

ahol $m_1, m_2 > 0$, úgy (4) megoldásaként olyan egyenletrendszer kapunk eredményül, amelyben az alábbi módon csatolódnak különböző tenzori rendű mennyiségek:

$$\begin{aligned} \tau_q \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \mathbf{q} &= -\lambda \nabla T + l \nabla \cdot \mathbf{Q}, \\ \tau_Q \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \mathbf{Q} &= -l \nabla \mathbf{q}. \end{aligned} \quad (10)$$

Ez kompatibilis a kinetikus elméleti megközelítéssel, és a ballisztikus hővezetési kísérletek elméleti modellezésére is alkalmas.

Ha a \mathbf{Q} változót lecseréljük a viszkózus nyomásra, akkor világossá válik a termodinamikai egyenértékűség a ritka (alacsony nyomású) fonongázok és ritka (valódi molekulákat tartalmazó) gázok között: az egyenleteik szerkezete egyezik (10)-zel. Ezt a kísérletekkel való összehasonlításunk is alátámasztják. Sajnos a rövid terjedelem miatt nincs lehetőségünk a (10) egyenlet további tulajdonságait diszkutálni, azonban röviden meg kell említenünk, hogy a második hang és a ballisztikus hővezetési jelenségek mikro- és makroszkopikus skálákon egyaránt megjelenhetnek, amelyet nanorendszerekben, szobahőmérsékleten kísérleteileg is megtaláltak.

Egy kevésbé ismert, de fontos alkalmazási lehetőség a heterogén anyagok termikus modellezése (mint közegek, habok, kompozitok). Ilyen közegekben (makroskálán) az úgynevezett túlcillapított terjedés jelenik meg a Fourier-törvényen túlmutató jelenségként. Ezek modellezésére jól használható a Guyer–Krumhansl-egyenlet, amelyet (10)-ből $\tau_Q = 0$ helyettesítéssel kapunk.

A termodinamika, mint tudományterület, nem korlátozódik csupán a hővezetési és a tisztán hőtani jelenségek leírására. Ennél lényegesen általánosabb, univerzálisabb módszertant szolgáltat, amelynek megértése és alkalmazása a mai napig számtalan területen fejlődik és várhatóan még sokáig fog. Ilyenek a mechanikai-reológiai és az analitikus és numerikus megoldási módszerek fejlesztése is.

A bemutatott belső változók módszertanáról, annak alkalmazási lehetőségeiről az alábbi irodalmakban részletesen is tájékozódhat a Tisztelt Olvasó.

Irodalom

- Kutatócsoportunk legtöbb műve magyar nyelven megtalálható a Montavid Termodinamikai Kutatócsoport www.montavid.hu weboldalán. Angol nyelvű publikációink közül az alábbiakat ajánljuk:
- B. Nyíri: On the entropy current. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, 16/2 (1991) 179–186.
- A. Berezovski, P. Ván: *Internal Variables in Thermoelasticity*. Springer, 2017.
- V. Józsa, R. Kovács: *Solving Problems in Thermal Engineering*, Springer, 2020.

A ^{32}Mg ATOMMAG SZERKEZETÉNEK VIZSGÁLATA EGYPROTON-KILÖKÉSES REAKCIÓBAN

Begala Marcell
Debreceni Egyetem, Fizikai Intézet
Kunné Sohler Dorottya
Atommagkutató Intézet, Debrecen

Kísérletileg vizsgálva a stabilitási völgy környéki atommagokat megtanultuk, hogy bizonyos atommagok különösen stabilak, a természetben igen nagy gyakorisággal fordulnak elő, gömbszerűek, nagyon nehezen gerjeszthetők és nehéz róluk leválasztani egy protont vagy egy neutronot. Ezek a – *Wigner Jenő* által mágikusnak nevezett – atommagok 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 számú protont vagy neutronot tartalmaznak [1]. A mágikus számú protont vagy neutronot tartalmazó atommagoktól messzebb a deformált (nem gömbszerű) magalakok a jellemzőek, a zárt héjon kívüli protonok és neutronok együttes mozgásai határozzák meg az atommagok szerkezetét.

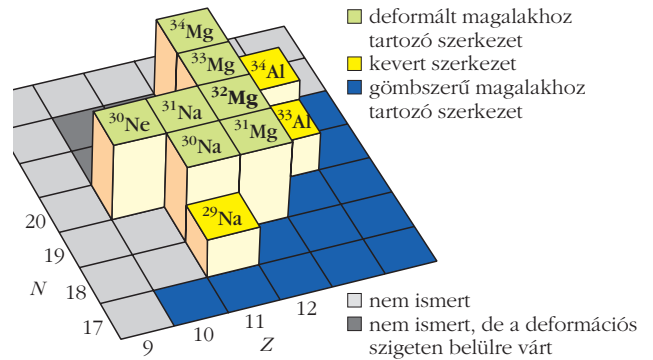
Az atommagok ezen tulajdonságait a magfizika egyik alapvető modellje, a héjmodell írja le, amely szerint az atommagban a protonok és a neutronok (közös néven nukleonok) az atomi elektronokhoz hasonlóan különböző energiaszintekkel rendelkező állapotokban, pályákon található. A Pauli-elv szerint az egyes pályákon

csak meghatározott számú proton vagy neutron lehet. Az atommagban a nukleonok egy közös, az erős kölcsönhatás és a Coulomb-taszítás által létrehozott átlagtérben mozognak. Az átlagtér egy potenciálgödörrel írható le, amelynek alakja megszabja a pályák energetikai elhelyezkedését. A pályák héjakat alkotnak, a hozzájuk tartozó energiaszintek pedig csoportokat, amelyeket nagyobb energiaközök választanak el egymástól. Ilyen nagy energiaközök, vagyis héjzáródások fordulnak elő a mágikus atommagok proton-, illetve neutronszámanál. Az egyszerűen zárt héjú atommagokban egy proton- vagy egy neutronhéj van teljesen betöltve. A duplán zárt héjú atommagokban mind a proton-, mind a neutronhéj zárt. A potenciálgödörre az egyik legegyszerűbb közelítés a harmonikusoszillátor-potenciál. Ezzel a feltételezéssel az első három héjzáródás helyesen adódik, de a 20-as proton/neutronszámtól feljebb eltérnek az elméleti és a kísérleti adatok. Ennek magyarázatát az adja, hogy az atommagban figyelembe kell venni a protonok

és a neutronok között ható spin-pálya kölcsönhatást is, amellyel az energiaszintek felhasadnak és a szintek energiái átrendeződnek. A héjmodell a spin-pálya kölcsönhatás bevezetésével együtt már a negyedik és az e feletti héjzáródásokat is helyesen írja le a stabilitási sáv környékén fekvő atommagokban.

Míg a stabilitási völgyben hozzávetőlegesen 200 izotóp van, addig a becslések szerint nagyjából 6000 atommag létezik. Ezen atommagok legnagyobb részének gerjesztett állapotait nem lehet stabil ionnyalábos kísérletben előállítani, így szükségessé vált radioaktív ionnyalábok gyorsítására képes berendezések létrehozása és ezek alkalmazása a magszerkezeti kutatásokban. Ehhez a 20. század végére épültek meg az első radioaktív ionnyalábokat szolgáltató gyorsítók, amelyekkel már lehetővé vált a β -stabilitási völgytől távoli, extrém neutron/proton arányú atommagok vizsgálata [2, 3]. A kutatások során számos érdekes jelenségre bukkantak. Az egyik első felfedezés az volt, hogy az $A \sim 30\text{--}35$ tömegszámú, neutrontöbbletes atommagok nem mutatják az $N = 20$ neutronhéj-záródás jeleit, ennek magyar nyelvű összefoglalója a [4] számú hivatkozásban olvasható. Tömegmérések során kimutatták az $N = 20$ neutronsám körüli nátrium-izotópokról, hogy ezen atommagok alakja a várt gömbszerű helyett már alapállapotban is deformált, megnyúlt [5, 6]. Emellett az 1980-as években végzett β -bomlásos kísérletekben azt látták, hogy a ^{32}Mg atommag első gerjesztett állapota túl alacsonyan helyezkedik el a zárt héjú atommagokhoz képest, ami azt mutatja, hogy alapállapotban és a legalsó gerjesztett állapotban ez az atommag is deformált alakú [7, 8].

További vizsgálatok felfedték a jelenség okát: ebben a magtartományban a nagy neutrontöbblet miatt a neutronpályák energiája módosul a β -stabilitási sávban megszokottakhoz képest. Az $N = 20$ neutronsámhoz tartozó héjzáródást felülről meghatározó pálya energiában lejjebb süllyed és így összezsugorodik, eltűnik az ezen neutronsámhoz tartozó héjzáródás. A sokkal kisebb héjköz miatt lehetővé válik, hogy a neutronok felugorjanak, gerjesztődjenek a fentről lesüllyedő, betüremkedő pályára, lyukakat hagyva az $N = 20$ héjköz alatti pályákon. Ez a szerkezet meg-



1. ábra. Az $A \sim 30\text{--}35$ tömegszámú neutrontöbbletes atommagok alkotta deformációs sziget.

nyúlt, szivar alakú magalakhoz tartozik. Vagyis így helyet cserélnek a gömbszerű és a fentebbi héjról lelógó, deformált alakhoz tartozó állapotok. Ezek az atommagok a legalacsonyabb energiákhoz tartozó állapotaikban nem gömbszerűek, hanem deformáltak lesznek, ezzel egy deformációs szigetet hozva létre a magtérképen (1. ábra). E tartományban az atommagok gömbszerű alakhoz tartozó állapotai magasabb gerjesztési energiákon helyezkednek el.

Miután felfedezték, hogy a ^{32}Mg atommag alap- és első gerjesztett állapotában megnyúlt, keresni kezdték a gömbszerű alakhoz tartozó állapotait. Már a legalacsonyabb energiájú, gömbszerű állapotot is csak sokára sikerült megtalálni. Végül 2010-ben egy CERN-ben végzett kísérletben azonosították – nem sokkal az első gerjesztett állapot feletti energián [9].

A ^{32}Mg atommagot számos különböző, főleg neutronok gerjesztésével történő reakcióban vizsgálták már, mivel a deformált alakú állapotok ezen gerjesztésekhez kapcsolódnak [10, 11]. A gömbszerű alakhoz kapcsolódó gerjesztett állapotok főleg protongerjesztéssel állnak elő. Az egyproton-kilökéssel végbemenő direkt folyamatban – a reakció szelektív jellege miatt – főleg ezen szerkezetek keletkeznek.

Az Atommagkutató Intézet Magszerkezeti kutatócsoportjának részeként a 2000-es évek eleje óta veszünk részt a héjzáródások változásának feltárásában. A stabilitási sávotól távoli magtartományokban radioaktív ionnyalábokkal végrehajtott vizsgálatokat nemzetközi együttműködésekben, nagy magfizikai gyorsítóközpontokban végezzük. Egy francia kutatócsoport vezetésével a ^{34}Si atommag buborékszerű protoneloszlásának bizonyítására az USA-beli Michigani Nemzeti Ciklotron laboratóriumában 2012-ben végrehajtott kísérlet melléktermé-

Elhangzott a XXXIV. OTDK-án. Az eredményekhez kapcsolódó kutatásokat támogatta a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Alap a K128947 pályázati program finanszírozásával, az Európai Regionális Fejlesztési Alap GINOP-2.3.3-15-2016-00034 projektje, valamint az Innovációs és Technológiai Minisztérium az Új Nemzeti Kiválóság Program keretében a ÚNKP-19-2-II-DE-194 projekttel.



Begala Marcell a Debreceni Egyetem fizikus MSc első éves hallgatója. Kutatómunkáját az Atommagkutató Intézet Magfizikai Laboratóriumában végzi.



Kunné Sobler Dorottya fizikus (PhD, 1997) az Atommagkutató Intézet tudományos főmunkatársa. Kutatási témája főleg az $A \sim 100$ tömegszám környéki atommagok szerkezetének vizsgálata és a héjzáródások tanulmányozása neutrontöbbletes könnyű atommagokban gamma-spektroszkópiai módszerekkel. Az intézetben a radioaktív nyalábokon végzett kísérletek koordinátora.

keként több, az $A \sim 30\text{--}35$ tömegszám-tartományba eső neutrontöbbletes atommagra is kaptunk információt. Elegendő adat gyűlt össze – többek között – a $^{33}\text{Al}-1p \rightarrow ^{32}\text{Mg}$ reakciócsatornában a gamma-spektroszkópiai analízishez, így célul tűztük ki a ^{32}Mg atommag szerkezetét elemzését egyproton-kilökéses reakcióban.

A kiértékelte adatokat szolgáltató kísérlet rövid ismertetése és a vizsgált reakció azonosítása

Az adatokat szolgáltató kísérlet során a stabil ^{48}Ca ionokat tartalmazó nyalábot 140 MeV/nukleon energiára gyorsították, majd egy vastag, ^9Be anyagú elsődleges produkciós céltárggyal ütköztették. Az így előállt, radioaktív ionokat tartalmazó másodlagos kóktélnyaláb részecskéit az A1900 tömegspektrométer segítségével válogatták és – az ionok mágneses térben történő eltérülése, repülési ideje és energiavesztése alapján – azonosították. A következő lépésben a kívánatos másodlagos radioaktív ionnyaláb egy vékonyabb másodlagos ^9Be céltárggyal ütközött, ahol végbementek a nukleonkilökési reakciók. A kilökéses reakciók során néhány neutron és/vagy proton hagyta el a másodlagos nyalábbeli atommagokat, létrehozva a végtermék-atommagokat. A reakciótermékek azonosítását – a másodlagos nyalábrészecskék azonosításához hasonlóan – az S800 tömegspektrométer végezte.

A másodlagos nyalábból a kísérlet során kiszűrték a nem $N=20$ neutronszámú atommagokat, így az adatok feldolgozása során elég volt tömegszám szerint szeparálni a kóktélnyaláb elemeit. Mivel a nyalábrészecskék sebessége a tömegüktől függ, ezért az azonosítás a mérési elrendezésben különböző pontokon elhelyezett szcintillátorok által szolgáltatott repülési idők mérésével történt. A kísérletben a másodlagos nyaláb a ^{34}Si atommagra volt optimalizálva, de emellett gyengébben megjelent a ^{33}Al és a ^{35}P , így az adathalmazból ki tudtuk válogatni az ezen nyalábrészecskékhez tartozó eseményeket. A kísérlet során $8 \cdot 10^4$ darab ^{33}Al atommag lett azonosítva. A nukleonkilökéses reakciók végtermékeinek azonosításához a ^{33}Al radioaktív nyalábra kapuzva a másodlagos céltárgy után elhelyezett ionizációs kamrában leadott energia függvényében ábrázoltuk a végmagok plasztik szcintillátorok által mért repülési idejét. A kétdimenziós ábrán jól elkülönülő foltokba rendeződtek a végtermékeket szimbolizáló pontok, grafikus kapukkal, vagyis a különböző végtermékek foltját körülzáró folytonos vonalakkal egyértelmű azonosítást lehetett elvégezni. A ^{33}Al másodlagos nyalábból a legerősebben a ^{32}Mg atommag állt elő, összesen közel $4 \cdot 10^4$ darab ^{32}Mg atommagot azonosítottunk. Ez a statisztika elégnak bizonyult a γ -spektroszkópiai vizsgálatok elvégzéséhez.

A nukleonkilökéses reakciók során létrejövő atommagok nagyjából fele a legalacsonyabb energiájú alapállapotban, a másik fele pedig magasabb energiára gerjesztve keletkezett. A gerjesztett állapotban előálló atommagok γ -fotonokat kibocsátva veszítették el gerjesztési energiájukat. A γ -sugárzás detektálására a

GRETINA nevű új generációs, nagy felbontású, nyomkövető, szegmentált, germánium-egy kristályokból álló multidetektor-rendszert használtuk [12].

A kísérlet során létrejövő végtermékek a fénysebesség közel 40%-ával álltak elő, így a γ -fotonokat igen nagy sebességgel repülve bocsátották ki. Emiatt a γ -sugárzások pontos energiájának meghatározásához Doppler-korrekciónak kellett végrehajtani. A kristályok nagyfokú szegmentáltsága segítette a γ -fotonok detektálási szögének pontos meghatározását és így a nagyon pontos Doppler-korrekciónak. A Doppler-korrekciónak végrehajtása után éles csúcsok jelentek meg a γ -spektrumokban.

Egy γ -foton a detektor anyagával kölcsönhatva csak fotoeffektus során veszti el a teljes energiáját. Ha egy γ -foton Compton-szóródik, akkor a szóródás során energiájának csak egy részét adja le. A GRETINA detektorrendszerben a germániumkristályok szorosan pakolva helyezkedtek el, így a γ -fotonok könnyen, akár több lépésben is Compton-szóródhat egyik kristályból a másikba, mígnem teljes energiájukat elvesztették. A szomszédos kristályokban észlelt γ -energiákat összeadva visszakaptuk az eredeti γ -sugárzás teljes energiáját, növelve a fotocsúcs statisztikáját. Az összegző módszert alkalmazva a háttér is csökkenteni tudtuk.

A ^{32}Mg atommag szerkezetére kapott eredmények

A fentebb leírt adatfeldolgozási lépéseken végighaladva elkészítettük a ^{32}Mg atommag által kibocsátott γ -sugárzások energiaspektrumát (*2.a ábra*). A spektrumban látható csúcsok középpontjának helyéből meghatároztuk a γ -fotonok energiáját. A csúcsok területéből, figyelembe véve a detektorrendszer relatív hatásfokát, a γ -vonalak relatív intenzitását származtattuk. A spektrumot a már ismert első és második gerjesztett állapotból kilépő $2^+ \rightarrow 0^+$ és $4^+ \rightarrow 2^+$ átmenetekhez tartozó csúcsok dominálják. A csúcsok előtt jól megfigyelhető szélesebb eloszlások a Compton-szóródás okozta háttérből származó Compton-élek. A két erős csúcson kívül több gyengébb, nagyenergiás vonal is megfigyelhető. A spektrumon a már ismert csúcsok energiáját feketével, az újonnan felfedezetteket pirossal jelöltük. Az egyértelmű reakciótermék-azonosítás segítségével számos új átmenetet tudtunk a vizsgált atommaghoz rendelni.

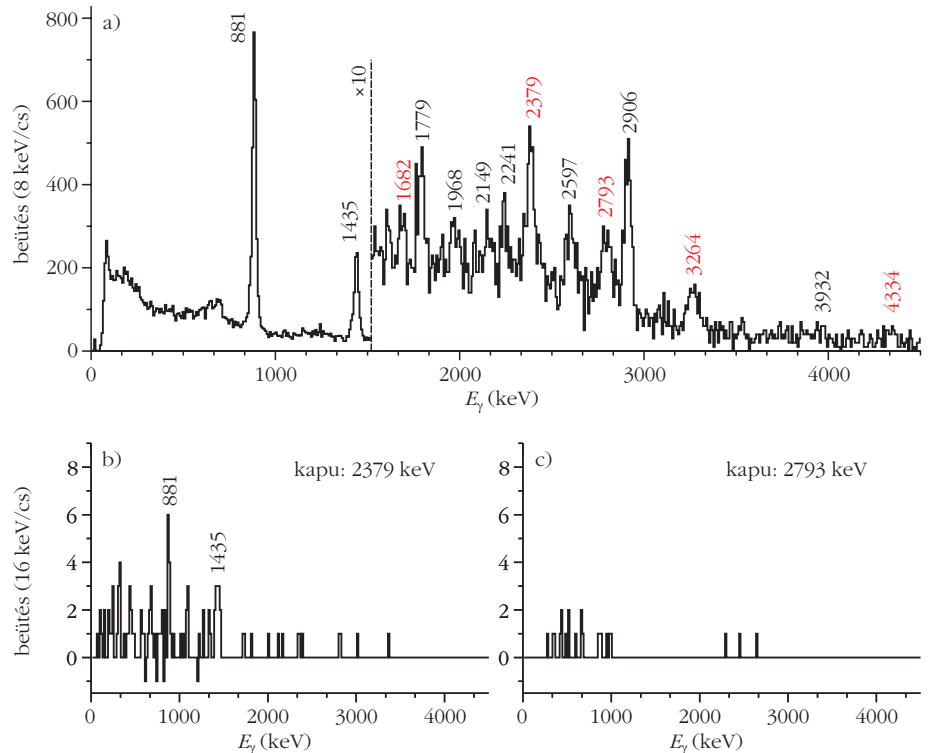
A gerjesztett atommagok többletenergiajuktól úgy szabadulnak meg, hogy γ -fotonok egymás utáni, sorozatban történő, gyors kibocsátásával bomlanak le az alapállapotba. Ezen γ -fotonokat egy rövid időablakon belül figyelve megállapíthatjuk, hogy melyek tartoznak egyazon bomláskaszkádba, vagyis milyenek a γ -átmenetek koincidenciakapcsolatai. Ezeket feltérképezve felépíthetjük a vizsgált atommag gerjesztett állapotainak rendszerét, azaz nívósémáját. Bár az elvégzett kísérletben a $^{33}\text{Al}-1p \rightarrow ^{32}\text{Mg}$ reakciócsatorna nem volt túl nagy statisztikájú, még éppen elég beütésszám gyűlt össze ahhoz, hogy vizsgálni lehessen az intenzívebb γ -sugárzások koincidenciakapcsolatait. A koinciden-

ciák kereséséhez megalkottuk a kísérlet során alkalmazott 7 darab GRETINA detektorba közel egyszerre beérkező γ -fotonok energia-energia mátrixát. Egy adott energiájú γ -csúcsot, mint kaput kiválasztva a vizsgált γ -vonallal koinkidenciában levő γ -átmenetek energiájánál kiemelkedő csúcsokat találunk, így megkapjuk, hogy mely γ -sugárzások tartoznak egy bomlási kaszkádba. A véletlen koinkidenciák kiszűrése érdekében háttérlevonást alkalmaztunk. A statisztika a ^{32}Mg atommaghoz rendelt 14 γ -sugárzásból 9 koinkidenciakapcsolatainak vizsgálatát tette lehetővé. Két γ -átmenethez tartozó koinkidenciaspektrum a 2.b és 2.c ábrán látható.

Ahogy azt az irodalmi eredmények alapján várjuk, a legtöbb koinkidenciakapcsolatot a legalacsonyabban elhelyezkedő, legerősebb γ -átmenet mutatja, ez gyűjti be az előállt intenzitás többségét. A többi, megfelelő statisztikájú γ -átmenet is egyértelmű koinkidenciakapcsolatokkal rendelkezik, amelyek jó egyezésben vannak az irodalomban közölt eredményekkel. Ezekkel a γ -vonalakkal ellentétben a 2793 keV energiájú γ -sugárzás semmilyen koinkidenciakapcsolatot nem mutat (2.c ábra). Ezen átmenet viselkedését összehasonlítva más, hasonló energiájú és intenzitású γ -vonallal, például a 2379 keV energiájú átmenettel (2.b ábra), azt mondhatjuk, hogy a 2793 keV energiájú átmenettel kapuzott koinkidenciaspektrumban egy ~8-9 beütés magas csúcsot kellene látnunk a legerősebb átmenet energiájánál, ha egy bomlási kaszkádba tartoznának. A 2793 keV energiájú γ -sugárzással kapuzott spektrum konzisztens a többi koinkidenciaspektrummal, a többi γ -vonal sem mutat koinkidenciakapcsolatot ezzel az átmenettel.

A meghatározott bomlási kaszkádok alapján felépítettük a ^{32}Mg atommag gerjesztett állapotainak rendszerét, amely a 3. ábrán látható. A nívóséma építésekor felhasználtuk az energia- és intenzitásmérleg elvét is. A vízszintes vonalak az állapotokat jelzik a gerjesztési energiákkal arányosan ábrázolva. A függőleges nyilak a γ -átmeneteket szimbolizálják, vastagságuk a sugárzás intenzitásával arányos. A vízszintes és a függőleges vonalakon feltüntettük a gerjesztett állapotok, illetve a γ -fotonok energiaértékeit keV-ben. A gerjesztett állapotokat jelző vízszintes vonalakon az állapotokhoz rendelt spin-paritás értékek is láthatók.

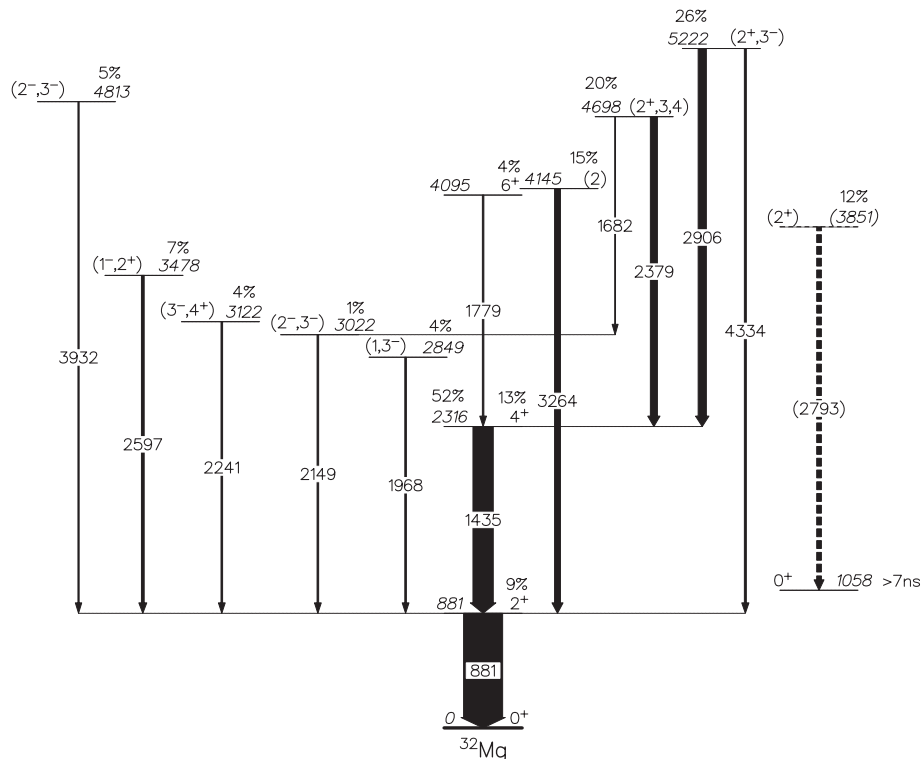
A kísérlet során előállt gerjesztett állapotok relatív populálódása információt adhat a szerkezetükre, illetve arra, hogy milyen reakcióban keletkeztek. Az



2. ábra. a) A ^{32}Mg atommag Doppler-korrigált és kristályokra összegzett γ -spektruma 8 keV/csatorna összennyomással. b–c) A 2379 keV és a 2793 keV energiájú átmenetekre kapott koinkidenciaspektrumok 16 keV/csatorna összennyomással ábrázolva.

egyproton-kilökéses reakció szelektív volta miatt az várható, hogy az elvégzett mérésben főleg a protongerjesztésekhez tartozó állapotok állnak elő, vagyis a nagymértékű gerjesztődés azt mutatja, hogy a direkt, egyproton-kilökéses reakció vezetett az adott nívóra, amely így nagy valószínűséggel protongerjesztéshez tartozik. A kisebb érték arra utalhat, hogy a nagy bombázó energia miatt megjelenő kétlépéses reakciók vezettek az adott állapotba, amely neutrongerjesztéssel áll elő. Egy adott gerjesztett állapot relatív populálódását úgy határoztuk meg, hogy a róla lemenő átmenetek relatív intenzitásának összegéből kivontuk a rámenő γ -sugárzások relatív intenzitásainak összegét: $I_{\text{össz}} = I_{\text{rámenő}} - I_{\text{lemező}}$. A kapott relatív populálódásokat a gerjesztett állapotokat jelző vízszintes vonalakon százalékos értékekkel tüntettük fel.

A 3. ábrán középen a legintenzívebb két γ -sugárzás egy kaszkádot alkotva közvetlenül az alapállapotot táplálja, létrehozva ezzel – az irodalmi adatoknak megfelelő – a 2^+ és a 4^+ spin-paritású legalsó gerjesztett állapotokat. Annak ellenére, hogy a ^{32}Mg atommag az $N = 20$ neutronszám mentén helyezkedik el, vagyis félig mágius atommagnak gondolnánk, a héjmodellszámítások szerint az alapállapotot a legalsó gerjesztett állapotokkal együtt az $N = 20$ -as héjzáródáson átívelő neutron 2-részecske-2-lyuk gerjesztések dominálják és deformált magalakhoz tartoznak [13–16]. A többi ismert, a 3. ábra bal oldalán ábrázolt, főleg negatív paritásúnak feltételezett gerjesztett állapotot szintén neutrongerjesztésekhez rendelték. Ezeket az elgondolásokat támasztja alá, hogy a mérés so-

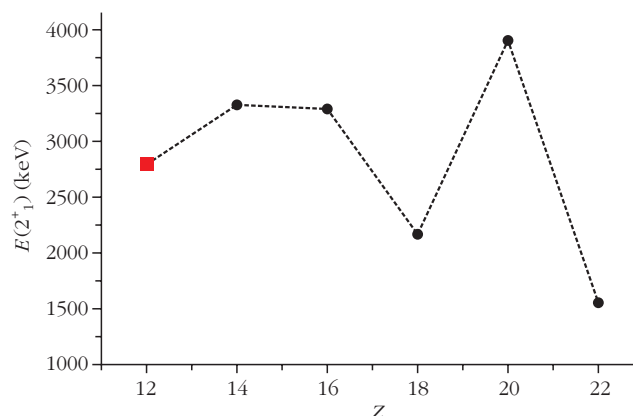


3. ábra. A 32-es tömegszámú magnézium atommag (^{32}Mg) gerjesztett állapotainak rendszere.

rán a felsorolt állapotok viszonylag gyengébben gerjesztődtek, vagyis nem egy darab proton kilökésével keletkeztek, hanem kétlépéses reakciókban történő neutrongerjesztések vezettek ezen állapotokba.

A nívóséma másik oldalán a viszonylag erősebben előálló új nívók találhatóak. Ha protonkilökés során egy kisebb energiájú, betöltött pályáról lökünk ki egy proton, akkor a végmag egy olyan gerjesztett állapotban áll elő, mintha a hiányzó protont erről a pályáról léptettük volna fel a legnagyobb energiájú pályára. Emiatt ez a reakció a protongerjesztéseket részesíti előnyben más típusú, például neutrongerjesztésekkel szemben. A protonkilökés szelektív jellege, illetve a relatív populáltság szintje miatt feltételezhető, hogy a viszonylag erősebben előálló új nívók a direkt egyprotonkilökés

4. ábra. Az $N = 20$ izotónokban az első 2^+ állapotok energiái ^{42}Ti és ^{34}Si között (fekete körök), valamint a ^{32}Mg atommagban az izomerállapothoz kapcsolódó 2^+ állapot energiája (piros négyzet).



során jöttek létre. Valószínűleg olyan állapotcsaládokhoz tartoznak, amelyekben a $Z = 8$ protonhéjzáródás alól lett kiütve egy proton. A ^{32}Mg atommag nívósémájának ábrájából látható, hogy a neutron- és a protongerjesztéssel előálló szerkezetek erősen elválnak egymástól.

A gömbszerű alakhoz tartozó legalacsonyabb energiájú, 0^+ spin-paritású izomer, vagyis hosszú életidejű állapot a 3. ábra jobb szélén van feltüntetve. Ehhez kapcsolódik a legfurcsábban viselkedő 2793 keV energiájú γ -átmenet, amelyet szaggatottan rajzolunk. E viszonylag erős sugárzás elhelyezését nehezíti, hogy semmilyen más γ -átmenettel nem mutat ko incidenciakapcsolatot. Ez kétféleképpen magyarázható: ez az átmenet vagy közvetlenül az alapállapotra bomlik, vagy az

izomerállapotot táplálja, amelyről történő γ -bomlást a hosszú életidő miatt nem detektálhattuk. Ha a 2793 keV energiájú γ -vonalat közvetlenül az alapállapotra helyeznénk, akkor az általa tartott nívó az első gerjesztett állapotba is kellene, hogy bomoljon, de ilyen γ -sugárzást nem észleltünk. Ezek alapján a 2793 keV energiájú γ -sugárzást feltételelesen az 1058 keV gerjesztési energián levő izomerállapotra helyeztük el. Az újonnan létesült gerjesztett állapot valószínűleg az izomerállapothoz tartozó, gömbszerű 2^+ spin-paritású állapot. Ezt a feltételezést erősíti, hogy az így létrejövő állapot energiája jól követi az $N = 20$ vonal mentén elhelyezkedő izotónokban az első, bennük még a gömbszerű alakhoz tartozó 2^+ állapotok szerkezeti változásait. Amint az a 4. ábrán látható a 2^+ állapotok energiái jól érzik a $Z = 20, 16$ és 14 (al)héjzáródásokat. Az ^{38}Ar ($Z = 18$) és a ^{32}Mg ($Z = 12$) izotónokban – a várakozásoknak megfelelően – lecsökken a 2^+ állapot energiája, bár a csökkenés mértéke különböző.

Összegzés

A ^{32}Mg atommag szerkezetét vizsgáltuk radioaktív nyalábon végzett kísérletben egyproton-kilökéses reakcióban kapott adatokat elemezve. Számos új átmenetet rendeltünk a vizsgált atommaghoz. Meghatároztuk az észlelt γ -sugárzások energiáit, relatív intenzitásait és ko incidenciakapcsolatait, majd ezek alapján felépítettük a vizsgált atommag gerjesztett állapotainak – adott kísérletben előálló – rendszerét. A nívósémában több új, az első 2^+ és 4^+ állapotokra bomló gerjesztett állapotot, valamint egy, az izomerállapot

hoz kapcsolódó nívót azonosítottunk. A gerjesztett állapotok gerjesztési arányait és bomlási tulajdonságait felhasználva javaslatot tettünk a lehetséges szerkezetükre. Ezek alapján az újonnan azonosított állapotok egy része protongerjesztéssel előálló állapotcsoporthoz tartozik. A 0^+ izomerbe bomló nívó valószínűleg a gömbszerű alakhoz kapcsolódó 2^+ állapot, amely energiája jól követi az $N = 20$ izotópokban történő szerkezeti változásokat.

Irodalom

1. Fényes Tibor: *Atommagfizika I.* Debreceni Egyetemi Kiadó, 2009.
2. Dombrádi Zsolt: A héjszerkezet átrendeződése egzotikus atommagokban *Fizikai Szemle* 57/7(2007) 221.

3. Dombrádi Zsolt, Kunné Sohler Dorottya, Lépine–Szily Alinka: Mágikus szigetek az atommagok térképén. *Természettudományi Közlöny* 143/5 203.
4. Elekes Zoltán: Mágikus számok, nemes atommag. *Fizikai Szemle* 58/3 (2008) 98.
5. C. Détraz et al., *Nucl Phys. A* 394 (1983) 378.
6. R. Klapisch et al., *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969) 652.
7. C. Thibault et al., *Phys. Rev. C* 12 (1975) 644.
8. D. Guillemaud-Mueller et al., *Nucl Phys. A* 426 (1984) 37.
9. K. Wimmer et al., *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010) 252501.
10. C. Ouellet, B. Singh, *Nucl. Data Sheets* 112 (2011) 2199.
11. H. L. Crawford et al., *Phys. Rev. C* 93 (2016) 031303(R).
12. <http://gretina.lbl.gov>
13. A. Poves, J. Retamosa, *Phys. Lett. B* 184 (1987) 311.
14. N. Fukunishi, T. Otsuka, T. Sebe, *Phys. Lett. B* 296 (1992) 279.
15. T. Otsuka, N. Fukunishi, *Phys. Rep.* 264 (1996) 297.
16. E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, J. Retamosa, *Phys. Rev. C* 58 (1998) 2033.

A FIZIKA TANÍTÁSA

PONTSZERŰ TÖLTÉS MOZGÁSÁNAK SZÁMÍTÓGÉPES MODELLEZÉSE SZTATIKUS ELEKTROMOS ÉS MÁGNESES MEZŐBEN

Szkladányi András
Bajai III. Béla Gimnázium

A középiskolai emelt szintű fizikaoktatásban jelentős hangsúlyt kap a sztatikus elektromos és mágneses mező jellemzése, illetve a bennük lévő pontszerű töltés mozgásának leírása. Jónéhány, a témához kapcsolódó alkalmazást, illetve természeti jelenséget is meg tudunk említeni, amelyekkel felkelthetjük a diákok érdeklődését: elemi részecskék mozgása részecskegyorsítóknak, ködkamrában, TOKAMAK-típusú fúziós reaktorokban, napszél részecskék mozgása a Föld mágneses terében, vagy a Van Allen-övezet. Ugyanakkor az ilyen jelenségek bemutatása komoly akadályokba ütközik. Igaz, egy-egy animációt le tudunk tölteni az internetről, a részecskék mozgásának, vagy a kialakuló pályák bemutatásával azonban valószínűleg adósak maradunk. A most ismertetendő számítógépes szimuláció ezt a hiányt igyekszik pótolni. A

program különféle szerkezetű sztatikus elektromos és mágneses mezők jelenlétében, a 3 dimenziós térben képes szemléltetni egy pontszerű elektromos töltés mozgását. Arra törekedtem, hogy a program használata egyszerű, mégis látványos, figyelmet felkeltő legyen, így a tanárok az órákon vagy szakkörökön eredményesen alkalmazhatják. A tanulók otthon is könnyen használhatják, és ha rászánnak néhány órát a szimulációval való „kísérletezésre”, akkor hasznos tapasztalatokra tehetnek szert.

A szimulációról

Vákuumban, homogén elektromos és/vagy mágneses mező jelenlétében v sebességgel mozgó, q töltésű, m tömegű pontszerű töltésre ható erők eredője (a gravitációs mezőt elhanyagolva):

$$\mathbf{F}_e = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

A programban többféle sztatikus mező közül lehet választani: homogén és centrális elektromos mező, elektromos dipólus által keltett mező, homogén mágneses mező, mágneses dipólus által keltett mező, hosszú, áramjárta egyenes vezető mágneses mezője, illetve áramjárta toroid tekercs által keltett mágneses



Szkladányi András 1982-ben végzett az ELTE matematika-fizika tanári szakán. 1990-ben egyetemi doktori címet szerzett, azóta a Bajai III. Béla Gimnáziumban tanít. 1995-től tagja a Mikola Sándor Országos Tehetségkutató Fizikaverseny feladatkitűző bizottságának. Tehetséggondozói munkája elismeréseként 2006-ban Vermes Miklós, 2009-ben Ericsson-díjban részesült. 2015-től kutatótanár. Több mint húsz éve készít fizikai jelenségeket modellező számítógépes szimulációkat középiskolásoknak.