



**A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció hatáskeresztmetszetének
kísérleti vizsgálata**

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Tóth Ákos

Témavezető: Dr. Szücs Tamás

DEBRECENI EGYETEM

Természettudományi és Műszaki Tudományi Doktori Tanács

Fizikai Tudományok Doktori Iskola

Debrecen, 2026

Készült

a Debreceni Egyetem

Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának

Magfizika programja keretében

az Atommagkutató Intézetben.

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi és Műszaki Tudományi Doktori Tanács Fizikai Tudományok Doktori Iskola Magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Nyilatkozom arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét.

Debrecen, 2026

.....

Tóth Ákos

doktorjelölt

Tanúsítom, hogy Tóth Ákos doktorjelölt 2020–2025 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányítással végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Nyilatkozom továbbá arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét.

Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2026.....

.....

Dr. Szücs Tamás

témavezető

**A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció hatáskeresztmetszetének
kísérleti vizsgálata**

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében
a fizika tudományágban

Írta: Tóth Ákos okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskola
Magfizika programja keretében

Témavezető: Dr. Szücs Tamás

Az értekezés bírálói:

Dr.

Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

Dr.

Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 20...

Tartalomjegyzék

Bevezetés	1
Irodalmi áttekintés	4
2.1 A ${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$ magreakció az elemkeletkezési folyamatokban	4
2.1.1 Az ősrobbanást követő elemkeletkezés	4
2.1.2 Proton-proton ciklus a Napban	10
2.1.3 ${}^7\text{Be}$ megfigyelések a klasszikus nóvák robbanása során.....	13
2.2 Töltött részecske indukált magreakciók általános tulajdonságai	15
2.3 A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció specifikus jellemzői és a mérési technikák bemutatása.....	20
2.4 Szakirodalmi áttekintés a korábbi mérési eredményekről	26
2.4.1 Solar fusion cross sections – 1998	26
2.4.2 Solar fusion cross sections II. – 2011	28
2.4.3 Solar fusion III. – 2025	30
A gázcellás mérések műszaki megvalósítása	32
3.1 Gázcél tárgyak	32
3.1.1 Ablak nélküli kiterjedt gáztérfogat mérési elrendezés	32
3.1.2 Gáz jet cél tárgy alkalmazási lehetőségek.....	33
3.1.3 Vékonyablakos mérési elrendezés	34
3.2 Gázcella fejlesztések az Atomkiban	34
3.2.1 Első típusú gázcella.....	35
3.2.2 Második típusú gázcella.....	36
3.2.3 Harmadik típusú gázcella.....	38
3.3 Ciklotron gyorsító és a besugárzások	39
3.4 Az alkalmazott detektorok és gamma-spektroszkópia	45

Előkészítő mérések	47
4.1 A belépő és kilépő fóliák jellemzői	47
4.2 A hatáskeresztmetszet meghatározásához szükséges paraméterek 51	
4.2.1 A bombázó alfa-részecskék számának mérése	52
4.2.2 A céltárgymagszám meghatározása	53
4.2.3 Hatásfok meghatározás és aktivitásmérés.....	56
Hatáskeresztmetszetmérés az első rezonancia környezetében	62
5.1 Az első rezonancia körüli ($E_{\alpha} = 7,5 - 8,5$ MeV) mérések	62
5.2 Eredmények.....	65
Hatáskeresztmetszetmérés a ${}^7\text{Be}$ ismert gerjesztett állapotainak környezetében	69
6.1 A proton szeparációs küszöb feletti mérések ($E_{\alpha} = 11 - 20$ MeV). 69	
6.2 A fólia és a gázcella szennyezőinek feltérképezése az adatelemzés során.....	73
6.3 Eredmények.....	76
Összefoglalás	84
Summary	86
Köszönetnyilvánítás	88
Publikációk	89
Irodalomjegyzék	92

1. fejezet

Bevezetés

A világegyetem egyik legizgalmasabb kérdése, hogy miként jöttek létre a kémiai elemek, amelyekből minden anyag – a bolygók, a csillagok, sőt a minket körülvevő környezet és mi magunk is – felépül. A választ a nukleáris asztrofizika tudománya adja meg, amely a csillagok belsejében és akár extrém asztrofizikai környezetekben lezajló atommag folyamatokat vizsgálja. Ez a tudományág a csillagászat és a magfizika határterületén helyezkedik el, és egyik célja a világegyetemben lezajló elemkeletkezés megértése. Ezen belül azt is vizsgálja, hogy milyen folyamatokban keletkeznek a különböző tömegtartományokban lévő elemek és azok izotópjai, illetve milyen izotópgyakoriságok figyelhetők meg például a Naprendszerünkben.

Az ismert kémiai elemek izotópjai közül megkülönböztetünk stabil és radioaktív atommagokat. A stabil atommagok olyan hosszú élettartamúak, hogy bomlásuk kimutatása nem lehetséges. Ezzel szemben a radioaktív atommagok valamilyen időtartam alatt elbomlanak, azaz a protonok vagy a neutronok átalakulásával másik atommaggá válnak. Ez az átalakulási folyamat mindaddig folytatódik, amíg stabil atommag nem keletkezik.

Az elemek keletkezése a természetben a csillagok közreműködésével megy végbe, a könnyű elemek kölcsönhatásával lezajló energiatermelő reakciókon keresztül, a nehézelemeket létrehozó energia befektetést

igénylő reakciókig [1]. A könnyű elemek többsége (egészen a vas csoportot alkotó elemekig) a csillagok belsejében, fúziós reakciókon keresztül jön létre. A vasnál nagyobb rendszámú, nehéz elemek már különböző mechanizmusok útján keletkeznek mivel létrejöttek nem termel energiát, ami alapfeltétele a csillag dinamikus egyensúlyi állapotának, így stabilitásának is. Ezen nehéz atommagok túlnyomó többsége neutronbefogási reakciókon keresztül jön létre, az s- [2] és r- folyamat [3] révén. Az s-folyamatban lassú neutronbefogás történik, ami azt jelenti, hogy a neutronbefogás lassabban megy végbe, mint a folyamatban keletkező radioaktív atommagok béta-bomlása. Az r-folyamat esetén a neutronbefogás sokkal gyorsabb, mint a béta-bomlás, így nagyon neutron gazdag izotópok alakulhatnak ki rövid időn belül. Létezik egy további, nem neutronbefogáshoz kapcsolódó folyamat, a p-folyamat [4], ami a nagy energia (hőmérséklet) mellett extrém nagy sugárzást is igényel. Az ebben a folyamatban keletkező atommagokat p-magoknak nevezzük, amelyek az s- és r-folyamatban nem tudnak létrejönni. Folyamatos (γ, n) reakciók révén jönnek létre olyan neutronban (viszonylag) szegény izotópok, amelyek alacsony izotópgyakoriságúak, de stabilak. Az egymást követő (γ, n) reakciók hatására a neutronleválasztási energia megnő és lehetőség nyílik töltött részecske kibocsátással lejátszódó (γ, p) és (γ, α) reakciók végbemenetelére is. Ezek a folyamatok lehetővé teszik, hogy további, más rendszámú p-magok is keletkezzenek. A fent említett folyamatok együtt alakítják ki az univerzum kémiai sokszínűségét. A kémiai elemek jelenléte tehát szoros kapcsolatban áll a csillagok fejlődésével és a nagyenergiájú asztrofizikai eseményekkel, így ezen elemek keletkezésének vizsgálata alapvető fontosságú a világegyetem kémiai fejlődésének megértéséhez.

Az Atommagkutató Intézet Nukleáris Asztrofizika Csoportjában már évtizedek óta végeznek vizsgálatokat a különböző tömegtartományokban található izotópokon lejátszódó magreakciókra vonatkozóan, mind hazai, mind nemzetközi együttműködések keretében.

A doktori munkámat ebben a csoportban kezdtem el a könnyű atommagok keletkezésében kulcsfontosságú ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ magreakció tanulmányozásával és az ehhez kapcsolódó gázcella fejlesztéssel. Ezt a magreakciót a szakirodalomban már számos alkalommal, különböző

mérési technikákkal, más-más energiatartományon vizsgálták (lásd a [5] összefoglaló művet és az ott található további hivatkozásokat). A nagyszámú, rendelkezésre álló adatsor ellenére még mindig nem tudunk olyan pontos mérési eredményeket felmutatni, amelyeket a magreakciókra vonatkozó elméleti számításokban [6]–[8], illetve az elemek keletkezéséről és gyakoriságáról leíró elméleti modellszámításokban [9],[10] megfelelően lehetne alkalmazni. A legújabb elméleti leírásokat olyan modellek alapján végzik, amelyek paramétereik illesztéséhez a rendelkezésre álló kísérleti adatsorokat használják fel [11],[12], így pontosságuk határát a kísérleti adatok pontossága adja. Emiatt célszerű minél szélesebb energiatartományon méréseket végezni, hiszen így nem csak adatot tudunk szolgáltatni, hanem a már meglévő elméleti számításokat is ellenőrizni tudjuk. Ilyen célból mértem meg a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció hatáskeresztmetszetét két különböző energiatartományon. Egyrészt a ${}^7\text{Be}$ atommag második energiaszintje körül, ami a reakció első rezonanciája [13], másrészt magasabb reakcióenergiákon a további, ismert energiaszintek környezetében, széles energiatartományon [14] is átfogó vizsgálatokat végeztem.

A dolgozat a következőképpen épül fel: a bevezető részt követően a 2. fejezetben először azokat az asztrofizikai környezeteket mutatom be, amelyekben a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció végbemegy, majd három átfogó tanulmány összefoglalásával végzem el a szakirodalmi áttekintést. A 3. fejezetben a gázcellás mérések lehetőségeit és a csoportunkban végzett fejlesztéseket mutatom be. Ezt követően a kísérleti adatok kiértékelésében felhasznált paraméterek meghatározásáról írok (4. fejezet), majd az 5. és 6. fejezetben a két energiatartományon végzett hatáskeresztmetszet méréseim eredményeit ismertetem. Végezetül összefoglalom az elvégzett munkámat magyar és angol nyelven.

2. fejezet

Irodalmi áttekintés

2.1 A ${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$ magreakció az elemkeletkezési folyamatokban

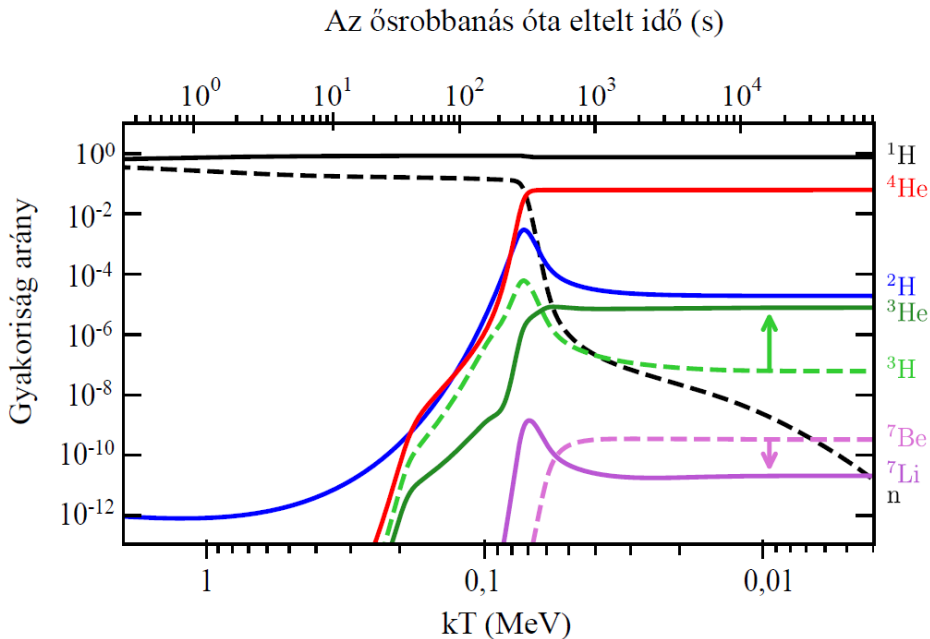
A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció azon kevés magreakció között van, amely több asztrofizikai környezetben is jelentős hozzájárulással bír. Az ősrobbanást követő elemkeletkezés során a ${}^7\text{Li}$ keletkezésben játszik kiemelkedő szerepet [15], a Napbeli hidrogénégés folyamán a proton-proton ciklus egyik elágazási reakciójaként az úgynevezett napneutrínók keletkezésében kiemelkedő fontosságú [10],[16], továbbá a klasszikus nóva robbanások során is lezajlik és fontos szerepet kap ez a magátalakulás [17]. A következő alfejezetekben az említett három asztrofizikai helyszínt mutatom be, kiemelve a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció jelentőségét.

2.1.1 Az ősrobbanást követő elemkeletkezés

A kémiai elemek keletkezésének története a világegyetem születésével, az ősrobbanással kezdődik. A jelenlegi tudományos álláspont szerint az Univerzum körülbelül 13,8 milliárd évvel ezelőtt jött létre [18]. A kezdeti

Univerzum extrém forró és sűrű volt, amely tágulni és ennek következtében hűlni kezdett [19].

Az ősrobbanás utáni első másodpercben az Univerzum lehűlt annyira, hogy már csak a neutrínók, antineutrínók, elektronok, pozitronok, protonok, neutronok maradtak hőmérsékleti egyensúlyban a fotonokkal folyamatos kölcsönhatások révén. Az Univerzum tágulása következményeként a hőmérséklet tovább csökkent így a kölcsönhatások egyre ritkultak, majd létrejöttek az első atommagok [20]. Egy példa számítás eredménye látható az 1. ábrán a [21] referenciából, ahol több primordiális atommag gyakorisága figyelhető meg, az ősrobbanás utáni első 24 órában. A neutronok és a protonok mennyisége a legkorábbi időpontban egyensúlyban van, ezután a neutronok valamelyest nagyobb tömege miatt meg bomlik az egyensúly, majd a szabad neutronok bomlani kezdenek, mintegy 10 perces felezési idővel (ezt a szaggatott fekete görbe jelöli az ábrán). A neutronok egy részének protonná alakulását követően kialakul a $n/p \sim 1/6$ arány [19]. A legkisebb energiájú (néhány tized MeV) neutrínók az ősrobbanás utáni 1 másodperc körül kezdenek lecsatolódni a többi részecskétől, mindaddig, amíg a legnagyobb energiájú (néhány MeV) neutrínók egy része szét nem válik az elektron/pozitron annihiláció kezdete során [22]. Eközben megkezdődik a deutériumok kialakulása a ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$ reakción keresztül, viszont a nagyszámú foton még akadályozza ezt. Ugyanis a hőmérsékleti sugárzás energiájának Planck eloszlása miatt a jelenlévő fotonok energiája meghaladja a deutron 2,2 MeV-es kötési energiáját, és fotodisszociációhoz vezet. Ez a folyamat addig tart, amíg a fotonok hőmérséklete a deutron kötési energiája alá csökken. Ezt követően a deutron előfordulási gyakorisága gyorsan emelkedik és ez elindítja azokat a reakciókat, amelyek az összes többi könnyű izotóp létrejöttében szerepet játszanak. Körülbelül az első három percben a hőmérséklet még elég magas volt ahhoz, hogy a protonok és neutronok ütközve fúziós reakciókban vegyenek részt. A legelső atommagok így már az ősrobbanás után létrejöttek. Ezen magreakciók hálózatát ősrobbanás elemkeletkezésnek (Big Bang Nucleosynthesis – BBN) nevezzük. A BBN alatt csak a periódusos rendszer legkönnyebb elemei keletkeztek



1. ábra: A primordiális atommagok (melyek az ábra jobb oldalán vannak feltüntetve különböző színekkel) gyakoriságának időbeli fejlődése [21] alapján. Az alsó vízszintes tengelyen az Univerzum tágulását követő hőmérséklet van ábrázolva, míg felső vízszintes tengely az ősrobbanás óta eltelt időt jelzi. A legkönnyebb atommagok, különösen a deuteronok (sötétkék görbe), akkor kezdenek számottevő mennyiségben keletkezni, amikor a fotonok hőmérséklete 0,1 MeV alá csökken. Ekkor a ${}^4\text{He}$ is kialakítja az egyensúlyi mennyiségét (piros görbe). Az instabil magok, mint a ${}^3\text{H}$ és a ${}^7\text{Be}$ (szaggatott vonalak) csak a BBN kifagyás után bomlanak el.

jelentősebb mennyiségben, mivel nem léteznek stabil 5-ös és 8-as tömegszámú atommagok. A jelenlegi módszerekkel nem lehetséges, hogy a ${}^3\text{H}$ és ${}^7\text{Be}$ primordiális gyakoriságát közvetlenül meghatározzák. Ehelyett azzal a feltételezéssel lehet élni, hogy a napjainkban detektált primordiális ${}^7\text{Li}$ a kezdetben keletkezett ${}^7\text{Li}+{}^7\text{Be}^1$ összegeként adódik (hasonlóképpen a detektált ${}^3\text{He}$ mennyiség összehasonlításához a ${}^3\text{H}+{}^3\text{He}$ gyakoriság összegét veszik figyelembe).

Az ősrobbanás során keletkező elemek mennyisége függ az úgynevezett barionsűrűségtől, ami a barionok (protonok, neutronok) és fotonok arányát adja meg. A BBN modell előrejelzéseit és a mért elemgyakoriságokat használva az univerzum barionsűrűségét először ezen modellszámítások

¹ Ugyanis a radioaktív ${}^7\text{Be}$ és ${}^3\text{H}$ rendre ${}^7\text{Li}$ és ${}^3\text{He}$ stabil atommagokká alakul.

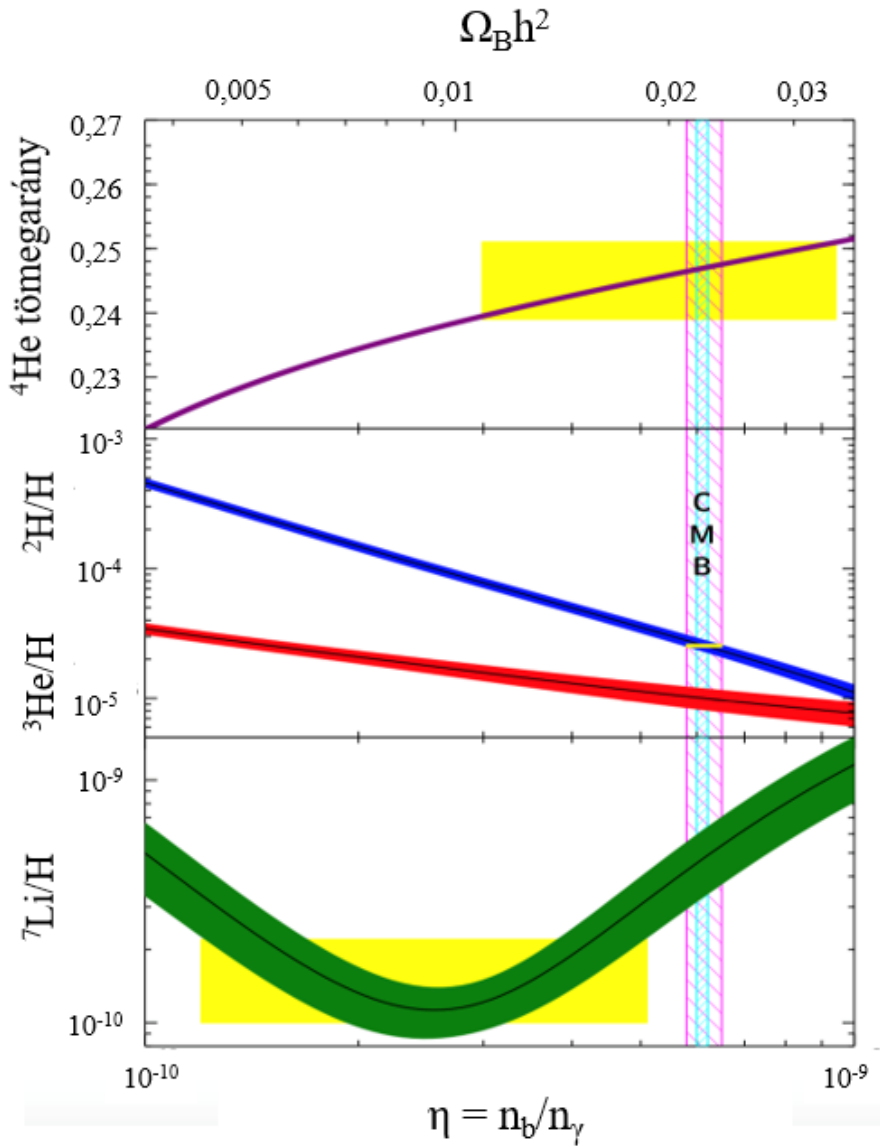
alapján lehetett meghatározni [23]. A ^4He és a ^2H atommagok esetén nagyon jól egyező eredményre vezettek a számítások, míg a ^7Li mért mennyisége alapján szignifikánsan más barionsűrűség adódott. Az ellentmondás feloldásához a barionsűrűséget független méréssel kellett meghatározni. Az ezredfordulón a Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (Wilkinson Mikrohullámú Anizotrópia Szonda), WMAP [24] a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás (CMB) inhomogenitásait térképezte fel [25]. Az egyik legfontosabb paraméter, amit nagy pontossággal meghatároztak, a barionsűrűség ($\Omega_{\text{B}h^2}$), illetve az ezzel a mennyiséggel ekvivalens barion foton arány (η) volt [26]. Ezt a paramétert a BBN modellszámítástól függetlenül határozták meg, ami korlátot ad a modellszámításból kapott elemek gyakoriságára, de jó egyezést mutatott a ^4He és ^2H elemgyakoriságokra.

A 2. ábrán a ^4He tömegarány mellett a ^2H , ^3He és ^7Li elemek primordiális gyakoriságát láthatjuk a hidrogén mennyiségéhez viszonyítva a barion-foton arány függvényében a BBN modellszámítás alapján [27]. A ^4He tömegarány minimálisan érzékeny a barion foton arányra, azonban a ^2H és a ^3He gyakoriság jelentősen csökken η függvényében. A ^7Li esetén az alacsonyabb barion-foton arány esetén a ^7Li termelés a meghatározó, míg a nagyobb barion-foton aránynál a ^7Be termelés dominál, emiatt írja le egy jellegzetes U alakú görbe a ^7Li mennyiség változását. A nagy pontossággal meghatározott barion-foton arány segítségével már összehasonlíthatók az ősrobbanás modellszámítás alapján kapott eredmények a megfigyelt elemgyakoriságokkal. A ^2H , ^3He és ^4He izotópok esetén nagyon jó az egyezés, ami az ősrobbanás modell jóságának bizonyítéka lehet, azonban a ^7Li izotópra vonatkozó modellszámítás jóval nagyobb mennyiséget jósol a megfigyelt gyakorisághoz képest. Ezt nevezzük primordiális lítium problémának [15].

A jelenlegi konszenzus szerint több lehetőség is fennáll, ami megoldást jelenthet erre a lítium problémára.

- a vizsgált csillagok, melyekből az őslítium gyakoriságára következtetnek az életük során megsemmisíthettek némi lítiumot [28],[29],

- reakciósebességek hiányos vagy bizonytalan ismerete is befolyásolhatja az eredményeket, különösen a ${}^7\text{Be}$ megsemmisülésével kapcsolatban [30],
- Standard Modellen túli fizika létezése, amely elnyomja a ${}^7\text{Be}$ keletkezését, de nem befolyásolja érzékelhetően a ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ és ${}^4\text{He}$ keletkezését [31].

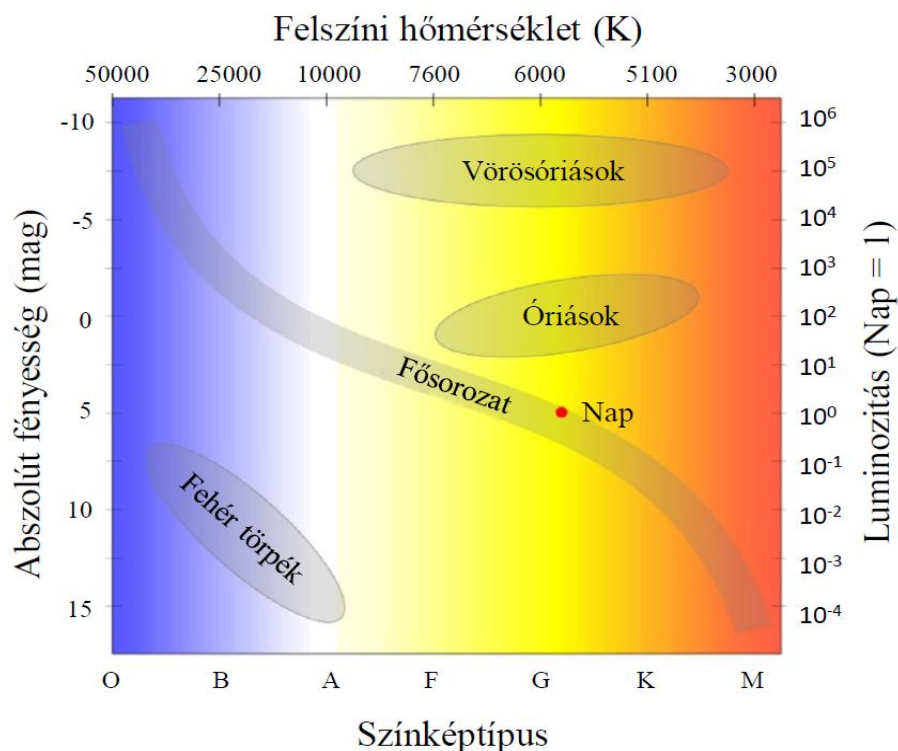


2. ábra: A ${}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ és ${}^7\text{Li}$ primordiális gyakorisága a barion-foton arány függvényében egy BBN modellszámítás alapján [27]. A sárga téglalapok a megfigyelt izotópgyakoriságok és a görbék alapján kijelölt barion-foton arányt jelölik. A legnagyobb precizitású a ${}^2\text{H}/\text{H}$ arány, míg a ${}^3\text{He}/\text{H}$ arányra nincs megfigyelés. A függőleges rózsaszín sáv a BBN modellszámítás alapján meghatározott barion-foton arányt, amit gyakorlatilag a ${}^2\text{H}/\text{H}$ arány jelöl ki. A kék sáv pedig egy független mérés alapján, a WMAP által meghatározott barion-foton arányt jelöli, nagyon jó egyezésben a BBN számítással.

2.1.2 Proton-proton ciklus a Napban

A hidrogén a világegyetemben legnagyobb mennyiségben előforduló kémiai elem. Azt a folyamatot, amely során a csillagokban négy ^1H atommag fúziója az erősen kötött állapotú ^4He magot hozza létre, hidrogénégetésnek nevezzük. Négy proton egyidejű kölcsönhatásának valószínűsége rendkívül kicsi, nagyságrendekkel nagyobb valószínűsége van több, kétrészecske reakciót felölelő kölcsönhatás sorozatnak. A csillag tömegétől és fémességétől² függően a hidrogénfúzió $T = 8\text{-}55$ MK hőmérsékleten indul be [32], ami azt jelenti, hogy elsősorban a Naphoz hasonló csillagokban játszódik le (melynek központi hőmérséklete $T = 15,6$ MK) [33]. A 3. ábra a sematikus Hertzsprung-Russel (HR) diagramot mutatja, amelyen a csillagok két fő tulajdonságuk alapján kerülnek elhelyezkedésre [34]. Az egyik az egységnyi idő alatt kibocsátott össz sugárzás teljesítménye, azaz a luminozitás, ami a csillagok között jelentősen változik. Hasonlóképpen erős változás figyelhető meg a csillag felszíni hőmérséklete esetén is. A felszíni hőmérséklet a csillag színével fejezhető ki, míg a luminozitás logaritmus a magnitúdóban mért fényességgel írható le. Ha ezen mennyiségek függvényében ábrázoljuk a csillagokat, akkor különböző csoportok figyelhetők meg. A legtöbb csillag az ábra átlójában helyezkedik el, ezek az úgynevezett fősorozatbeli csillagok. Megkülönböztetünk még különböző tartományokat, ezek a teljesség igénye nélkül: fehér törpék, óriások és szuperóriások. Fontos megfigyelés, hogy a csillagok kezdeti tömege jelentősen befolyásolja a csillag fejlődését. Minél nagyobb a csillag kiinduló tömege, annál gyorsabban zajlanak benne a fúziós folyamatok. A fősorozatban található csillagokra általánosságban igaz, hogy hosszú ideig stabilak a hidrogénégés során termelt energia révén. Két fő mechanizmusa létezik az energiatermelő hidrogénégetésnek, melyek a proton-proton (pp) lánc [35]

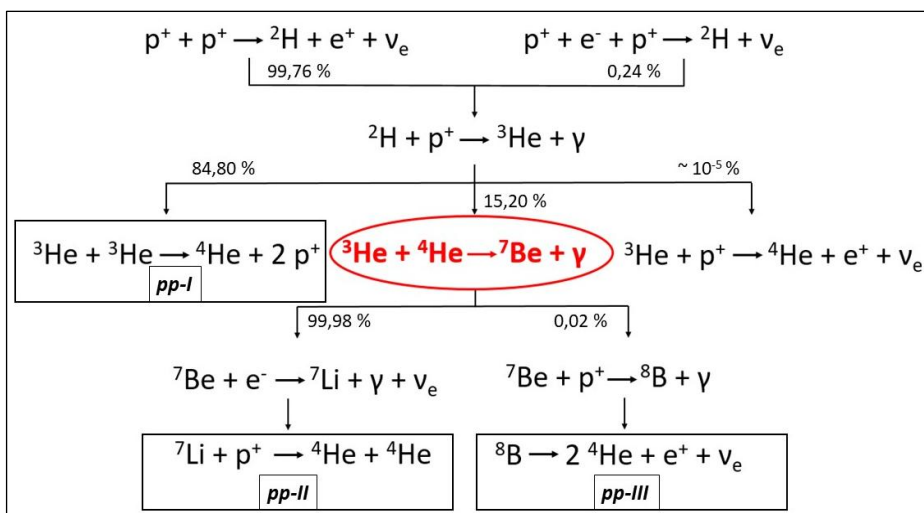
² A héliumnál nehezebb elemek részarányát adja meg egy csillagban a hidrogéntartalomhoz képest. Általában a vas és hidrogén arányát adják meg az adott csillag fémességének jellemzésére.



3. ábra: A csillagok osztályozását bemutató Hertzsprung-Russel diagram [37] alapján. Az ábrán a különböző csoportosulások, köztük a főszorozat van feltüntetve. Ez utóbbiba tartozik a központi csillagunk, a Nap is, amely szintén látható az ábrán.

(Naphoz hasonló kisebb tömegű, illetve első generációs csillagok eseté n domináns) és a szén-nitrogén-oxigén, azaz CNO-ciklus [36] (néhány Naptömegű csillagok esetén a fontosabb) folyamatait ölelik fel. Ez utóbbi esetén a szén, az oxigén és a nitrogén atommagok korábbi csillagokban jöttek létre és katalizátorként vannak jelen, tehát ezek mennyisége nem változik a folyamat végén. Mindkét esetben az adott tömegű csillag tehát hidrogént alakít héliummá, csak más reakciókon keresztül. Ezek közül csak a pp lánc néhány jellemzőjét foglalom össze a disszertációm témájának megfelelően.

A 4. ábrán a pp láncok reakcióit mutatom be. A lánc kezdetekor a közvetlen proton+proton reakció zajlik le. Mivel a két proton nem alkot kötött állapotot, ezért az egyik proton neutronná alakul, így létrejöhet a ²H



4. ábra: A proton-proton ciklus reakciói, a pp láncok és a magátalakulások valószínűségének feltüntetésével a Napra vonatkozóan. Kiemeltem a ${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$ reakciót, ami a II. és III. pp láncok kiinduló reakciója.

izotóp egy pozitron és egy neutrínó felszabadulásával. Ebben a folyamatban az energia szabadon oszlik meg a részecskék között, ami a neutrínók folytonos energia spektrumát biztosítja. Egy másik ${}^2\text{H}$ keletkezési mód, amiben a neutron egy elektron befogással alakul ki. Mivel ez egy három részecske reakció, lezajlásának valószínűsége nagyságrendekkel kisebb. Ebben a folyamatban a ${}^2\text{H}$ mellett létrejön egy monoenergiás neutrínó is (az energia- és lendületmegmaradás miatt jól meghatározott energiájú részecskék keletkeznek, ami diszkrét energiaspektrumot eredményez). A lánc következő lépése a ${}^2\text{H}+p$ magreakció, amelyben ${}^3\text{He}$ keletkezik gamma-sugárzás kibocsátásának kíséretében, ezt az átalakulást követi a pp láncok szétválása. A legnagyobb valószínűséggel két ${}^3\text{He}$ atommag fúziója történik meg (ez az ág az I. pp lánc), amely során egy ${}^4\text{He}$ atommag és két proton keletkezik. Az itt felszabaduló protonok ismételtelen beléphetnek a láncokba. A már jelenlévő ${}^4\text{He}$ miatt a ${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$ reakció is végbemegy. Ez az átalakulás a radioaktív ${}^7\text{Be}$ izotópot hozza létre gamma-sugárzás felszabadulása mellett. A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció egyben a II. és III. pp láncra vezető elágazási reakció. Ha a keletkező ${}^7\text{Be}$ atommag elektronbefogás révén alakul át,

akkor a II. pp láncról van szó, míg abban az esetben, ha a ${}^7\text{Be}+p$ reakció játszódik le, a III. pp láncról beszélünk.

Ezek a láncok azért kiemelten fontosak, mert ezen folyamatokban jönnek létre a Nap által kibocsátott nagyenergiás neutrínók. Nagyon kis valószínűséggel a ${}^3\text{He}$ közvetlen proton befogásával is létre jöhet ${}^4\text{He}$, de ehhez egy protonnak reakció közben neutronná kell alakulnia. Ugyan sok nagyságrenddel kisebb ez utóbbi magátalakulás valószínűsége, a keletkező neutrínó energiája viszont a legnagyobb az összes napneutrínó közül.

A neutrínók szinte kölcsönhatás nélkül jutnak ki a Nap belsejéből, emiatt a detektálásukkal a Nap központjában zajló folyamatokról szerezhetünk közvetlen információt [10]. A mért neutrínó hozamok alkalmasak a napmodell³ ellenőrzésére és a Nap összetételének pontosabb meghatározását teszik lehetővé [39]. A neutrínók keletkezésének vizsgálatához ismernünk kell a kiinduló folyamat reakciósebességét, amit a hatáskeresztmetszetekből tudunk meghatározni.

2.1.3 ${}^7\text{Be}$ megfigyelések a klasszikus nóvák robbanása során

A klasszikus nóvák olyan kettős rendszerekben kialakuló robbanások, ahol egy fehér törpe gravitációs hatása révén anyagot halmoz fel egy kísérő csillagától, ami általában egy fősorozatbeli csillag vagy egy vörös óriás [40]. A felhalmozódó anyag elsősorban hidrogénből és héliumból áll, amely a fehér törpe erős gravitációja miatt egy forró, sűrű réteget alkot annak felszínén, ez az úgynevezett akkréciós réteg. Amikor a felhalmozott réteg elér egy kritikus hőmérsékletet és nyomást, megindul a termonukleáris láncreakció (termonuclear runaway - TNR), ami egy robbanásszerűen lejátsszódó fúziós folyamat, amely rendkívül nagy energiafelszabadulással jár. Egy ilyen eseményben a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció is lejátsszódhat. Ezzel kapcsolatban eredetileg vörös óriások

³ A Standard Solar Model [37] a Nap szerkezetének és fejlődésének elméleti modellje. Célja többek között, hogy a Nap tömegét, fényességét, hőmérséklet- és sűrűség-eloszlását leírja. Ehhez különböző megfigyelésekből származó adatokat is felhasználnak, amik korlátot adnak a bemenő paraméterekre a modellben. Ilyen például a neutrínófluxus [10] és a helioszeizmológia [38] (ez utóbbi alapján a Nap belső szerkezetére vonnak le megállapításokat a felszínen megfigyelhető oszcillációk alapján).

esetében a ${}^7\text{Be}$ képződést vizsgálták a termonukleáris fúzió során [41]. Szimulációk segítségével megmutatták, hogy egy fehér törpe szén-oxigén (C-O) és oxigén-neon (O-Ne) rétegében is a TNR túltermeli a ${}^7\text{Be}$ -t a napanyaghoz viszonyítva, még hozzá olyan mennyiségben, ami arra utal, hogy mind a C-O, mind az O-Ne klasszikus nóva kilökődés felelős a galaktikus ${}^7\text{Li}$ jelentős részéért. Számos szimulációt elvégeztek és megvizsgálták, hogy hogyan változik a ${}^7\text{Be}$ gyakoriság a fehér törpe tömegének és összetételének függvényében. Ezek alapján megállapítható, hogy a ${}^7\text{Be}$ gyakoriság a fehér törpe tömegének növekvő függvénye minden összetétel esetén [42].

Az utóbbi években sikerült közvetlenül megfigyelni a ${}^7\text{Be}$ jelenlétét néhány klasszikus nóvában. Például a 2015-ös V5668 Sgr nóvában a kutatók ${}^7\text{Be}$ abszorpciós vonalait észlelték [17], ami egyértelmű bizonyítéka volt annak, hogy a ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ reakció lezajlott. Ezt követően több más nóvát is megfigyeltek, ahol szintén kimutatták a ${}^7\text{Be}$ jelenlétét, ami arra utal, hogy ezekben a nóvákban is jelentős mennyiségű lítium keletkezhetett.

A fent említett három asztrofizikai helyszínen tehát lejátszódhat és rendkívül fontos a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció. Számos mérési eredmény áll rendelkezésre a reakció hatáskeresztmetszetének vizsgálatából, azonban az ezekre a helyszínekre jellemző, alacsony energiás tartományokon nincs megfelelő pontosságú adatsor. A következő alfejezetekben bemutatom az asztrofizikai scenáriókra jellemző energiatartományokat és a hatáskeresztmetszet jellemzőit. Fontos megjegyezni, hogy az alacsony energiás tartományokra a meglévő kísérleti adatsorok alapján végezhető extrapoláció, amely alapján kapott eredmény még mindig nem megfelelő pontosságú az elméleti modellszámításokhoz. A kísérleti eredményeimmel kiterjesztjük a vizsgált energiatartományt a nagyobb energiák felé, ezzel az extrapoláció bizonytalansága csökkenthető lesz, mivel egy széles energiatartományt fednek le az adatsoraim, amellyel a reakciómodellek paraméterei korlátozhatók.

2.2 Töltött részecske indukált magreakciók általános tulajdonságai

A nukleáris asztrofizikában releváns reakciók mérése során elsősorban a csillagok energiatermelésének a folyamatait szeretnénk feltérképezni, illetve, hogy milyen atommag átalakulások révén jönnek létre a kémiai elemek és izotópjaiuk. A folyamatoknak az értelmezéséhez elengedhetetlen a magreakciók vizsgálata, legfőképpen az úgynevezett hatáskeresztmetszet mind elméleti mind kísérleti úton történő tanulmányozása.

A magreakció hatáskeresztmetszet egy felület dimenziójú mennyiség és az atommagok kölcsönhatásának bekövetkezési valószínűségével arányos. A hatáskeresztmetszet egysége a barn, $1 \text{ b} \equiv 10^{-24} \text{ cm}^2$ és elsősorban a kölcsönhatásban résztvevő atommagok energiájától és a rendszámaitól függ, emiatt igen széles skálán változhat az értéke. A kvantummechanikai kölcsönhatásoknak köszönhetően, amelyeket kísérletek is bizonyítanak, a hatáskeresztmetszet nagyságrendekkel nagyobb vagy kisebb is lehet, mint az atommag geometriai keresztmetszete.

A hatáskeresztmetszetet különböző kísérleti technikákkal tudjuk mérni. Két eset fordulhat elő: ha a céltárgy területe nagyobb, mint a nyalábé vagy fordítva, a nyaláb területe nagyobb, mint a céltárgyé. Előbbi esetén, ha egy céltárgyra egy A nagyságú területet lefedő, t idő alatt N_b számú részecskéből álló nyaláb érkezik és ismerjük a céltárgymagok N_t számát, továbbá az egységnyi idő alatt bekövetkező kölcsönhatások száma $R \cdot t^{-1}$, ekkor a hatáskeresztmetszet a következőképpen írható fel:

$$\sigma = \frac{R \cdot t^{-1}}{(N_b \cdot t^{-1}) \cdot n_t} \quad (1)$$

Itt tehát a részecskeárammal ($N_b \cdot t^{-1}$) és a felületi céltárgymagszám sűrűséggel ($n_t \equiv N_t \cdot A^{-1}$) fejezzük ki a hatáskeresztmetszetet. Abban az esetben, ha nyaláb területe nagyobb, mint a céltárgy területe, akkor a hatáskeresztmetszetet a részecskeáramsűrűség ($N_b \cdot t^{-1} \cdot A^{-1}$) és a céltárgyban található teljes magszám (N_t) határozza meg.

Egy termodinamikai egyensúlyban lévő csillagplazmában a kölcsönható atommagok sebessége nem állandó. A relatív sebességek eloszlását egy $P(v)$ valószínűségi függvény írja le. A $P(v) dv$ annak a valószínűsége, hogy a kölcsönható atommagok relatív sebessége a v és $v+dv$ közötti tartományban van, ha a függvény normált, azaz $\int_0^\infty P(v) dv = 1$. A csillagplazmában az atommagok kinetikus energiája a termikus mozgásukból származik (ezért nevezzük a köztük létrejövő magreakciókat termonukleáris reakcióknak). Az atommagok nemrelativisztikus mozgást végeznek, ezért sebességüket a Maxwell-Boltzmann-eloszlás írja le. A magreakció bekövetkezésének valószínűsége a kölcsönható atommagok közötti relatív sebességektől függ. Felhasználva, hogy $E = \frac{1}{2} m \cdot v^2$ és $dE/dv = m \cdot v$, a sebesség eloszlás átalakítható energia eloszlássá:

$$P(v) dv = P(E) dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{(kT)^{\frac{3}{2}}} \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-E/kT} dE, \quad (2)$$

ahol E a reakcióban résztvevő atommagok tömegközépponti energiája, T a hőmérséklet és k a Boltzmann-állandó. A Maxwell-Boltzmann eloszlást az energia függvényében az eloszlás maximumánál ($E_{\max} = kT$) vizsgálva, három különböző csillagállapot esetén a következőt kapjuk: A Nap belsejében $T = 0,015$ GK hőmérséklet esetén $kT = 1,3$ keV, klasszikus nóvák esetén $T = 0,3$ GK így $kT = 26$ keV és a szupernóvák robbanásakor $T = 5$ GK hőmérséklet is csupán $kT = 431$ keV reakció energiának felel meg [43].

A nukleáris asztrofizikában a csillagbeli reakciósebesség ($\langle \sigma v \rangle$) a kulcsfontosságú mennyiség a reakcióhálózat számolásokhoz. Az egységnyi térfogatra és időre jutó reakciók számát a részecskepárok számának és az egy részecskepárra jutó reakciósebességek szorzata adja. Ez a reakció hatáskeresztmetszet relatív sebességre vett átlaga. A gyakorlatban ez a mennyiség az $N_A \langle \sigma v \rangle$, ahol N_A az Avogadró állandót jelöli. A reakciósebesség tehát egy adott T csillaghőmérséklet esetén a következő formában adható meg, felhasználva a (2) egyenletet:

$$\begin{aligned}
N_A \langle \sigma v \rangle &= N_A \int_0^{\infty} v \cdot P(v) \cdot \sigma(v) dv = N_A \int_0^{\infty} \left(\frac{2E}{\mu} \right)^{1/2} \cdot P(E) \cdot \sigma(E) dE \\
&= \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \cdot \frac{N_A}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} E \cdot \sigma(E) \cdot e^{-E/kT} dE. \quad (3)
\end{aligned}$$

A $\mu = \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)}$ a reakcióban résztvevő atommagok redukált tömege. Az integrandusban szereplő $\sigma(E)$ mennyiség a magreakció hatáskeresztmetszete, míg az exponenciális tag a Maxwell-Boltzmann eloszlásból származik.

Töltött részecskék kölcsönhatásakor az elektromos töltések által keltett Coulomb-taszítás potenciálgátat hoz létre. A magfúzióhoz az atommagoknak le kell küzdeni ezt. Két hélium reakciója esetén a Coulomb gát nagysága körülbelül 1,9 MeV. A korábban említett asztrofizikai környezetekben az alacsony energiák miatt a magreakciók Coulomb-gát alatti energiákon játszódnak le. Gát alatti energiákon klasszikus szemlélet alapján nem mehet végbe a folyamat, az csak a kvantummechanikai alagúteffektus segítségével írható le. A Coulomb-gáton történő átjutás valószínűsége (a Coulomb-gát magasságához képest alacsony energián, s-hullám⁴ közelítést alkalmazva) a következő összefüggéssel arányos:

$$\exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{2E}} \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2\right) \equiv e^{-2\pi\eta}. \quad (4)$$

Ezt nevezzük Gamow-faktornak, ahol a bevezetett η változó jelöli az úgynevezett Sommerfeld-paramétert. A definícióban szereplő tagok a következők: $\hbar = h/2\pi$ redukált Planck állandó, Z_1 és Z_2 az atommagok rendszámai és e az elemi töltés.

⁴ A magreakciók hatáskeresztmetszetének kvantummechanikai leírása során a bombázó részecske hullámfüggvényét parciális hullámokra (s-, p-, d-, f-hullám) bonthatjuk. A hullámok típusát az L pálya perdület értéke határozza meg. Például s-hullám esetén $L=0$, ami gömbszimmetrikus közelítést jelent. Az alacsony energiás reakciókban jellemzően az alacsonyabb L értékű s- és p-hullámok dominálnak, mivel az $L \neq 0$ esetben az úgynevezett centrifugális potenciálgát is megjelenik, jelentősen csökkentve a hatáskeresztmetszetet.

A hatáskeresztmetszet általában a Coulomb-gát feletti energiáknál egyenletesen változik, azonban az alacsony energiák esetében több nagyságrenddel is csökkenhet, mivel a Coulomb-gáton való áthatolás valószínűsége lecsökken. Abban az esetben, ha különválasztjuk a triviális energiafüggést mutató tagokat, a hatáskeresztmetszetet a következő összefüggéssel adhatjuk meg:

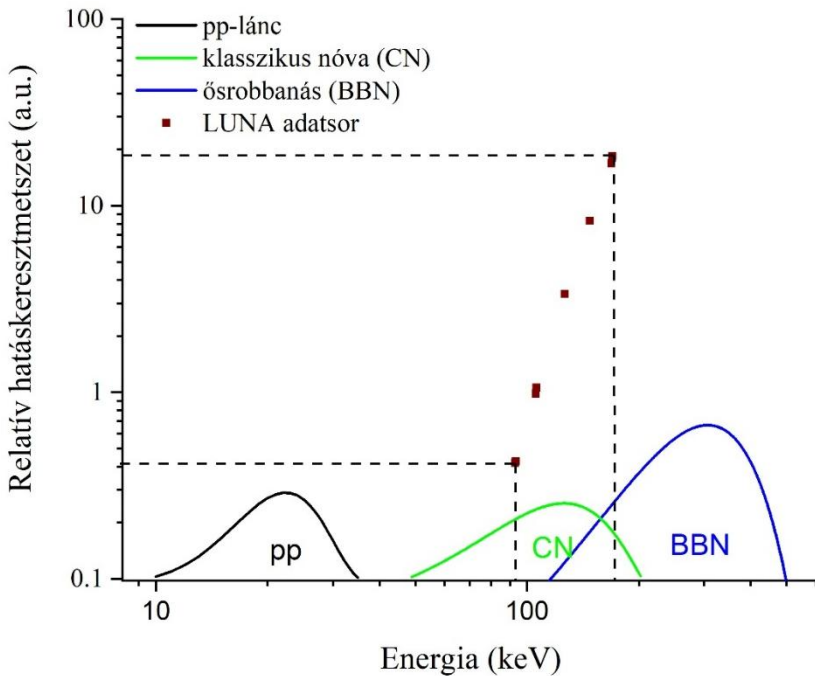
$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \cdot e^{-2\pi\eta} \cdot S(E). \quad (5)$$

Az exponenciális tag (Gamow-faktor) eltávolítja a Coulomb kölcsönhatáshoz kapcsolódó éles energiafüggést a hatáskeresztmetszetből, míg E a geometriai hatáskeresztmetszet energia függése. A bevezett új mennyiség, S(E) – az asztrofizikai S-faktor – tartalmazza a magfizikai információt.

A fentiek alapján a (3) egyenletet a következőképpen írhatjuk:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \cdot \frac{N_A}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) \cdot e^{-2\pi\eta} \cdot e^{-E/kT} dE, \quad (6)$$

ahol az integrandus első exponenciális tagja a Gamow-faktor, amely kis energiák esetén közelít nullához és az energia növekedésével az $\exp\left(\frac{1}{\sqrt{E}}\right)$ függése a Coulomb-gát gyengülését tükrözi, ami a plazmában E tömegközépponti energiájú kölcsönható részecskék megtalálási valószínűségének csökkenésével versenyez. A másik exponenciális tag (Maxwell-Boltzmann eloszlásból származik) nagy energiák esetén tart nullához. Ez a két tényező együttesen alakít ki egy olyan energiatartományt, amely a legnagyobb hozzájárulást adja a teljes reakciósebességhez. Ezt a tartományt Gamow-ablaknak nevezzük. Az integrandus maximuma határozza meg a Gamow-ablak maximumát, azaz a Gamow-csúcsot, ami a kölcsönhatások legvalószínűbb energiája. A magreakciók hatáskeresztmetszetét (és az ebből származtatott S-faktor mennyiséget) kísérletileg a Gamow-ablak energiatartományában szükséges meghatározni.



5. ábra: A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakcióhoz kapcsolódó releváns Gamow-ablakok energiatarományait ábrázolja, alacsony energiás kísérleti adatokat is feltüntetve [45]. A hatáskeresztmetszet meredek esését is szemléltetem. A szaggatott vonalakkal az x-tengelyen körülbelül 90 keV széles tartományt jelölök, amely tartományon a hatáskeresztmetszet két nagyságrendet esik. Az energia és a hatáskeresztmetszet skála is logaritmikus. A hatáskeresztmetszetek relatív értékeit, melyeket önkényes egységben ábrázoltam.

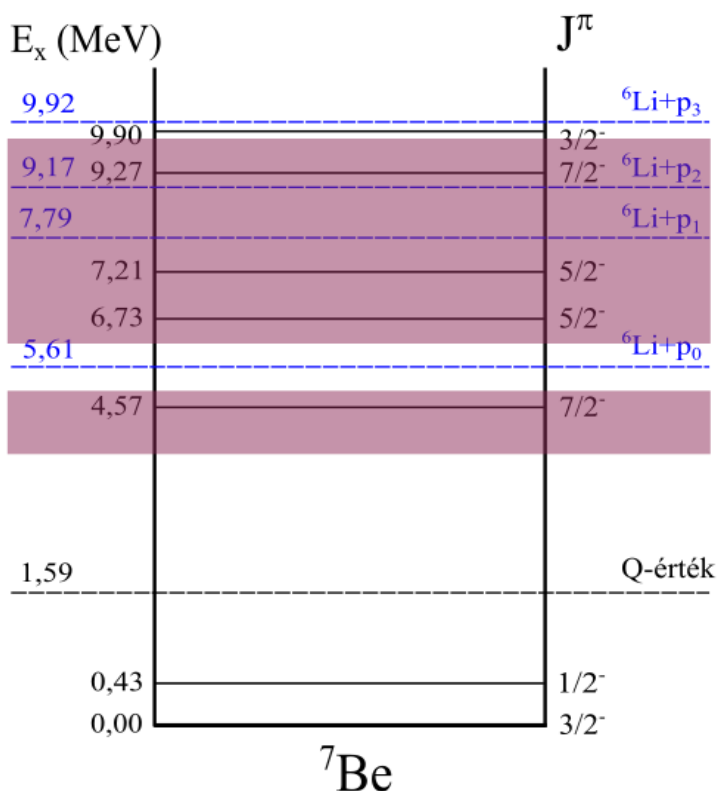
Az exponenciálisan csökkenő hatáskeresztmetszetek miatt mélyen a Coulomb-gát alatti energiákon laboratóriumi mérést nagyon nehéz vagy egyáltalán nem lehetséges elvégezni. Ezt a kísérlet szempontjából jelentős problémát úgy tudjuk áthidalni, hogy magasabb energiákon végzünk méréseket, majd a hatáskeresztmetszeteket modellszámítások alapján extrapoláljuk. Ehhez az asztrofizikai S-faktor megfelelő választás. Abban az esetben, ha nincsenek rezonanciák, az $S(E)$ nem változik jelentősen és alacsony energiáknál általában konstans, vagy az energia alacsony rendű polinomjaként fejezhető ki. Az S-faktor bevezetésével általában nulla energiára történő extrapolációt végeznek, meghatározva a legjelentősebb konstans értéket. Abban az esetben, ha ez az energiafüggetlen konstans nem elegendően jó leírás, akkor a pontosításhoz szükséges első és második

deriváltakat is meghatározzák, ezáltal becslés adható a releváns energiatartományokban lévő reakciósebességre.

Az 5. ábrán a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció releváns tömegközépponti energiatartományait ábrázolom a Napban lejátszódó proton-proton ciklus ($E_{\text{tkp}} = 18 - 29$ keV), a klasszikus nóvák ($E_{\text{tkp}} = 50 - 200$ keV) és az ősrobbanás ($E_{\text{tkp}} = 100 - 500$ keV) esetén. A Maxwell-Boltzmann eloszlás csúcserkéihez képest ezek lényegesen nagyobb energiák. Az 5. ábrán néhány kísérleti adatot is feltüntettem, amely alapján látható, hogy az alacsony energiák felé közeledve modern, befogási reakció vizsgálatából származó eredmények csak az ősrobbanásra és a klasszikus nóvákra jellemző Gamow-ablakok energiatartományában vannak, nem teljesen lefedve azokat. Ennél alacsonyabb energiákon az extrém alacsony (exponenciálisan csökkenő) hatáskeresztmetszetek miatt a ma ismert technikákkal nem lehetséges kísérlet végrehajtása.

2.3 A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció specifikus jellemzői és a mérési technikák bemutatása

A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció sugárzásos befogás kétféle stabil hélium nemesgáz atommag között. A reakció pozitív Q -értékű – $Q = 1,59$ MeV – azaz energiatartományokkal jár. A reakció prompt gamma-sugárzás kibocsátása közben a ${}^7\text{Be}$ mag alapállapotára vagy a 429 keV energiájú első gerjesztett állapotra vezet. Ez utóbbi szintén egy gamma-sugárzás kibocsátásával bomlik az alapállapotra. A 4 MeV feletti tömegközépponti energiák mellett már nem csak prompt gamma-sugárzás kibocsátása lehetséges, hanem részecske kibocsátás is. A 6. ábrán a ${}^7\text{Be}$ energiasémáját mutatom be. A doktori munkám során az $E_{\text{tkp}} = 2,5 - 3,1$ MeV és az $E_{\text{tkp}} = 4,3 - 8,3$ MeV energiatartományokon végeztem méréseket, amit az ábrán lila sávokkal jelöltem. Az általam vizsgált magasabb energiák esetén szerepe van a protonkibocsátással lejátszódó ${}^3\text{He}(\alpha,p){}^6\text{Li}$ reakciónak, ezért az ehhez kapcsolódó ${}^6\text{Li}$ különböző energiaszintjeire vezető reakciók Q -értékeit is jelölöm.



6. ábra: A ${}^7\text{Be}$ energiasémája. A fekete vonalak az egyes gerjesztett állapotokat jelölik, amik mellett feltüntettem a szintek energiáját és spin-paritását. A fekete szaggatott vonal a ${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$ reakció Q-értékét mutatja. Az E_x ebben az esetben a ${}^7\text{Be}$ rendszerben értendő energiát jelöli. Az $E_x - Q = E_{\text{tkp}}$, Q-érték levonással, a tömegközépponti energia megkapható. Kék szaggatott vonallal ábrázolom a magasabb energiáknál megnyíló ${}^3\text{He}(\alpha,p){}^6\text{Li}$ reakciócsatornákat. A lila sávok az általam vizsgált két energiatartományt jelölik. A korábban szakirodalomban publikált mérések a küszöbenergia és a második szint (4,57 MeV) között történtek.

A reakció során keletkezett ${}^7\text{Be}$ atommag radioaktív, felezési ideje $t_{1/2} = 53,22 \pm 0,06$ nap [44]. A béta bomlás egyik típusával, elektronbefogással, ${}^7\text{Li}$ atommaggá alakul. A bomlás nagyobb részben a ${}^7\text{Li}$ alapállapotára vezet, azonban $10,44 \pm 0,04$ % valószínűséggel a ${}^7\text{Li}$ első gerjesztett állapota jön létre. Ez a gerjesztett állapot egy 477,6 keV energiájú gamma-sugárzást bocsát ki az alapállapotra történő legerjesztődése során [44]. Ez a bomlási mód lehetőséget ad arra, hogy a ${}^7\text{Be}$ aktivitását gamma-spektroszkópiával meghatározhassuk. A besugárzást követő aktivitás mérésével a reakció hatáskeresztmetszete

meghatározható. Ennek a mérési módszernek a részleteit szintén a következő részben ismertetem.

A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció hatáskeresztmetszetének meghatározása számos különböző módszerrel elvégezhető. Az alábbiakban áttekintem ezeket az alkalmazott módszereket.

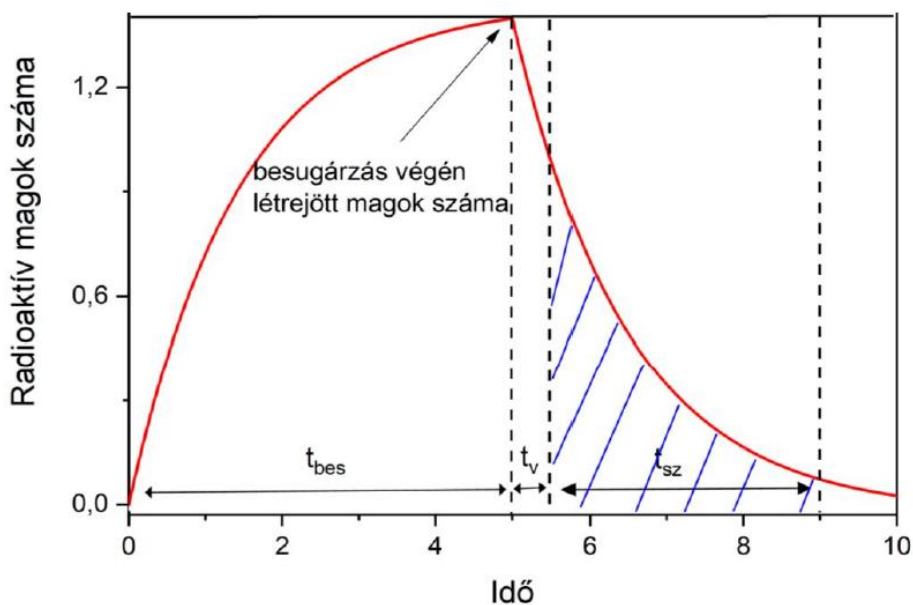
- Elsőként a legújabb technikát alkalmazó, az European Recoil Separator for Nuclear Astrophysics (ERNA) együttműködés keretében elvégzett tömegszeparációs technika lényegét mutatom be. Ez egy olyan módszer, amit csak az ERNA alkalmazott erre a magreakcióra és különleges technikai felkészültséget igényel. A differenciálisan szívott, ablak nélküli ${}^3\text{He}$ céltárgyat bombáztak ${}^4\text{He}$ nyalábbal. Az ablak nélküli elrendezéssel alacsony energiás mérések végezhetőek el, mivel itt csak a céltárgygázban történő energiavesztéséget kell figyelembe venni. Ez a mérési elrendezés a következő két pontban bemutatott technika esetén is alkalmazható. A reakcióban keletkező ${}^7\text{Be}$ atommag számára a reakciókinematika kijelöl egy kúpszöveget és irányt, így a nyalábbal közel párhuzamosan hagyják el a gáztérfogatot és érkeznek egy tömegszeparátorba. Itt az elektrosztatikus és mágneses eltérítők segítségével a ${}^7\text{Be}$ magokat összegyűjtik, különválasztva a ${}^4\text{He}$ nyalábtól. A detektáláshoz és az azonosításhoz egy dE-E teleszkópot, illetve egy repülési idő-energia detektort használtak. A tömegszeparációs méréseket a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakcióra vonatkozóan széles energiatartományban, az első rezonanciáig végezték el [45]. A megjelölt munkában kiválasztott energiákon a hatáskeresztmetszeteket másik két technikával is megmérték. A prompt gamma-sugárzás mérésével és a ${}^7\text{Be}$ aktivitásmérésével kapott eredmények jó egyezést mutattak a tömegszeparációs mérések eredményeivel.

- A prompt gamma-sugárzás detektálási módszerrel vagy másik ismert néven, az in-beam gamma-spektroszkópiával, több kutatócsoport is vizsgálta a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakciót, amelyek közül [46] a legújabb tanulmány. Általánosságban ez a mérési módszer mind stabil és mind radioaktív magokra vezető reakció esetén is alkalmazható. A technika azon alapul, hogy a sugárzásos befogást követően, a reakció Q-értékének és a tömegközépponti energia összegének megfelelő energiával prompt

gamma-sugárzás kibocsátása történik. Ennek eredményeként a ${}^7\text{Be}$ alapállapotban vagy a 429 keV energiájú első gerjesztett állapotban jön létre. A gerjesztett állapot szintén gamma-sugárzás kibocsátásával bomlik alapállapotra. Az in-beam gamma-spektroszkópiai mérések során ezeket a prompt gamma-sugarakat, illetve a létrejövő magállapot legerjesztődését követő gamma-sugárzást tudjuk detektálni. Ha ismerjük az elágazási arányokat⁵, akkor nem szükséges a teljes bomlási sémát követni a hatáskeresztmetszet meghatározásához. Ezt a mérési módszert az első rezonanciáig alkalmazták a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakció esetén, mivel a prompt gamma-sugarak szögeloszlása jelentősen befolyásolja a származtatott hatáskeresztmetszeteket. A drezdai Felsenkeller laboratóriumban megkezdjük a prompt gamma-sugárzás szögeloszlás kísérleti meghatározását. Ebben a földalatti laborban alacsony háttérű hatáskeresztmetszet méréseket végeznek [47],[48]. A szögeloszlás mérésekhez a csoportunkban tervezett gázcella elrendezéssel járultunk hozzá. Ezt a gázcellát a Felsenkeller labor 5 MV Pelletron típusú gyorsítójának nyalábvégére felszerelve tesztméréseket végeztünk, illetve további méréseket is tervezünk ezzel kapcsolatban. Jelenleg csak elméleti megfontolások alapján meghatározott szögeloszlások ismertek, ami korlátozza az in-beam gamma-spektroszkópiával mért eredmények pontosságát. Összességében ez a mérési módszer jelenleg nem használható megfelelő pontossággal az első rezonancia környezetében és magasabb energiákon.

- A következő technikát, az aktivációs módszert, amelyet a kísérleteim során használtam, részletesebben mutatom be. Az aktivációs módszer csak olyan reakciók esetén használható, amelyek során radioaktív magok keletkeznek [49]. Az aktivációs méréseket nehezíti vagy ellehetetleníti az, ha például túl rövid vagy túl hosszú felezési idejű atommag aktivitását szeretnénk megmérni. Például az általam elvégzett besugárzásokat követően (sugárvédelmi szabályokat betartva, illetve a szerelési munkálatokat figyelembe véve) leghamarabb egy óra elteltével

⁵ Egy adott gerjesztett állapotból kiinduló gamma átmenetek közül az egyes átmenetek relatív valószínűségét adja meg.



7. ábra: Általános esetben egy aktivációs mérés során a radioaktív magok változását szemléltetem az idő függvényében, különválasztva a besugárzási (t_{bes}), a várakozási (t_v) és a gamma-gyűjtési (t_{sz}) periódusokat.

tudtam elkezdni a minta aktivitásmérését. Ebben az egy órában az 53 napos felezési idejű ^7Be elhanyagolható mennyiségű aktivitást veszít, így ez nem befolyásolta a méréseimet.

A ^7Be béta-bomlása során egy $E_\gamma = 477,6$ keV energiájú gamma-sugárzást bocsát ki. A radioaktív bomlást követő gamma-sugárzás szögeloszlása az in-beam gamma-spektroszkópiával szemben izotróp, így ez nem korlátozza a mérési energiatartományt, illetve teljes hatáskeresztmetszet határozható meg segítségével.

Egy aktivációs vizsgálat két részből áll. Első lépésben a precízen meghatározott n_t (atom/cm²) felületi sűrűségű céltárgy atommagokat, esetünkben ^3He atommagokat, ismert Φ (1/s) nyalábáramú részecskékkel, a besugárzásaink során kétszeresen pozitív töltésű $^4\text{He}^{++}$ nyalábbal bombázzuk. A besugárzást követően a céltárgy aktivitását egy nagy tisztaságú germánium detektor segítségével vizsgálhatjuk. Egy aktivációs mérés szemléltetése a 7. ábrán látható. A következőkben ismertetem a hatáskeresztmetszet meghatározásához szükséges lépéseket.

Először az $E_\gamma = 477,6$ keV energiájú gamma-sugárzás detektálásával a gamma-spektrumban megjelenő csúcs területét határozzuk meg. Amennyiben a ${}^7\text{Be}$ bomlását követően kibocsátott gamma-sugárzás abszolút intenzitását I_γ jelöli, továbbá a detektálási hatásfok η , akkor egy adott t_{sz} számlálási idő alatt a csúcsterületet (C) a következő képlettel adhatjuk meg:

$$C = N_R \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{sz}}) \cdot I_\gamma \cdot \eta, \quad (7)$$

ahol a N_R a besugárzás végére még jelenlévő radioaktív izotópok számát jelöli, t_v várakozási vagy hűlési idő, ami a besugárzás vége és a számlálás kezdete között eltelt időt jelenti. Az egyenletben szereplő λ a reakcióban keletkezett radioaktív izotópra jellemző bomlásállandó, ami a felezési idővel van összefüggésben, $t_{1/2} = \ln(2)/\lambda$ módon.

Természetesen a besugárzás alatt is történik radioaktív bomlás, amit figyelembe kell vennünk a Φ nyalábáram mellett. Ehhez bevezetjük a bombázó részecskék effektív számát:

$$F_{\text{eff}} = \Phi \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda t_{\text{bes}}})}{\lambda}, \quad (8)$$

ahol a t_{bes} a besugárzás hosszát jelenti. A hányados a besugárzás során történő bomlásokat veszi figyelembe. Ez a tag közelítőleg a besugárzás időtartamához tart, ha az adott izotóp felezési ideje sokkal hosszabb, mint a besugárzási idő. Esetemben is érvényes, hogy a felezési idő jóval hosszabb a besugárzás időtartamánál, így a ${}^7\text{Be}$ termelése közel lineárisan történik az idő függvényében, ami a 7. ábrán a besugárzásra vonatkozó felfutó görbe legelejét jelenti, így F_{eff} közel azonos a teljes bombázó részek számával (0,5%-on belül).

A hatáskeresztmetszet méréséhez meg kell határozni a besugárzás végén létrejött magok (N_R) mennyiségét, az effektív bombázó részecskeszámot (F_{eff}) és a céltárgy atommagok felületi sűrűségét (n_t). A fentiek alapján általánosan a σ hatáskeresztmetszet meghatározását a következő összefüggéssel végezhetjük el:

$$\sigma = \frac{N_R}{F_{\text{eff}} \cdot n_t}. \quad (9)$$

Az aktivációs méréseim során 2 különböző energiatartományt vizsgáltam meg a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakcióhoz kapcsolódóan. Az egyik tartományban, az első rezonancia környékén ezidáig csak a tömegszeparátorral mért kísérleti adatok léteztek, egyrészt ennek környezetében mértem, illetve a másik, magasabb energiás tartományban, a ${}^7\text{Be}$ ismert energiaszintjeinek környezetében, amely tartományon még nem vizsgálta egyetlen kutatócsoport sem a sugárzásos befogási reakció hatáskeresztmetszetét.

2.4 Szakirodalmi áttekintés a korábbi mérési eredményekről

Mivel a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció ismerete kiemelkedő jelentőségű a korábban ismertetett asztrofizikai helyszíneken, emiatt már a 20. század közepétől végeztek hatáskeresztmetszet méréseket. A következőkben három összefoglaló tanulmány [5], [50], [51] alapján tekintem át az ide vonatkozó legfontosabb ismereteket. Ezekben a munkákban különböző szempontok alapján szelektált kísérleti adatsorokat használtak fel az S-faktor nulla energiás extrapoláció végrehajtásához.

2.4.1 Solar fusion cross sections – 1998

A napneutrínó kísérletek segítségével a központi csillagunk belsejében zajló folyamatokról is lehet információt szerezni, így közvetlenül ellenőrizhető a nukleáris energiatermelés. Sikerült bizonyítani, hogy a Nap belsejében a könnyű elemek között magfúziós reakciók játszódnak le, amelyek eredményeként energia és neutrínók keletkeznek. Érdemes megemlíteni egy 1959-es tanulmányt [52], amelyben megmérték a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció hatáskeresztmetszetét és az S-faktor nulla

energiájú extrapolációját is elvégezték. Megállapították, hogy az $S_{34}(0)$ érték több nagyságrenddel nagyobb az akkori elméleti számolásokhoz képest. A mért értékek alapján a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció jelentős lehet a Naphoz hasonló csillagokban. Ez azt jelentette, hogy a II. és III. pp láncok nagyobb valószínűséggel járulnak hozzá a neutrínók keletkezéséhez, mint ahogy korábban gondolták. Az első összefoglalásban [50], ami 1998-ban jelent meg, az 1950-es évektől az 1990-es évek közepéig azokat a publikációkat vizsgálták meg, amelyek a könnyű elemek közötti fúziós reakciók alacsony energiájú hatáskeresztmetszeteit és reakciósebességeit tanulmányozták, többek között a napneutrínó probléma [53] magfizikai megoldását keresve. A pp ciklus reakciói közül csak a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakcióra vonatkozó eredményeket ismertetem, mivel ez a dolgozatom témája.

A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ és a ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p){}^4\text{He}$ reakciók relatív sebessége határozza meg, hogy a pp-lánc végződés mekkora hányada eredményez ${}^7\text{Be}$ vagy ${}^8\text{B}$ magok béta bomlása során kibocsátott neutrínót. Különböző magreakció modellszámításokat végeztek a hatáskeresztmetszet energiafüggésére, melyek alapján az akkori elméleti és megmért hatáskeresztmetszetek energiafüggése jó egyezést mutatott. Rámutattak arra, hogy érdemes lenne megvizsgálni a modellek szélesebb energiatarományban mutatott megbízhatóságát.

A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció hatáskeresztmetszetének hat mérési eredménye [54]–[59] a prompt gamma-sugarak detektálásán alapult, mely alapján egy közös nulla energiás S-faktor extrapolációt végeztek el, így $S_{34}(0) = 0,507 \pm 0,016$ keV b értéket kapták eredményül. Ezen kívül három aktivitásmérés eredményét [57], [60], [61] használták fel egy másik, nulla energiás extrapoláció elvégzésére (a prompt gamma-sugárzás méréseivel azonos módon extrapolálva). A ${}^7\text{Be}$ aktivitásának mérésével kapott eredmények alapján $S_{34}(0) = 0,572 \pm 0,026$ keV b értéket határozták meg, amely jelentős ($\sim 2,5 \sigma$) eltérést mutat a prompt gamma-sugárzás mérésével kapott értékhez képest.

A kilenc kísérlet összesítése során a két mérési technikával kapott eredmények esetén a kapott S-faktor bizonytalanságát egy közös 3,7-es faktoriala növelték, így a hibasávok átfedésbe kerültek, majd így adták

meg a nulla energiára történő extrapoláció S-faktor értékét, $S_{34}(0) = 0,53 \pm 0,05$ keV b. Ugyan a napneutrínó probléma magfizikai megoldása már ezzel a pontossággal is kizárható, az eltérés feloldása és a bizonytalanság csökkentése mindenképpen szükséges, hogy a napmodell előrejelzéseit pontosítsuk.

Az összefoglalás szerint a két adatsor közötti szisztematikus eltérés egy monopol E0 hozzájárulásból is eredhet, viszont ez nem sugároz gamma-fotont, így a prompt gamma-mérésekben sem jelenik meg. Azonban belső konverzió révén elektronokat gerjeszthet, ami hozzájárulhat a ${}^7\text{Be}$ atommagok keletkezéséhez. Ennek a figyelmen kívül hagyása is okozhatja a két technikával mért eredmények eltérését, azonban az E0 hatására vonatkozó becslések elhanyagolható mértékűnek bizonyultak. Az, hogy a különböző technikákkal kapott eredmények eltérnek, arra is utalhat, hogy az egyik vagy mindkét technikában alábecsülték a szisztematikus hibát.

2.4.2 Solar fusion cross sections II. – 2011

A solar fusion cross section tanulmány megjelenése után tíz évvel javaslatot tettek arra, hogy vizsgálják felül az új eredményeket és készítsenek új értékelést. A 2011-ben megjelent, második összefoglalásban [51] az egyik kulcsfontosságú eredményt például a Gran Sasso-i LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) [62] program keretében érték el, amelyhez kapcsolódóan mélyen a föld alatt elhelyezkedő laborban, alacsony háttérű méréseket végeznek. Itt ugyanis a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakciót olyan alacsony energián tudták tanulmányozni (az ősrobbanásra jellemző Gamow-ablak alacsony energiás oldalán) [63]–[65], amellyel az alacsony energiás extrapoláció bizonytalanságát jelentősen lehetett csökkenteni.

Ebben az összefoglalásban négy új kísérlet [45],[63],[66],[67] három mérési módszerrel elvégzett eredményeit gyűjtötték össze és ezek, illetve modellszámítások alapján végezték el az alacsony energiás extrapolációt. Ezekben a kísérletekben nagy hangsúlyt fektettek a lehetséges szisztematikus bizonytalanságokra a mérések során, illetve

különválasztották a statisztikus és szisztematikus forrásból származó bizonytalanságokat, így átláthatóbbá, az extrapolációk számára használhatóbbá téve az eredményeket. Az első összefoglalásban tett feltevés alapján a ${}^7\text{Be}$ aktivitás mérés esetén szennyező reakciók játszódhatnak le a gázcellában, például a fóliában vagy a nyaláb elnyelésére szolgáló lemezben. Ilyen parazita reakció lehet a ${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$ vagy a ${}^{10}\text{B}(p,\alpha){}^7\text{Be}$.

Az első összefoglalóban használt adatsorok közül csak az egyik esetén vizsgálták mind a prompt gamma-sugárzást, mind a ${}^7\text{Be}$ aktivitását. Osborne kísérletei [57] alapján a két módszerrel kapott eredmény jó egyezésben volt, azonban általánosságban a ${}^7\text{Be}$ aktivitás alapján meghatározott hatáskeresztmetszetek nagyobbak voltak a prompt gamma-sugárzás vizsgálatából nyert eredményekkel szemben.

Az új kísérletekben a Wiezmann csoport [66] kivételével mindenki használta a két mérési technikát, míg az ERNA [45] ezeken túlmenően a ${}^7\text{Be}$ tömegszeparátoros direkt detektálásával is vizsgálta a reakciót. Minden kísérletben ${}^4\text{He}$ nyalábbal bombázták a ${}^3\text{He}$ céltárgyakat, kivéve a Wiezmann csoport kísérletében, ahol fordított módon ${}^3\text{He}$ nyalábokkal bombázták a ${}^4\text{He}$ céltárgyakat. A parazita reakciók valószínűségét minden esetben vizsgálták és próbálták elkerülni a megfelelő anyagok használatával. A mérési technikák eredményei igen jó egyezést mutattak.

Az aktivitásmérés során a teljes hatáskeresztmetszetet tudjuk közvetlen módon meghatározni, szemben a prompt gamma kísérletekkel, ahol a sugárzási hozam anizotróp, így a teljes hatáskeresztmetszet meghatározásához figyelembe kell venni az átmenetek gamma-sugárzásának szögeloszlását is, amit elméleti modellek segítségével határoztak meg. Ebből kifolyólag az itt tárgyalt elemzés során az aktiválási adatokra és az ERNA tömegszeparátorral mért adataira támaszkodtak, illetve az illesztés energiatartományát $E_{\text{tkp}} = 1 \text{ MeV}$ alatti tömegközépponti energiákra korlátozták. Ezt az indokolta, hogy az elméleti modellek közötti eltérés az 1 MeV feletti tartományon válik jelentőssé. A fent említett négy csoport eredményei alapján a nulla energiás extrapolációra: $S_{34}(0) = 0,56 \pm 0,02 \pm 0,02 \text{ keV b}$ eredményt adták meg a kísérletekből és az elméletekből származó bizonytalanságokkal, ezzel közel felére

csökkentve a korábbi bizonytalanságot. Ebből a formátumból az is látszik, hogy a teljes bizonytalanság csökkentéséhez mind precízebb mérési adatokra, mind pontosabb elméletekre szükség van.

2.4.3 Solar fusion III. – 2025

A Solar fusion cross sections II. tanulmány megjelenése óta tovább bővültek a kísérleti és elméleti eredmények a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakcióval kapcsolatban a Solar fusion III. (SF III.) összefoglaló tanulmányban [5]. Az előző összefoglalásban csak az $E_{\text{tkp}} \leq 1$ MeV tömegközépponti energiatartományon végeztek illesztést a kísérleti adatokra. Ezzel szemben az SF III. munkában már $E_{\text{tkp}} \leq 2$ MeV tömegközépponti energiáig terjesztették ki az illesztést, mivel a különböző, újabb elméleti munkákból származó eredmények jól egyező trendet adtak a 2 MeV alatti energiatartományon. Az illesztéshez az SF II.-ben használt négy adatsor mellett két további aktivációs mérés eredményeit [68],[69] használták fel. További mérési eredmények is születtek, például a [46] tanulmányban csak prompt gamma-sugárzást vizsgáltak, aktivációs eredményekről nem számoltak be, emiatt nem vették figyelembe az S-faktor meghatározáshoz. Az elágazási arányok meghatározását viszont ezen eredmények felhasználásával (ezenkívül korábbi prompt gamma mérésekből) végezték el. A disszertációm alapjául szolgáló egyik tanulmányom [14] eredményeit ($E_{\text{tkp}} = 4,3 - 8,3$ MeV energiatartományon) ebben az összefoglalásban még nem használták fel az extrapolációhoz, mivel a jelenlegi elméletek az $E_{\text{tkp}} = 2$ MeV és efelett nem írják le a kísérleti eredményeket. A későbbiekben, ha megfelelő elméleti modellt fejlesztenek, ami magasabb energiákon is jó leírást ad, az enyém lesz az első adatsor, amit használhatnak az elméletek ellenőrzéséhez.

Továbbá több, különböző elméleti munka jelent meg az elmúlt évtizedben. Ezeknek az elméleteknek a részletes bemutatása túlmutat a disszertáció témáján, ezért ezek részletezésére nem térek ki, mindössze kettőt emelek ki, amelyek segítségével az $S_{34}(0)$ értékre javaslatot tettek ebben az összefoglalásban. Az elméleti modellek közül a halo effektív

térelmélet (továbbiakban halo EFT) [70] egy viszonylag új módszer, amely egyszerű, átlátható és szisztematikus megoldást kínál az alacsony energiájú extrapolációhoz szükséges reakcióelmélet felépítéséhez. A halo EFT-hez hasonlóan a fenomenologikus R-mátrix közelítés [71] is kerüli az alapvető nukleáris kölcsönhatások modellezését és szisztematikus paraméterezést használ az adatok illesztésére. A fent említett hat csoport mérési adatait felhasználva, mind az elméleti görbék alakját (energia függését) mind azok abszolút skáláját illesztették az S-faktor meghatározásához. Mivel a modern adatsorokban különválnak a szisztematikus és statisztikus bizonytalanság, így a kétféle illesztést, két külön súlyfaktorral lehet megtenni. A statisztikus bizonytalanságokat használva a görbék alakját lehet illeszteni, míg az abszolút skálára a szisztematikus bizonytalanságok hatnak. Érdekes eredményre vezetett, hogy ha szórás adatokat vettek be az R-mátrix illesztésekbe, akkor eltérő eredményt kaptak a szórás adatok nélküli illesztésekhez képest, ez további vizsgálatokat kíván.

A legújabb, ajánlott $S_{34}(0)$ értéket a halo EFT és az R-mátrix paraméterezések illesztései határozták meg. Az összefoglalásban ajánlott legújabb nulla energiás asztrofizikai S-faktor értéke a következő: $S_{34}(0) = 0,561 \pm 0,018 \pm 0,022$ keV b. Ez az eredmény nem pontosabb a korábbi összefoglalás ajánlásánál, ezért további vizsgálatok szükségességét fogalmazták meg ebben a munkában. A ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ rugalmas szórás vizsgálata fontos, minél alacsonyabb energiáktól legalább $E_{\text{tkp}} = 2$ MeV tömegközépponti energiáig, a meglévő szórás eredmények ellenőrzésére. Annak érdekében, hogy az in-beam gamma mérések eredményeit is fel lehessen használni az extrapoláció során, új mérésekre van szükség a gamma-sugárzás szögeloszlására vonatkozóan. Továbbá az S-faktor vizsgálata az $E_{\text{tkp}} = 0,05 - 1,5$ MeV közötti energiatartományon, illetve még alacsonyabb energiákon, ha ez kísérletileg lehetséges, kis pontonkénti bizonytalanságokkal. Ezzel lehetővé válna az elméleti görbe alakjának megszorítása még nagy szisztematikus bizonytalanság esetén is és független ellenőrzést biztosítana a szórás adatok S-faktorra gyakorolt hatását illetően.

3. fejezet

A gázcellás mérések műszaki megvalósítása

3.1 Gázcéltárgyak

A disszertációm eredményei gázcellák alkalmazásával végzett méréseken alapulnak. Ebben a fejezetben bemutatom, hogy milyen lehetőségek állnak rendelkezésre, ha egy mérést gázcéltárggyal szeretnénk elvégezni, illetve milyen megvalósítási szempontokat érdemes megfontolni egy adott reakció vizsgálata előtt. Bemutatom az ablak nélküli elrendezéseket, majd részletezem az általam is használt vékonyablakos gázcéltárgy tulajdonságait. Majd rövid leírást adok a ciklotron részecskegyorsítóról, illetve a nagytisztaságú germánium detektorokról.

3.1.1 Ablak nélküli kiterjedt gáztérfogat mérési elrendezés

Abban az esetben, ha gáznemű céltárgyat használunk egy besugárzás során, a mérést ablak nélküli gázcéltárggyal is elvégezhetjük. Mivel a nyalábcsatornában vákuum van, ezért a nyaláb belépő kollimátoron keresztül mindenképpen szökik a céltárgygáz. Legtöbbször differenciális szívással és keringtetéssel oldják meg a céltárgygáz lehető legkisebb veszteséggel járó visszapumpálását. Abban az esetben, ha nem drága a céltárgygáz, nem indokolt a keringtetés használata. Az ablak nélküli

elrendezést leginkább az alacsony energiás mérések indokolják, de további szempont, hogy mivel nincs szükség ablakokra, így csökkenhet a nyalábindukált háttérsugárzás mértéke is. A céltárgygáz nyomását és hőmérsékletét célszerű több helyen is monitorozni. A hatáskeresztmetszet mérés szempontjából fontos a céltárgygáz nyomása, ugyanis ha túl alacsony a nyomás (alacsony a céltárgymagok száma) akkor nehezen optimalizálható mérés. Más szempontból, ha túl magas a céltárgygáz nyomása, akkor a céltárgyban a nyaláb energiavesztesége megnő, amely negatívan befolyásolja a tömegközépponti energia meghatározásának pontosságát. Ilyen módszerrel végeztek kísérleteket például a LUNA kollaboráció tagjai [63]–[65], amely során a kísérletileg lehetséges, legalacsonyabb energia tartományban mértek és tettek közé adatsort a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakcióra vonatkozóan. A kísérletek során a néhányszor 10^{17} atom/cm² céltárgyvastagsággal mértek, ezzel csökkentve a nyaláb általi energiaveszteséget a céltárgyban.

3.1.2 Gáz jet céltárgy alkalmazási lehetőségek

A gáz jet (*sugár*) céltárgyakkal végzett kísérletekben szintén ablak nélküli elrendezés használata lehetséges. Nagy sűrűségű (akár közel 10^{19} atom/cm²) és magas nyomású, így nagy sebességű gáz sugarat használ, aminek nincs ideje kitágulni a vákuumtérbe. Ez lehetővé teszi a mérések során a pontos reakció lokalizációt, ahol a jet merőleges a nyaláb irányára. Az ablak nélküli elrendezéshez hasonlóan itt is szükség lehet a gáz visszanyerésére, például a JENSA kísérletekben [72] is egy recirkulációs rendszert alkalmaznak, annak érdekében, hogy az értékes gázokat újra lehessen hasznosítani. A kísérletekben fúvókák segítségével lehet optimalizálni a gáz jet sűrűségét és geometriáját. Az abszolút céltárgymagszám a belépő nyomás függvényében alfa-részecskék energiaveszteségének vizsgálatával határozható meg. A céltárgysűrűség eloszlását pedig legújabbán lézer interferometriával határozzák meg [73]. A gáz jet céltárgy alkalmazására a világon csak néhány helyen van lehetőség a rendszer komplexitása miatt. Ennek ellenére korábbi

munkákban a rugalmas szórás mérésével differenciális hatáskeresztmetszetet mértek [74], továbbá sikerült megmérni a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetét gáz jet céltárgy alkalmazásával [59].

3.1.3 Vékonyablakos mérési elrendezés

Amennyiben egy gázcellát egy megfelelően kiválasztott (leginkább a részecskenyaláb fajtájától és energiájától függő) anyagú fóliával lezárunk, így létrehozva egy térfogatot a céltárgygáz számára, akkor vékonyablakos elrendezésről beszélünk. Ebben a zárt térfogatban a céltárgymagok száma állandónak tekinthető. Azonban a cellában nyomás növekedést okozhat például a nyaláb fűtő hatása, illetve a lezáró fóliák vagy a tömítések kigázosodása. A fólia anyagának, vastagságának és tisztaságának megválasztása több szempontból is fontos, például, hogy milyen technikával végezzük a mérést, mennyire jelentős a nyalábindukált háttérsugárzás, ami a fóliából származik egy besugárzás során, illetve mekkora energiavesztés engedhető meg a belépő fólián való áthaladáskor. A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ kísérleteimhez kapcsolódóan én is egy vékonyablakos gázcella segítségével végeztem besugárzásokat és mértem meg a reakció hatáskeresztmetszetét. A mérésekhez használt gázcelláról és a fejlesztések folyamatairól a következő alfejezetben írok részletesebben.

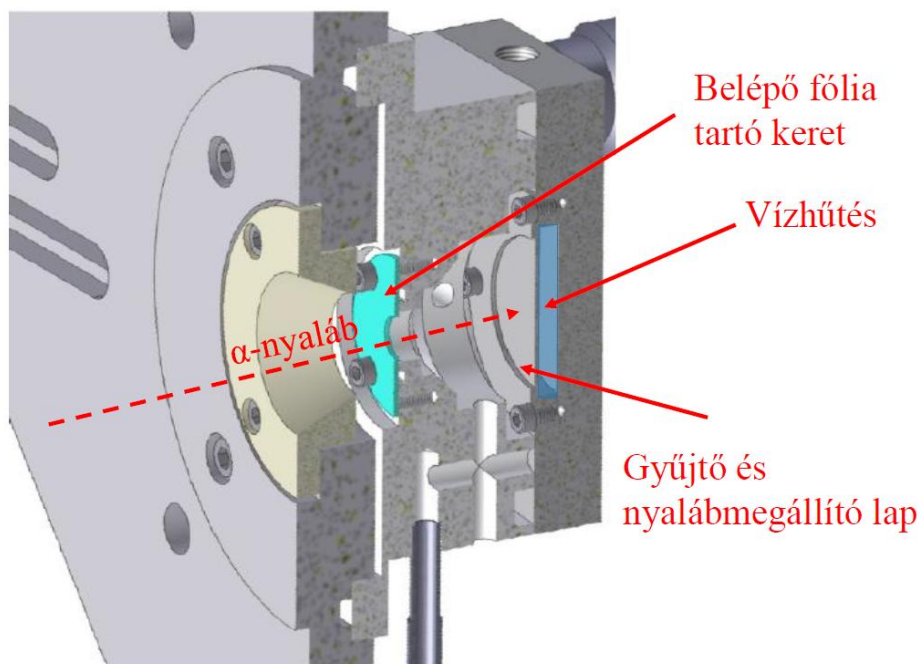
3.2 Gázcella fejlesztések az Atomkiban

Kutatócsoportunkban a vékonyablakos gázcella többféle változatát használták korábban különböző céltárgygázokkal és különböző típusú fóliákkal [75]–[77]. A fejlesztések eredményeként lehetővé vált az adott kísérlethez leginkább megfelelő fóliák alkalmazása az egyes besugárzások során, amelyek ellenállnak a nyomáskülönbségnek és a besugárzások során a nyaláb melegítő hatásának egyaránt. Ebben a részben összefoglalom a korábbi, különböző energiatartományokban végzett ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció méréseinek főbb jellemzőit, valamint az ezzel a magreakcióval

végzett kísérletek során alkalmazott gázcellák legfontosabb paramétereit. Ezáltal eljutunk az általam használt, méréseim segítségével kifejlesztett, a disszertáció készítésekor legújabb gázcella típusához is.

3.2.1 Első típusú gázcella

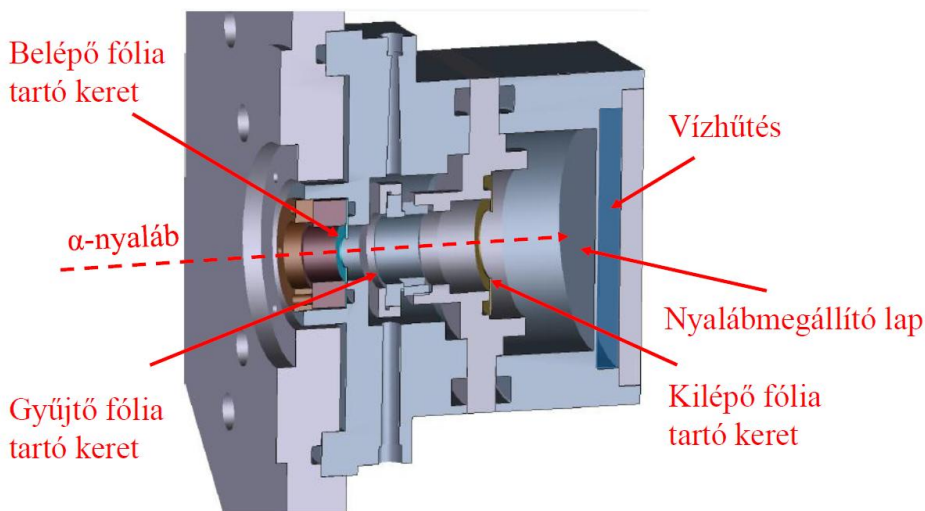
Az első gázcella kialakításánál még egy egyablakos elrendezésben végezték a méréseket $E_{\text{tkp}} = 1,5 - 2,5$ MeV energiatartományon [69]. A gázcella műszaki rajza a 8. ábrán látható. Ennél a mérési elrendezésnél a belépő ablak egy $1 \mu\text{m}$ vastagságú nikkelfólia volt, amit egy 8 mm átmérőjű nyílással rendelkező rozsdamentes acélkeretre ragasztottak. Ez a keret egy O-gyűrűhöz nyomódva lezárta a gázcella térfogatát a körülötte lévő kamra vákuumától. Ebben az esetben a ${}^7\text{Be}$ magok összegyűjtésére és a reakciót nem keltő nyaláb megállítására egy nagy tisztaságú rézlap szolgált, amiben keletkező hőt a mögötte futó vízhűtés vezette el, így a hőleadás a gáztérfogatban történt. A gázcella hátsó részét a külső levegőtől szintén egy O-gyűrű zárta le. Ebben az elrendezésben a gázcella hossza 30 mm nagyságú volt és körülbelül 300 mbar ${}^3\text{He}$ gázt engedtek a gáztérfogatba a mérések során. Ez a nyomásérték ebben az elrendezésben körülbelül $2 \cdot 10^{19} \text{ atom/cm}^2$ felületi céltárgymagszám sűrűségnek felelt meg. Annak érdekében, hogy a gázcellán belüli nyaláb teljes energialeadásából származó nem kívánt effektusok csökkenthetők legyenek, szükséges volt tovább fejleszteni a gázcellát. Mindezen felül manapság már nem gyártanak vákuumálló $1 \mu\text{m}$ vastagságú nikkelfóliát, tehát ezt a problémát is orvosolni kellett.



8. ábra: Az egyablakos gázcella elrendezés műszaki rajza. Feltüntettem a lényeges elemeket és a nyaláb irányát.

3.2.2 Második típusú gázcella

A következő elrendezésben már egy 42 mm hosszú, két ablakos gázcella állt rendelkezésre a mérésekhez. A 9. ábrán látható a gázcella műszaki rajza. Ebben az összeállításban az aktivált magokat befogó fóliát különböző távolságokban lehetett rögzíteni a belépő fóliához képest. Ennek elsősorban a nehezebb céltárgymagok esetén volt jelentősége, ezzel ugyanis biztosítani lehetett a nagyobb implantációs valószínűséget, a közel helyezkedő befogó fólia révén. A belépő fóliát egy 12 mm átmérőjű nyílással rendelkező acéllemezzel szorították egy O-gyűrűhöz, míg a kilépő fóliát egy 14 mm átmérőjű nyílással ellátott keretre ragasztották.



9. ábra: A továbbfejlesztett gázcella műszaki rajza. Feltüntettem a lényeges elemeket és a nyaláb irányát. A nyalábmegállító lap és a kilépő ablak jól láthatóan elkülönül. Részleteket lásd a szövegben.

Annak érdekében, hogy a gázcellát lezárják a külső környezettől, a fóliakeretet egy O-gyűrűhöz szorították. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ magreakció vizsgálatakor köztes befogó fóliát nem alkalmaztak, a kilépő fóliában gyűjtötték össze a ${}^7\text{Be}$ reakciótermékeket. A mérésekhez választott alumínium fóliák vastagsága a be- és kilépő oldalon egyaránt $10\ \mu\text{m}$ nominális nagyságú volt. A besugárzásokat $100\ \text{mbar}$ nyomású céltárgygázzal ($\sim 10^{19}\ \text{atom/cm}^2$) végezték az $E_{\text{tkp}} = 4 - 4,4\ \text{MeV}$ energiatartományon. Az elrendezés hitelesítése érdekében egy további ponton, $E_{\text{tkp}} = 2,5\ \text{MeV}$ energián is végeztek besugárzást, átfedésben a korábbi kísérleti adatokkal [77]. Ezzel a fejlesztéssel elérhetővé vált, hogy a kölcsönhatás nélkül továbbhaladó nyaláb ne a gázcellán belül adja le az energiáját, hanem a kilépő fólia mögött elhelyezett tantállal bélelt vízűtésben. Viszont továbbra sem lehetett kizárni a külső térből a gáztérfogatba történő levegő bediffundálását, ugyanis ezt a gázcella típust is O-gyűrűk választották el a külső tértől.

3.2.3 Harmadik típusú gázcella

A második típusú cellánál felmerülő problémát úgy orvosoltuk, hogy igyekeztünk minimalizálni a felületi deszorpciót az O-gyűrűk számának csökkentésével és kizárni a külső levegő beáramlását. Ehhez a gázcellát a kamrában úgy helyeztük el, hogy vákuum vegye körbe és a külső légtérrel ne legyen közvetlen kapcsolatban. Így a besugárzások során a cellában történő nyomásnövekedést nem okozhatja levegő beáramlás, csak a cella belső falának és a fóliáknak a kigázosodása. A legújabb fejlesztésű gázcellánál, amelynek létrehozásában jelentős szerepem volt, három különböző hosszúságú (~3, 10 és 42 mm) cellát készítettünk, a különböző céltárgygázokhoz. Ezek közül a leghosszabbat, 42 mm hosszúságú cellát használtam a ^3He besugárzások során. A korábbi elrendezésekhez képest a be- és kilépő oldalon a fóliákat egy-egy O-gyűrűre helyeztük és egy leszorító lemezzel rögzítettük. A fóliák mérete mindkét oldalon 12 mm átmérőjű volt. Ennek a gázcellának a metszeti ábráját a 3.3 alfejezetben található 12. ábrán mutatom be. Az előző cellatípusokhoz képest ezen az ábrán nemcsak a gázcella, hanem az aktivációs kamra és a környezetében található elemek is láthatók.

A besugárzások során különböző vastagságú alumínium be- és kilépő (a mi elrendezésünkben a kilépő fólia egyben a catcher, azaz gyűjtő fólia is – ahogy az a második típusú gázcella esetén is így volt) fóliákat használtam. A belépő oldalon a nyaláb energiát veszít a fóliában, amit minél nagyobb pontossággal kell ismernünk, hogy az effektív energiát meghatározzuk, míg a kilépő oldalon a reakcióban keletkező ^7Be atommagok összegyűjtéséről kellett gondoskodni a megfelelő vastagságú fólia kiválasztásával. Továbbá a gamma-gyűjtések szempontjából fontos volt, hogy minimálisra csökkentsük a lehetőségét, hogy parazita reakciók játszódjanak le a fólia szennyezőin, így a ^7Be magok nagy tisztaságú alumínium fóliába csapódtak, amihez a gyári értéket feltüntetve: 99,999% tisztaságú alumínium lapokat vásároltunk [78]. Ezek a fóliák a nagy tisztaság ellenére a gyártási folyamatok hatására ppm nagyságrendben tartalmaznak szennyezőket, amelyek a jelentőségét a későbbiekben

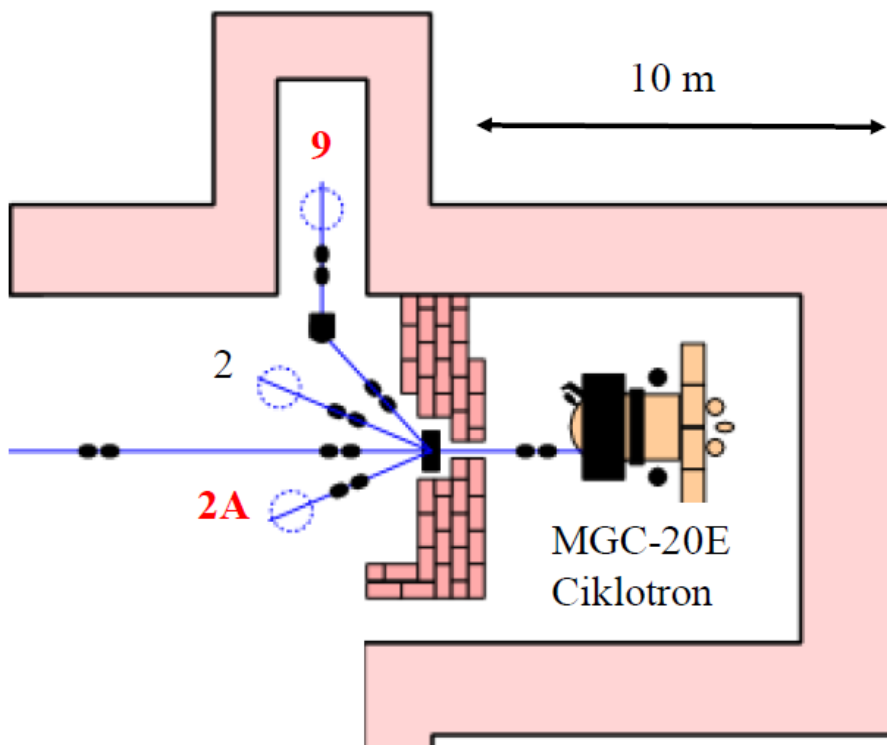
részletezem. A belépő oldalon szintén tiszta fóliákat alkalmaztunk, de itt nem volt kritérium a szennyezők jelenlétének a minimalizálása. A belépő ablakként használt fóliák nominális vastagsága 6,5 és 10 μm volt, melyek tisztasága rendre 99,5% és 98,9% volt [79]. Az itt tárgyalt fóliajellemzők a korábbi gázcellák esetén is meghatározó jelentőségűek voltak a kísérletek sikeressége szempontjából.

3.3 Ciklotron gyorsító és a besugárzások

Ebben az alfejezetben bemutatom a kísérletekhez használt gyorsítót és a besugárzások jellemzőit, ezt követően a gamma-spektroszkópia során használt detektorokat és az aktivitásmérés körülményeit részletezem.

A besugárzásokat a debreceni Atommagkutató Intézet MGC-20E ciklotron típusú részecskegyorsítójával végeztem el [80]. Az Atomkiban található ciklotron gyorsító 9 nyalábvéggel rendelkezik, amelyek közül a csoportunk egy aktivációs mérésekhez optimalizált nyalábvéget (jelenleg önállóan a 9-es, korábban a más csoporttal megosztott 2A jelölésű helyszínt) használ asztrofizikai jelentőségű magreakciók vizsgálatához. A 10. ábrán látható a gyorsító környezetének egy részlete és az említett nyalábvéggek illusztrációja.

A ciklotron belsejében egy hagyományos Penning-ionforrás található, amelyből könnyű gázok kivonása történhet, azaz proton, deuteron, $^3\text{He}^{++}$ és $^4\text{He}^{++}$ egyaránt. A kivonást követően elérhető maximális intenzitás néhány μA -tól néhány tíz μA -ig változhat, részecskétől függően. A részecskék pályájára merőleges mágneses tér körpályára kényszeríti a részecskéket, míg a gyorsításért a két gyorsító elektróda, a D-alakú duánsok a felelősek. A megfelelő fázisban elvégzett polaritásváltások következtében a részecskenyaláb folyamatosan gyorsulhat a két duáns között, mindaddig, amíg el nem éri a kívánt energiát. Ekkor egy kivonó elektróda a nyalábsatornába vezeti a nyalábot. A részecskenyaláb további fókuszálása és irányítása dipól mágnesekkel és mágnes lencsékkel történik. A céltárgy előtt, a kamra bejáratánál egy, a nyaláb formázására szolgáló 5 mm átmérőjű apertúra van beépítve, míg körülbelül 2 méterrel a kamra előtt



10. ábra: A ciklotron épületének egy részlete. A mérések során használt 2A és 9-es nyalábvéget piros színel jelöltem. A ciklotronból kivont nyalábot mágnesek és lencsék segítségével vezetik a kiválasztott nyalábvégre.

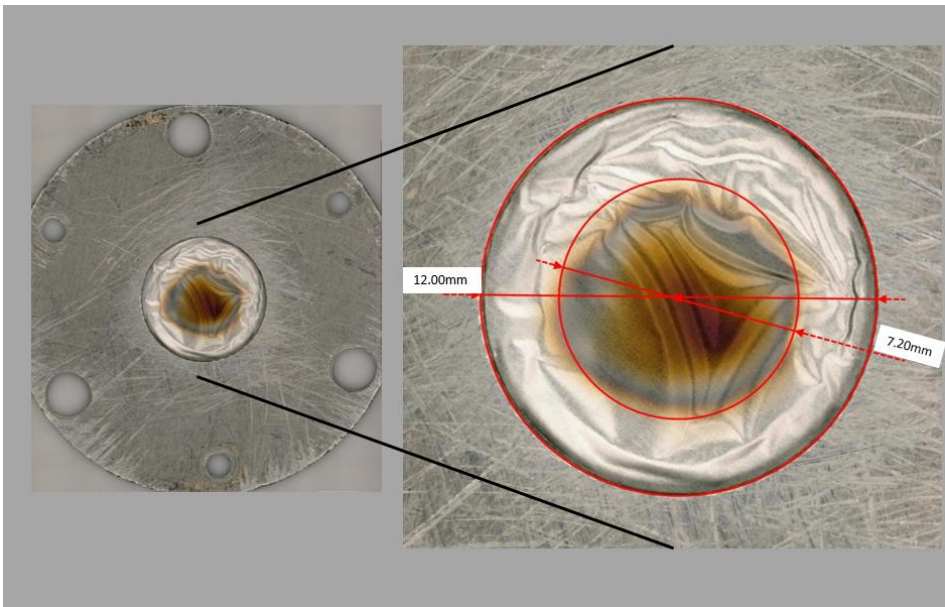
egy 10 mm átmérőjű apertúra helyezkedik el. A két rés által kialakított kollimátor rendszernek köszönhetően a nyaláb csak a belépő ablakot tudja eltalálni, a leszorító gyűrűt vagy a cella más részeit nem.

A nyalábfolt mérete, amit esetünkben a gázcella ablakaiként használt alumínium fólián látható szénrétegéből is meg tudunk mérni, 5 – 8 mm átmérő között változott a mérések során. Ezt a foltot a vákuumrendszerben jelenlévő szén és a nyaláb kölcsönhatása okozza. A szén jelenlétéhez a legnagyobb mértékben a nyalábcatornák szívására is használt diffúziós szivattyúk járulnak hozzá, ugyanis ezek a szivattyúk finomított ásványolajokkal működnek. Magas hőmérséklet mellett olajgőzök alakulnak ki, melyekbe bediffundálnak a kamrából elszívandó gázok, majd a szivattyú hűtött falához sodródnak, ahol kondenzáció történik. Az olajgőzökben szénhidrogének, például metán (CH_4), etán (C_2H_6), vannak

jelen és termikus mozgásuk közben ütközésekben is részt vehetnek. A széntartalmú vegyületek származhatnak még kenőanyagokból, a kamra faláról történő kigázosodásból, illetve emberi érintésből eredő zsíros szennyezésből is [81]. A kísérletekben alumínium fóliákkal zártuk le a cellánkat. Habár ezek a fóliák nagytisztaságúak, levegőn vékony oxid réteg alakul ki rajtuk. A vákuumkamrában a szennyezők könnyen adszorbeálódnak a fólia felszínén. A besugárzás során az alfa-részecske nyaláb a fólián való áthaladásakor másodlagos elektronokat kelt (ionizáció hatására), általában néhány tíz elektronvolt energiával. Ezek az elektronok gerjesztik a fólia felszínén lévő szennyező molekulákat, így a molekulák alkotórészeikre esnek szét. A gáznemű elemeket a szivattyúk elszívják, míg a szén ottmarad.

A szénréteg kialakulását a fólia hőmérséklete is befolyásolhatja. A nyaláb áthaladásakor leadott energia lokálisan felmelegíti a fóliát, amely elősegíti a szénhidrogének termikus szétesését. Ennek eredményeképpen a fólia közepén megjelenő nyalábfolt azt jelenti, hogy az energiavesztés és az ionizáció ezen a részen a legjellemzőbb. Egy kialakult szénréteg okozta belépő fólia elszíneződés a 11. ábrán látható. Ez a fentiekben tárgyalt hőmérsékleti és ionizációs hatásoknak köszönhető, továbbá a besugárzás során a nyalábparaméterek változtatása is befolyásolhatja.

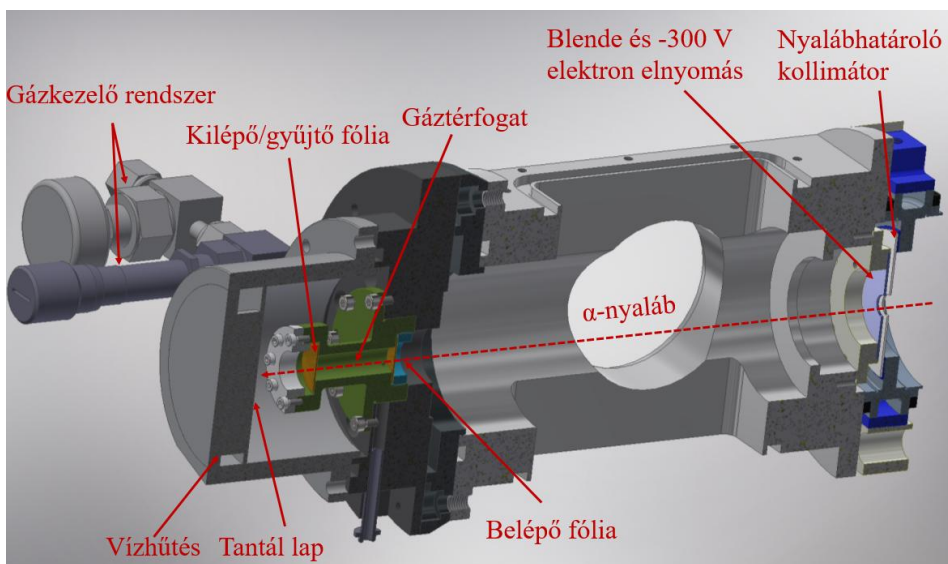
A kamra bejáratánál, a nyalábsatorna felől a nyaláb egy nyalábbatároló kollimátoron halad keresztül. A kollimátor mögött található blendére -300 V feszültségű ellenteret kapcsoltam, annak érdekében, hogy a kamra falán, illetve az apertúrán keletkező szekunder elektronok ne hamisíthassák meg az árammérést, ugyanis az következőkben ismertetett töltésmérésben ezek az elektronok töltésük révén képesek megváltoztatni a mért áramot a kamrában. A besugárzáshoz használt gázcella és az azt tartalmazó aktivációs kamra metszeti rajza a 12. ábrán látható, melyen feltüntettem a méréseknél használt gázcellát és a be- és kilépő fóliák helyét. Egy szelepen keresztül lehetőség van a céltárgygáz túszeleppel szabályozott beengedésére a cellába a megfelelő vákuumszint elérése és az azt követő nyalábvezetés után. A kamra végén egy 1 mm vastag tantál lemez található,



11. ábra: A nyaláb hatása a belépő ablakként használt fólián. A baloldali képen a fólia egy 12 mm átmérőjű leszorítóban van. Ez a méret megegyezik az aktivációs kamrában lévő cella 12 mm nagyságú átmérőjével. A jobb oldali képen ugyanennek a képnek a nagyítása látható, feltüntetve a méreteket is. Ezen a belépő fólián hozzávetőlegesen 7,2 mm átmérőjű (nem teljesen szimmetrikus) nyalábfolt látható.

ami a besugárzás során kölcsönhatásban részt nem vevő részecskék elnyelésére szolgál. Az itt megállított részecskék jelentősebb mennyiségű hőt adhatnak le, ennek elvezetéséről folyamatosan keringtetett vízhűtés gondoskodik.

A nyalábvezetés során a céltárgyon és blendén eső áram arányát optimalizálták az operátorok, megkísérelve minél nagyobb áramot elérni a céltárgyon, miközben a blendén is közel akkora áramot mérünk, mint a céltárgyon. Ezzel elérhető, hogy a nyaláb egyenletesen, egy adott felületen éri a céltárgyat és nem egy tűnyaláb alakul ki. A gyorsítóban lévő rádiófrekvenciás generátor alapharmonikus vagy harmadik harmonikus üzemmódban képes működni a kívánt energiák és frekvenciák függvényében. Alapharmonikus módban a nyaláb útja során egyszeres polaritás váltás történik a feszültségben a duánsok között. Abban az esetben, ha alacsonyabb energián szeretnénk méréseket végezni, a frekvenciát kell csökkentenünk. Mivel ezt nem lehet egy bizonyos szint alá



12. ábra: Metszeti ábra az aktivációs kamráról és a gázcelláról. Az ábrán a 9-es nyalábvégén jelenleg használatban lévő gázcellát tüntettem fel a kamra és annak környezetében lévő elemek bejelölésével.

csökkenteni (ami esetünkben 8 MHz), ezért a frekvencia háromszorosát használják, de csak minden harmadik polaritás váltáskor történik gyorsítás. Ez jelenti a harmadik harmonikus módot. Az alapharmonikus energiák (általában, a ciklotron paramétereinek alapján $E_\alpha = 10,4 - 20$ MeV között 8 – 11 MHz) esetén 800 – 1000 nA körüli nyalábintenzitással bombáztuk a céltárgyat. A céltárgy-blende áram arány 1:1 és 2:1 között volt a mérések során, ami egy kissé elkent nyalábot eredményez. A harmadik harmonikus energiatartományában (általában, a ciklotron paramétereinek alapján $E_\alpha = 3,5 - 10,4$ MeV között 11 – 24 MHz) 4 – 500 nA intenzitású nyalábot tudtak a céltárgyra vezetni és a céltárgy-blende arány ebben az esetben is 1:1 körüli volt. A nyalábvezetést követően a gázcella szelepét bezártam, így elválasztva a cellát a vákuumtértől. Ezután a gázkezelő rendszeren keresztül a ^3He céltárgygázt engedtem be.

A kísérletek kezdeti fázisában néhány esetben csak a nyalábvezetést követően szereltem be a cellát a kamrába, ekkor nagyobb mértékben növekedett a cella belsejében a nyomás a mérés során. Abban az esetben, ha a nyalábvezetés alatt már a kamrában volt a gázcella a fóliákkal együtt, akkor valamilyen mértékben sikerült kifűteni a fóliákat, így csökkent a

kigázosodásuk. A besugárzás során ilyen esetekben legtöbb alkalommal előforduló ~10 torr többlet helyett kisebb mértékű nyomásnövekedést figyeltem meg a cellán belül. A besugárzások hossza általában 10 és 26 óra között változott, ennyi idő alatt mérhető aktivitású ${}^7\text{Be}$ gyűlt össze a kilépő fóliákban.

A hatáskeresztmetszet meghatározásához többek között ismernem kell a bombázó részecskék fluxusát, amit töltésméréssel határoztam meg. Ez azért volt lehetséges, mert az egész aktivációs kamra szigetelve van és Faraday-kalitkaként funkcionál. Mivel a gázcella és a lezáró fóliák is a Faraday-kalitkán belül helyezkednek el, így a bennük zajló töltéscsere nem befolyásolja a mérést. A besugárzások során töltés integrátorral gyűjtöttem az adatokat, melyeket a nagy energiás mérések esetén 60 másodpercenként, míg az első rezonancia környékén végzett méréseknél 10 másodpercenként mentettem minden alkalommal, így nyomon követhetővé vált az áram ingadozása az egyes besugárzások alatt.

A töltésmérés megbízhatóságát egy Keithley 6574 típusú elektrométerrel ellenőriztem. Ehhez az elektrométert a kamrához kötöttem és egy labortápegység, illetve egy feszültségosztó segítségével 200 – 2000 nA közötti tartományon változtattam a kamrára adott áramot. Ezen a tartományon az elektrométer leírása alapján 0,2 – 0,1 % közötti pontossággal lehetséges az áramértékek leolvasása [82]. A méréseket 100 nA-es lépésközönként végeztem el, amit az elektrométeren állítottam be és mértem a töltésintegrátor által szolgáltatott áramokat. A számomra releváns 400 – 1200 nA-es érték környezetében azt találtam, hogy az integrátorral mért érték eltér az elektrométeren beállított értéktől. Kalibrációs konstans határoztam meg a fentiek alapján az egyes áramértékekhez kapcsolódóan, ami átlagosan 3% eltérést jelentett az elektrométerrel és a töltésintegrátorral mért értékek között. A töltésmérés alapján meghatározott bombázó részecskék számát a kapott kalibrációs értékek figyelembevételével korrigáltam, így a valóságban a cellába érkező töltést használhattam a kiértékelésem során. Konzervatív becslésként 3% bizonytalanságot rendeltem a töltésméréshez.

A besugárzások során 10 percenként nyomon követtem a cella nyomásváltozását. A cellában történő nyomásváltozás növekvő vagy

csökkenő lehet. A növekedés a fólián és a gázon történő kölcsönhatások miatt jöhet létre, amit befolyásol a nyaláb intenzitása is. A beengedett céltárgygáz nyomás csökkenését a nem megfelelő rögzítés vagy a fólián előforduló néhány μm nagyságú lyuk okozhatja. Tehát ha eresztett a cella, azt észlelhettem és leállíthattam a besugárzást.

3.4 Az alkalmazott detektorok és gamma-spektroszkópia

A korábban ismertetett aktivációs technikát gamma-spektroszkópiával kombinálva végeztem el a méréseimet és mértem meg a besugárzott minták aktivitását. A $^3\text{He} + ^4\text{He}$ besugárzások után két nagy tisztaságú germánium detektort használtam a kilépő fóliákban összegyűjtött ^7Be aktivitások meghatározásához. Az egyik egy Canberra GL2015R típusú alacsony energiás germánium (LEGe – low energy germanium) detektor [83], a másik egy Canberra GR10024N típusú, ultraalacsony háttérű (ULB – ultra low background) detektor [84]. A detektorokat kadmium és réz réteggel bélelt ólomárnyékolás vette körül, ami segítette a környezeti háttérsugárzás elnyomását. Mindkét detektor érzékenysége alapján alkalmas volt a ^7Be bomlását követő $E_\gamma = 477,6 \text{ keV}$ energiájú gamma-fotonok detektálására.

A félvezető detektorokban a gamma-fotonok hatására elektron-lyuk párok keletkeznek, melyeket egy külső elektromos tér gyűjt össze. Az ilyen módon összegyűjtött töltéshordozó párok olyan detektálható jeleket jelentenek, melyek arányosak a gamma-foton energiájával. Ezeket a jeleket a detektorban található előerősítő alakítja át, ahonnan egy főerősítőbe vezetjük a jelet. Ennek segítségével történik a jelformálás. A megfelelően erősített jelet ezután egy analóg-digitális átalakító segítségével alakítunk digitális jellé, majd a megfelelő szoftver segítségével elvégezhető a spektrum felvétele.

A nagy tisztaságú germánium detektorok általában kiváló energiefeloldással rendelkeznek, mivel a töltéshordozók létrehozásához rendkívül alacsony energia (közel $2,9 \text{ eV}$) szükséges. Továbbá kitűnő jel-zaj aránnyal rendelkeznek. Ehhez hozzájárul a folyékony nitrogénnel való

hűtés, ugyanis szobahőmérsékleten túl nagy lenne a detektor saját vezetése, ami zajos jelet eredményezne. Ezekkel a detektorokkal széles energia intervallumon (néhány tíz keV energiától több MeV energiáig) detektálhatók gamma-fotonok.

A gamma-fotonok és a detektor anyagában lévő elektronok kölcsönhatásában a következő három folyamat zajlik le: fotoeffektus, Compton-szórás és párkeltés [85]. A fotoeffektus során a gamma-foton egy belső héjon kötött elektronnal hat kölcsön és a folyamat során a gamma-foton a teljes energiáját átadja az elektronnak, amely ennek hatására megfelelő kinetikus energiára tesz szert és kilökődik az atomból. Ebben a kölcsönhatásban a gamma-foton megszűnik. Abban az esetben, ha egy gamma-foton egy kvázi szabad elektronon szóródik, akkor Compton-szórásról beszélünk. Ebben a kölcsönhatásban részleges energiaeinyelés történik a detektorban, így egy folytonos spektrum alakul ki és háttérrel okozhat az ottlévő csúcsoknak. A párkeltés során a gamma-foton egy elektron-positron párrá alakul az atommag közvetlen környezetében. Ez a folyamat akkor játszódik le, ha a foton legalább a két részecske nyugalmi tömegével megfelelő energiával rendelkezik, ami $E_\gamma > 1022 \text{ keV}$.

Ahhoz, hogy a felvett gamma-spektrumot értelmezni tudjuk, a detektor kimeneti csatornaszámait valós energiáknak kell megfeleltetnünk. Az energiakalibrációt különböző referencia források segítségével végeztem, az energia-csatornaszám között lineáris kapcsolatot kihasználva. Ugyanezekkel a forrásokkal a detektor határfokát is meghatároztam.

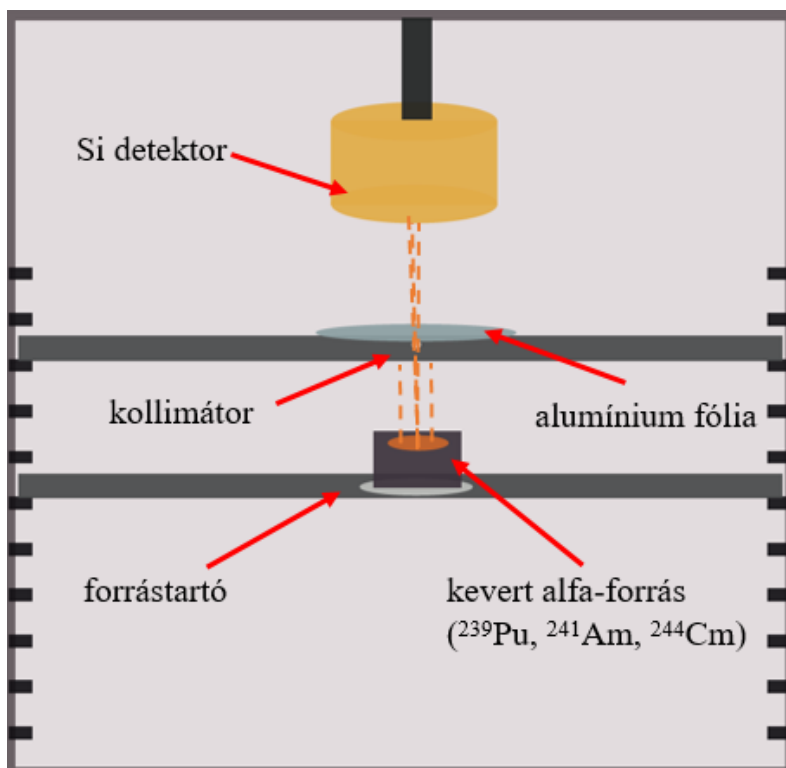
4. fejezet

Előkészítő mérések

Ebben a fejezetben bemutatom a belépő fólia vastagság meghatározását, a kilépő fóliák kiválasztásához szükséges szimulációk eredményeit, valamint a hatáskeresztmetszet meghatározásához szükséges mennyiségek mérési és meghatározási módszereit.

4.1 A belépő és kilépő fóliák jellemzői

A belépő fóliák vastagságának pontos ismerete szükséges a tömegközépponti energiák precíz meghatározásához. A nagyobb pontosság érdekében nem volt elegendő a gyárilag megadott hibaérték, ami például a nominális 10 μm -es fólia vastagság esetén 10 % volt. Egy belépő fóliát 3 – 4 egymást követő besugárzás során is tudtam használni, ezt követően már roncsolódott a fólia anyaga és megbízhatatlan lett a vákuumállóságot illetően. Továbbá a szénráégés mértéke is jelentőssé vált, ami indokolta, hogy a további besugárzásokhoz új fóliát használjak. A besugárzásokat követően a gázcellából kiserelt belépő fóliát egy ORTEC-Soloist alfa-spektrométerbe helyeztem a vastagság méréshez, egy rögzített forrás-kollimátor-fólia-detektor elrendezésben, ahogyan a 13. ábrán látható.



13. ábra: Sematikus rajz a vastagságmérés során használt elrendezésről. A forrástartó és a kollimátor (és a rajta lévő fólia) pozíciója a mérések során nem változott.

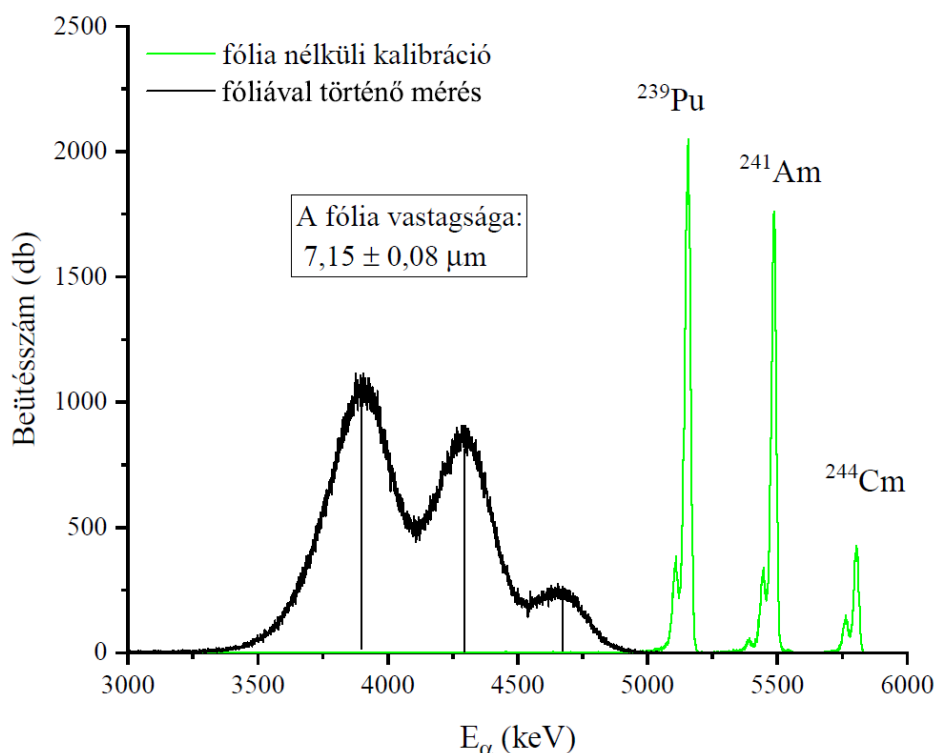
A fóliában történő energiaveszteséget, ami arányos a fólia vastagságával, a következő módon határoztam meg: a spektrométer kalibrációját fólia nélkül egy háromizotópos (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) alfa-forrással végeztem el. Az izotópok legintenzívebb alfa energiáit az 1. táblázatban gyűjtöttem össze. Ezt követően vettem fel a forrás alfa-spektrumait, immár a behelyezett fóliával. A legtöbb esetben egy fólia három pontján, a közepén lévő szénfolton, a szénfolt-alumínium határfelületén és a leszorításnál lévő tiszta alumíniumon végeztem el a gyűjtéseket. A gyűjtések hossza általában 10 – 12 óra volt. Ennyi idő alatt megfelelő hozammal, kiértékelhető statisztikájú alfa-spektrumot kaptam. Tipikus alfa-spektrumok láthatók a 14. ábrán, ahol fólia nélküli kalibrációs spektrumot és a fóliával végzett mérések spektrumait közösen ábrázoltam.

1. táblázat: A kevert alfa-forrásban található izotópok és hozzájuk tartozó legintenzívebb alfa-energiák. A mért kalibráló spektrumban az 1% feletti intenzitással rendelkező átmenetek megjelentek.

Izotóp	E_α (keV)	I_α (%)
^{239}Pu	5105,5	11,9
	5144,3	17,1
	5156,6	70,8
^{241}Am	5388,0	1,7
	5442,8	13,1
	5485,6	84,8
^{244}Cm	5762,6	23,1
	5804,8	76,9

A fólián történő áthaladáskor a csúcs kiszélesedik, ezért a mért alfa-spektrumokban a legintenzívebb csúcsokra Gauss függvényt illesztettem, amellyel a csúcs pozícióját meghatároztam. A csúcspozíciók eltolódásából meghatároztam az energiavesztést, végül a fólia vastagságokat SRIM [86] szimulációkkal határoztam meg. Ez egy olyan programcsomag, amely az anyagokban zajló iontranszport jellemzőit számolja. Mindhárom mért pont esetén hibahatáron belül azonos értékeket határoztam meg. Ez többek között azt is bizonyította, hogy a látható szénréteg nem okozott jelentős energiavesztés növekedést, így az egymás utáni azonos belépő fóliával mért pontok tömegközépponti energia meghatározásánál ugyanazt a fólia vastagságot vehettem figyelembe, ami az egyedi pontokon mért vastagságok bizonytalanságukkal súlyozott átlaga. Ilyen módon az alfa energiavesztés mérésével 1,2 %-nál nem nagyobb statisztikus bizonytalansággal kaptam meg a fóliavastagságokat, amely nem tartalmazza a fékezőképesség (stopping power) bizonytalanságokat. Ezeket a középponti energia meghatározásakor veszem figyelembe, amit a későbbiekben tárgyalok.

A kilépő/gyűjtő fólia esetén szimulációkat futtattam annak érdekében, hogy megbecsüljem, hogy a keletkező ^7Be magok mekkora része implantálódik a 12 mm-es átmérőjű fóliába. Első lépésként a SRIM program [86] segítségével a belépő fólián és a céltárgyágon áthaladó nyaláb energiáját becsültem meg. A kapott effektív energiákat felhasználva meghatároztam a reakció kinematika által kijelölt maximális energiát a ^7Be



14. ábra: A vastagságmérés fólia nélküli és egy fóliával mért spektrumának összehasonlítása. A zölddel jelölt spektrum a fólia nélküli méréseket jelöli, amellyel egyúttal a detektor kalibrációját is elvégeztem. A feketével jelölt spektrum a fóliával végzett mérést mutatja.

magokra vonatkozóan az egyes besugárzások esetén. Ezekkel a ${}^7\text{Be}$ energiákkal ismételtén egy SRIM szimulációt futtattam, annak érdekében, hogy egy adott vastagságú kilépő fóliában meghatározzam a behatolási mélységeket. A kapott eredmények alapján 4 különböző vastagságú (10, 15, 20, 25 μm) alumínium fóliát használtam kilépő/gyűjtő fóliaként. A nagytisztaságú fóliák is tartalmaznak szennyezőket, amik a gyártási folyamat során jelennek meg. A kilépő fólia vastagságának megválasztásával a szennyezők mennyiségét igyekeztem csökkenteni. Az alfa energiák, a kinematika alapján meghatározott ${}^7\text{Be}$ maximális energiák és a behatolási mélységek tartománya, illetve a választott fólia vastagságok a 2. táblázatban láthatók.

A kinematika számításokkal meghatároztam azt is, hogy a keletkező ${}^7\text{Be}$ milyen nyílásszöggel indul el a reakciót követően. Megállapítottam, hogy

2. táblázat: A szimulációkban felhasznált értékek és a kapott eredmények láthatók, amelyek alapján eldöntöttem, hogy milyen vastag kilépő fóliát helyezek a gázcellába. A 10 μm vastagságú fóliát az $E_\alpha = 11 - 20$ MeV tartomány vizsgálatokor két besugárzásnál használtam, szemben az $E_\alpha = 7,5 - 8,5$ MeV besugárzási energiáknál, ahol minden esetben az említett vastagságú fóliában gyűjtöttem össze a ${}^7\text{Be}$ atommagokat.

E_α [MeV]	$E_{7\text{Be max.}}$ [MeV]	behatolási mélység [μm]	kilépő Al fólia nominális vastagsága
7,5 – 8,5	3,6 – 4,5	5,0 – 6,1	10 μm
11 – 11,5	5,9 – 6,2	8,3 – 8,8	10 μm
12 – 14	6,5 – 7,8	9,2 – 11,3	15 μm
14,5 – 18	8,1 – 10,3	11,8 – 15,5	20 μm
18,5 – 20	10,6 – 11,6	16,1 – 17,9	25 μm

a kiszélesedés $1,0 - 1,5^\circ$ között változott a nyalábirányhoz képest. A belépő fólián lévő nyalábfolt átmérőjéből kiindulva egy csonkakúp nagyobb oldali átmérőjét határoztam meg, mint lehetséges nagyságot a ${}^7\text{Be}$ kiszélesedésre. Például a belépő oldalon lévő, 7,2 mm átmérőjű nyalábfolt esetén (11. ábra), a kilépő fóliában 8,85 – 9,38 mm között változó átmérőjű körön belül csapódtak be a ${}^7\text{Be}$ atommagok a különböző energiájú besugárzások során. SRIM szimulációkkal megvizsgáltam még, hogy mekkora valószínűséggel történik ${}^7\text{Be}$ visszaszórás és azt is, hogy milyen eséllyel áll meg a céltárgyában a keletkező ${}^7\text{Be}$. Ezekre elhanyagolható értékeket kaptam. Mindent egybevetve, a fent leírtak alapján egyértelmű, hogy kinematikai okokból minimális veszteség volt jellemző, mivel a 12 mm-es átmérőjű fólián elhanyagolható veszteséggel összegyűjtöttem a keletkezett ${}^7\text{Be}$ atommagokat.

4.2 A hatáskeresztmetszet meghatározásához szükséges paraméterek

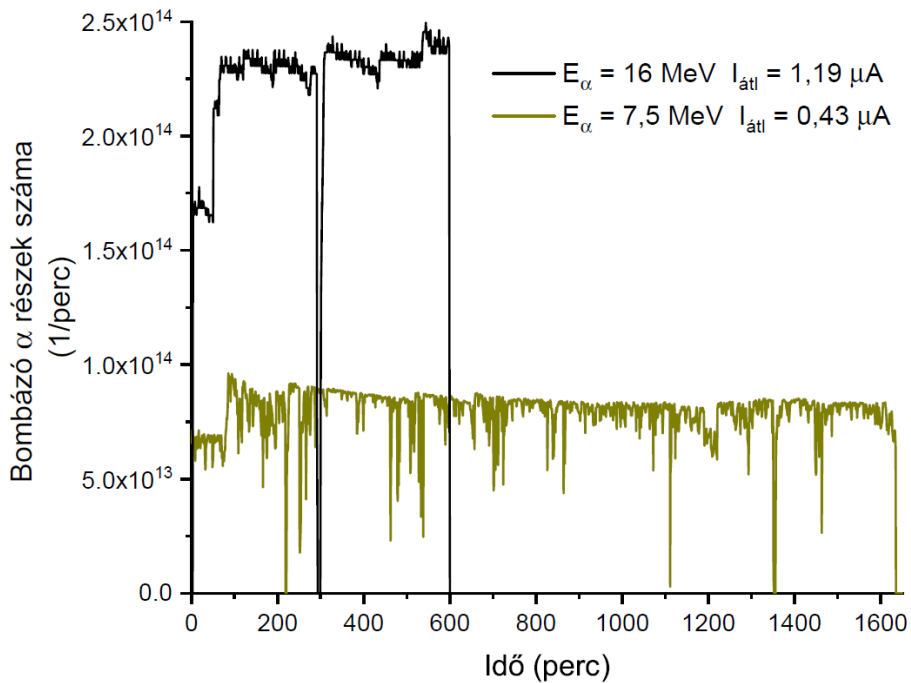
A hatáskeresztmetszet meghatározásához szükséges (7) és (8) összefüggéseket behelyettesítve a (9) egyenletbe, a következő összefüggést kapjuk:

$$\sigma = \frac{C \cdot [e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{sz}}) \cdot I_Y \cdot \eta]^{-1}}{\phi \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda t_{bes}})}{\lambda} \cdot n_t}. \quad (10)$$

A következőkben az ebben az egyenletben szereplő mennyiségek meghatározására vonatkozó részleteket tárgyalom.

4.2.1 A bombázó alfa-részecskék számának mérése

A besugárzások során kétszeresen pozitív töltésű ${}^4\text{He}^{++}$ nyalábot használtunk. A töltésintegrátor egy beütése 10^{-7} C töltésnek felelt meg. A bombázó alfa-részecskék számának meghatározásakor figyelembe vettem a kétszeres töltést, továbbá a besugárzás során történő bomlásokat a (8) egyenletben szereplő exponenciális összefüggésnek megfelelően. Ezen túlmenően a korábban ismertetett kalibrációs faktorial is korrigáltam a töltésmérésből származó adatokat. Ehhez egyszerűen megkerestem a mérés átlagáramához tartozó osztófaktort a kimért eredmények alapján. Minden esetben a töltésintegrátor alapján 60 másodpercenként rögzített értékek felhasználásával meghatároztam a bombázó részecskék számát, ami az egyes besugárzások alkalmával $\sim 10^{17}$ nagyságrendű volt, amelyhez 3% bizonytalanságot rendeltem a töltésmérés megbízhatósága alapján. A 15. ábrán az alapharmonikus módban mért $E_\alpha = 16$ MeV energiájú besugárzás és a harmadik harmonikus módban mért $E_\alpha = 7,5$ MeV energiájú besugárzás esetén a nyalábáram időbeli alakulását mutatom be. A besugárzások időtartamát, az átlagáramokat és a további jellemzőket az 5. és 6. fejezetben mutatom be.



15. ábra: Az $E_\alpha = 16$ MeV és $E_\alpha = 7,5$ MeV energiájú besugárzás során a bombázó részec száma a besugárzás kezdetétől mért idő függvényében. Látható, hogy a magasabb energia esetén stabilabb nyalábáramot szolgáltatott a ciklotron gyorsító (fekete). Öt órával a besugárzás után egy rövid leállás volt. A sötét sárga jelölésű alacsonyabb energiájú besugárzáskor a nyalábáram ingadozó, de összességében ebben az esetben is meghatározható egy átlagáram, amellyel a bombázó részec száma meghatározható.

4.2.2 A céltárgymagszám meghatározása

A céltárgymagok számát az ideális gáz állapot egyenletének felhasználásával határoztam meg:

$$p \cdot V = N_t \cdot k \cdot T, \quad (11)$$

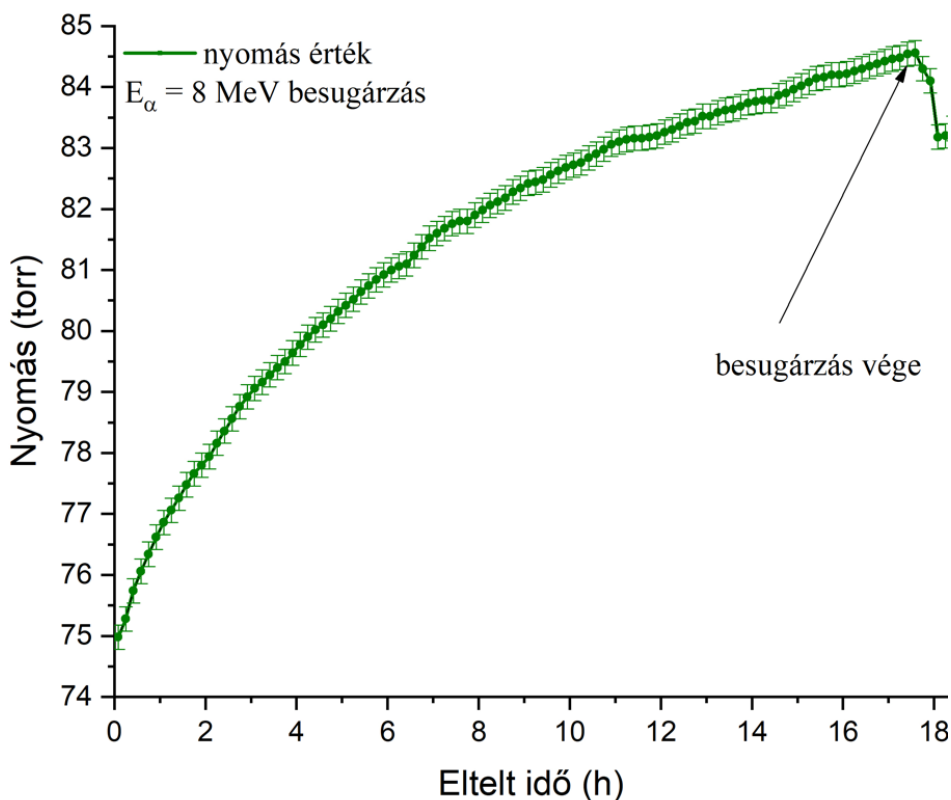
ahol a p a céltárgy gáz nyomása, V a térfogatot jelöli, N_t a céltárgymagok száma, k a Boltzmann-állandó és T a hőmérséklet. Mivel a kiértékeléshez a felületi céltárgymagszám sűrűséget (n_t) szükséges meghatározni, a V térfogat helyett az L cellahosszt használom a számítások során. Így a (11) egyenlet a következőképpen alakul:

$$n_t = \frac{p}{k \cdot T} \cdot L. \quad (12)$$

A cellában lévő kiinduló ^3He gáz nyomását a legtöbb esetben 75 torr körülire állítottam. Ezt a nyomásértéket az indokolta, hogy az elrendezésünkben ekkora nyomás biztosította az általunk optimálisnak gondolt 10^{19} atom/cm² számú felületi céltárgymagszámot a hatáskeresztmetszet meghatározásához. Továbbá az sem elhanyagolható szempont, hogy a belépő és kilépő fóliák ekkora nyomású gáznak sérülés és roncsolódás nélkül ellenálltak.

A cellában a besugárzás során növekvő nyomás volt megfigyelhető, amit főként a nyaláb hatása befolyásolt. Egy tipikus példa a besugárzás során megfigyelt nyomásváltozásra a 16. ábrán látható. A nyomásmérő leolvasási bizonytalansága 0,2 torr volt. Az extra nyomás a gázcellában, ami az ábrázolt esetben ~ 10 torr volt, nem befolyásolta a mérést. Megvizsgáltam, hogy ha ez a többletnyomás levegő, akkor az, hogyan befolyásolhatja az energiaveszteséget, mind a bombázó részecskék, mind a keletkező ^7Be magok energiáját tekintve. A 75 torr céltárgygáz nyomáshoz képest ez a 10 torr elhanyagolható mértékű effektust jelentett.

A második típusú cella hossza $42,0 \pm 1,0$ mm hosszúságú volt, míg a legújabb cellát $41,9 \pm 1,0$ mm hosszúságúnak mértem. A hossz bizonytalanságra egy felső korlátot adtam, ami magában foglalja a mérés bizonytalanságát (0,2 mm) és a fóliák nyomás hatására történő deformációjának (egyenként 0,3 mm) lehetőségét is. Ez utóbbi effektust egy szakdolgozat keretein belül vizsgálták részletesebben [87]. A cellában lévő nyomás a fólia deformációját okozza, ami a cella hosszának növekedésével, így adott nyomás mellett a céltárgymagok felületi sűrűségének csökkenésével jár együtt. Egy lézeres távolságérzékelővel különböző nagyságú nyomások mellett megvizsgálták a fólia deformációjának mértékét. Mivel jellemzően 75 torr céltárgygáz nyomásnál végeztem a kísérleteket, ezért ennek megfelelően vettem figyelembe a fólia deformációjából származó bizonytalanságot (a fent említett mértékben).



16. ábra: Tipikus nyomásnövekedés a legújabb típusú gázcellában a besugárzás során. A nyomás növekedését a cellában lévő tömítések, a lezáró fóliák és magának a cella falának kigázósodása okozza. Jól látható a besugárzás végén történő éles nyomáscsökkenés, ami a nyomás és a nyaláb intenzitás összefüggését mutatja.

A hőmérséklet 295 K körül változott a gáz beengedésekor, amihez 2 K bizonytalanságot rendeltem. Ezen mennyiségek ismeretében, illetve a Boltzmann-állandót felhasználva határoztam meg a céltárgymagszámot. Mindezen felül figyelembe vettem az úgynevezett beam-heating effektus hatását is. Ez utóbbi jelenség lényege, hogy a beérkező részecskenyaláb a cellában lokálisan felmelegíti a céltárgyázt, melynek a melegedés hatására csökken a sűrűsége, ami céltárgyvastagság veszteséget okozhat, ami befolyásolja a hatáskeresztmetszet meghatározását. Ennek mértéke a méréseim során 0,3 – 0,8 % közötti volt. A beam-heating effektus-t az egységnyi hosszon disszipált teljesítmény függvényében a [88] munkában vizsgálták. A fent említett paraméterek segítségével meghatároztott

céltárgymagok száma $\sim 10^{19}$ atom/cm² volt, 1 % körül ingadozó statisztikus bizonytalansággal (ami a hőmérséklet, a nyomás bizonytalanságából és a beam heating effektusból származott) és 2,5 – 2,7 % teljes bizonytalansággal. Itt a domináns szisztematikus bizonytalanságot a cella hosszának 2,4 %-os bizonytalansága adta.

4.2.3 Hatásfok meghatározás és aktivitásmérés

Mindenekelőtt az ULB detektor hatásfok-energia függvényének felvételét végeztem el, ami a következőképpen zajlott. Ismert aktivitású, hitelesített kalibráló források segítségével megmértem a detektor hatásfokát távoli (27 cm forrás-detektor távolság) geometriában. Egy adott izotóp többféle gamma-fotont is kibocsáthat. A gamma-átmenet intenzitása megmutatja, hogy egy bomlás hány százalékban eredményez egy adott energiájú fotont. A hatásfokméréshez kalibrált ¹³³Ba és ¹⁵²Eu forrásokat használtam, az utóbbival igen széles energiatartományt lehetett lefedni az intenzív gammáinak köszönhetően. A források aktivitása 4 kBq körüli volt a méréseim időpontjában, aminek köszönhetően már 10 – 12 óra alatt a gyengébb intenzitású átmeneteket is 1%, vagy ennél jobb statisztikával mértem meg.

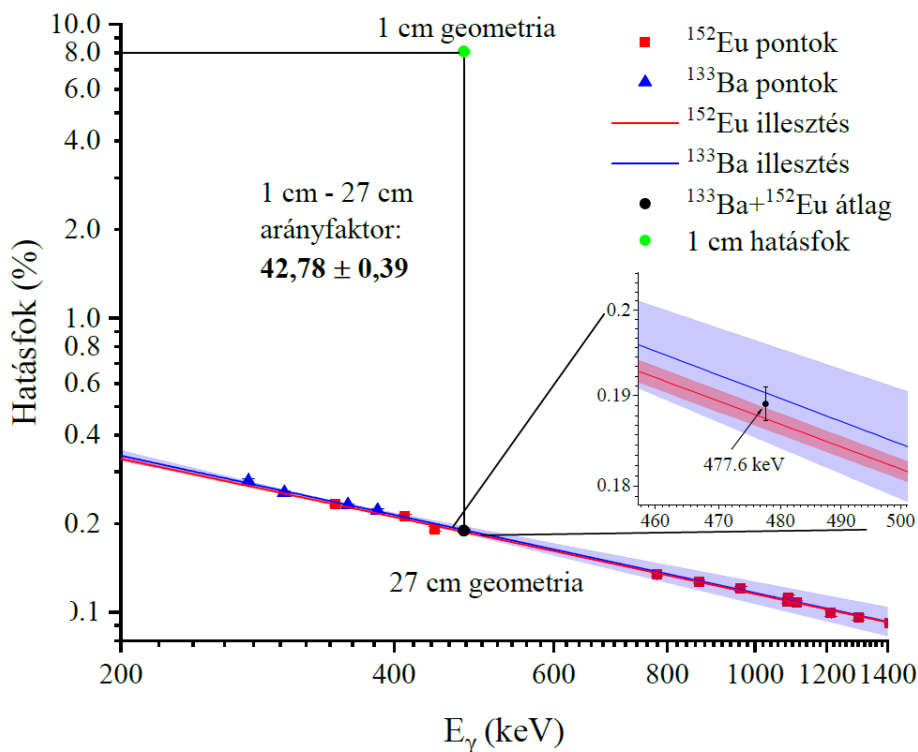
A ¹³³Ba csak elektronbefogással bomlik és négy intenzív gamma-átmenetét használtam fel a hatásfok meghatározás során, melyek az $E_\gamma = 276 - 384$ keV energiatartományt fedik le. Jól látható, hogy ez a tartomány nincs átfedésben a számomra érdekes $E_\gamma = 477,6$ keV energiájú átmenettel, így ebben az esetben extrapolációra volt szükség a ⁷Be átmenet hatásfokának meghatározásához. A ¹⁵²Eu esetén az $E_\gamma = 121 - 1408$ keV energiatartományon vannak olyan gamma-átmenetek, amelyek intenzitása 1% feletti. Ezzel a forrással interpolációra volt lehetőség a hatásfok meghatározáshoz. A ¹⁵²Eu esetén egy szisztematikus vizsgálatot is végeztem, a kétféle bomlási mód (eltérő bomlási valószínűséggel), a negatív béta bomlás (27,92 %) és az elektronbefogás (72,08 %) összehasonlításával. A béta bomlás átmeneteivel és az elektronbefogás átmeneteivel is meghatároztam a hatásfok görbét, majd ezek segítségével

az $E_\gamma = 477,6$ keV gamma-energiára is meghatároztam a hatásfokot és annak bizonytalanságát a legkisebb négyzetek módszerével történő log-log egyenes illesztéssel. Az $E_\gamma = 121$ és 244 keV energiájú átmenet már nem illett bele a log-log skálán egyenes illesztésbe, ezért ezeket a pontokat nem vettem figyelembe a hatásfok meghatározásnál. A nagytisztaságú germánium detektor, amelyet a méréseim során használtam, sajátos jellemzője, hogy körülbelül $E_\gamma = 250$ keV alatt már egy egyenestől eltérő függvény írja le a hatásfokot, emiatt a legkisebb gamma-energia a ^{133}Ba $E_\gamma = 276$ keV energiájú átmenete volt, amit figyelembe vettem. Végezetül a ^{152}Eu és a ^{133}Ba eredményei alapján meghatározott $E_\gamma = 477,6$ keV-es hatásfokot a bizonytalanságukkal súlyozva átlagoltam és kaptam meg a hatásfokot erre az átmenetre 1% bizonytalansággal. Az eredményt a 17. ábrán mutatom be, ahol látható a két forrással külön-külön elvégzett illesztés is. Az ábrán az illesztés statisztikus bizonytalanságának sávjait tüntettem fel, amihez kvadratikusan hozzá kell adni a kalibráló források aktivitás bizonytalanságát, mint szisztematikus bizonytalanságot. A jobb statisztikai bizonytalansággal (0,5 %) rendelkező ^{152}Eu esetén nagyobb az aktivitásból származó skálabizonytalanság (1 %) , míg a ^{133}Ba esetében pont fordítva (statisztikus bizonytalanság: 1,6 %, forrás aktivitás bizonytalanság: 0,7 %) adódott. A súlyozáshoz használt teljes bizonytalanságok közel azonos mértékűek, ami azt eredményezi, hogy a súlyozott átlagolásból kapott eredmény értéke közel megegyezik a súlyozatlan átlagolásból kapott értékkel.

A $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ magreakció⁶ felhasználásával saját készítésű ^7Be forrást készítettem arra a célra, hogy egy közel-távol geometria arányfaktort határozzak meg, ugyanis a gamma-gyűjtéseket közeli geometriában (1 cm) végeztem. A true coincidence summing (valódi véletlen egybeesés összegződése) effektus [85] miatt a több gamma-átmenettel is rendelkező

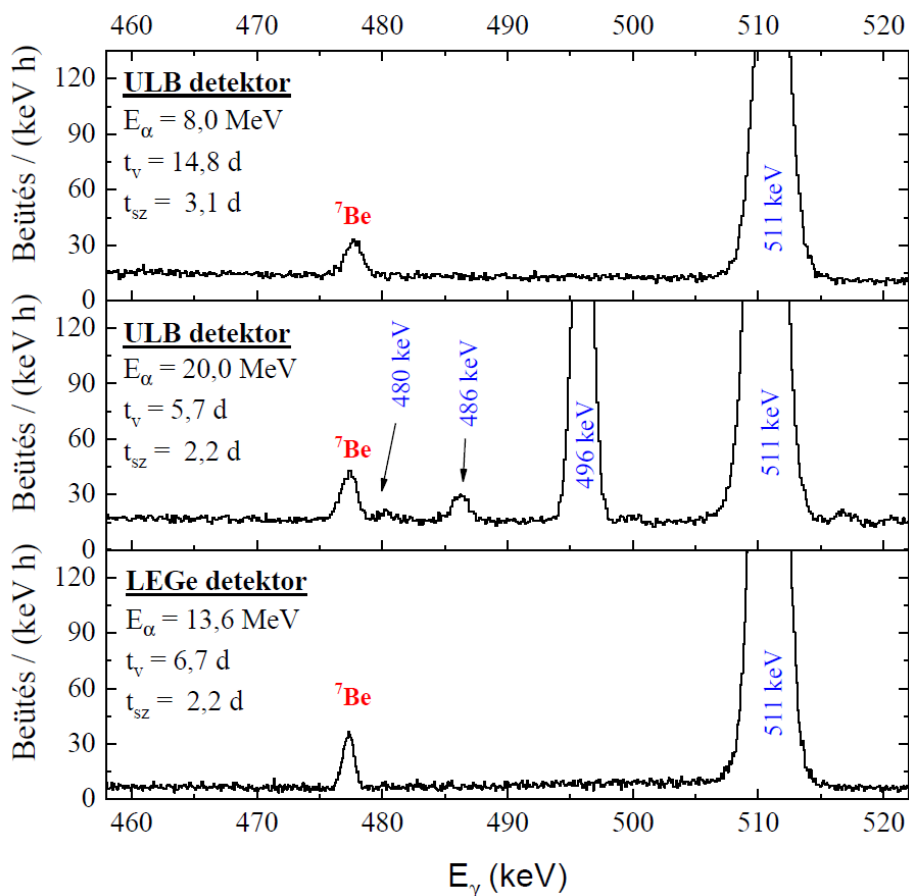
⁶ Ennek a magreakciónak a vizsgálatát széles energiatartományon végeztem el, szintén az Atomki ciklotron gyorsítója segítségével. Ebben az esetben vékony alumínium hordozókra lítium-fluoridot párologtattam és ezeket a mintákat sugároztuk be különböző energiájú proton nyalábbal. A minták aktivitásméréséből meghatároztam a reakció hatáskeresztmetszetét és a kapott eredményeinket publikáltuk [89], de ez nem témája a jelen disszertációnak.

kalibráló források számos korrekciót és szimulációt igényelnek a közeli geometriában hatásfok meghatározásra. Ennek az az oka, hogy lehetséges kaszkád gamma-átmenetek kibocsátása a bomlás során, így egyszerre több gamma-fotont is detektálunk, ebből következően egy adott gamma-átmenetnek megfelelő teljes energiás csúcs hozama kisebb vagy akár nagyobb lesz, mint amit várunk. Az effektus hatása a távolság növelésével elhanyagolhatóvá válik. Emiatt mértem a detektor hatásfokát távoli (27 cm) geometriában. A ${}^7\text{Be}$ forrás körülbelül 1,5 kBq aktivitású volt, amellyel közeli és távoli geometriában végeztem méréseket. A forrást azonos besugárzó kamrában készítettem, mint ahol a minták besugárzása történt. A forrás nyalábfoltja 5 – 6 mm átmérőjű volt, míg a vizsgált minták esetén 7 – 9 mm volt ez a méret. Ezt összevetve a detektor néhány cm átmérőjével, a forrás és a minták geometriája azonosnak tekinthető, ugyanis a detektor közepétől 10 mm távolságban még a hatásfok nem változik. Ebből megállapítottam, hogy a saját készítésű források nem hordoznak extra bizonytalanságot a hatásfokra vonatkozóan. A közel-távol geometria arányfaktor az ULB detektor esetén $42,78 \pm 0,39$ volt, ami kisebb, mint 1% bizonytalansággal terhelt, illetve a 27 cm hatásfok bizonytalanságát is közel 1% pontossággal tudtam meghatározni az $E_\gamma = 477,6$ keV energiára vonatkozóan, így összességében az 1 cm-es geometria hatásfokát 1,5%-os pontossággal tudtam megadni. A ${}^7\text{Be}$ forrás aktivitását ismerve, a forrást a LEGe detektor elé helyeztem 1 cm geometriába. A mért beütésszámok alapján ebben az esetben is meghatároztam egy arányfaktort, amelynek a két detektorral mért közös bizonytalansága 1% körüli volt. A LEGe detektor esetén az arány a ${}^7\text{Be}$ átmenetre vonatkozóan $17,19 \pm 0,19$, amit a korábban leírtak alapján az ULB távoli geometriában mért hatásfokához viszonyítottam. Ezzel az eljárással a LEGe detektor hatásfok bizonytalanságát sikerült minimalizálni, ahhoz képest, mint ha egy ismert aktivitású forrást használtam volna. Így az arány bizonytalansága nem tartalmazza a forrás aktivitás bizonytalanságát. A közeli geometria hatásfokát ismerve, a besugárzás során létrehozott mintákat 1 cm-es távolságban helyeztem el és mértem az aktivitásukat. A besugárzott minták nagy száma miatt a LEGe és az ULB detektorok párhuzamos használata vált szükségessé.



17. ábra: Az ULB detektorral a ^{152}Eu (piros négyzet) és a ^{133}Ba (kék háromszög) források segítségével mért hatásfokok a gamma energia függvényében. A távoli geometriában (27 cm) mért pontok illesztése és az illesztések átlagából meghatározott $E_\gamma = 477,6$ keV átmenetre számolt hatásfokot jelöltem (fekete kör). Az illesztéseket 68%-os konfidencia intervallummal adtam meg. A kinagyított ábrán jól látható a sávok közötti átfedés. Az ábrán feltüntettem még a közel-távol geometria mérésekből meghatározott arányfaktort és a ^7Be minták mérési geometriájában (1 cm) lévő hatásfokot.

A besugárzásokat követően a kilépő fóliákban összegyűjtött ^7Be atommagok számát aktivitás méréssel határoztam meg, melyhez az előző fejezetben ismertetett detektorokat használtam. A mért spektrumok esetén először az $E_\gamma = 477,6$ keV energiájú átmenethez tartozó csúcsot azonosítottam. Tipikus gamma-spektrumok a 18. ábrán láthatók. A felső két ábrán az ULB detektorral mért alacsonyabb energiájú és magasabb energiájú besugárzásokat követően mért gamma-spektrumok láthatók. A magasabb energiájú gamma-spektrumban megjelenő további csúcsok eredetét részletesen kifejtem a 6. fejezetben. Az alsó, harmadik ábrán pedig egy LEGe detektorral mért gamma-spektrum látható. A legtöbb esetben a



18. ábra: Különböző besugárzásokot követően mért gamma-spektrumok a ${}^7\text{Be}$ átmenet környezetében. Az ábra felső és középső részén az ULB detektorral mért, míg az alsó részén a LEGe detektorral mért spektrumokat ábrázoltam. A besugárzások energiája mellett feltüntettem a várakozási és számlálási időket is.

${}^7\text{Be}$ csúcs környezetében nem volt egyéb zavaró csúcs, ezek a 16 MeV feletti besugárzásoknál jelentek meg, parazita reakciók révén. A csúcs előtt és után kijelölt területen lineáris háttérlevonást végeztem, majd ezt követően egy Gauss függvényt illesztettem a csúcra, a csúcsterület meghatározásának érdekében. A kiértékelés során a csúcsterület korrigáltam a detektor holtidejével, ami 0,1 %-nál kisebb mértékű korrekciót jelentett. Továbbá figyelembe vettem a mérés során történő bomlásokat is a (7) egyenletben szereplő exponenciális tagokkal, amelyek a várakozási időnek és a gyűjtés hosszának megfelelő faktorokat jelentik.

A besugárzás végén létrejött ${}^7\text{Be}$ magok számát minden energia esetén az egyes gyűjtések bizonytalansággal súlyozott átlagaként határoztam meg, így összességében a gamma-gyűjtések statisztikai bizonytalansága 2 – 3 % volt.

A mért beütésszám arányos a ${}^7\text{Be}$ minták aktivitásával és ennek megfelelően a besugárzás végén létrejött ${}^7\text{Be}$ magok számával is. Ez utóbbi mennyiség esetén figyelembe kell venni a detektor hatásfokát a bomlás során kibocsátott $E_\gamma = 477,6$ keV energiájú gamma-sugárzásra vonatkozóan, továbbá az átmenet intenzitását is. Ezeket a tagokat a (7) egyenlet tartalmazza. A fentiek figyelembevételével a besugárzás végi aktivitást a következő egyenlettel adhatjuk meg:

$$A = N_R \cdot \lambda, \quad (14)$$

ahol N_R a besugárzás végén létrejött magokat jelenti, amelyben a csúcsterületet korrigáltam a holtidő veszteséggel, a véletlen koincidencia veszteséggel, a várakozási és hűlési bomlásfaktorokkal továbbá a hatásfokkal és a gamma-átmenet intenzitásával. Ezek alapján a ${}^7\text{Be}$ minták aktivitása néhány Bq nagyságrendű volt a méréseim során.

A következő két fejezetben a két energiatartományon mért mennyiségek jellemzőket mutatom be és a hatáskeresztmetszet eredményeket ismertetem.

5. fejezet

Hatáskeresztmetszetszmérés az első rezonancia környezetében

5.1 Az első rezonancia körüli ($E_\alpha = 7,5 - 8,5$ MeV) mérések

Ezen az energiatartományon befogási reakcióból származó kísérleti adatsor csak tömegszeparációs technikával végzett mérésekből áll rendelkezésre. Ennek a mérési technikának az ismertetését a 2.3 alfejezetben tettem meg. Egy rezonancia környezetét célszerű ismernünk, hiszen az extrapolációt és az elméleti modelleket is befolyásolják a rezonancia paraméterei (hely, szélesség). Ennek apropóján célul tűztük ki ennek az $E_\alpha = 7,5 - 8,5$ MeV energiatartománynak a részletesebb vizsgálatát, aktivációs technikával.

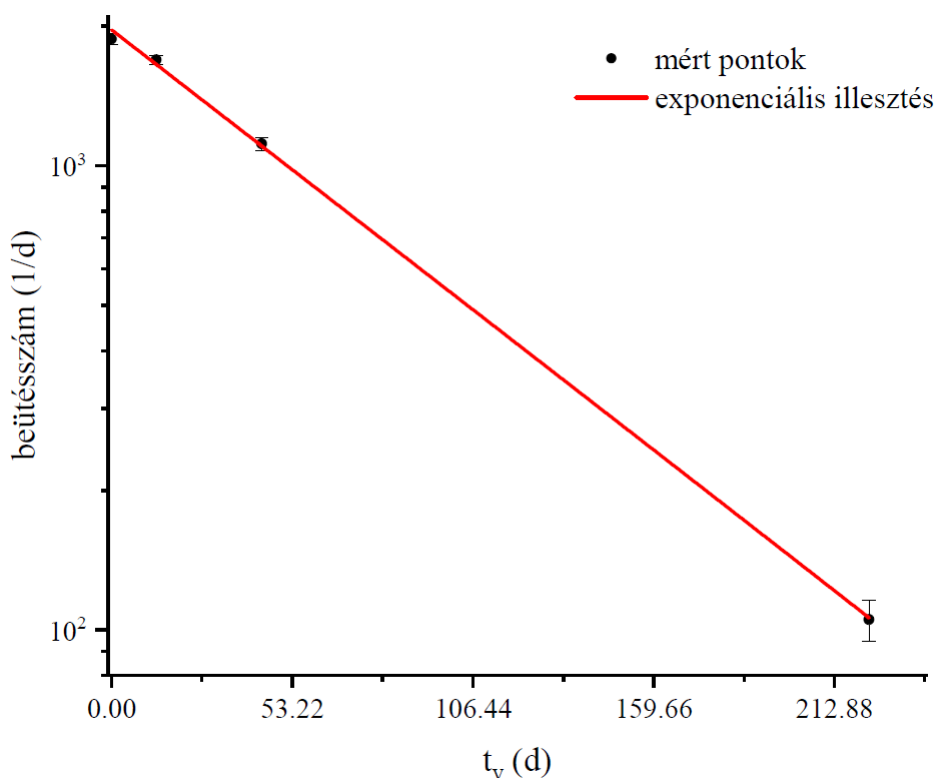
A 3.2 alfejezetben ismertetett gázcella fejlesztések közül a második és harmadik (legújabb) gázcella típussal is végeztem méréseket az első rezonancia környékén. Az előbbivel még a ciklotron 2A nyalábvégén, míg az új gázcellával már a 9 jelölésű nyalábvégén végeztem a besugárzásokat. A két nyalábvégre eltérő úton jut el a nyaláb, illetve a 2A nyalábvégre kevesebb fókuszáló eszközzel (lencse, mágnes) történik a nyalábvezetés. A disszertációm csak a 2A nyalábvégén mért eredményeken alapszik.

3. táblázat: A besugárzásra és a céltárgyra vonatkozó legfontosabb paraméterek összefoglalása. Balról jobbra haladva a következő mennyiségek szerepelnek: a besugárzás energiája, a belépő fólia vastagsága, a ^3He kezdeti nyomása, a céltárgymagok száma, a besugárzás időtartama és az átlagos nyalábintenzitás.

E_α (MeV)	d (μm)	P_{kezdeti} (torr)	n_t (10^{19}atom/cm^2)	t_{bes} (óra)	$I_{\text{átlag}}$ (μA)
7,50	$10,84 \pm 0,04$	76,9	$0,99 \pm 0,02$	27,2	0,43
7,70	$10,32 \pm 0,05$	75,0	$1,02 \pm 0,03$	21,5	0,52
7,85	$10,44 \pm 0,02$	75,4	$1,03 \pm 0,03$	18,7	0,40
8,00	$10,44 \pm 0,02$	73,6	$1,00 \pm 0,02$	20,1	0,39
8,10	$10,55 \pm 0,04$	76,5	$1,03 \pm 0,03$	21,3	0,51
8,20	$10,80 \pm 0,10$	75,8	$1,03 \pm 0,03$	19,7	0,49
8,30	$10,55 \pm 0,04$	76,1	$1,03 \pm 0,03$	21,2	0,50
8,40	$10,32 \pm 0,05$	77,3	$1,05 \pm 0,03$	19,2	0,54
8,50	$10,32 \pm 0,05$	75,3	$1,02 \pm 0,03$	19,8	0,57

A besugárzások során kétszeresen pozitív töltésű $^4\text{He}^{++}$ nyalábot használtunk. A besugárzások hossza 18 – 28 óra között változott és a nyalábintenzitás 0,4 – 0,6 μA közötti volt. A bombázó alfa-részecskék számának meghatározását az előző fejezetben ismertettem. Az egyes besugárzások alkalmával $\sim 10^{17}$ nagyságrendű volt, amelyhez 3% bizonytalanságot rendeltem a töltésmérés megbízhatósága alapján. A legtöbb besugárzáshoz 10 μm nominális vastagságú alumínium belépő fóliát használtunk. A fóliában történő tipikus energiaveszteség 1200 – 1500 keV volt, ezen az energiatartományon. A belépő fóliákat több besugárzás során is használtuk, míg a kilépő fóliákat, amelyek szintén 10 μm vastagságúak voltak ezen mérések esetén, az adott besugárzást követően egy újra cseréltük. A besugárzáshoz kapcsolódó jellemzőket a 3. táblázatban foglaltam össze.

A céltárgymagszám meghatározáshoz a legfontosabb mennyiség a cellában lévő kiinduló ^3He gáz, amelynek nyomását 75 torr körülire állítottam. Ezeket az adatokat és a meghatározott céltárgymagszámokat szintén a 3. táblázat tartalmazza.



19. ábra: A besugárzás óta eltelt idő függvényében ábrázoltam az egy napra átlagolt beütésszámokat a különböző gyűjtési ciklusokban. Az y tengely logaritmikus. Az idő tengelyen a felezési idő többszöröseinek megfelelő értékeket tüntettem fel. A mért pontokra exponenciális függvényt illeszttem az irodalmi $t_{1/2} = 53,22$ nap felezési időt fixen tartva.

A kilépő fóliákban összegyűjtött ^7Be atommagok számát aktivitás méréssel határoztam meg, melyhez az ULB detektort használtam. A minták aktivitása 1 Bq és 1,5 Bq között változott, ez meghatározta a gamma-gyűjtések hosszát, ami viszonylag széles időskálán, 9 – 19 nap között változott. Ezeket a hosszú gyűjtéseket több részletben végeztem, különböző várakozási időkkel. Ezzel ellenőrizni tudtam a felezési időt is, ami minden minta esetén jó egyezésben volt az irodalmi értékkel (19. ábra).

A gamma-gyűjtések jellemzőit a 4. táblázatban foglaltam össze. A gamma-gyűjtések végeztével újra megmértem a detektor hatásfokát a korábban leírt módon egy új ^7Be forrást készítve és ~ 0,3 % maximális eltérést tapasztaltam, ami bőven a statisztikus bizonytalanságon belül van.

4. táblázat: Az ULB detektorral végzett mérések jellemzőinek összefoglalása látható. Az egyes besugárzások után a különböző hűlési idővel indított gamma-gyűjtések számát, a teljes gyűjtések hosszát és a besugárzás végén létrehozott aktivitásokat tüntettem fel.

E_{α} (MeV)	gyűjtések száma (db)	t_{gy} (nap)	A (Bq)
7,50	3	17,54	1,3
7,70	3	9,19	1,4
7,85	4	12,72	1,0
8,00	4	12,20	1,0
8,10	4	18,20	1,5
8,20	4	10,72	1,3
8,30	4	18,88	1,5
8,40	3	9,00	1,4
8,50	3	9,65	1,5

5.2 Eredmények

Az Atomki ciklotron típusú gyorsítójával az $E_{tkp} = 2,5 - 3,1$ MeV energiatartományon végzett mérések eredményeit ismertetem az alábbiakban. A besugárzásokat a 2A nyalábvégén, a második típusú gázcellával végeztem el. Az eredményeket az 5. táblázatban foglaltam össze. A kilenc mérés alapján meghatározott hatáskeresztmetszet értékek esetén a statisztikus és szisztematikus bizonytalanságokat külön tüntettem fel. Ez a modern adatsorok közlése esetén már alapkövetelmény, ugyanis az elméleti modellezésekben a statisztikus bizonytalansággal lehetséges megszorítani az illesztett görbét, a szisztematikus bizonytalanság pedig külön tagként kezelendő, ami az abszolút skálát befolyásolja.

A kapott eredmények esetén fontos a bizonytalanságok megfelelő módon történő meghatározása. A következőkben bemutatom, hogy milyen tényezők befolyásolták a hatáskeresztmetszet bizonytalanságait, majd a tömegközépponti energia és bizonytalanságának meghatározását foglalom össze. A hatáskeresztmetszet mérést meghatározó bizonytalanságok a 6. táblázatban láthatók. Az egyes részbizonytalanságok négyzetösszegét

5. táblázat: A kilenc besugárzásnál meghatározott tömegközépponti energiák és azok bizonytalanságai vannak feltüntetve. A mért hatáskeresztmetszetek és a külön bontott statisztikus és szisztematikus bizonytalanságok az utolsó oszlopban láthatók.

E_α (keV)	E_{tkp} (keV)	$\sigma \pm \Delta\sigma_{stat} \pm \Delta\sigma_{szisz}$ (μb)
7500	2582 ± 23	$6,13 \pm 0,18 \pm 0,28$
7700	2712 ± 22	$6,64 \pm 0,16 \pm 0,31$
7850	2778 ± 22	$7,07 \pm 0,20 \pm 0,33$
8000	2851 ± 22	$7,16 \pm 0,19 \pm 0,33$
8100	2892 ± 22	$7,73 \pm 0,15 \pm 0,36$
8200	2927 ± 22	$7,50 \pm 0,19 \pm 0,34$
8300	2989 ± 22	$7,63 \pm 0,15 \pm 0,35$
8400	3050 ± 21	$7,17 \pm 0,18 \pm 0,33$
8500	3098 ± 21	$7,62 \pm 0,19 \pm 0,35$

figyelembe véve határozta meg a hatáskeresztmetszet teljes bizonytalanságát, ami 5 – 5,5 % között változott.

A tömegközépponti energia meghatározásakor az első lépés a belépő fólián történő energiavesztés precíz ismerete. Ezt követően figyelembe kellett venni a céltárgyban történő energiavesztést is. Mindkét esetben a SRIM szimuláció eredményeit használtam fel. A tömegközépponti energia számolását a következő összefüggéssel végeztem el:

$$E_{tkp} = \frac{m_3}{m_4 + m_3} \left(E_\alpha - \Delta E_\alpha(Al) - \frac{\Delta E_\alpha(^3He)}{2} \right), \quad (15)$$

ahol az első hányados a labor energiáról tömegközépponti energiára történő átváltás arányszáma, ami a 3He és 4He izotópok tömegeit tartalmazza. Az izotópok tömegei rendre: $m_3 = 3,016$ atomi tömegegység, illetve $m_4 = 4,003$ atomi tömegegység. E_α a kiinduló nyaláb energiája, $\Delta E_\alpha(Al)$ az alumíniumban, $\Delta E_\alpha(^3He)$ a céltárgyban történő energiavesztést jelöli. A fékezőképesség bizonytalansága a SRIM adatbázisból az alumíniumra 3,5 %, míg a 3He céltárgyban történő fékezőképesség 4,4 % bizonytalanságú (ebben az esetben már a fólia utáni, csökkentett energiával futtattam a szimulációkat). Ezekhez kapcsolódik még a belépő

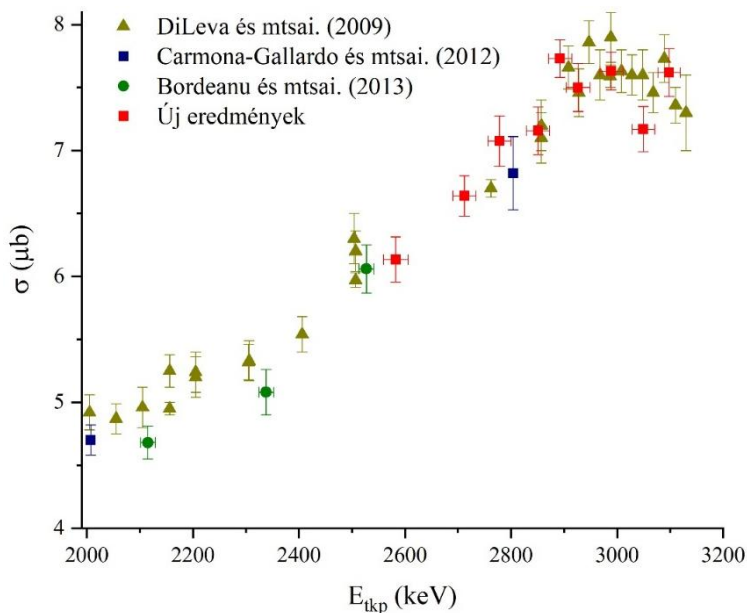
6. táblázat: A bizonytalanságok forrása és azok százalékos hozzájárulása a teljes bizonytalansághoz.

Forrás	Bizonytalanság
Töltésmérés	3,0 %
Céltárgygáz nyomás	0,3 %
Cella hossz	2,4 %
Cella hőmérséklet	0,7 %
Beam-heating effektus	0,4 – 0,7 %
Detektor hatásfok	2,0 %
Gamma-intenzitás	0,4 %
Statisztikus bizonytalanság	1,8 – 3,0 %
Hatáskeresztmetszet	5,0 – 5,5 %

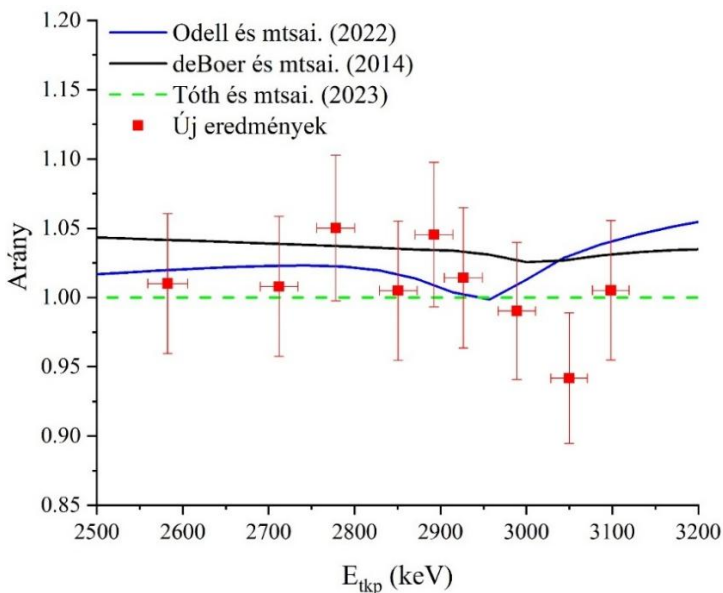
alumínium fólia vastagságának közel 1 %-os pontossága is, továbbá a ciklotron gyorsító 0,3 % energiabizonytalansága. Mindent összevetve a bizonytalanságokat kvadratikusan terjedtetve a tömegközépponti energia bizonytalansága 0,6 – 0,9 % között változott a mérések során.

A 20. ábrán a mért pontokat irodalmi adatokkal együtt ábrázoltam. A tömegszeparátorral mért eredményekkel [45] és a [68] tanulmány ezen az energiatartományon aktivációval (^3He nyaláb és ^4He céltárgy) mért egy pontjával is jó egyezésben vannak az új kísérleti pontjaim. Továbbá a csoportunkban korábban az első típusú gázcellával mért eredményekkel [69] összevetve is megfelelő egyezés látható.

Az eredményeimet nem csak irodalmi kísérleti adatokkal tudtam összehasonlítani, hanem a könnyű atommagokon lejátszódó magreakciók leírására alkalmas R-mátrix illesztéssel is. A 21. ábrán összehasonlítom az adataimat a korábban végzett R-mátrix illesztésekkel [11],[90] a rezonancia környezetében a [14] munkában végzett R-mátrix illesztés eredményét egységnyinek választva. Az illesztések néhány százalékon belül leírják a kísérleti eredményeket ezen az energiatartományon. A következő fejezetben a magasabb energiákon mért eredményeket és az R-mátrix illesztés részleteit ismertetem.



20. ábra: Az első rezonancia körüli, új mérések eredményei [13], összehasonlítva korábbi irodalmi adatokkal [45],[68],[69].



21. ábra: A [14] munkában végzett R-mátrix illesztéshez (zöld szaggatott vonal) hasonlított korábbi illesztések [11],[90] és az új kísérleti eredmények [13] összehasonlítása.

6. fejezet

Hatáskeresztmetszetszmérés a ${}^7\text{Be}$ ismert gerjesztett állapotainak környezetében

6.1 A proton szeparációs küszöb feletti mérések ($E_\alpha = 11 - 20 \text{ MeV}$)

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ magreakciót az $E_{\text{tkp}} = 4,3 - 8,3 \text{ MeV}$ energiatartományon is vizsgáltam, $0,2 \text{ MeV}$ lépésközönként, mely mérések eredményeként 24 darab kísérleti adatot közöltünk [14]. Ezen az energiatartományon korábban nem volt elérhető befogási reakcióból származó adatsor. Az elsődleges motivációja ennek a munkának a vizsgált tartomány kiszélesítése volt, a nulla energiás extrapolációk pontosságának növelése érdekében.

A besugárzásokat a 9 jelölésű nyalábvégén a legújabb fejlesztésű gázcellával végeztem el. A hatáskeresztmetszet méréshez szükséges mennyiségek (célanyagmagszám, bombázó alfa-részecskék mennyisége és a létrehozott ${}^7\text{Be}$ aktivitás) meghatározása a következőképpen történt. Ebben az esetben szintén kétszeresen pozitív töltésű ${}^4\text{He}^{++}$ nyalábbal bombáztuk a ${}^3\text{He}$ célanyagot. A besugárzások hossza 10 és 26 óra között

változott, míg a nyalábintenzitás $0,6 - 1,2 \mu\text{A}$ volt. Ezen az energiatarományon már alapharmonikus módban működik a ciklotron, emiatt stabilabb és nagyobb intenzitású nyalábot lehetett előállítani, mint harmadik harmonikus módban, az alacsonyabb energiák esetén. A bombázó alfa-részecskék számának meghatározását 4. fejezetben ismertetett módon végeztem el, amelynek eredményeként az egyes besugárzások alkalmával közel 10^{17} nagyságrendű alfa-részecske érkezett a gázcél tárgyra. A 7. táblázatban a besugárzás jellemzőit gyűjtöttem össze. A belépő fóliák gyári vastagsága $6,5$ és $10 \mu\text{m}$ volt, melyekhez 10% bizonytalanságot adtak meg. Az egyes fólia vastagságokat a besugárzások után tudtam meghatározni nagy pontossággal. Ehhez a szintén a 4. fejezetben tárgyalt alfa energiavesztés mérését végeztem el a fóliákon. A precízen meghatározott belépő fólia vastagságok ismeretében SRIM szimulációkat futtattam, amely alapján a beérkező alfa nyaláb $0,6 - 1 \text{ MeV}$ közötti energiát veszített a belépő ablakokon való áthaladásakor. A kilépő fóliák esetében 4 féle vastagságú fóliát alkalmaztunk, mely választás okát részletesen kifejtettem a 4.1 részben.

A céltárgymagok számát az ideális gáz állapot egyenletének felhasználásával határoztam meg. A legújabb gázcellát $41,9 \pm 1 \text{ mm}$ hosszúságúnak mértem. A cellában lévő kezdeti nyomások nagyságát $75 - 80 \text{ torr}$ közöttire állítottam a legtöbb esetben. Három energia ($12, 14$ és 16 MeV) esetén alacsonyabb nyomásokkal mértem. A nyomásértékeket és a meghatározott céltárgymagszámokat szintén a 7. táblázat tartalmazza.

A besugárzásokat követően a kilépő fóliákban összegyűjtött ${}^7\text{Be}$ atommagok aktivitásmérését végeztem el. Ehhez két HPGe detektort használtam, melynek a mérési paramétereit a 8. táblázatban foglaltam össze. A *-al jelölt energiák esetén csak a LEGe detektorral végeztem a méréseket, az összes többi esetben mindkét detektort alkalmaztam. A mért spektrumok esetén először az $E_\gamma = 477,6 \text{ keV}$ energiájú átmenethez tartozó csúcsot azonosítottam. A csúcs előtt és után kijelölt területen lineáris háttérlevonást végeztem, majd ezt követően egy lognormal majd egy Gauss függvényt is illesztettem a csúcra, a csúcsterület meghatározásának érdekében. A csúcsnál megjelenő asszimetriát egy lognormal függvényel

7. táblázat: A besugárzásra és a céltárgyra vonatkozó legfontosabb paraméterek összefoglalása. Balról jobbra haladva a következő mennyiségek szerepelnek: a besugárzás energiája, a belépő fólia vastagsága, a ^3He kezdeti nyomása, a céltárgymagok száma, a besugárzás időtartama és az átlagos nyalábintenzitás.

E_α (MeV)	d (μm)	P_{kezdeti} (torr)	n _t (10^{19} atom/cm ²)	t _{bes} (óra)	I _{átlag} (μA)
11,0	10,26 ± 0,12	79,5	1,07 ± 0,03	17,6	0,95
11,5	10,18 ± 0,11	80,0	1,08 ± 0,03	19,1	0,85
12,0	10,31 ± 0,11	61,7	0,83 ± 0,02	15,5	1,00
12,0	6,83 ± 0,07	75,1	1,01 ± 0,03	17,3	0,59
12,5	10,48 ± 0,12	75,3	1,01 ± 0,03	21,9	0,91
12,5	6,83 ± 0,07	75,0	1,02 ± 0,03	16,0	0,63
13,0	10,15 ± 0,11	75,0	1,01 ± 0,03	15,4	0,84
13,0	7,15 ± 0,08	75,7	1,03 ± 0,03	21,1	0,82
13,5	10,48 ± 0,12	77,7	1,05 ± 0,03	19,6	1,00
13,6	7,15 ± 0,08	75,5	1,02 ± 0,03	20,0	0,70
14,0	10,31 ± 0,11	60,3	0,81 ± 0,02	19,4	1,04
14,5	10,15 ± 0,11	75,0	1,01 ± 0,03	17,5	0,86
15,0	10,37 ± 0,12	75,8	1,02 ± 0,03	26,0	0,80
15,5	10,52 ± 0,12	74,9	1,01 ± 0,03	21,2	0,86
16,0	10,31 ± 0,11	60,6	0,82 ± 0,02	9,9	1,19
16,5	10,52 ± 0,12	74,9	1,01 ± 0,03	22,2	0,77
16,6	6,83 ± 0,07	77,5	1,05 ± 0,03	22,0	0,58
17,0	7,15 ± 0,08	82,8	1,12 ± 0,03	24,1	0,80
17,5	10,33 ± 0,11	74,8	1,02 ± 0,03	16,0	0,82
18,0	10,56 ± 0,11	79,8	1,08 ± 0,03	23,5	0,59
18,5	10,15 ± 0,11	75,2	1,02 ± 0,03	21,1	0,87
19,0	10,48 ± 0,12	74,9	1,01 ± 0,03	22,0	0,95
19,5	10,15 ± 0,11	75,0	1,02 ± 0,03	19,8	0,92
20,0	10,48 ± 0,12	75,42	1,02 ± 0,03	22,1	0,84

vettem figyelembe. A csúcsterület statisztikus bizonytalanságon belül változott a Gauss függvény illesztéssel kapott csúcsterülethez képest, így ez elhanyagolható bizonytalanságot hordozott magában. A csúcsterületet

8. táblázat: A nagy tisztaságú germánium detektorokkal végzett mérések jellemzőinek összefoglalása látható. Az egyes besugárzások után a különböző hűlési idővel indított gamma-gyűjtések számát, a teljes gyűjtések hosszát és a besugárzás végén létrehozott aktivitásokat tüntettem fel. A *-al jelölt energiák esetén csak egy detektort használtam a mérésekhez.

E_α (MeV)	gyűjtések száma (db)	t_{gy} (nap)	A (Bq)	E_α (MeV)	gyűjtések száma (db)	t_{gy} (nap)	A (Bq)
11,0*	3	11,88	3,1	15,0	3	23,85	4,2
11,5	4	14,81	3,1	15,5	4	14,67	3,6
12,0	5	19,85	2,6	16,0	5	14,52	2,0
12,0	3	17,76	1,8	16,5	3	13,50	3,2
12,5	4	13,29	1,8	16,6	3	16,08	2,6
12,5	4	16,00	3,5	17,0*	2	6,13	4,3
13,0	5	13,73	2,3	17,5	4	10,80	2,4
13,0*	2	3,46	3,5	18,0	2	4,65	3,1
13,5	4	13,46	3,7	18,5	5	18,15	3,0
13,6*	3	71,46	2,9	19,0	4	23,93	3,4
14,0	4	11,9	3,0	19,5	5	17,18	2,8
14,5	5	15,93	2,9	20,0	5	17,86	2,7

korrigáltam a detektor holtidejével és a véletlen koincidencia veszteség effektussal is, ezek 0,1 %-nál kisebb mértékű korrekciót jelentettek. A gamma-gyűjtéseket több ciklusban végeztem el különböző hűlési idővel, így a felezési időt is ellenőrizni tudtam. Minden esetben az irodalmi értékkel jó egyezésben lévő eredményt kaptam, így megállapítottam, hogy a spektrumban lévő csúcshoz nem adódott hozzá parazita reakcióból származó többlet beütés. A gyűjtéseket olyan hosszú ideig futtattam, hogy a ciklusok átlagolásával kapott statisztika 2 – 2,5 % pontosságú legyen. A gyűjtési időket természetesen meghatározta a mintákban létrehozott ${}^7\text{Be}$ aktivitása, továbbá az, hogy milyen hűlési idővel kezdtem mérni az egyes ciklusokat.

A hatáskeresztmetszet mérést jellemző bizonytalanságok a 9. táblázatban láthatók. Az itt szereplő bizonytalanságokat a 6. táblázatban szereplő bizonytalanságokkal összevetve csak a detektor hatásfokának és a gamma-gyűjtés statisztikájának bizonytalanságában térnek el. Így az egyes

9. táblázat: A mérések során felmerülő bizonytalanságok összefoglalása.

Forrás	Bizonytalanság
Töltésmérés	3,0 %
Céltárgygáz nyomás	0,3 %
Cella hossz	2,4 %
Cella hőmérséklet	0,7 %
Beam-heating effektus	0,4 – 0,7 %
Detektor határfok	1,5 %
Gamma-intenzitás	0,4 %
Statisztikus bizonytalanság	< 2,0 – 2,5 %
Hatáskeresztmetszet	4,6 – 5,8 %

részbizonytalanságok négyzetösszegét figyelembe véve határoztam meg a hatáskeresztmetszet teljes bizonytalanságát, ami 4,6 – 5,8 % között változott.

A tömegközépponti energia számolása az előző fejezetben ismertetett módon történt, a (15) egyenlet alapján. Az egyes besugárzások esetén meghatározott tömegközépponti energiák és azok bizonytalanságai a 10. táblázatban láthatók. A bizonytalanságok 0,3 – 0,5 % között változtak a mérések során.

A következő részben a kilépő fóliákban és a gázcellában lévő szennyezők jelenlétéről és jelentőségéről írok. Az ezzel kapcsolatosan felmerülő nehézségek csak ezen az energiatartományon jelentkeztek, alacsonyabb energiáknál nem.

6.2 A fólia és a gázcella szennyezőinek feltérképezése az adatelemzés során

A nagytisztaságú alumínium fóliák a gyártási technológia miatt tartalmaznak bizonyos mennyiségű szennyezőket ppm nagyságrendben. A fólia szennyezői között jelen van többek között a vas, a szilícium és a nikkell is. Ezek a szennyezők akár parazita reakciók is végbemehetnek.

Általánosságban megállapítható – *a parazita reakciók esetén* –, hogy egy magátalakulást követve a legnagyobb valószínűsége az (α, n) reakcióknak van, ezek rendelkeznek a legnagyobb hatáskeresztmetszettel. Az $E_\alpha = 11 - 20$ MeV energiatartomány magasabb energiái esetében azonban az $(\alpha, 2n)$ csatornák is megnyílhatnak. Ez azért vált érdekessé, mert az $^{54}\text{Fe}(\alpha, 2n)^{56}\text{Ni}$ magreakció már lejátszódhat az $E_\alpha = 17$ MeV feletti (küszöbenergiája: 17,135 MeV) energiákon. Ebben a reakcióban keletkező ^{56}Ni radioaktív és irodalmi felezési ideje $t_{1/2} = 6,075 \pm 0,010$ nap [91], illetve az ^{56}Ni bomlása során többek között egy $E_\gamma = 480,4$ keV energiájú gamma-fotont bocsát ki (ami 36,5% abszolút intenzitású), amelyet a gamma-spektrumban azonosítottam. A nagy tisztaságú germánium detektor igen jó energiafeloldása mellett ugyan elkülönül ez a csúcs, de van átfedés az általam vizsgált $E_\gamma = 477,6$ keV energiájú ^7Be bomlásából származó csúcscsal, ami a csúcsterület meghatározásához szükséges illesztést befolyásolja. Azoknál a besugárzásoknál, amelyeket a reakció küszöbenergiájánál nagyobb energián végeztünk el, potenciálisan megjelenhetett a korábban említett $E_\gamma = 480,4$ keV energiájú gamma-átmenethez tartozó csúcs. Mivel több ciklusban, több detektorral is mértünk, ezért a legegyszerűbb módon 4 – 5 felezési időt várva, az ^{56}Ni nagy része elbomlott és elhanyagolható többlet hozzájárulást az $E_\gamma = 477,6$ keV energiájú csúcshoz. Néhány esetben azonban megvizsgáltam, hogy mi történik abban az esetben, ha dupla gauss függvényt illeszttek a csúcsokra – így nagyobb a bizonytalanság, mint a várakozással, viszont az így kapott csúcsterületek, egészen pontosan a bomlási faktorial és a gyűjtési idővel korrigált hozamok, jó egyezésben vannak egymással. Mivel a 4-5 felezési idő még mindig csak maximum 30 napot jelentett, ami a ^7Be felezési idejével (ami 53,22 nap) összemérve nem jelentős, azaz 30 napos hűlési idővel mérve a ^7Be aktivitását még mindig megfelelő statisztikus bizonytalansággal lehetett megmérni.

A $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ magreakció mérésével párhuzamosan természetes izotópösszetételű xenon céltárgygázzal is zajlottak mérések. Különböző palackokból történt a céltárgygáz beengedése közös térfogatba. A palackok cseréjekor 10^{-4} nagyságrendű vákuumot hoztunk létre, amivel a nehezebb gázt nem sikerült teljesen elszívni. Így a ^3He gázunkhoz xenon gáz is

keveredhetett. A spektrumok vizsgálata közben $E_\alpha = 17$ MeV és a feletti energiák esetén két, alacsonyabb besugárzási energiáknál nem észlelt gamma-átmenet jelent meg. $E_\gamma = 486,5$ keV és $E_\gamma = 496,3$ keV energiáknál intenzív csúcsok voltak láthatók. A csúcsok illesztésével meghatároztam a felezési időt, amire $t_{1/2} = 11,5$ nap körüli értéket kaptam, ami igen jó egyezésben van a ^{131}Ba irodalmi felezési idejével ($t_{1/2} = 11,50 \pm 0,06$) [92]. Az említett gamma-átmeneteken kívül még egy $E_\gamma = 480,4$ keV energiájú gamma-foton kibocsátása is történik a ^{131}Ba bomlása során. Azonban ennek az átmenetnek alacsony az intenzitása (0,3 %), ezért a fent említett ^{56}Ni bomlásából származó átmenet a dominánsabb. A $^{129}\text{Xe}(\alpha, 2n)^{131}\text{Ba}$ reakció küszöbenergiája 16,104 MeV, ami szintén megerősíti azt a tényt, hogy a ^{131}Ba bomlását detektáltam, hiszen a jellemző átmeneteket az ennél nagyobb energiájú minták spektrumaiban találtam meg. Továbbá több nagyintenzitású gamma-átmenetet is azonosítottam, például: $E_\gamma = 123,8$ keV (29,8 %), $E_\gamma = 216,1$ keV (20,4 %) és $E_\gamma = 373,3$ keV (14,4 %), de ezekkel külön nem foglalkoztam, csupán létezésük tovább erősítette a ^{131}Ba jelenlétét és bomlását. A $^{128}\text{Xe}(\alpha, n)^{131}\text{Ba}$ reakció küszöbértéke $E_\alpha \approx 9$ MeV és szintén a ^{131}Ba termékre vezet, azonban a ^{128}Xe izotóp természetes relatív gyakorisága egy nagyságrenddel kisebb, mint a ^{129}Xe izotópnak.

További számolásokat végeztem a szennyező xenon mennyiségére vonatkozóan is. A besugárzási paraméterek adottak voltak, meghatároztam a legintenzívebb átmenethez tartozó csúcsterületet, illetve felhasználtam az elméleti hatáskeresztmetszet értékeket a Talys kód⁷ segítségével. A nagyobb izotópgyakoriságú ^{129}Xe (csak ezt az egy izotópot vizsgálva) ~barn nagyságú hatáskeresztmetszete elegendő ahhoz, hogy ha ppm nagyságrendben jelen van ez az izotóp, akkor intenzív csúcsok jelenjenek meg a besugárzást követően mért gamma spektrumban. A $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reakció hat nagyságrenddel kisebb hatáskeresztmetszettel rendelkezik az

⁷ Nukleáris magreakciók szimulációjához és modellezéséhez széleskörben használatos program, amely magában foglal több fizikai modellt is az elméleti kalkulációkhoz. Alfa-részecskék mellett számos könnyű részecske által indukált magreakció hatáskeresztmetszet számolását végezhetjük el, igen széles tömeg- és energiatarományon [93].

említett energiatartományon, viszont a céltárgymagok több nagyságrenddel nagyobb száma kompenzálja ezt az eltérést, így intenzív ^{131}Ba csúcsok jelentek meg a spektrumban. Összességében tehát megállapítottam, hogy két független forrásból származó szennyezőn (^{54}Fe és ^{129}Xe) lejátszódó alfa indukált parazita reakció is befolyásolhatja a méréseimet. A két esetben keletkező radioaktív izotópok (^{56}Ni és ^{131}Ba) bomlását is követi egy, a releváns energia átmenethez közeli gamma-sugárzás kibocsátása, amit a kiértékeléskor figyelembe vettem.

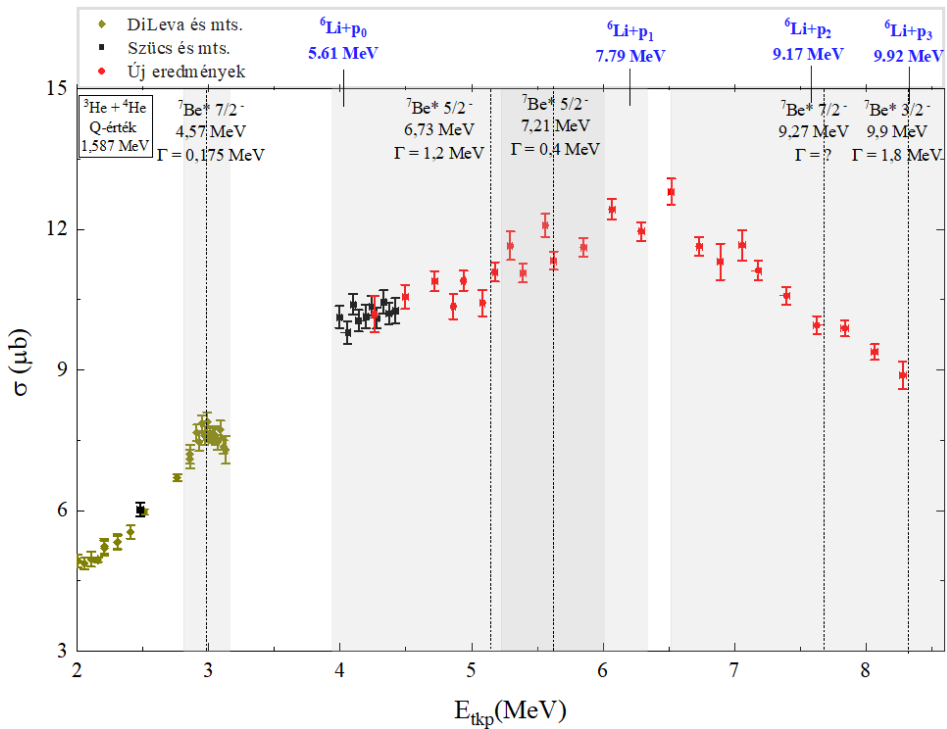
6.3 Eredmények

Ebben a kísérlet-sorozatban a $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ magreakciót az Atomki ciklotron gyorsítójával létrehozható maximális alfa energiáig (20 MeV) vizsgáltam. Az 5. fejezetben a ^7Be első energiaszintje körüli mérési eredményeket mutattam be, ebben a részben pedig az ezt követő, további négy energiaszint körüli méréseimet részleteztem. A 10. táblázatban összefoglaltam a kísérleti eredményeket. A hatáskeresztmetszet értékek esetén a statisztikus és szisztematikus bizonytalanságokat külön tüntettem fel. Az első mérési pontunk egy ellenőrző mérés volt. Az új gázcella hitelesítése érdekében egy korábbi mérési eredménnyel hasonlítottam össze a mért eredményemet. Az egyezés kiváló volt, így elkönnyveltem az új gázcellával végzett mérések megbízhatóságát.

Az $E_{\text{tkp}} = 4$ MeV felett protonkibocsátás is lehetséges, amit a vizsgált energiatartományon fontos szem előtt tartani. A 22. ábrán látható, hogy a p_1 reakciócsatorna megnyílásáig a hatáskeresztmetszet növekvő trendet mutat, majd a $^3\text{He}(\alpha,p_1)^6\text{Li}$ magreakció hatáskeresztmetszete válik dominánssá, ami a releváns hatáskeresztmetszetet csökkenti. A $^3\text{He}(\alpha,p_2)^6\text{Li}$ reakcióra vonatkozóan nincs kísérleti adatsor, így nem tudjuk, hogy ez a reakciócsatorna mikor válik meghatározóvá, de feltételezhető, hogy az $E_{\text{tkp}} = 7,5$ MeV felett ez lesz a domináns a p_1 reakciócsatorna helyett. Megállapítottam, hogy a ^7Be ismert energiaszintjei körül nem látható struktúra, tehát ezek a szintek nem befolyásolják hatáskeresztmetszetet.

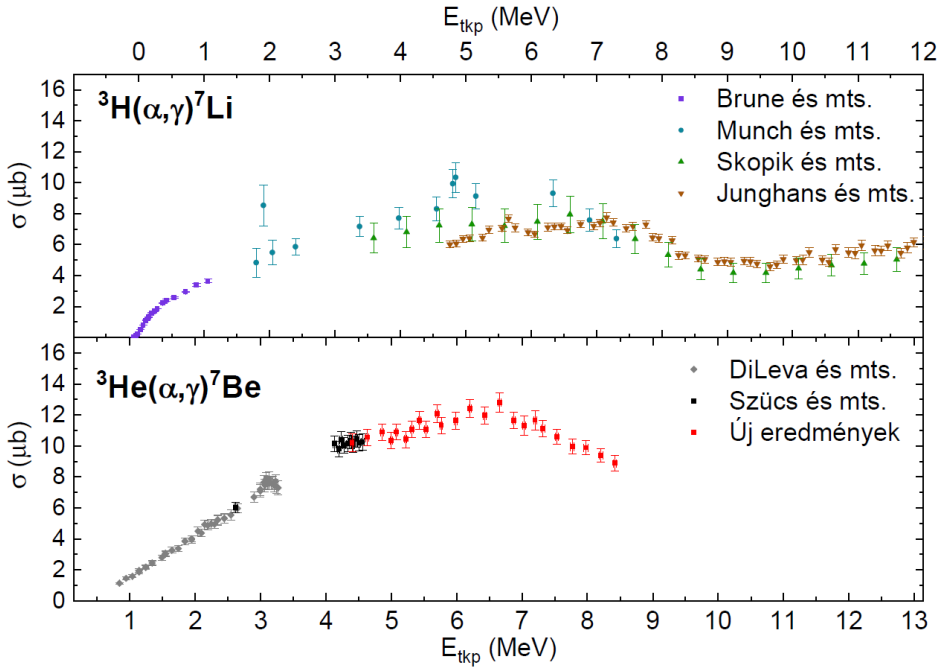
10. táblázat: A besugárzások esetén meghatározott tömegközépponti energiákat tüntettem fel a bizonytalanságukkal együtt. Az utolsó oszlopban a mért hatáskeresztmetszetek láthatók a statisztikus és szisztematikus bizonytalanságukkal.

E_{α} (MeV)	E_{tkp} (MeV)	$\sigma \pm \Delta\sigma_{stat} \pm \Delta\sigma_{szisz}$ (μb)
11,0	$4,284 \pm 0,014$	$10,19 \pm 0,36 \pm 0,44$
11,5	$4,517 \pm 0,015$	$10,56 \pm 0,20 \pm 0,46$
12,0	$4,742 \pm 0,015$	$10,89 \pm 0,21 \pm 0,47$
12,0	$4,881 \pm 0,015$	$10,43 \pm 0,28 \pm 0,45$
12,5	$4,962 \pm 0,016$	$10,90 \pm 0,21 \pm 0,47$
12,5	$5,104 \pm 0,016$	$10,35 \pm 0,27 \pm 0,45$
13,0	$5,202 \pm 0,017$	$11,09 \pm 0,21 \pm 0,48$
13,0	$5,315 \pm 0,016$	$11,65 \pm 0,30 \pm 0,51$
13,5	$5,415 \pm 0,017$	$11,07 \pm 0,20 \pm 0,48$
13,6	$5,582 \pm 0,017$	$12,09 \pm 0,25 \pm 0,52$
14,0	$5,648 \pm 0,018$	$11,33 \pm 0,20 \pm 0,49$
14,5	$5,877 \pm 0,018$	$11,62 \pm 0,20 \pm 0,50$
15,0	$6,093 \pm 0,019$	$12,42 \pm 0,22 \pm 0,54$
15,5	$6,317 \pm 0,020$	$11,96 \pm 0,20 \pm 0,52$
16,0	$6,544 \pm 0,020$	$12,79 \pm 0,27 \pm 0,56$
16,5	$6,759 \pm 0,021$	$11,64 \pm 0,20 \pm 0,51$
16,6	$6,917 \pm 0,021$	$11,31 \pm 0,22 \pm 0,49$
17,0	$7,084 \pm 0,021$	$11,66 \pm 0,28 \pm 0,51$
17,5	$7,209 \pm 0,022$	$11,12 \pm 0,21 \pm 0,48$
18,0	$7,423 \pm 0,023$	$10,58 \pm 0,19 \pm 0,46$
18,5	$7,656 \pm 0,023$	$9,95 \pm 0,19 \pm 0,43$
19,0	$7,868 \pm 0,024$	$9,89 \pm 0,17 \pm 0,43$
19,5	$8,097 \pm 0,025$	$9,38 \pm 0,17 \pm 0,41$
20,0	$8,309 \pm 0,025$	$8,88 \pm 0,22 \pm 0,39$



22. ábra: Az új adatsor [14] összehasonlítása korábbi mérések adataival [45],[77]. Szaggatott vonallal a ${}^7\text{Be}$ energiaszinteket és azok szélességét (szürke sávok) jelöltem. Továbbá a vizsgált energiatartományon kézzel jelöltem a protoncsatornák megjelenését is.

Mivel más kísérleti adatsor nincs a szakirodalomban ezen az energiatartományon, eredményeimet a ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ tükröreakció hatáskeresztmetszetével tudtam összehasonlítani [94]–[97], ahogy a 23. ábrán látható. A ${}^3\text{He}$ és ${}^3\text{H}$ tükrömagok, ami azt jelenti, hogy egyező tömegszámok mellett az egyik mag protonszáma megegyezik a másik neutronszámával és fordítva. A ${}^3\text{H}$ izotóp egy protonnal és két neutronnal, míg a ${}^3\text{He}$ két protonnal és egy neutronnal rendelkezik. Továbbá számos tulajdonságukban jó egyezést mutatnak (kötési energia, spin és paritás). Mivel a magasabb energiák esetén csak a ${}^7\text{Li}(\gamma, \alpha){}^3\text{H}$ hatáskeresztmetszetek álltak rendelkezésre, emiatt a részletes egyensúly elvét alkalmazva alakítottam át azokat a ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ hatáskeresztmetszet értékekre. Az összehasonlítás alapján jól látható, hogy mindkét reakciónak az $E_{\text{tkp}} = 4 - 9$ MeV közötti energiatartományon hasonlóan széles szerkezete



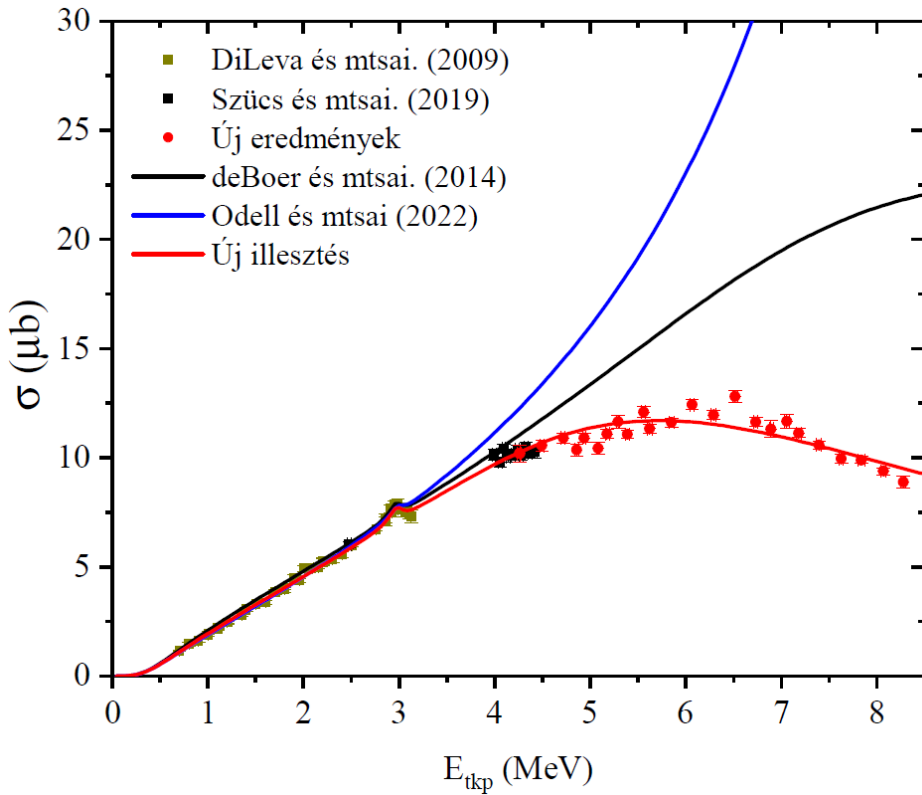
23. ábra: A ${}^3\text{H}$ és ${}^3\text{He}$ tükörmagokon lejátszódó (α,γ) reakciók összehasonlítása. A ${}^3\text{H}(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$ reakcióhoz kapcsolódó korábbi munkákat [94]–[97] az ábra felső részén tüntettem fel, míg az ábra alsó része a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakció vizsgálatából kapott új eredményeim [14] és két további irodalmi munka [45],[77] eredményét jeleníti meg. Az energia tengelyeket a reakciók Q -értékeinek különbségét figyelembe véve helyeztem el. A két magreakció gerjesztési függvénye a vizsgált tartományon hasonló szerkezetet mutat.

van. Az összehasonlítás teljessége végett érdemes lehet magasabb energiákon ($E_{\text{tkp}} = 9 - 13$ MeV között) is méréseket végezni.

Az új adatokat összevettem korábbi R -mátrix illesztésekkel [11],[90] is. A számolásokat az AZURE2 kód [98] segítségével végeztük el. A korábbi munkákban csak az $E_{\text{tkp}} < 3$ MeV energiákon mért adatokat vették figyelembe és a nagyobb energiákon feltételezett energiaszinteket és azok szélességét feltételezve végezték el az illesztést a nulla energiára történő extrapolációhoz. A két irodalmi R -mátrix illesztés jó leírást ad az első rezonancia körüli tartományig, azonban már magasabb energiákon jelentős eltérést mutatnak egymáshoz viszonyítva is. A 24. ábrán látható, hogy az új adatok leírására így nem megfelelőek ezek az illesztések. Egy új R -mátrix illesztést végeztem, amelynél csak az új adatokat és két korábbi befogási reakció vizsgálatából származó adatsort vettem figyelembe.

Ezenkívül egy szórás adatort is felhasználtunk az alfa szélességek pontosabb meghatározásához. Az energiaszinteket és a szintekhez tartozó szélességeket és a szintek energiáit is megadtuk. Mivel az alacsony energiájú adatokat nem vettem figyelembe, ezért az úgynevezett aszimptotikus normalizációs együttható⁸ értékeket rögzítettük a [11] munka alapján. A széles struktúrát egy $1/2^+$ pozitív paritású állapotként kezeltük így az illesztés jól leírja az új adatokat is, továbbá az alacsonyabb energiákon nincs jelentős eltérés a korábbi vizsgálatok illesztéseitől. Nem egy átfogó vizsgálatot végeztünk, ugyanis nem vettünk figyelembe több lehetséges reakciócsatornát és parciális keresztmetszeteket sem. Annak ellenére, hogy az R-mátrix illesztés jól leírja az adatok viselkedését, mivel számos tényezőt nem vettünk figyelembe (vagy korábbi munkák eredményét használtuk), a szórás adatokat nem lehet ezzel az eljárással pontosan reprodukálni. Célunk elsősorban az új adatsor illesztése volt, viszont az S-faktor nulla energiás extrapolációjára nem adódott új eredmény, hiszen az ANC értéke rögzítve volt. Ehhez mélyebb elemzés szükséges, mint például amit a 2.4.3 részben bemutatott solar fusion III. tanulmányban végeztek. Ebben a munkában csak $E_{\text{tkp}} \leq 2$ MeV energiáig meglévő modern adatokat használták fel az illesztéshez, viszont itt további problémát okoz a szórás adatok figyelembevétele is. Ez azt is jelenti, hogy jelenleg az elméleti módszerek nem megfelelőek a nulla energiás extrapoláció nagy pontosságú leírására. Továbbá a modellek jelenleg nem képesek leírni a magasabb energiás tartományt. Ezt még jobban szemlélteti a 25. ábra, ahol a kísérleti eredményeimet hasonlítom össze a korábbi R-mátrix illesztésekkel, az új illesztést véve egységnyinek. Jól látható, hogy a két korábbi illesztés már az első mért pont esetén is 5, illetve 15 %

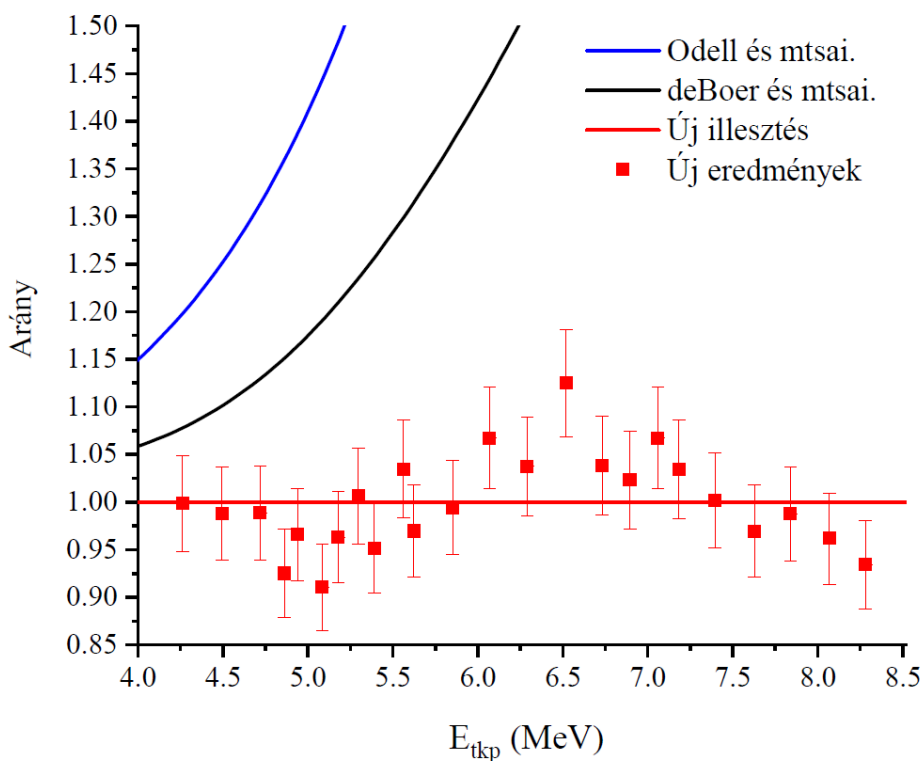
⁸ Asymptotic normalization coefficient (ANC) a kötött állapotok és rezonanciák alapvető magfizikai jellemzője. Fontos szerepet játszik az alacsony energiás sugárzásos befogási reakciókban és általában közvetett módszerként alkalmazzák a nukleáris asztrofizikában. Az ANC lényegében a kötött állapot „erősségét” jellemzi. Az R-mátrix formalizmusban ugyanakkor csak rezonanciák szerepelnek, még a kötött állapotokat is rezonancia jelleggel írják le. Egy kötött állapotnak azonban nincs erőssége, csak szélessége, ezért szükség volt egy új mennyiség bevezetésére – ez lett az ANC. Ez a mennyiség spektroszkópiai faktorból származtatható, ami gyakorlati szempontból előnyös és transzferreakciók segítségével mérhető. A sugárzásos befogási reakciókban viszont kiemelt jelentőségű ugyanis az ANC értéke közelítőleg meghatározza az extrapolált S(0) faktor értéket.



24. ábra: Az R-mátrix illesztések összehasonlítása korábbi munkák [11],[90] eredményével. Két irodalmi kísérleti munka [45],[77] is szerepel az illesztésben az új eredmények mellett [14]. A korábbi R-mátrix illesztések jól leírják a kísérleti adatokat az $E_{tkp} = 3$ MeV, első rezonancia környékéig, azonban magasabb energiák esetén már jelentős eltérést mutatnak az újonnan mért kísérleti adatoktól.

eltérést mutat és az energia növekedésével egyre inkább eltérnek az új adatsortól. Az új illesztés ~10 % pontossággal írja le a nagyenergiás pontokat.

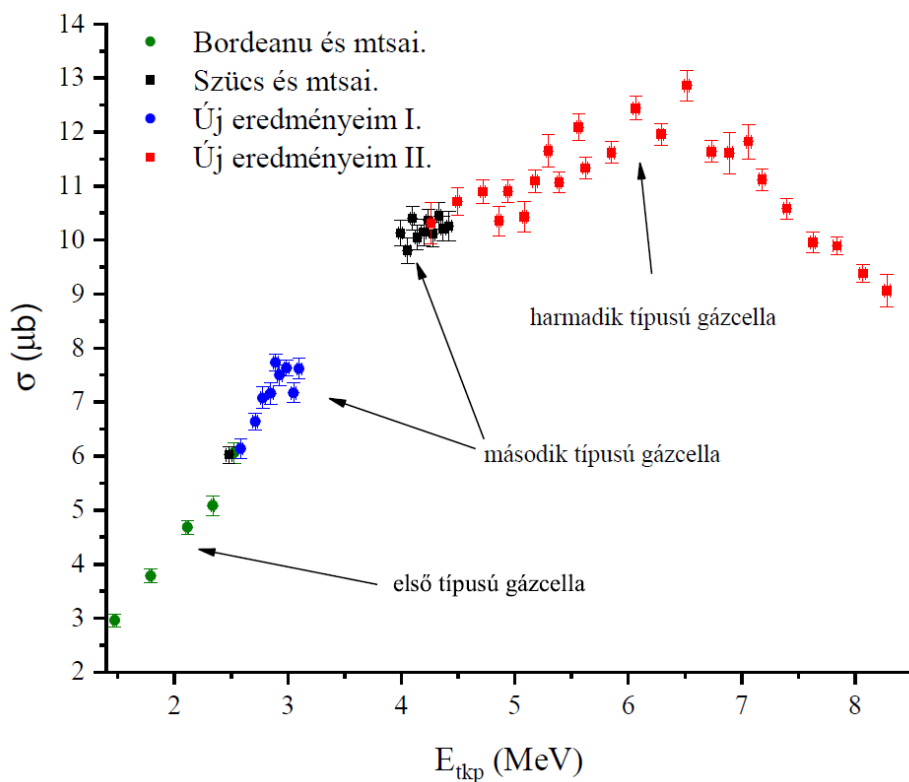
Összességében a magasabb energiákon végzett kísérleteimmel eddig nem létező, befogási reakcióból származó adatsort mértem meg. Az illesztésre megszorítást adhatnak ezek a kísérleti eredmények. Ehhez viszont az szükséges, hogy a későbbiekben az elméleti modellek is számításba tudják venni ezeket az új eredményeket.



25. ábra: Az új R-mátrix illesztéshez hasonlított korábbi illesztések [11],[90] és az új eredményeim [14] összehasonlítása.

Kitekintés

Az eredmények fontosságát a 26. ábrán is szemléltetem, amelyen az Atomkiban, a különböző fejlesztésű gázcellákkal végzett mérések eredményei láthatók. A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakcióra vonatkozóan kutatócsoportunk igen széles energiatartományt vizsgált meg az elmúlt években. A különböző fejlesztésekkel végzett mérések eredményei jó összhangban vannak egymással, amit referencia pont visszamérésekkel ellenőriztünk. Az alacsonyabb energiás tartományban pedig az irodalmi eredményekkel is jó egyezést mutatnak az Atomki adatsorai. Összességében tehát a sikeres fejlesztések mellett számos, nagy pontossággal megmért adatot tudtunk közölni, amelyek a különböző csillagkörnyezetekben zajló folyamatok mélyebb megértését segítik elő.



26. ábra: Az Atommagkutató Intézetben a különböző gázcella fejlesztéseket követően mért eredmények [69],[77], a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakcióhoz kapcsolódóan.

További vizsgálatokat tervezünk a tömegközépponti energiák pontosítása érdekében, illetve még van olyan energiatartomány, amit tanulmányozni tudunk, a gyorsító paramétereit figyelembevéve.

Összefoglalás

A nemesgázokkal végzett kísérletek komplex feladat elé állítják a kísérletezőt. Az Atommagkutató Intézetben elvégzett vékonyablakos gázcella fejlesztéseknek köszönhetően mára lehetővé vált különböző tömegszám-tartományokban levő nemesgáz izotópokon lejátszódó magreakciók vizsgálata.

A munkám során két különböző energiatartományon a ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ magreakció vizsgálatát végeztem el az aktivációs technika alkalmazásával. Ezekhez a kísérleteket két különböző nyalábvégén, más-más fejlesztésű gázcellával végeztem el. Mindkét esetben az alfa-részecskéket az Atomki ciklotron típusú gyorsítója biztosította és töltésméréssel határoztam meg a bombázó részecskék számát. A ${}^3\text{He}$ céltárgygáz nyomását a legtöbb esetben 75 torr körüli értékre állítottam és ez alapján, az ideális gáz állapot egyenletét felhasználva, határoztam meg a céltárgymagok számát, ami 10^{19} atom/cm² nagyságrendű volt. A reakcióban keletkező ${}^7\text{Be}$ izotópokat nagy tisztaságú alumínium fóliákban gyűjtöttem össze, majd gamma-spektroszkópiával több ciklusban megmértem az egyes minták aktivitását. Az ehhez használt nagy tisztaságú germánium detektorok hatásfokát először távoli geometriában határoztam meg, különböző hitelesített kalibráló források segítségével. Mivel a minták aktivitása alacsony (1 – 4,3 Bq közötti) volt, így a méréseket közeli geometriában kellett végezni. A ${}^7\text{Be}$ által kibocsátott $E_\gamma = 477,6$ keV energiájú gamma-sugárzásra vonatkozó detektálási hatásfokot a közeli geometriában egy nagy (~ 1,5 kBq) aktivitású, saját készítésű ${}^7\text{Be}$ forrással határoztam meg, a közel-távol geometria beütésszámainak összemérésével. Továbbá több alkalommal mérve a minták aktivitását lehetőségem nyílt a felezési idő meghatározásán keresztül ellenőrizni, hogy parazita reakcióból származó aktivitás ad-e járulékot az $E_\gamma = 477,6$ keV energiájú gamma csúcshoz. Tekintve, hogy a meghatározott felezési idő jól egyezett a minták esetén, kizártam a parazita aktivitás jelenlétét.

Az első rezonancia környéki, alacsonyabb energiás tartományon korábban csak egy adatsort közöltek, amit tömegszeparációs módszerrel mértek. A méréseimből kapott eredmények jó egyezésben vannak az irodalmi adatokkal. Az új méréseimet felhasználva, az illesztések már több mint egy befogási adatsorra támaszkodhatnak ezen az energiatartományon.

A ${}^7\text{Be}$ további ismert energiaszintjei körül nem állt rendelkezésre befogási reakció vizsgálatából származó kísérleti adatsor. Az asztrofizikai S-faktor nulla energiás extrapolációját a legnagyobb mértékben a minél alacsonyabb energiákon mért, jó statisztikájú pontok befolyásolják. Mivel a kísérleti lehetőségek korlátozottak, emiatt a magasabb energiák esetén is érdemes kísérleti eredményeket szolgáltatni. Az elméleti modellek fejlődését követően az általam kimért nagy energiákon a széles rezonanciaszerű struktúrát figyelembe véve az extrapoláció pontossága javítható lesz.

Summary

Experiments with noble gases pose a complex challenge for researchers. Thanks to developments in thin-window gas cells carried out at the Institute for Nuclear Research (Atomki), it is now possible to study nuclear reactions involving noble gas isotopes in different mass ranges.

In my work, I studied the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ nuclear reaction in two different energy ranges using the activation technique. I performed these experiments at two different beam lines, using different gas cells. In both cases, the alpha particles were provided by the Atomki cyclotron accelerator, and I determined the number of bombarding particles by charge measurement. In most cases, I set the pressure of the ${}^3\text{He}$ target gas to around 75 torr and, based on this, using the ideal gas equation, I determined the number of target nuclei, which was of the order of 10^{19} atom/cm². I collected the ${}^7\text{Be}$ isotopes produced in the reaction in high-purity aluminum foils, then measured the activity of each sample in several cycles using gamma spectroscopy. First, I determined the efficiency of the high-purity germanium detectors used for this purpose in far geometry, using various certified calibration sources. Since the activity of the samples was low (between 1 – 4.3 Bq), I had to perform the actual measurements in close geometry. I determined the detection efficiency for gamma radiation with an energy of $E_\gamma = 477.6$ keV emitted by ${}^7\text{Be}$ in close geometry using a high-activity, self-made ${}^7\text{Be}$ source by comparing the number of counts in close and far geometries. Furthermore, by measuring the activity of the samples several times, I was able to check, through the determination of the half-life, whether activity from parasitic reactions contributed to the gamma peak with an energy of $E_\gamma = 477.6$ keV. Considering that the determined half-life of each sample agrees well with the value found in the literature, I ruled out the presence of parasitic activity.

Previously, only one data set had been published for the lower energy range around the first resonance, which was measured using a mass separation method. The results obtained from my measurements are in

good agreement with the data in the literature. Using my new results, the fits can now utilize more than one set of capture data in this energy range.

No experimental data series from capture reaction studies were available for the other known energy levels of ${}^7\text{Be}$ isotope. The zero-energy extrapolation of the astrophysical S-factor is most strongly influenced by points with good statistics measured at the lowest energies. Since experimental possibilities are limited, it is worthwhile to provide experimental results even at higher energies. Following the development of theoretical models, the accuracy of the extrapolation can be improved by taking into account the broad resonance-like structure at the high energies I determined in my work.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőmnek, Szücs Tamásnak a kísérleti munkában való irányítását, a szakmai tanácsokat és a disszertációm olvasását és az ehhez fűzött javaslatokat.

Köszönettel tartozom a Nukláris asztrofizika csoport tagjainak, külön kiemelve Kiss Gábort, Gyürky Györgyöt és Halász Zoltánt, akik a kísérletekhez kapcsolódóan láttak el jó tanácsokkal, illetve a disszertációm írása során hasznos instrukciókkal láttak el.

Köszönöm a ciklotron gyorsító operátorainak, hogy a kutatómunkámhoz megfelelő kísérleti körülményeket biztosítottak.

Hálás vagyok a családomnak a támogatásukért és köszönöm feleségemnek a folyamatos biztatást, ami nélkül a disszertációm nem készülhetett volna el.

Publikációk

A PhD értekezés alapjául szolgáló publikációk

1. **Tóth, Á.**, Szücs, T., Szegedi, T. N., Gyürky, Gy., Halász, Z., Kiss, G. G., Fülöp, Zs.: *Experimental determination of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction cross section above the ${}^7\text{Be}$ proton separation threshold.* Phys. Rev. C. **108**:2 Paper: 025802, 10 p., 2023.
2. **Tóth, Á.**, Elekes, Z., Fülöp, Zs., Gyürky, Gy., Halász, Z., Juhász, M. M., Kiss, G. G., Kovács, S. R., Mátyus, Zs., Szegedi, T. N., Szücs, T.: *Gas-cell development for nuclear astrophysics motivated studies on noble gas targets and the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction.* Eur.Phys. J. A. **61**:12 Paper: 274, 2025.

A PhD értekezés alapjául szolgáló konferencia publikációk

3. **Tóth, Á.**, Szücs, T.: *New experimental study of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction around the $E_{cm} = 3$ MeV resonance.* EPJ Web of Conferences 279 Paper: 11007 , 5 p., 2023.
4. **Tóth, Á.**, Szücs, T.: *${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ cross section measurement around 7 Be known energy levels.* EPJ Web of Conferences 260 Paper: 11002 , 3 p., 2022.

A PhD értekezés témájába eső szóbeli előadások és poszter bemutatók

5. **Tóth, Á.**, *Activation study of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction around known ${}^7\text{Be}$ levels.* Carpathian Summer School of Physics, Sinaia, 2021.

6. **Tóth, Á.**, *A ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakció aktivációs vizsgálata a ${}^7\text{Be}$ ismert energiaszintjei körül.* DOFFI Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonvilágos, 2021,
7. **Tóth, Á.**, Szücs, T., *Study of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction at high energies at known ${}^7\text{Be}$ levels.* Nuclei in the Cosmos, online, 2021.
8. **Tóth, Á.**, *Cross section measurement of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction with γ -spectroscopy.* Schools on Nuclear Astrophysics Questions, online, 2021.
9. **Tóth, Á.**, *New experimental study of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction around the ${}^7\text{Be}$ known levels.* Nuclear Physics in Astrophysics X., Genf, 2022.
10. Szücs, T., **Tóth, Á.**, *Experimental cross section of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction around $E_{cm} = 3 \text{ MeV}$.* Nuclear Physics in Astrophysics XI, Drezda, 2024,

További közlemények

Idegen nyelvű tudományos közlemények külföldi folyóiratban

11. Skowronski, J., Masha, E., Piatti, D., Aliotta, M., Bemmerer, D., Boeltzig, A., Cacioli, A., Cavanna, F., Cséregi, L., Depalo, R., Hempel, P., Hilz, M., Imbriani, G., Lossin, T., Osswald, M., Poser, B., Rapagnani, D., Rümmler, S., Schmidt, K., Sidhu, R. S., Szücs, T., **Tóth, Á.**, Turkat, S., Vincent, S., Werner, S., Yadav, A.: *Improved S factor of the ${}^{13}\text{C}(p,\gamma){}^{14}\text{N}$ reaction at $E_p = 330\text{-}740 \text{ keV}$ and parameters of resonances at 448 keV and 551 keV .* Phys. Rev. C. **111** (6), 1-8, 2025.
12. Kiss, G. G., Kovács, S. R., Szegedi, T. N., Mohr, P., Montes, F., Arcones, A., **Tóth, Á.**, Nemeth, A., Szilagyi, E., Kumar Pal, M., Braun, M., Halász, Z., Elekes, Z., Gyürky, Gy., Szücs, T.: *Low energy measurement of the ${}^{86}\text{Kr}(\alpha,n){}^{89}\text{Sr}$ reaction cross section and its impact on weak r -process nucleosynthesis.* Astrophys. J. **988**:2, Paper: 170, 8p, 2025.

13. Kovács, S. R., Szegedi, T. N., **Tóth, Á.**, Németh, A., Pal, M.K., Szilágyi, E., Braun, M., Gyürky, Gy., Elekes, Z., Halász, Z., Szücs, T., Kiss, G. G.: *Measurement of β -particles to determine cross sections relevant to the weak r -process*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **1073** Paper: 170272 , 6 p., 2025.
14. Mátyus, Z., Csedreki, L., Fülöp, Zs., Halász, Z., Kiss, G. G., Szücs, T., **Tóth, Á.**, Gyürky, Gy.: *Nonresonant capture cross section measurement of the $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reaction*. J. Phys. G-Nucl. Part. Phys. **52** (105201), 1-10, 2025.
15. **Tóth, Á.**, Gyürky, Gy., Papp, E., Szücs, T.: *Experimental ^7Be production cross section from the $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ reaction at $E_p = 3.5 - 13$ MeV*. Nucl. Phys. A. **1041** Paper: 122778, 2024.
16. Mátyus, Zs., Gyürky, Gy., Mohr, P., Angyal, A., Halász, Z., Kiss, G. G., **Tóth, Á.**, Szücs, T., Fülöp, Zs.: *Low-energy α -nucleus optical potential studied via (α,n) cross section measurements on Te isotopes*. Phys. Rev. C. **109** : 6 Paper: 065806, 2024.
17. Mátyus, Zs., Csedreki, L., Fülöp, Zs., Halász, Z., Kiss, G. G., Szücs, T., **Tóth, Á.**, Gyürky, Gy.: *Measurement of the $E_p=416.9$ keV resonance strength in the $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reaction*. Eur. Phys. J. A. **60** : 11 Paper: 218 , 5 p., 2024.
18. Szegedi, T. N., **Tóth, Á.**, Kiss, G. G., Gyürky, Gy.: *High precision half-life measurement of ^{95}Ru , ^{95}Tc and ^{95m}Tc with γ -spectroscopy*. Eur. Phys. J. A. **56** : 7 Paper: 182 , 7 p., 2020.

További poszter bemutatók

19. **Tóth, Á.**, Szücs, T., *Investigation of the $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ reaction by activation technique*. 18th Russbach School on Nuclear Astrophysics. Russbach am Pass Gschütt, 2023.
20. **Tóth, Á.**, Szücs, T., Halász, Z.: *Alpha induced reactions on ^{124}Xe for the astrophysical p -process*. Nuclear Physics in Astrophysics XI., Drezda, 2024.

Irodalomjegyzék

- [1] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, és F. Hoyle, „Synthesis of the Elements in Stars”, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547–650, (1957).
- [2] F. Käppeler, R. Gallino, S. Bisterzo, és W. Aoki, „The s process: Nuclear physics, stellar models, and observations”, *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 157–193, (2011).
- [3] M. Arnould, S. Goriely, és K. Takahashi, „The r-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics achievements and mysteries”, *Phys. Rep.*, **450**, 97–213, (2007).
- [4] M. Arnould és S. Goriely, „The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status”, *Phys. Rep.*, **384**, 1–84, (2003).
- [5] B. Acharya és *mtsai.*, „Solar fusion III: New data and theory for hydrogen-burning stars”, *Rev. Mod. Phys.*, **97**, 035002, (2025).
- [6] T. Neff, „Microscopic Calculation of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^3\text{H}(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$ Capture Cross Sections Using Realistic Interactions”, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 042502, (2011).
- [7] E. M. Tursunov, S. A. Turakulov, és A. S. Kadyrov, „Analysis of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^3\text{H}(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$ astrophysical direct capture reactions in a modified potential-model approach”, *Nucl. Phys. A*, **1006**, 122108, (2021).
- [8] M. C. Atkinson, K. Kravvaris, S. Quaglioni, és P. Navrátil, „Ab initio calculation of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ astrophysical S factor with chiral two- and three-nucleon forces”, *Phys. Lett. B*, **860**, 139189, (2025).
- [9] M. Pospelov és J. Pradler, „Big Bang Nucleosynthesis as a Probe of New Physics”, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **60**, 539–568, (2010).
- [10] N. Vinyoles és *mtsai.*, „A New Generation of Standard Solar Models”, *ApJ*, **835**, 202, (2017).
- [11] D. Odell, C. R. Brune, D. R. Phillips, R. J. deBoer, és S. N. Paneru, „Performing Bayesian Analyses With AZURE2 Using BRICK: An Application to the ${}^7\text{Be}$ System”, *Front. Phys.*, **10**, 888476, (2022).

- [12] R. Higa, G. Rupak, és A. Vaghani, „Radiative ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction in halo effective field theory”, *Eur. Phys. J. A*, **54**, 1–12, (2018).
- [13] Á. Tóth és mtsai., „Gas-cell development for nuclear astrophysics motivated studies on noble gas targets and the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction”, *Eur. Phys. J. A*, **61**, 274, (2025).
- [14] Á. Tóth és mtsai., „Experimental determination of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction cross section above the ${}^7\text{Be}$ proton separation threshold”, *Phys. Rev. C*, **108**, 025802, (2023).
- [15] B. D. Fields, „The Primordial Lithium Problem”, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **61**, 47–68, (2011).
- [16] J. N. Bahcall és R. K. Ulrich, „Solar models, neutrino experiments, and helioseismology”, *Rev. Mod. Phys.*, **60**, 297–372, (1988).
- [17] P. Molaro, L. Izzo, E. Mason, P. Bonifacio, és M. Della Valle, „Highly enriched ${}^7\text{Be}$ in the ejecta of Nova Sagittarii 2015 N 2 (V5668 Sgr) and the Galactic ${}^7\text{Li}$ origin”, *MNRAS*, **463**, 117–121, (2016).
- [18] N. Aghanim és mtsai., „Planck2018 results: VI. Cosmological parameters”, *A&A*, **641**, 6, (2020).
- [19] G. J. Mathews, M. Kusakabe, és T. Kajino, „Introduction to big bang nucleosynthesis and modern cosmology”, *Int. J. Mod. Phys. E*, **26**, 1741001, (2017).
- [20] R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, és T.-H. Yeh, „Big bang nucleosynthesis: Present status”, *Rev. Mod. Phys.*, **88**, 015004, (2016).
- [21] R. Cooke, „Big Bang Nucleosynthesis”, *arXiv*: arXiv:2409.06015, (2024),.
- [22] J. Lesgourgues, G. Mangano, G. Miele, és S. Pastor, *Neutrino cosmology*. Cambridge ; New York: Cambridge University Press, (2013).
- [23] D. N. Schramm és M. S. Turner, „Big-bang nucleosynthesis enters the precision era”, *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 303–318, (1998).
- [24] G. Hinshaw és mtsai., „Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results”, *ApJS*, **208**, 19, (2013).
- [25] W. Hu és S. Dodelson, „Cosmic Microwave Background Anisotropies”, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **40**, 171–216, (2002).

- [26] D. N. Spergel és *mtsai.*, „First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters”, *ASTROPHYS J SUPPL S*, **148**, 175–194, (2003).
- [27] A. M. Boesgaard, „Big Bang Nucleosynthesis: Theories and Observations”, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **23**, 319–378, (1985).
- [28] A. J. Korn és *mtsai.*, „A probable stellar solution to the cosmological lithium discrepancy”, *Nature*, **442**, sz. 7103, 657–659, (2006).
- [29] E. Tognelli, P. G. Prada Moroni, S. Degl’Innocenti, M. Salaris, és S. Cassisi, „Protostellar accretion in low mass metal poor stars and the cosmological lithium problem”, *A&A*, **638**, 81, (2020).
- [30] C. Iliadis és A. Coc, „Thermonuclear Reaction Rates and Primordial Nucleosynthesis”, *ApJ*, **901**, 127, (2020).
- [31] G. J. Mathews és *mtsai.*, „Cosmological Solutions to the Lithium Problem”, in *Proceedings of the 15th International Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies (OMEG15)*, (2020).
- [32] C. E. Rolfs és Rodney W.S., „Cauldrons in the Cosmos : NUCLEAR ASTROPHYSICS”, University of Chicago Press, (1988).
- [33] G. Fiorentini és B. Ricci, „What have we learnt about the Sun from the measurement of the ^8B neutrino flux?”, *Phys. Lett. B*, **526**, 186–190, (2002).
- [34] H. C. Arp, „The Hertzsprung-Russell Diagram”, in *Astrophysics II: Stellar Structure / Astrophysik II: Sternaufbau*, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 75–133. (1958)
- [35] E. E. Salpeter, „Nuclear Reactions in the Stars. I. Proton-Proton Chain”, *Phys. Rev.*, **88**, 547–553, (1952).
- [36] M. Wiescher, J. Görres, E. Uberseder, G. Imbriani, és M. Pignatari, „The Cold and Hot CNO Cycles”, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **60**, 381–404, (2010).
- [37] J. N. Bahcall, W. F. Huebner, S. H. Lubow, P. D. Parker, és R. K. Ulrich, „Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos”, *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 767–799, (1982).
- [38] S. Basu és H. M. Antia, „Helioseismology and solar abundances”, *Phys. Rep.*, **457**, 217–283, (2008).

- [39] S. Salmon, G. Buldgen, A. Noels, P. Eggenberger, R. Scuflaire, és G. Meynet, „Standard solar models: a perspective from updated solar neutrino fluxes and the gravity-mode period spacing”, *A&A*, **651**, 106, (2021).
- [40] J. Jose, *Stellar Explosions Hydrodynamics and Nucleosynthesis*. in Series in Astronomy and Astrophysics. CRC Press, (2016).
- [41] A. G. W. Cameron és W. A. Fowler, „Lithium and the s-process in red-giant stars”, *Astrophys. J.*, **164**, 111–114, (1971).
- [42] S. Starrfield, M. Bose, C. Iliadis, W. R. Hix, C. E. Woodward, és R. M. Wagner, „Hydrodynamic Simulations of Oxygen–Neon Classical Novae as Galactic ${}^7\text{Li}$ Producers and Potential Accretion-induced Collapse Progenitors*”, *ApJ*, **962**, 191, (2024).
- [43] C. Iliadis, *Nuclear physics of stars*. in Physics textbook. Weinheim: Wiley-VCH, (2007).
- [44] D. R. Tilley és mtsai., „Energy levels of light nuclei $A = 5, 6, 7$ ”, *Nucl. Phys. A*, **708**, 3–163, (2002).
- [45] A. Di Leva és mtsai., „Stellar and Primordial Nucleosynthesis of ${}^7\text{Be}$: Measurement of ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ ”, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 232502, (2009).
- [46] A. Kontos és mtsai., „Astrophysical S factor of ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ ”, *Phys. Rev. C*, **87**, 065804, (2013).
- [47] D. Bemmerer és mtsai., „The Felsenkeller shallow-underground laboratory for nuclear astrophysics”, *Eur. Phys. J. A*, **61**, (2025).
- [48] T. Szücs és mtsai., „Background in γ -ray detectors and carbon beam tests in the Felsenkeller shallow-underground accelerator laboratory”, *Eur. Phys. J. A*, **55**, 174, (2019).
- [49] Gy. Gyürky, Zs. Fülöp, F. Käppeler, G. G. Kiss, és A. Wallner, „The activation method for cross section measurements in nuclear astrophysics”, *Eur. Phys. J. A*, **55**, 41, (2019).
- [50] E. G. Adelberger és mtsai., „Solar fusion cross sections”, *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 1265–1291, (1998).
- [51] E. G. Adelberger és mtsai., „Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles”, *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 195–245, (2011).
- [52] H. D. Holmgren és R. L. Johnston, „ $\text{H}^3(\alpha, \gamma) \text{Li}^7$ and $\text{He}^3(\alpha, \gamma) \text{Be}^7$ Reactions”, *Phys. Rev.*, **113**, 1556–1559, (1959).

- [53] J. N. Bahcall, „The solar neutrino problem”, *Sol. Phys.*, **100**, 53–63, (1985).
- [54] P. D. Parker és R. W. Kavanagh, „ $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ Reaction”, *Phys. Rev.*, **131**, 2578–2582, (1963).
- [55] K. Nagatani, M. R. Dwarakanath, és D. Ashery, „The $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ reaction at very low energy”, *Nucl. Phys. A*, **128**, 325–332, (1969).
- [56] H. Kräwinkel és mtsai., „The $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ Reaction and the Solar Neutrino Problem”, *Z. Phys. A*, **304**, 307, (1982).
- [57] J. L. Osborne és mtsai., „Low-energy behavior of the $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ cross section”, *Nucl. Phys. A*, **419**, 115, (1984).
- [58] T. K. Alexander, G. C. Ball, W. N. Lennard, és H. Geissel, „Measurement of the absolute cross section of the $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ reaction at Ec.m. = 525 keV”, *Nucl. Phys. A*, **427**, 526, (1984).
- [59] M. Hilgemeier, H. W. Becker, C. Rolfs, H. P. Trautvetter, és J. W. Hammer, „Absolute cross section of the $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ reaction”, *Z. Physik A*, **329**, 243–254, (1988).
- [60] R. G. H. Robertson és mtsai., „Cross section of the capture reaction $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ ”, *Phys. Rev. C*, **27**, 11–17, (1983).
- [61] H. Volk, H. Kräwinkel, R. Santo, és L. Wallek, „Activation measurement of the $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ reaction”, *Z. Phys. A*, **310**, 91–94, (1983).
- [62] C. Brogгинi, D. Bemmerer, A. Caciolli, és D. Trezzi, „LUNA: Status and prospects”, *Progr. Part. Nucl. Phys.*, **98**, 55–84, (2018).
- [63] F. Confortola és mtsai., „Astrophysical S factor of the $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ reaction measured at low energy via detection of prompt and delayed γ rays”, *Phys. Rev. C*, **75**, 065803, (2007).
- [64] D. Bemmerer és mtsai., „Activation Measurement of the $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ Cross Section at Low Energy”, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 122502, (2006).
- [65] Gy. Gyürky és mtsai., „ $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ cross section at low energies”, *Phys. Rev. C*, **75**, sz. 3, 035805, (2007).
- [66] B. S. N. Singh, M. Hass, Y. Nir-El, és G. Haquin, „New Precision Measurement of the $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ Cross Section”, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 262503, (2004).

- [67] T. A. D. Brown *és mtsai.*, „ $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be}$ astrophysical S factor”, *Phys. Rev. C*, **76**, 055801, (2007).
- [68] M. Carmona-Gallardo *és mtsai.*, „New measurement of the $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ cross section at medium energies”, *Phys. Rev. C*, **86**, 032801, (2012).
- [69] C. Bordeanu *és mtsai.*, „Activation measurement of the $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ reaction cross section at high energies”, *Nucl. Phys. A*, **908**, 1–11, (2013).
- [70] H.-W. Hammer, C. Ji, és D. R. Phillips, „Effective field theory description of halo nuclei”, *J. Phys. G*, **44**, 103002, (2017).
- [71] P. Descouvemont és D. Baye, „The R-matrix theory”, *Rep. Prog. Phys.*, **73**, 036301, (2010).
- [72] K. Schmidt *és mtsai.*, „Status of the JENSA gas-jet target for experiments with rare isotope beams”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. A*, **911**, 1–9, (2018).
- [73] A. Yadav *és mtsai.*, „Gas-jet target with online interferometric thickness measurement for nuclear astrophysics”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. A*, **10825**, 171034, (2026).
- [74] P. Mohr *és mtsai.*, „Alpha scattering and capture reactions in the A=7 system at low energies”, *Phys. Rev. C*, **48**, 1420–1427, (1993).
- [75] C. Bordeanu *és mtsai.*, „Thin-window gas cell target for activation cross-section measurements relevant for nuclear astrophysics”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. A*, **693**, 220–225, (2012).
- [76] Z. Halász *és mtsai.*, „Experimental study of the astrophysical γ -process reaction $^{124}\text{Xe}(\alpha,\gamma)^{128}\text{Ba}$ ”, *Phys. Rev. C*, **94**, 045801, (2016).
- [77] T. Szücs, G. G. Kiss, Gy. Gyürky, Z. Halász, T. N. Szegedi, és Zs. Fülöp, „Cross section of $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ around the ^7Be proton separation threshold”, *Phys. Rev. C*, **99**, 055804, (2019).
- [78] „Goodfellow Advanced Materials”. Elérhető: <https://www.goodfellow.com/uk/catalogsearch/result/?q=1000012967>
- [79] „Advent Research Materials”. Elérhető: <https://www.advent-rm.com/en-GB/Products/Pure-Metals/Aluminium/Form/Foil>
- [80] S. Biri *és mtsai.*, „The Atomki Accelerator Centre”, *Eur. Phys. J. Plus*, **136**, 1–13, (2021).

- [81] E. F. Aguilera, P. Rosales, E. Martinez-Quiroz, G. Murillo, és M. C. Fernández, „Carbon buildup monitoring using RBS: Correlation with secondary electrons”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **244**, sz. 2, 427–435, (2006).
- [82] K. I. Inc, „Model 6514 System Electrometer Instruction Manual”.
- [83] „LEGe™ Low Energy Germanium Detector | Mirion”. Elérhető: <https://www.mirion.com/products/technologies/spectroscopy-scientific-analysis/gamma-spectroscopy/detectors/hpge-detectors-accessories/lege-low-energy-germanium-detector>
- [84] „ULB™ Ultra Low-Background Cryostats | Mirion”. Elérhető: <https://www.mirion.com/products/technologies/spectroscopy-scientific-analysis/gamma-spectroscopy/detectors/hpge-cryostats-coolers-options/ulb-ultra-low-background-cryostats>
- [85] G. Gilmore, *Practical gamma-ray spectrometry*, 2nd edition. Chichester, England ; Hoboken, NJ: Wiley, (2008).
- [86] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, és J. P. Biersack, „SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010)”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. B*, **268**, 1818–1823, (2010).
- [87] Szegedi T. N., „Gázcéltárgy tervezése és jellemzése”, *Debreceni Egyetem Természettudományi és Technológiai Kar, Fizikai Intézet, Szakdolgozat*, (2015).
- [88] M. Marta és mtsai., „Study of beam heating effect in a gas target through Rutherford scattering”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. A*, **569**, 727–731, (2006).
- [89] Á. Tóth, Gy. Gyürky, E. Papp, és T. Szücs, „Experimental ${}^7\text{Be}$ production cross section from the ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ reaction at $E_p = 3.5 - 13$ MeV”, *Nucl. Phys. A*, **1041**, 122778, (2024).
- [90] R. J. deBoer és mtsai., „Monte Carlo uncertainty of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction rate”, *Phys. Rev. C*, **90**, 035804, (2014).
- [91] H. Junde, H. Su, és Y. Dong, „Nuclear Data Sheets for $A = 56$ ”, *Nuclear Data Sheets*, **112**, 1513–1645, (2011).
- [92] Yu. Khazov, I. Mitropolsky, és A. Rodionov, „Nuclear Data Sheets for $A = 131$ ”, *Nuclear Data Sheets*, **107**, 2715–2930, (2006).

- [93] A. Koning, S. Hilaire, és S. Goriely, „TALYS: modeling of nuclear reactions”, *Eur. Phys. J. A*, **59**, 131, (2023).
- [94] C. R. Brune, R. W. Kavanagh, és C. Rolfs, „ $^3\text{H}(\alpha,\gamma)^7\text{Li}$ reaction at low energies”, *Phys. Rev. C*, **50**, 2205–2218, (1994).
- [95] M. Munch és mtsai., „Measurement of the $^7\text{Li}(\gamma,t)^4\text{He}$ ground-state cross section between $E_\gamma=4.4$ and 10 MeV”, *Phys. Rev. C*, **101**, 055801, (2020).
- [96] D. M. Skopik, J. Asai, E. L. Tomusiak, és J. J. Murphy, „Experiment and theory for the reaction $^7\text{Li}(\gamma,t)^4\text{He}$ for $E_\gamma<50\text{MeV}$ ”, *Phys. Rev. C*, **20**, 2025–2030, (1979).
- [97] G. Junghans, K. Bangert, U. E. P. Berg, R. Stock, és K. Wienhard, „The photodisintegration of ^6Li and ^7Li ”, *Z Physik A*, **291**, 353–365, (1979).
- [98] R. E. Azuma és mtsai., „AZURE: An R-matrix code for nuclear astrophysics”, *Phys. Rev. C*, **81**, 045805, (2010).