

# AZ ASZTROFIZIKAI S-FOLYAMAT ÉS

## A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ REAKCIÓ

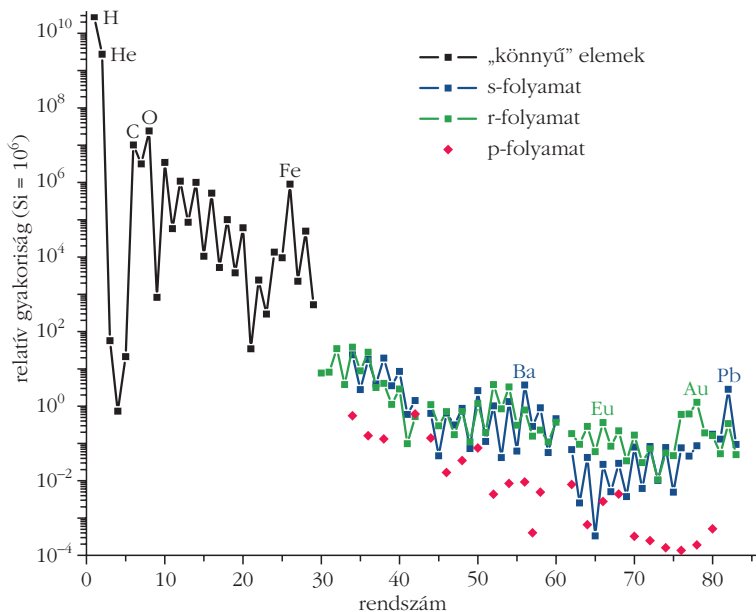
Csedreki László,<sup>1,2</sup> Gyürky György,<sup>2</sup> Kiss Gábor Gyula<sup>2</sup>

<sup>1</sup>INFN Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Olaszország

<sup>2</sup>Atommagkutató Intézet, Debrecen

A természetben megtalálható majdnem száz különböző kémiai elem messze nem azonos mennyiségben építi fel világunkat. Olyannyira így van ez, hogy a leggyakoribb és legritkább elemek előfordulási arányai között nem kevesebb, mint 13 nagyságrendkülönbség tapasztalható. Az elemek naprendszerbeli előfordulási arányait szemlélteti az 1. ábra, ahol a gyakoriságokat a rendszám függvényében ábrázoltuk – szokásos módon – a szilíciumra normalva.

A tapasztalt gyakoriságeloszlás adja a kulcsot az elemek keletkezési folyamatainak megértéséhez, ami – a csillagok energiatermelési folyamatainak kutatása mellett – életre hívta a nukleáris asztrofizika tudományát. Az elmúlt bő fél évszázad kutatásai alapján ma már nagy vonalakban értjük azokat a folyamatokat, amelyek az ábrázolt gyakoriságeloszlás kialakulásához vezettek. A részletek kidolgozása, valamint több megoldatlan probléma azonban még további kutatásokat igényel. A számos folya-



1. ábra. A Naprendszer felépítő kémiai elemek gyakorisága (a nehéz elemek esetén a három fő folyamat járuléka külön jelölve).

Az írás a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás további eredményekkel kibővített változata.

Ezen közlemény megjelenését az NKFIH (PD129060, NN128072), az Új Nemzeti Kiválóság Program (ÚNKP-19-4-DE-65) támogatta. Kiss G. Gy. ezúton szeretné megköszönni a Bolyai János Kutatási Ösztöndíj támogatását.



Csedreki László fizikus (Debreceni Egyetem, 2009; PhD-fokozat, 2015: témája magreakció-hatáskeresztmetszetek meghatározása elsősorban ionnyaláb-analitikai módszerek alkalmazásaihoz), az Atomki munkatársa 2016-tól posztdoktorként dolgozik az INFN-LNGS intézetben a LUNA nemzetközi együttműködés keretében működte-tett föld alatti gyorsító laboratóriumban. Kutatási területe a könnyű magokon végbemenő, asztrofizikailag releváns reakciók vizsgálata.



Gyürky György fizikus, az MTA doktora, az Atomki tudományos tanácsadója. Kutatási területe a kísérleti nukleáris asztrofizika. E tématerületen belül kiemelten foglalkozik a nehéz, protongazdag izotópok szintéziséért felelős p-folyamat magreakcióival. E munkáját az European Research Council pályázata is támogatta. Emellett részt vesz a LUNA nemzetközi együttműködés munkájában, ahol a világon egyedülálló, föld alatti gyorsítóval vizsgálják az asztrofizikailag fontos reakciókat.

mat közül, amelyek szükségesek a tapasztalt gyakoriságok leírásához, cikkünkben a nehéz elemek kialakulásának egyik fő folyamatát, az úgynevezett asztrofizikai s-folyamatot ismertetjük. A folyamat bemutatásán túl két konkrét kísérlet példáján keresztül bemutatjuk azt is, hogy milyen kutatások szükségesek a nehéz elemek keletkezésének jobb megértéséhez.

## S-folyamat: nehéz elemek keletkezése lassú neutronbefogással

Lássuk részletesebben az 1. ábra jellegzetességeit! A Naprendszer anyagának mintegy 98%-a hidrogén és hélium. Ez az a két elem, ami az Ősrobbanásban keletkezett és fiatal Világegyetemünknek még mindig legfontosabb alkotói. Az alacsony gyakoriságú Li, Be



Kiss Gábor Gyula Junior Prima-díjas fizikus, az ATOMKI tudományos főmunkatársa, a vasnál nehezebb elemek keletkezésének kutatója. 2008-ban szerzett PhD fokozatot, majd az olaszországi INFN-LNS kutatóintézetben az s-folyamat neutrontermelő reakcióit vizsgálta. Hazatérve a nehéz, protongazdag magok keletkezésében szerepet játszó magreakciókat tanulmányozta. 2014-től a japán RIKEN Nishina Center vendégkutatója, témavezető, a késő neutron- és protonkibocsátás asztrofizikai szerepét vizsgálja.

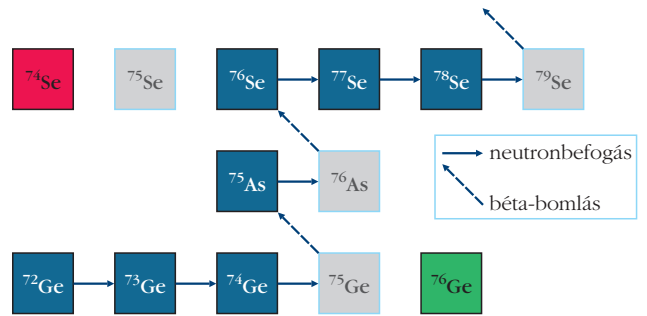
és B főként kozmikus sugárzás által kiváltott magreakcióban keletkeznek a csillagközi térben. Minden más elem – a széntől egészen az uránig – a csillagok belsejében, a csillagfejlődés különböző folyamataiban jön létre.

A széntől a nehezebb elemek felé haladva a gyakorisággörbén egy jellegzetes csökkenés, majd a vas környékén egy látványos maximum figyelhető meg. Az e tartományban található elemek a csillagok energiatermelési folyamatai során, fúziós reakciókban fokozatosan jönnek létre a nehezebb elemek felé haladó irányban. A vas csoport környéki elemeknél találjuk azokat az izotópokat, amelyek atommagjai a legmélyebben kötöttek, így keletkezésük jelenti egy csillag energiatermelésének végállomását. A vasnál nehezebb elemek keletkezése nem jár energiafelszabadulással, így azok valamilyen másodlagos folyamatban jöhetnek csak létre, ami nem járul hozzá a csillag energiatermeléséhez.

Némi leegyszerűsítéssel élve a nehéz elemek három jól elkülöníthető folyamatban keletkeznek. Ezek hozzájárulását külön tüntettük fel az ábrán. A pirossal a ritka izotópokat jelölik, amelyek az asztrofizikai p-folyamatban keletkeznek. Erről már olvashattak a *Fizikai Szemle* hasábjain [1], így erre most nem térünk ki részletesebben, mindössze annyit jegyzünk meg, hogy ezek az izotópok az adott kémiai elemek neutronban legszegényebb izotópjai, amelyek nem jöhetnek létre a következőkben tárgyalt s- és r-folyamatokkal.

Atommagok, azaz töltött részecskék között zajló fúziós reakciók nemcsak azért nem hozhatnak létre nehéz elemeket, mert a vas csoport fölött ezek a reakciók nem járnak energiafelszabadulással. A másik ok, hogy a növekvő rendszámmal a magok közötti elektromos taszítás is nő, így a csillagok hőmérséklete által megszabott, mélyen Coulomb-gát alatti energiákon a magreakciók hatáskeresztmetszete túlságosan alacsony. Fúziós reakciókkal nem lehetne megmagyarázni a nehéz elemek tapasztalt gyakoriságát. Az elektromosan semleges neutronok esetén azonban a Coulomb-gát nem jelent akadályt, így neutronbefogási reakciók révén, az alább részletezett módon, eljuthatunk a nehezebb elemek felé. Jelenlegi ismereteink szerint a nehézelem-szintézisben – bár a részletek bonyolultak – alapvetően két jól elkülönülő, neutronbefogáson alapuló folyamat játssza a szerepet. Ezek az asztrofizikai s- és r-folyamatok. A kezdőbetűk az angol slow és rapid [2], azaz lassú és gyors szavakból származnak, amelyek az egymást követő neutronbefogások időskáláját jellemzik.

Nézzük a cikk témáját adó s-folyamatot! Ha egy csillag plazmája tartalmazza például a vas izotópjait, valamint vannak szabad neutronok (ez utóbbiak eredetéről még bővebben lesz szó), akkor vas atommagokon neutronbefogási reakciók során neutronban egyre gazdagabb vasizotópok állnak elő egészen addig, amíg a folyamat egy radioaktív izotópot hoz létre. Ebből béta-bomlással kobalt keletkezik, ami ezután újabb neutronot foghat be. A sorozatos neutronbefogás



2. ábra. Az s-folyamat útja a Ge-As-Se elemek tartományában. Szürke szín jelöli a radioaktív izotópokat, pirossal a csak p-folyamattal, zölddel pedig a csak r-folyamattal keletkező izotóp látható. A késsel jelölt izotópokat az s-folyamat hozza létre. Ez utóbbiak közül néhányhoz az r-folyamat is ad hozzájárulást.

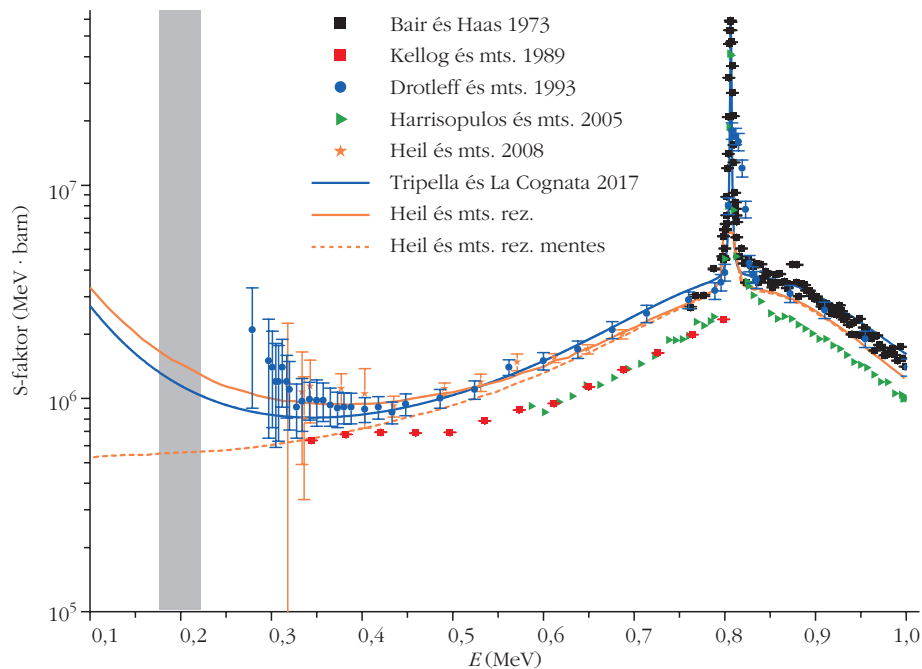
sok és béta-bomlások folyamata folytatódik a nehezebb elemek irányába. A 2. ábra szemlélteti a folyamatot a Ge-As-Se elemek példaként kiválasztott tartományában.

Az s-folyamat jellegzetessége, hogy a neutronbefogások olyan lassan követik egymást, hogy a keletkező radioaktív izotópnak jellemzően van ideje elbomlani, mielőtt a következő reakció bekövetkezne. Így a folyamat az atommagok stabilitási völgye mentén építi fel az elemeket [3]. Az ábrán kék színnel jelöljük azokat az izotópokat, amelyeket ily módon hoz létre az s-folyamat. A szürke színűek radioaktív izotópok, ezek bomlása vezet a nagyobb rendszámú elemek felé.

Pirossal és zölddel ábrázoltuk azon proton-, illetve neutrongazdag izotópokat, amelyeket elkerül az s-folyamat. A protongazdag (az ábra esetén  $^{74}\text{Se}$ ) izotóp a fent említett p-folyamatban jön létre [1]. A neutrongazdag ( $^{76}\text{Ge}$ ) izotóp pedig az r-folyamatban. Az r-folyamat az s-folyamathoz hasonlóan szintén neutronbefogások sorozatával hozza létre a nehezebb elemek izotópjait. A különbség az, hogy az r-folyamat esetén a neutronbefogások olyan gyorsan követik egymást, hogy a béta-bomlásnak „nincs ideje” visszatéríteni a folyamatot a stabil magok közelébe. Így az r-folyamat a magtérkép erősen neutrongazdag oldalán, rövid életű izotópok közelében zajlik. Majd az így létrejött izotópok sorozatos béta-bomlásokkal hozzák létre a neutrongazdag, stabil izotópokat. Sok olyan izotóp van, amelynek keletkezéséhez mind az s-, mind az r-folyamat ad hozzájárulást, így az ábrán késsel jelölt izotópok közül is néhányhoz. Az r-folyamat részleteit ebben a cikkben nem tárgyaljuk.

A 2. ábrán bemutatotthoz hasonlóan zajlik az s-folyamat a nehéz elemek teljes tartományában a vas csoporttól egészen a  $^{209}\text{Bi}$ -ig, a természetben található legnehezebb stabil izotópig.  $^{209}\text{Bi}$  után a további neutronbefogás már alfa-bomló izotópot eredményez, vagyis a folyamat egy zárt ciklusba jutva nem haladhat tovább a nehezebb elemek felé.

Az 1. ábrán az is jól megfigyelhető, hogy az s- és r-folyamatok hozzávetőleg azonos mértékben járulnak hozzá a nehéz elemek gyakoriságához (a p-folyamat hozzájárulása ezekhez képest elhanyagolható). Vannak azonban elemek, amelyek dominánsan vagy az egyik, vagy a másik folyamatban keletkeznek. Ilye-



3. ábra. A  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  magreakció kísérleti vizsgálatának hatáskeresztmetszet-adataiból származtatott úgynevezett asztrofizikai S-faktor,<sup>1</sup> illetve az ezen adatokon alapuló elméleti (R-mátrix) extrapoláció. Az asztrofizikai szempontból releváns energiatartományt a szürke sáv jelöli, a kék és narancssárga folytonos vonal a reakcióküszöb környéki rezonancia figyelembe vételével készült, míg a narancssárga szaggatott vonal figyelmen kívül hagyja a rezonancia hatását [5].

nek például az ábrán is jelölt Ba és Pb (s-folyamat), vagy Eu és Au (r-folyamat). Ezen elemek megfigyelése különböző csillagok spektrumában információt ad a folyamatok lejátszódásának helyszínéről és körülményeiről.

A szabad neutron nem stabil részecske, béta-bomlással protonná alakul. Így az s-folyamathoz szükséges neutronokat folyamatosan meg kell termelni a csillag belsejében. A csillagfejlődés bizonyos szakaszaiban olyan reakciók játszódnak le, amelyek neutronkibocsátással járnak. A csillag anyagában az – esetleg korábbi generációs csillagokban megtermelt – vason ezen neutronok befogódása elindíthatja az s-folyamatot. A két legfontosabb reakció, ami biztosítja a szükséges neutronokat a  $^{13}\text{C}$  és  $^{22}\text{Ne}$  atommagok alfa-részecskéik által indukált reakciója, azaz a  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  és  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Cikkünk további részében a  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció szerepéről, illetve kísérleti vizsgálatáról lesz szó.

## A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ magreakció AGB csillagokban

A s-folyamattal termelt izotópok széles tartományának gyakoriságeloszlása viszonylag jól leírható mindössze egyetlen csillagfejlődési eseménnyel. A Nap tömegénél mintegy 2-3-szor nagyobb tömegű csillagok fejlődésük vége felé a vörös óriás csillagok egyik jellegzetes stádiumán mennek át, ilyenkor AGB (Asymptotic Giant

Branch) csillagként hivatkozunk rájuk. Az ilyen csillagok alább részletezett rétegeiben játszódik le az a reakció, ami a neutronokat biztosítja az s-folyamathoz. E reakció sebességének pontos ismerete szükséges ahhoz, hogy megbízhatóan modellezhessük az s-folyamatot és kiszámíthassuk a kialakult nehéz elemek gyakoriságát. A reakciósebességet a  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  hatáskeresztmetszetének ismeretében tudjuk kiszámítani.

Az AGB csillagokban a héliumfúzió vagy „héliumégés” a szén-oxigén magot körülvevő héjban periodikusan ismétlődve megy végbe. A szükséges hélium a hidrogénégés révén folyamatosan termelődik, a kritikus sűrűséget elérve a héliumégés folyamata belobban és a felszabaduló energia hatására a csillag felfúvódik, majd a hélium „üzemanyag” elfogy-

tával a csillag újra összeáll húzódik és folytatódik a hidrogénégés. Egy-egy ilyen esemény néhány tíz évig tart, majd néhány ezer évente megismétlődik.

Felfúvódása során az AGB csillag anyaga részben összekeveredik. A mélyebb rétegekbe kerülő hidrogént a  $^{12}\text{C}$  magok befogják,  $^{13}\text{N}$  keletkezik, amely béta-bomlása  $^{13}\text{C}$  magra vezet. Modellszámítások szerint  $^{13}\text{C}$  magban gazdag vékony rétegek (az angol terminológia szerint úgynevezett „zsebek”) jönnek létre, ahol a  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció révén keletkező neutronokat a kis mennyiségben jelenlévő vascsoportelemek atommagjai nagy hatékonysággal befogják, felépítve a nehéz s magokat.

Az AGB csillagokat jellemző hőmérsékletek esetén a  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció releváns energiatartománya, az úgynevezett Gamow-ablak, 140 és 230 keV között található. Az elmúlt évtizedek során számos kísérletet végeztek a reakció hatáskeresztmetszetének meghatározása céljából, azonban kísérleti adat csak jelentősen magasabb energián áll rendelkezésre, ráadásul nagy bizonytalansággal terhelve. Az e mérésekből nyert hatáskeresztmetszetek releváns energiatartományba való extrapolálását megnehezíti a létrejövő  $^{17}\text{O}$  közbelső magban a  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció küszöbe környékén található széles rezonancia, amelynek paramétere ismeretlenek, viszont e rezonancia minden bizonnyal meghatározza, illetve jelentősen befolyásolja a reakció AGB csillagbeli sebességét [4]. A reakció korábbi vizsgálatainak eredményei, illetve ezen adatokon alapuló extrapoláció a 3. ábrán látható.

A reakcióküszöbhez igen közeli, széles rezonancia hatása a reakció Gamow-ablakbeli viselkedésére két módon határozható meg. Közvetett mérési módszerek

<sup>1</sup> Az asztrofizikai S-faktor, a hatáskeresztmetszetből származtatott mennyiség, amely azonban független az alagúteffektus valószínűségének erős energiafüggésétől, ezáltal extrapolációra alkalmasabb.

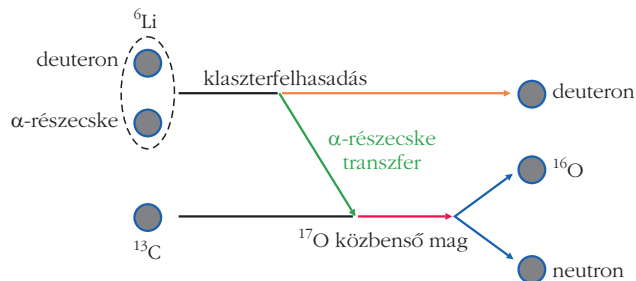
segítségével megvizsgálhatjuk a rezonancia paramétereit, illetve direkt hatáskeresztmetszet-mérésekkel megközelíthetjük a kívánt energiatartományt. Ezt követően az adatokat extrapoláljuk, és amennyiben sikerül megfelelően alacsony energiákon nagy pontosságú adatokat mérni, a rezonancia paramétereire megszorítás tehető. A két különböző kísérleti technikával nyert eredmények igen különböző szisztematikus hibával terheltek, így – a nagyobb pontosság elérése céljából – indokolt a reakció vizsgálatát több eljárás alkalmazásával kivitelezni. Ilyen méréseket, amelyben az ATOMKI kutatói kulcsszerepet játszottak, mutatunk be a következőkben.

## Közvetett mérési eljárások és a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció-hatáskeresztmetszet meghatározása

A kísérleti nukleáris asztrofizika legnagyobb kihívása, hogy a Gamow-ablakban a magreakciók hatáskeresztmetszete extrém alacsony, tipikusan  $10^{-9}$ – $10^{-12}$  barn nagyságrendű. Ilyen alacsony hatáskeresztmetszetek közvetlen mérése a rendelkezésre álló kísérleti eljárásokkal gyakran lehetetlen. Ezen esetekben a magasabb energiákon mért adatok extrapolálásával igyekszünk információkat nyerni a reakció Gamow-ablakbeli viselkedéséről. Az extrapolációt azonban megnehezíti, hogy az előforduló – esetenként gyenge, illetve reakcióküszöb közeli – rezonanciák hatását is figyelembe kell venni.<sup>2</sup>

A fent leírt kísérleti kihívások megoldására egy lehetséges megoldás a közvetett mérési eljárások alkalmazása. Az elmúlt két-három évtizedben számos magreakció-elméleten alapuló módszer, például Coulomb-disszociáció, aszimptotikus normalizációs eljárás (ANC) és trójai faló technika (THM) fejlesztettek ki és alkalmaztak sikeresen. Ezen eljárásokban közös, hogy az asztrofizikai szempontból releváns magreakció helyett egy másik, elméleti megfontolások alapján választott magreakciót vizsgálunk kísérletileg, majd a mérés eredményeként nyert adatok és a reakciómodellek segítségével nyerünk információt a ténylegesen fontos reakcióról. A megnevezett három kísérleti eljárás további sajátossága, hogy úgynevezett felhasadási (break-up) reakciókat tanulmányozunk, amelyek hatáskeresztmetszete sokszorosa a vizsgálandó reakciónak. A releváns energiatartomány így tehát elérhető, az adatok extrapolálására nincs szükség.

A THM eljárás alkalmazása esetén is transzfer reakciót vizsgálunk. Cél tárgyunkat klaszterszerkezetű atommagok (például a protonból és neutronból álló deuteron, a deuteron és proton felépítésű  $^3\text{He}$  mag, illetve az  $\alpha$ -részecske és deuteron klaszterekből álló  $^6\text{Li}$  mag) alkotta ionnyalábbal bombázzuk. Az erős kölcsönhatás terében a klaszterszerkezet felhasad és a céltárgymag befogja a klaszterszerkezetű magot alko-



4. ábra. A THM technikával végzett mérések elvének szemléltetése. Az  $\alpha$ -részecske és deuteron klaszterből álló, lazán kötött  $^6\text{Li}$  atommag a  $^{13}\text{C}$  mag terében felhasad, az  $\alpha$ -részecske és a  $^{13}\text{C}$  mag együtt  $^{17}\text{O}$  közbenső magot hoz létre, amely neutronra és  $^{16}\text{O}$  magra esik szét. Amennyiben az  $\alpha$ -részecske-transzfer során a momentumátadás minimális volt, tehát a reakció úgynevezett kvázi-szabad kinematikai feltétellel ment végbe, a kimenő csatorna két részecskéjének (méréstechnikai megfontolások miatt a deuteronnak és a  $^{16}\text{O}$  mag-nak) coincidienciában való mérésével információt nyerhetünk az asztrofizikailag fontos  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció alacsonyenergiás viselkedésére.

tó egyik nukleoncsomót, létrehozva – esetünkben a  $^{17}\text{O}$  – közbenső magot, amely neutronra és  $^{16}\text{O}$  magra eshet szét. A reakciómechanizmust sematikusán a 4. ábrán mutatjuk be. Amennyiben az  $\alpha$ -részecske-transzfer elhanyagolhatóan alacsony momentumátadással járt, azaz a reakció *kvázi-szabad* módon [6] megy végbe, a kimenő csatornában található bármely két részecske momentumának és energiájának együttes mérésével a háromrészecske-reakció kinematikája rekonstruálható, azaz a coincidienciahozamok és a kibocsátás relatív szögeinek felhasználásával információt nyerhetünk a reakció hatáskeresztmetszet-energia függvényéről.

A kísérlet során, amelyet az Egyesült Államok-beli Floridai Állami Egyetemen található szupravezető lineáris gyorsító segítségével végeztünk el,  $^{13}\text{C}$  céltárgyat bombáztunk  $E = 7,82$  MeV energiájú  $^6\text{Li}$  magokkal. A  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció küszöbe alatt található rezonancia paramétereit a  $^{13}\text{C}(^6\text{Li}, n)^{16}\text{O}$ d háromrészecske-reakció első lépéseként létrejövő  $^{17}\text{O}$  közbenső mag szétválásánál kibocsátott deuteron és  $^{16}\text{O}$  magok coincidienciában való mérésével határoztuk meg. A kísérlet elvégzéséhez 3 darab pozícióérzékeny szilícium  $\Delta E$ -E teleszkópot és 2 darab pozícióérzékeny szilícium E-detektort használtunk. A szórókamra jobb oldalán elhelyezett, együttesen a  $3^\circ$ – $44^\circ$  szögtartományt lefedő  $\Delta E$ -E detektorokkal a deuteronmagokat azonosítottuk,<sup>3</sup> illetve hozamukat mértük a kibocsátás szögének függvényében. A nyaláb irányára szimmetrikusan a kamra másik oldalán elhelyezett, együttesen a  $17^\circ$ – $45^\circ$  szögtartományban érzékeny detektorokkal a  $^{16}\text{O}$  magok hozamát mértük a deuteronokkal coincidienciában és kibocsátásuk szögének függvényében.

A kísérletileg meghatározott relatív energia-hatáskeresztmetszet függvényt a magasabb energiákon elvégzett direkt mérések adataival normáltuk. A mérés

<sup>2</sup> Általánosságban azonban elmondható, hogy az extrapoláció annál pontosabb, minél jobban és minél kisebb bizonytalanságú kísérleti adatokkal sikerül megközelíteni a Gamow-ablakot.

<sup>3</sup> A vékony szilíciumdetektorokon áthaladva az atommagok rendszámukkal arányos energiát veszítenek. Tekintve, hogy igen kevés reakciócsatorna nyitott, az energiavesztés alapján az egyes reakciótermékek egyértelműen azonosíthatók.

eredményeként nyert S-faktor értéke,  $S(E_{c.m.} = 100 \text{ keV}) = (5,3 \pm 0,9) \cdot 10^6 \text{ MeV barn}$ , mindenképpen arra utal, hogy a küszöb környéki rezonancia meghatározó mértékben alakítja a reakció Gamow-ablakbeli viselkedését [6]. Ezen eredményünket a következőkben ismertetett direkt hatáskeresztmetszet-mérés segítségével szeretnénk megerősíteni.

## A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció-hatáskeresztmetszet közvetlen mérése mély, föld alatti laboratóriumban

A  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció hatáskeresztmetszete csökkenő kölcsönhatási energiával közel exponenciális függvény szerint csökken. A reakció hatáskeresztmetszete meghatározása céljából kivitelezett kísérleteket kivétel nélkül a kimenő csatornában található neutron hozamának mérésére alapozták. Az elérhető energiatarományt a neutron-háttérsugárzás korlátozza hiszen a környezetünkben található radioaktív elemek bomlása, illetve a kozmikus sugárzás müonjai együttesen olyan mértékű neutronhatteret hoznak létre a földfelszínen, ami lehetetlenné teszi a közvetlen hatáskeresztmetszet-mérést a Gamow-ablak közelében.

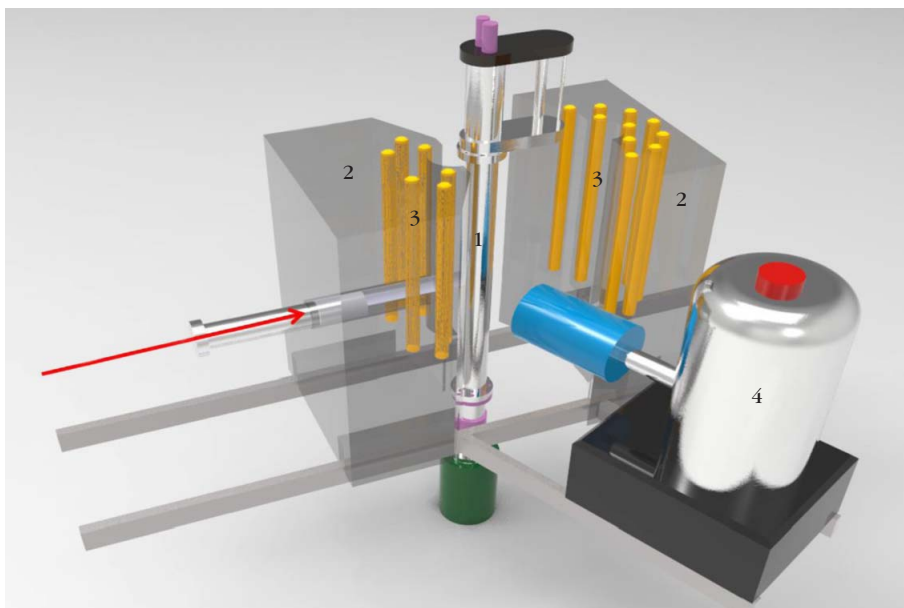
Az olaszországi Gran Sasso d'Italia hegység gyomrában található Gran Sasso-i Nemzeti Laboratóriumban (LNGS) a neutronhátter mintegy milliomod része a földfelszínen mérhetőnek, köszönhetően az 1400 méternyi (3800 méter vízzel egyenértékű) kőzet kozmikus sugárzással szembeni árnyékoló hatásának. A LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) együttműködés célja a jelenleg a világon egyetlen

mélyen a föld alatt üzemelő részecskegyorsítóval a  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció hatáskeresztmetszetének a Gamow-ablakban, azaz az  $E_\alpha = 180\text{--}300 \text{ keV}$  energiatarományban való közvetlen mérése. A 400 kV terminálfeszültségű LUNA400 részecskegyorsító a fenti energiatarománynak megfelelő energiájú  $\alpha$ -részecskéket több 100  $\mu\text{A}$  nyalábintenzitással, kiváló energia- és nyalábáram-stabilitás mellett képes biztosítani.

Az egy magreakcióban részt vevő magok összes nyugalmi energiájának változását a  $Q$  értékkel jellemezzük. A  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció  $Q$  értéke 2215,61 keV, amiből következően a  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakcióból származó neutronok  $E_n$  kinetikus energiája – az általunk vizsgált nyalábenergiák mellett – tipikusan nagyjából 2500 keV. A neutronok hozamát – hatékony lassítás, azaz moderálás után – 18 darab,  $^3\text{He}$  gázzal töltött proporcionális számlálóból felépített neutrondetektorral mérjük. A detektor működési elve a következő: a  $^3\text{He}$  mag a  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  magreakción keresztül nagyon nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszettel rendelkezik termikus ( $E_n = 0,025 \text{ eV}$ ) energiájú neutronokra. Az (n, p) magreakcióban keletkezett protonok és tritonok ( $^3\text{H}$ ) ionizálják a számlálócsőben lévő gázt és a létrejövő elektromos jel alapján a neutronok száma meghatározható.

A  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakcióban keltett neutronok energiája nagy, így a termikus energia eléréséhez hatékony lassító közegre van szükség, ezért a számlálócsöveket  $50 \times 50 \text{ cm}$ -es polietilén tömbben helyeztük el. A kísérleti elrendezés vázlata az 5. ábrán látható. A mérőkamra közepén helyezkedik el a mintatartó, amely egy időben 3 darab tantálcsepre párologtatott, ~99,9% izotóptisztaságú  $^{13}\text{C}$  céltárgyat képes függőleges sík mentén mozgatni. A céltárgyat a debreceni

5. ábra. A  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakció direkt méréséhez használt kísérleti elrendezés vázlata. Az ábrán számokkal jeleztük a fő szerkezeti egységeket, mint a mérőkamra (1) – amelyben található a  $^{13}\text{C}$  céltárgy, polietilén moderátor (2),  $^3\text{He}$  gáztöltésű számlálócsövek (3) és a céltárgy tartósságának ellenőrzéséhez használt germániumdetektor (4). A céltárgyat bombázó  $\alpha$ -részecskenyaláb útját a piros nyíl jelzi.



ATOMKI-ban készítettük, vastagságukat magreakció-rezonancia analitikai (NRRRA) módszerrel, a  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  reakció  $E_p = 1750 \text{ keV}$  protonenergián lévő jól ismert rezonanciájának mérésével határoztuk meg. A céltárgy esetleges börtartalmát részecskeindukált gamma-emissziós módszerrel ellenőriztük. Erre azért van szükség, mert a  $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$  reakció hatáskeresztmetszete összemérhető a  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reakcióéval és emiatt – a mérések során – jelentős háttérjárulékot adhat.

A 18 darab, moderátorban függőlegesen elhelyezett proporcionális számláló közül 6 darab 25 cm hosszúságú detektort 6 cm távolságban, míg 12 darab 40 cm hosszúságú detektort a céltárgytól 11 cm-es távolságban helyeztünk el. Ezen elrendezés lehetőségét

nyújt a kibocsátott neutronok szögeloszlásának mérésére is, ami fontos járulékot adhat az adatok Gamow-ablakba történő extrapolálásához.

A céltárgyakat jellemzően 3 coulomb összesített töltesel sugározzuk be (amely tipikusan 3 órás besugárzásnak felel meg). Az alfa-részecskék nagyfokú roncsoló hatása, illetve a céltárgy hőterhelése (400 keV és 100  $\mu$ A nyalábenergia, illetve áram esetén a hőteljesítmény például 40 Watt) miatt a céltárgy károsodhat, vastagsága csökkenhet, illetve összetétele is megváltozhat. A céltárgy monitorozását nagy tisztaságú germánium-detektorral (HPGe) a következőkben leírtak szerint végeztük. A moderátor két egymástól síneken eltávolítható félből áll. A céltárgy stabilitásának ellenőrzése céljából minden alfa-nyalábbal történő besugárzás előtt és után protonnyalábbal sugározzuk be a céltárgyat. A protonbesugárzás megkezdése előtt a detektorokat befogadó polietiléntömb szétnyitása lehetővé teszi a HPGe detektor mérőkamra felületéhez történő mozgását. A  $^{13}\text{C}$  atomokon végbemenő  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  magreakcióból származó gamma-sugárzás hozamának mérése révén pontosan meghatározható a céltárgy  $^{13}\text{C}$  tartalma. Az  $\alpha$ -bombázás előtt és után kivitelezett két protonbesugárzás összehasonlítása alapján becsülni tudjuk a céltárgy mennyiségi és minőségi változását.

A nyaláb által keltett neutronhátteret a szerkezeti elemek anyagának megválasztásával és a nyalábparaméterek optimalizálásával sikerül csökkenteni. Továbbá a kísérleti elrendezést bórral dúsított polietilénréteggel vettük körbe, ami – köszönhetően a bór nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszetének – hatékony árnyékolásnak bizonyult. A detektor anyagában lévő alfa-bomló atomok a spektrumban folytonos hátteret hoznak létre. E zavaró hatás minimalizálásának érdekében kifejezetten alacsony hátterű mérésekhez kialakított, rozsdamentesacél-burkolatú, alacsony belső aktivitású  $^3\text{He}$  számlálócsövek alkalmazása mellett döntöttünk. A detektor falából származó, széles energiatarományú alfa-részecskék és a mérendő neutronok által létrehozott feszültségjel alakja kissé eltérő. Ez – a proporcionális számláló kimenetén mért jelalak vizsgálata (Pulse shape discrimination, [PSD] módszer) révén – lehetőséget biztosított e háttérkomponens további csökkentésére [7].

Kísérleti szempontból az egyik legnagyobb kihívás a detektorrendszer neutrontektálási határfokának meghatározása a számunkra érdekes neutronenergia-tartományban ( $E_n \sim 2500$  keV). A gamma-spektroszkópiával ellentétben, nem áll rendelkezésünkre monoenergetikus neutronokat ismert fluxussal kibocsátó

neutronforrás. Ezért az ATOMKI-ban lévő Van de Graaff gyorsítón kivitelezett mérési kampányban egy alkalmasan kiválasztott magreakciót használtunk fel a detektálási határfok mérésére.

Az  $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$  reakció  $Q$  értéke  $-1534,79$  keV és körülbelül  $E_p \sim 2300$  keV protonenergiáig a reakció gerjesztési függvénye – amely a hatáskeresztmetszet energiatartományát írja le – rezonanciáktól mentes, ezért alkalmas 100 és 770 keV közötti energiájú, közel monoenergetikus neutronok keltésére [8, 9]. A reakcióban keletkezett  $^{51}\text{Cr}$  atommagok  $T_{1/2} \approx 27,7$  nap felezési idővel visszabomlanak a  $^{51}\text{V}$  magra, eközben  $E_\gamma = 320$  keV energiájú gamma-fotont bocsátanak ki. A gamma-fotonok utólagos számolása révén meghatározható a reakcióban keletkezett  $^{51}\text{Cr}$  atomok és ezáltal a magreakcióban keltett neutronok száma. A gamma-fotonokat az ATOMKI alacsony hátterű mérőlaboratóriumában HPGe detektorral számláltuk.

A LUNA gyorsítónál alkalmazott kísérleti elrendezés az ott uralkodó háttérviszonyokkal a világon először lehet alkalmas a  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$  reakció hatáskeresztmetszetének Gamow-ablakban történő közvetlen vizsgálatára. A  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$  reakció föld alatti laboratóriumbeli mérése jelenleg is tart és várhatóan 2019. év végén fejeződik be, az adatok feldolgozását követő első eredmények hamarosan várhatók.

## Összefoglalás

A  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$  reakció kulcsszerepet játszik a vasnál nehezebb elemek szintézisében, hiszen e reakció termeli meg az asztrofizikai s-folyamat lejátszódásához szükséges neutronok jelentős hányadát. Az s-folyamat modellek továbbfejlesztéséhez elengedhetetlen a reakció Gamow-ablakbeli viselkedésének pontosabb megértése. Cikkünkben az asztrofizikai s-folyamat nukleoszintézisben betöltött szerepét, illetve a  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$  reakció vizsgálata céljából végzett kísérleteinket mutattuk be.

## Irodalom

1. Gyürky Gy., *Fizikai Szemle* 60/2 (2010) 37.
2. Kiss G. Gy., *Fizikai Szemle* 67/1 (2017) 7.
3. Käppeler F. és mts., *Rev. Mod. Phys.* 83 (2011) 157.
4. Cristallo S. és mts., *The Astrophysical Journal* 859 (2018) 105.
5. Heil M. és mts., *Physical Review C* 78 (2008) 025803.
6. La Cognata M. és mts., *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012) 232701.
7. Balibrea-Correa J. és mts., *Nucl. Instr. and Meth. A* 906 (2018) 103.
8. Lund E. és mts., *Zeitschrift für Physik A* 294 (1980) 233.
9. Pereira J. és mts., *NIM A* 618 (2010) 275.