae, *Nucl. Phys. News* 19/4 (2009) 18.
4. P. Gianotti, *CERN Courier* (Ápril 2003) 13.
5. P. Franzini, M. Moulson, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56 (2006) 207.
6. H. Lenseke, *Nucl. Phys. News* 17/2 (2005) 5.
7. H. Tamura és mts., *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 5963; *Nucl. Phys. A* 754 (2005) 58c.
8. J. K. Ahn és mts., *Nucl. Instr. Meth A* 457 (2001) 137; *Nucl. Phys. A* 761 (2005) 41.
9. D. J. Millener és mts., *Phys. Rev. C* 31 (1985) 499.
10. T. Fényes és mts.: *Atommagfizika I.* Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen 2009.
11. E. Hiyama és mts., *Phys. Rev. C* 53 (1996) 2075.
12. K.-T. Brinkmann, P. Gianotti, I. Lehmann, *Nucl. Phys. News* 16/1 (2006) 15.
13. G. Lévai, J. Cseh, P. Van Isacker, O. Juillet, *Phys. Lett. B* 433 (1998) 250.

# TRANZIENS KÁOSZ A HELYFÜGGŐ AMPLITÚDÓVAL GERJESZTETT OSZCILLÁTOR PÉLDÁJÁN

Szlíz Judit  
ELTE, TTK

A *Fizikai Szemlé*ben a közelmúltban a kaotikus mozgásokról megjelent cikkek [1–6] mind permanens káosszal, a kaotikus mozgás tetszőlegesen hosszú ideig tartó formájával foglalkoztak. Most a kaotikus mozgások egy általánosabban előforduló fajtáját, a *tranzien káoszt* vizsgáljuk meg. Gyakran találkozunk ugyanis olyan jelenséggel, amikor a kaotikus viselkedés (bonyolult geometria a fázistérben, előrejelezhetetlenség) csak véges ideig tart. Ez a jelenség a tranzien káosz, amely – a permanens káoszhoz hasonlóan – felléphet mind disszipatív, mind konzervatív rendszerben. Ebben a cikkben disszipatív esetekkel foglalkozunk.

Tranzien káosz esetén nyilván nem létezhet *kaotikus attraktor*, hiszen azt a kaotikus mozgás sohasem hagyná el, de mégis létezik egy olyan ponthalmaz a fázistérben, amelyet a trajektóriák közül a hosszabb ideig kaotikusak nagyon megközelítenek. Ez a ponthalmaz a *nyereg-halmaz* [7–8]. A tranzien káosz új mérőszáma az *átlagos élettartam* és ennek reciproka, a *szökési ráta*. Ezeket a mennyiségeket és a nyereg-halmazt fogjuk megvizsgálni néhány példán keresztül, nevezetesen a parabolikus és a szinuszos helyfüggő amplitúdóval gerjesztett harmonikus oszcillátor, valamint a konstans amplitúdóval gerjesztett anharmonikus oszcillátor esetében.

Miért fontos a tranzien káosz vizsgálata? Azért, mert jóval általánosabb jelenség, mint a permanens káosz: a káosz valójában sokkal szélesebb paraméter-tartományban van jelen, mint a kaotikus attraktorok világa, és információt veszítünk el, ha csak a perma-

nens káosz vizsgálatára szorítkozunk. Azonkívül néhány jelenség, mint például a *kaotikus szórás*, a tranzien káosz fogalma nélkül nem is lenne érthető.

## A parabolikus helyfüggésű erővel gerjesztett harmonikus oszcillátor tranzien káosza

Nézzük meg először a parabolikus helyfüggésű amplitúdóval gerjesztett harmonikus oszcillátort. A dimenziótlanított mozgásegyenlet [1]:

$$\ddot{x} = -x - \beta \dot{x} + (1 - \nu x^2) \cos \delta t. \quad (1)$$

Itt  $\beta$  a súrlódási együttható,  $\nu$  egy nemlinearitási paraméter,  $\delta$  pedig a gerjesztési frekvencia. A következő paraméterértékekkel tranzien káoszt kapunk:  $\beta = 0,4$ ,  $\nu = 16,636$ ,  $\delta = 0,682$ .

Vizsgáljuk meg ezt a mozgást részletesebben! Nézzük meg a kitérés-idő diagramon, hogy ha különböző  $x_0$ ,  $v_0$  (kitérés, sebesség) kezdőpontokból indítjuk a mozgást, hogyan alakul és meddig tart a káosz!

Mindhárom esetben jól látható (*1. ábra*), hogy hosszabb-rövidebb ideig tartó kaotikusság után a trajektória elszökik (megfelelő szimulációval könnyen beláthatjuk, hogy a végtelenbe tart). A kaotikus viselkedés időtartama erősen függ attól, hogy honnét indult a mozgás. Az *1.a* és *1.b* ábrán látható trajektóriák kezdőpontjai csak az  $x$  koordináta ötödik tizedesjegyében különböznek, a kaotikusság időtartama között mégis egy nagyságrendnyi eltérés van! Látni fogjuk, hogy meg tudjuk majd állapítani: átlagosan mennyi ideig kaotikus a mozgás. Ha megvizsgálunk még néhány kezdőpontból indított trajektóriát (ezek itt nincsenek feltüntetve), azt tapasztaljuk, hogy hosszabb-rövidebb ideig tartó kaotikus kavargás után azok is elszállnak a végtelenbe.

A szerző posztgraduális csillagász hallgató.

E munka az ELTE TTK-n a tavaszi félévben hallgatott *Kaotikus mechanika II.* című speciális előadás 2010. júniusban bemutatott vizsgadolgozatából fejlődött ki. A szerző köszönetét fejezi ki a tárgy oktatóinak, *Gruíz Mártonnak* és *Tél Tamásnak*.