

**Töltött részecske gyorsítók alkalmazása radioaktív
izotópok előállítására, analitikai, orvostudományi és ipari
célokra**

Akadémiai Doktori Értekezés

Ditrói Ferenc



Magyar Tudományos Akadémia

Atommagkutató Intézet

Debrecen

2017

TARTALOMJEGYZÉK

Tartalomjegyzék	2
Rövidítések magyarázata	5
Előszó.....	6
1 Bevezetés, a kutatások háttere	7
1.1 Töltötttrészecske gyorsítók	7
1.1.1 Elektrosztatikus gyorsítók.....	7
1.1.2 Ciklikus gyorsítók.....	8
1.2 Ionok kölcsönhatása az anyaggal.....	9
1.3 Magreakciók	10
1.4 Nukleáris analitikai módszerek.....	11
1.4.1 Prompt módszerek	11
1.4.1.1 PIXE	12
1.4.1.2 RBS.....	13
1.4.1.3 NRA.....	15
1.4.1.4 PIGE	16
1.4.2 Késleltetett módszerek.....	16
1.4.2.1 CPAA.....	17
1.4.2.2 NAA.....	19
1.4.3 Channeling	20
1.5 Radioaktív izotópok előállítása töltötttrészecske aktivációval	24
1.6 Magadatok meghatározása.....	24
1.7 Radioizotópok gyakorlati felhasználása	24
1.8 Nyomjelzés radioaktív izotópokkal	25
1.8.1 Vékonyréteg aktiváció (TLA).....	25
1.8.1.1 Kopásvizsgálat vékonyréteg aktivációval	25
1.8.1.1.1 Direkt mérési módszer	27
1.8.1.1.2 Indirekt mérési módszer	29
2 Saját vizsgálatok	30
2.1 Anyagszerkezet vizsgálatok kristályos anyagokon a csatornahatás felhasználásával	30
2.1.1 A (p,p') rezonancia szórás felhasználása a channeling módszerrel kombinálva szilícium kristályok vizsgálatára.....	30
2.1.2 Könnyű ionok energiavesztésének vizsgálata.....	32

2.1.3	NRC (Nuclear Reaction Channeling) magreakció kombinálása a csatornahatással 40	
2.1.4	Channeling nagyobb energiákon.....	45
2.2	Töltött részecske Aktivációs analízis.....	49
2.2.1	Motorolajok vizsgálata aktivációs analízissel kihozott nyalábon.....	51
2.2.2	Alumínium termékek vizsgálata aktivációs technikával.....	52
2.2.3	Üvegek zárványainak és hibáink vizsgálata aktivációs módszerrel	54
2.3	Vékonyréteg aktiváció és alkalmazásai	56
2.3.1	Alkatrészek kopásának vizsgálata vékonyréteg aktivációval	57
2.3.1.1	Keményfém lapkás forgácsoló szerszámok vizsgálata.....	57
2.3.1.2	Radioaktív nyomjelzők létrehozása másodlagos implantációval	61
2.3.1.3	Nagyfelületű és görbült felületű minták kopásvizsgálata.....	63
2.3.1.4	Al-Si-Cu ötvözetek kopásvizsgálata.....	66
2.3.1.5	Acélminták kopásának vizsgálata „pin-on-disc” technikával	69
2.3.1.6	Vékonyréteg aktivációs vizsgálatok szabadforgalmú aktivitásokkal	72
2.4	Nyomjelzésre használható radioizotópokra vezető magreakciók magfizikai adatainak vizsgálata	74
2.4.1	^7Be előállítására vezető magreakciók	74
2.4.2	Magreakciók ^3He gerjesztéssel	79
2.4.2.1	^3He indukált magreakciók titánon	79
2.4.2.2	^3He indukált magreakciók vason	81
2.4.2.3	^3He indukált magreakciók platinán.....	83
2.4.2.4	^3He indukált magreakciók ónon	84
2.4.2.5	^3He indukált magreakciók vanádiumon.....	85
2.4.3	Magreakciók alfa-gerjesztéssel.....	86
2.4.3.1	Alfa-részecskével keltett magreakciók nióbiumon.....	86
2.4.3.2	Alfa-részecskével keltett magreakciók vason.....	88
2.4.3.3	Alfa-részecskével keltett magreakciók Tantálon.....	90
2.4.3.4	Alfa-részecskével keltett magreakciók molibdénen	93
2.4.4	Magreakciók deuteron gerjesztéssel	94
2.4.4.1	Deuteronok által keltett magreakciók nióbiumon	95
2.4.4.2	Deuteronok által keltett magreakciók cirkóniumon	99
2.4.4.3	Deuteronok által keltett magreakciók Cinken	101
2.4.4.4	Deuteronok által keltett magreakciók platinán	103

2.4.4.5	Deuteronok által keltett magreakciók ezüstön.....	104
2.4.4.6	Deuteronok által keltett magreakciók erbiúmon	106
2.4.4.7	Deuteronok által keltett magreakciók ólmon.....	108
2.4.4.8	Deuteronok által keltett magreakciók vason	109
2.4.4.9	Deuteronok által keltett magreakciók kobalton.....	110
2.4.4.10	Deuteronok által keltett magreakciók mangánon	111
2.4.4.11	Deuteronok által keltett magreakciók ónon.....	113
2.4.4.12	Deuteronok által keltett magreakciók vanádiumon	115
2.4.4.13	Deuteronok által keltett magreakciók indiumon	117
2.4.4.14	Deuteronok által keltett magreakciók egyéb céltárgyanyagokon.....	118
2.4.5	Magreakciók proton gerjesztéssel.....	121
2.4.5.1	Protonok által keltett magreakciók platinán	121
2.4.5.2	Protonok által keltett magreakciók molibdénen	122
2.4.5.3	Protonok által keltett magreakciók tantálon	122
2.4.5.4	Protonok által keltett magreakciók cinken	123
2.4.5.5	Protonok által keltett magreakciók irídiumon	124
2.4.5.6	Protonok által keltett magreakciók ezüstön.....	125
2.4.5.7	Protonok által keltett magreakciók vason.....	126
2.4.5.8	Protonok által keltett magreakciók ónon	126
2.4.5.9	Protonok által keltett magreakciók kadmiumon.....	127
2.4.5.10	Protonok által keltett magreakciók nióbiumon.....	128
2.4.5.11	Protonok által keltett magreakciók kobalton	129
2.4.5.12	Protonok által keltett magreakciók cirkóniumon.....	130
2.4.5.13	Protonok által keltett magreakciók mangánon	131
2.4.5.14	Protonok által keltett magreakciók antimonon.....	133
2.4.5.15	Protonok által keltett magreakciók vanádiumon	133
2.4.5.16	Protonok által keltett magreakciók indiumon.....	135
2.4.5.17	Protonok által keltett egyéb vizsgált magreakciók	135
2.4.6	Az energiabizonytalanság változása fóliacsomag besugárzásoknál	136
2.5	Ovosi célú radioizotópok előállítása.....	138
2.5.1	A ^{117m}Sn , az új „teranosztikus” radioizotóp.....	139
3	Összefoglalás	143
4	Köszönetnyilvánítás.....	146

5	Hivatkozások.....	147
---	-------------------	-----

RÖVIDÍTÉSEK MAGYARÁZATA

CPAA	Charged Particle Activation Analysis	Töltött részecske aktivációs analízis
NRA	Nuclear Reaction Analysis	Magreakció analízis
PIXE	Particle Induced X-ray Emission	Részecskével keltett röntgenemisszió
PIGE	Particle Induced Gamma-ray Emission	Részecskével keltett gammaemisszió
TLA	Thin Layer Activation	Vékonyréteg aktiváció
NAA	Neutron Activation Analysis	Neutronaktivációs analízis
RBS	Rutherford Backscattering	Rutherford-visszaszórás
VdG	Van de Graaff generator	Van de Graaff generátor
MABIC	Material Analysis by Ion Channeling	Anyagvizsgálat ionok csatornahatásával
amu	Atomic mass unit	Atomi tömegegység
LDA	Local Density Approximation	Lokális sűrűség közelítés
NRC	Nuclear Reaction Channeling	Magreakció csatornahatással
XRF	X-ray Fluorescence Analysis	Röntgenfluoreszcencia analízis
ICP	Inductive Coupled Plasma	Induktívan csatolt plazma
VUB	Vrije Univeriteit Brussel	Brüsszeli Szabadegyetem
PET	Positron Emission Tomography	Pozitronemissziós Tomográfia
SPECT	Single Photon Emission Tomography	Egyfoton-emissziós Tomográfia
RNT	Radionuclide Technique	Radionuklid-technika
FHL	Free Handling Limit	Szabadforgalmi határ
TOF	Time of Flight	Repülési idő

ELŐSZÓ

1985-ben a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (NAÜ) részleges pénzügyi támogatásával átadták Magyarország első ciklotron gyorsítóját a Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézetében (ATOMKI), Debrecenben. Már a gyorsító tervezési fázisában előbb TDK-sként majd az egyetemi tanulmányaim befejezése után TMB ösztöndíjasként az újonnan megalakult Ciklotron Alkalmazási Osztály munkatársa lettem, és ezzel megkezdődött pályafutásom a töltött részecske gyorsítók alkalmazásának területén. Még a ciklotron átadását megelőzően, a felhasználói berendezések tervezésével és megépítésével párhuzamosan alkalmam nyílt az ATOMKI meglévő VdG gyorsítóján kutatásokat folytatni töltött részecske bombázással végezhető analitikai vizsgálatok területén. Az ott szerzett tapasztalatokat később hasznosítottam más hasonló gyorsítókon valamint az újonnan üzembe helyezett ciklotronon folytatott munkáimban. Ennek következtében kutatási pályafutásom is két jól elkülöníthető részből tevődik össze. 1. A kisenergiájú (max. 6 MV) elektrosztatikus töltött részecske gyorsítókon végzett analitikai valamint anyagszerkezeti vizsgálatok, főként on-line detektálási technika alkalmazásával, valamint a 2. Nagyobb energiájú gyorsítókon végzett vizsgálatok (max. 80 MeV), radioizotópok előállítására, magreakciók alapvető tulajdonságainak/adatainak meghatározására valamint ezen radioizotópok alkalmazására orvosi, ipari és egyéb konkrét alkalmazási célokra. A kutatási területeim legfontosabb eszközei a részecskegyorsítók voltak, amelyek között volt az ATOMKI fentebb említett két gyorsítója, valamint a kutatási terület és a vizsgált energiatartomány kiszélesedésével különböző együttműködések, ösztöndíjak és pályázatok keretében frankfurti, brüsszeli, leuveni, sendai (Japán), tokyoi gyorsítók is felkerültek a kísérletekben használt gyorsító laboratóriumok listájára.

1 BEVEZETÉS, A KUTATÁSOK HÁTTERE

1.1 TÖLTÖTT RÉSZECSCSKE GYORSÍTÓK

A jelen fejezet célja a történeti visszatekintés a dolgozat során használt gyorsítóberendezésekre vonatkozóan, valamint működési elvük rövid áttekintése. A részecskegyorsítók elektromos töltéssel rendelkező leptonokat, hadronokat, atommagokat, ionokat, molekulákat gyorsítanak fel elektromos tér segítségével. Az így nyert energiára vonatkozó legegyszerűbb összefüggés:

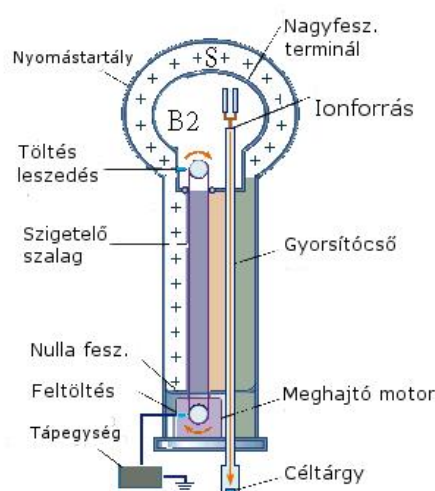
$$V * q = \frac{1}{2} m v^2 \quad (1)$$

Ahol a V a részecskék által tapasztalt feszültségkülönbség, q és m a részecskék egyedi töltése és tömege, v pedig az elnyert sebesség. Az egyenlet jobb oldalán a gyorsítás hatására megszerzett energia áll. A fenti egyenlet egy egylépéses lineáris gyorsítóra vonatkozik, mint pl. az általunk is használt Van de Graaff generátorok, és ahol a részecskék még nem tesznek szert relativisztikus sebességre. Az első ezen az elven alapuló gyorsítóberendezést J.D. Cockroft és E.T.S. Walton készítette a cambridge-i Cavendish laboratóriumban, 1930-ban [1]. Ez a gyorsító már elérte az 500 kV-os feszültséget. A következő nagy lépést R.J. Van de Graaff tette a maiakkal majdnem teljesen megegyező, később róla elnevezett Van de Graaff generátor megépítésével [2]. Ezután különböző kísérletek következtek, és a nagy feszültségkülönbségek miatti problémák kiküszöbölésére R. Wideröe [3] felvetette a kisebb potenciálkülönbség többszöri alkalmazásának lehetőségét, amely később a linac, a betatron és végül a ciklotron megalkotásához vezetett. E.O. Lawrence és munkatársai építették meg az első ciklotront 1932-ben [4], amely azonban még csak 80 keV energiára tudott ionokat gyorsítani. Ezután a fejlesztés nem állt meg, 1932 elejére elérték az 1.22 MeV energiát 4 kV-os gyorsító feszültség mellett [5]. A manapság használatos VdG rendszerű gyorsítóknál a maximális terminálfeszültség 15 MV-ot is eléri. Ez a folyamat vezetett hosszú évek alatt napjaink nagyenergiás gyorsítóihoz, amelyek azonban nem tartoznak a jelen értekezés témakörébe.

1.1.1 ELEKTROSTATIKUS GYORSÍTÓK

Működési elvük alapján az elektrosztatikus, vagy egyenáramú gyorsítók körébe tartoznak azok a ma már hétköznapi eszközök, mint a katódsugárcső vagy a röntgen-cső. A jelen munkám szempontjából azonban a Van de Graaff generátor elvén működő gyorsítókról szeretnék egy kicsit részletesebb áttekintést adni [6]. Magyarországon Simonyi Károly építette az első Van de Graaff generátort a Soproni Egyetemen [7]. A maximális elérhető energia gyorsítóberendezésként való alkalmazása esetén a gyorsítandó részecskék töltésétől és a létrehozott feszültségkülönbségtől függ, mivel a részecskék az ionforrás és a céltárgy (vagy az

esetleges nyalábtranszport rendszer) között csak egyszer futják be a potenciálkülönbséget. A generátort elhagyó részecskék mozgási energiája ezért egyszerűen az (1) egyenlettel adható meg. Az első Van de Graaff generátorok pozitív ionforrással rendelkeztek. A manapság gyakran használatos “tandem” technológia, amely negatív ionforrással és áttöltéssel (ellentétes töltésre) dolgozik, lehetővé teszi a részecskék által nyert energia kétszerezését ugyanolyan terminál feszültség mellett. Az első tandem VdG az 50-es években épült. A legfontosabb követelményeket (megfelelő intenzitású ionforrás, megfelelő vákuum a gyorsítócsőben, átütési szilárdság a tartályban) a mai technológia már könnyen teljesíti.



1. ábra A Van de Graaff generátor sematikus működési rajza, [8] alapján

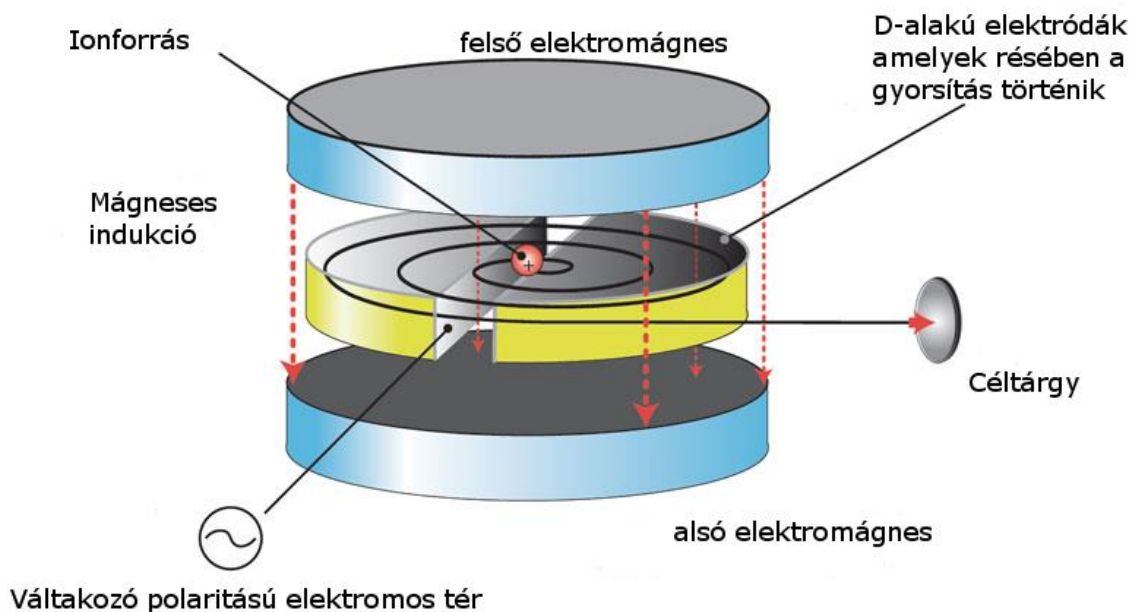
1.1.2 CIKLIKUS GYORSÍTÓK

A kisebb gyorsító feszültség többszöri befutásának elvét alkalmazva Lawrence még az 1930-as évek legelején megfogalmazta a ciklotron ötletét. A centrifugális erő és a merőleges mágneses tér mozgó töltésre ható erejének pillanatnyi egyensúlyából következik a ciklikus gyorsítás alapegyenlete:

$$\omega = \frac{qB}{m} \quad (2)$$

ahol ω a részecske körfrekvenciája, q a töltése, m a tömege és B a merőleges mágneses tér indukció vektora. A (2) egyenletből látszik, hogy a frekvencia nem függ a pálya sugarától. Mivel ez a körfrekvencia v/r -ként is megadható (v a részecske sebessége, r a pályasugara), így látható, hogy a növekvő sebességgel/energiával a növekvő pályasugár tart egyensúlyt. Ez a törvény csak nem-relativisztikus részecskék esetén érvényes. Relativisztikus tömegnövekedés esetén a (2) egyenletben szereplő ciklotronfrekvencia csökken. Erre az esetre különböző

technikai megoldások születtek. Az egyik eset a szinkrociklotron, amelynél a váltakozó gyorsító tér frekvenciáját csökkentik. Ennek a megoldásnak a hátránya, hogy egyidejűleg csak egy részecskecsomag lehet a gyorsító térben, ezáltal az elérhető nyalábintenzitás rendkívül alacsony. Ezek a gyorsítók egy adott pályasugárral működnek. Egy másik lehetőség az izokron

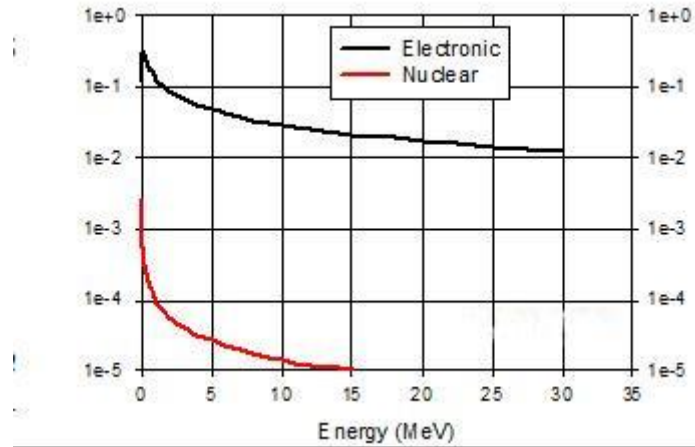


2. ábra A ciklotron sematikus rajza (<http://atomic.lindahall.org/what-is-an-atom-smasher.html> alapján)

ciklotron, amelynél a részecskék minden körpályát azonos idő alatt futnak be, függetlenül a pálya sugarától. Ezt a pályasíkra merőleges mágneses tér időbeli vagy pályasugár szerinti növelésével érhetik el. Az első ciklotron óta eltelt mintegy 85 év alatt számos technikai fejlesztést vezettek be az ionforrás, a gyorsító elektródák, a mágneses tér előállítására és kialakítására valamint a vákuumtechnika területén, ezáltal a különböző ciklotronok napjainkra az alap kutatás, alkalmazott kutatás valamint a gyorsítóberendezések alkalmazásának leggyakrabban alkalmazott gyorsító berendezéseivé váltak (2. ábra) [9].

1.2 IONOK KÖLCSÖNHATÁSA AZ ANYAGGAL

Amikor a kinetikus energiával rendelkező töltött részecskék behatolnak az anyagba, fokozatosan elvesztik mozgási energiájukat az anyag elektronjaival való rugalmatlan ütközésekben és főleg alacsonyabb energiákon az atommagokkal való rugalmas ütközésekben (3. ábra). Az ion-atom kölcsönhatás elméletének részletes tárgyalása megtalálható pl. Ziegler és munkatársai munkáiban [10]. Ezen szerzők csoportja alkotta meg a SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter)[11] programcsomagot, amely alkalmas a fékezőképesség és hatótávolság kiszámítására számos ion-anyag kombináció esetén. Egy anyag fékezőképességét (S , stopping power) az egységnyi anyagvastagságban elszenvedett energiavesztéssel adjuk meg ($-dE/dx$). Ez a mennyiség a bombázó ion töltésétől és energiájától, valamint az adott anyag fizikai tulajdonságaitól függ. A kiszámítására használt számítógépes kódok (pl. a SRIM aktuális verziója) elég pontosan képesek megadni ennek értékét.



3. ábra Az elektronok és az atommagok okozta fékezőképesség energiafüggése vasban

Az E_0 energiával rendelkező ionnyaláb R hatótávolságát a következő formulával lehet megadni:

$$R = \int_0^{E_0} S^{-1} dE = \int_0^{E_0} \left[-\frac{dE}{dX} \right]^{-1} dE \quad (3)$$

Az R hatótávolság egy átlagos mélységet jelent az anyagban, ameddig a bombázó ionok be tudnak hatolni a teljes energiájuk elvesztése közben. A keverék anyagra vonatkozó hatótávolságot a Bragg-formula segítségével számíthatjuk ki:

$$\frac{1}{R_0} = \sum_i \frac{\eta_i}{R_i} \quad (4)$$

ahol R_0 - hatótávolság a keverékben (vegyület, ötvözet, stb.),

R_i - hatótávolság az i -edik elemben,

η_i - az i -edik elem súlyaránya.

Az elektronokkal és az atommagokkal történő fentebb leírt kölcsönhatáson kívül a bombázó töltött részecskék egy kis hányada kölcsönhatásba léphet az anyag atommagjaival magreakciókat keltve, amely radioaktív izotópok keletkezésére vezet.

1.3 MAGREAKCIÓK

A tipikus magreakciót az $A(a,b)B$ formulával lehet jellemezni, ahol A a céltárgyanyagot, a a bombázó részecskét, b a kimenő könnyű részecskét és B a keletkezett új izotópot jelöli. A bombázó ionok tömegszáma a mi gyakorlatunkban nem haladja meg a négyet, a keletkező leggyakoribb könnyű részecskék a proton, neutron, deuteron, triton, ^3He és alfa-részecskék. A

keletkező B nehéz termék lehet, stabil vagy radioaktív, radioaktivitás esetén lehet alap, vagy gerjesztett állapotú, és tömegszámában a fentebb leírtak miatt nem helyezkedhet el túl messze a céltárgymagtól. A radioaktív termék különböző részecske és elektromágneses sugárzásokat bocsáthat ki, amelyek megfelelő eszközzel detektálhatók.

A magreakciók mechanizmusának tárgyalásához meg kell ismerkednünk néhány fogalommal, mint a hatáskeresztmetszet, Q -érték, aktivitás.

Annak valószínűségét, hogy egy bizonyos magreakció végbemegy, ha a bombázó részecske eléggé megközelíti az atommagot, hatáskeresztmetszetnek nevezzük és a görög σ betűvel jelöljük. Mértékegysége terület jellegű, és cm^2 -ben, vagy a speciális, csak erre a mennyiségre bevezetett „barn”-ban mérjük ($1 \text{ cm}^2 = 10^{24} \text{ barn}$). Nagyságát a reakcióban kibocsátott részecskék és a bombázó részecskék és a bombázó nyaláb által lefedett atomok szorzatának hányadosa adja meg. Egy magreakció Q -értékét a bemenő részecskék (a, A) és a kimenő részecskék (b, B) tömeg-energia különbsége adja meg. A Q előjelétől függően a reakció lehet exoerg(+) vagy endoerg(-). Azt az energia értéket, amivel a bombázó részecskének minimálisan rendelkeznie kell a magreakció létrehozásához küszöbenergiának nevezzük (E_{th}), és a Q -értékből a $-Q(m_a + m_A)/m_A$ formulával számítható ki.

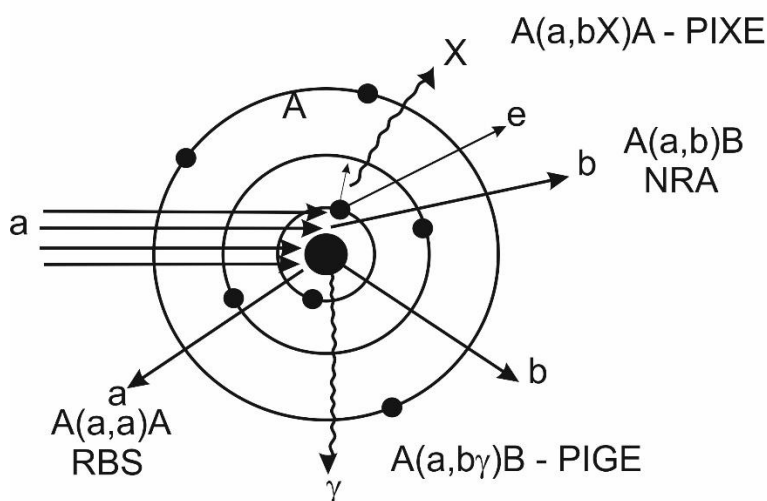
1.4 NUKLEÁRIS ANALITIKAI MÓDSZEREK

A töltött részecske gyorsítók egyik legelterjedtebb alkalmazási területe az analitikai módszerek felhasználása olyan feladatok megoldására, amelyre más módszerek nem, vagy csak korlátozott érzékenységgel, pontossággal, stb. alkalmasak. Ezeket két jól elkülöníthető csoportba sorolhatjuk, nevezetesen a besugárzással egyidejűleg történő mérésen alapuló prompt módszerekre és a besugárzás után hosszabb-rövidebb idővel elvégezhető késleltetett módszerekre. Ezen módszerek alkalmazhatósága az ionok és az anyag kölcsönhatásán alapul.

1.4.1 PROMPT MÓDSZEREK

A prompt módszerek az atomi héjak vagy az atommagok olyan gerjesztésén alapulnak, amely gerjesztett állapot valamilyen részecske vagy sugárzás kibocsátása mellett rövid idő alatt visszatér az alapállapotba. Ez az idő olyan rövid, hogy a kibocsátott részecskét és/vagy sugárzást még a besugárzással egyidejűleg kell végezni. A gerjesztés és a kibocsátás természetétől függően számos módszer különböztethetünk meg, amelyek közül az általunk is használtak kerülnek felsorolásra [12, 13]. Ezekre a módszerekre jellemző, hogy általában alacsony energiákon ($< 5 \text{ MeV}$) végezhetők, tehát beleesnek a kereskedelemben kapható VdG gyorsítók energiatartományába.

Ionnyaláb-analitikai módszerek



4. ábra Ionnyaláb-analitikai módszerek sematikus rajza

1.4.1.1 PIXE

A kisenergiájú elektrosztatikus gyorsítókon nagyon elterjedt módszer a PIXE (részecskével keltett röntgenemisszió) (ld. 4. ábra). Ebben az esetben a bombázó részecske a mintában található atomok héjelektronjait gerjeszti, amelyek a gerjesztett állapotokból, többek között, karakterisztikus röntgensugárzás kibocsátásával térnek vissza az alapállapotukba ezt a sugárzást detektáljuk, napjainkban többnyire Si(Li) félvezető detektorokkal. A PIXE módszerrel mérhető elemek tartománya a nátriummal kezdődik, vagy ultra vékony ablakú detektor esetén akár a széntől is [14], és kiesnek a nemesgázok, és a nehezebb elemek közül az aktinidák nagy része. A PIXE kísérleti elrendezés elég egyszerű, a lényeges különbséget az jelenti, hogy a PIXE módszer esetén a detektor a vákuumkamrán kívül is lehet, és egy vékony kis abszorpciójú ablakon keresztül látja a mintát, bár gyakoribb a vákuumban elhelyezett detektorral való használat. Vékony vákuumra záró ablakon keresztül maga a bombázó nyaláb is kihozható az atmoszférikus térbe, amely esetben gyakorlatilag bármilyen méretű és formájú tárgy is vizsgálható a PIXE módszerrel [15].

A PIXE spektrumok analitikai információvá történő interpretációja bonyolult, de manapság erre a módszer felhasználói által készített kész szoftvercsomagok is hozzáférhetőek [16-19].

A PIXE módszer előnye, hogy roncsolásmentes, ami lehetővé teszi értékes műtárgyak vizsgálatát is, nem véletlen, hogy a párizsi Louvre múzeum saját gyorsítóval és PIXE apparátussal rendelkezik erre a célra [20]. További előnye, hogy a módszer sokelemes, azaz egyszerre több elem jellemzői határozhatók meg vele. Érzékenysége nagy, egyes elemtartományokban a ppm érték alatti, az egyes mérési ciklusok nem haladják meg a 10 percet (gyors, olcsó). A később tárgyalandó RBS módszerrel ellentétben, mivel nem töltött részecskék, hanem röntgen sugárzás detektálásán alapul, levegőre kihozott nyalábbal is végezhető. Hátrányai, a fentebb említett elemtartomány korlátok, valamint az érzékenység

mátrix és összetétel függése, mivel a könnyebb elemek K és a nehezebb elemek L vonalai interferálhatnak, valamint ugyanez történhet egymással rendszámban közel álló elemek K_α és K_β vonalai között.

1.4.1.2 RBS

Az RBS (Rutherford Backscattering) módszer nem véletlenül viseli Ernest Rutherford nevét. Az 1910-es évek elején H. Geiger és E. Marsden természetes forrásból származó alfa-részecskékkal bombáztak fémfóliákat és vizsgálták a szóródott részecskéket. Rutherford javaslatára a visszaszóródott részecskéket kezdték vizsgálni, és az akkori atomelmélettel ellentétesen, jelentős számú visszaszórót részecskét észleltek. Ezek a kísérletek alapozták meg a rugalmas visszaszóráson alapuló módszereket [21]. Az RBS leírására a klasszikus fizika formalizmusát használják, azaz egymással nem-centrálisan ütköző golyók (azaz a sebességgel rendelkező bombázó ion és az álló céltárgy atom) klasszikus mechanikáját. Az energia- és impulzusmegmaradás törvénye alapján:

$$E_1 = kE_0 \quad (5)$$

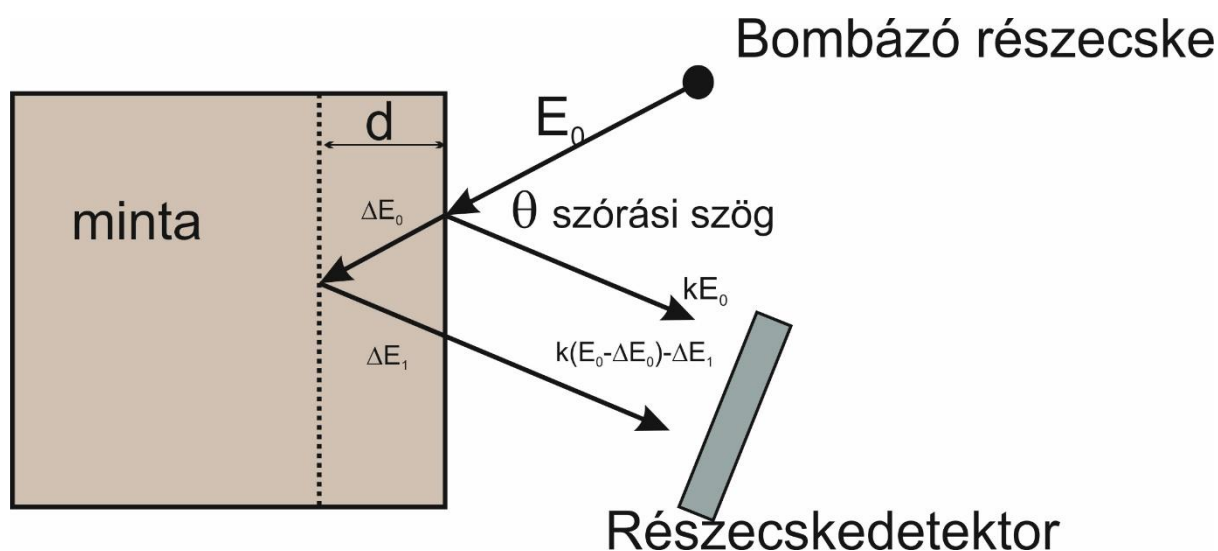
ahol az E_0 a bombázó részecske energiája, E_1 a visszaszórót részecske energiája és a k az úgynevezett kinematikai faktor, ami a következőképpen számítható ki:

$$k = \left(\frac{m_1 \cos \theta \pm \sqrt{m_2^2 - m_1^2 (\sin \theta)^2}}{m_1 + m_2} \right)^2 \quad (6)$$

ahol m_1 és m_2 a bombázó részecske és a céltárgy atom tömegei, θ pedig a visszaszórás szöge laboratóriumi koordináta rendszerben. A számlálóban levő előjel „+”, ha $m_1 < m_2$ és „-“, ha $m_1 > m_2$. Annak valószínűsége, hogy a visszaszórót részecske egy adott irányba szóródik, a differenciális hatáskeresztmetszettel adható meg:

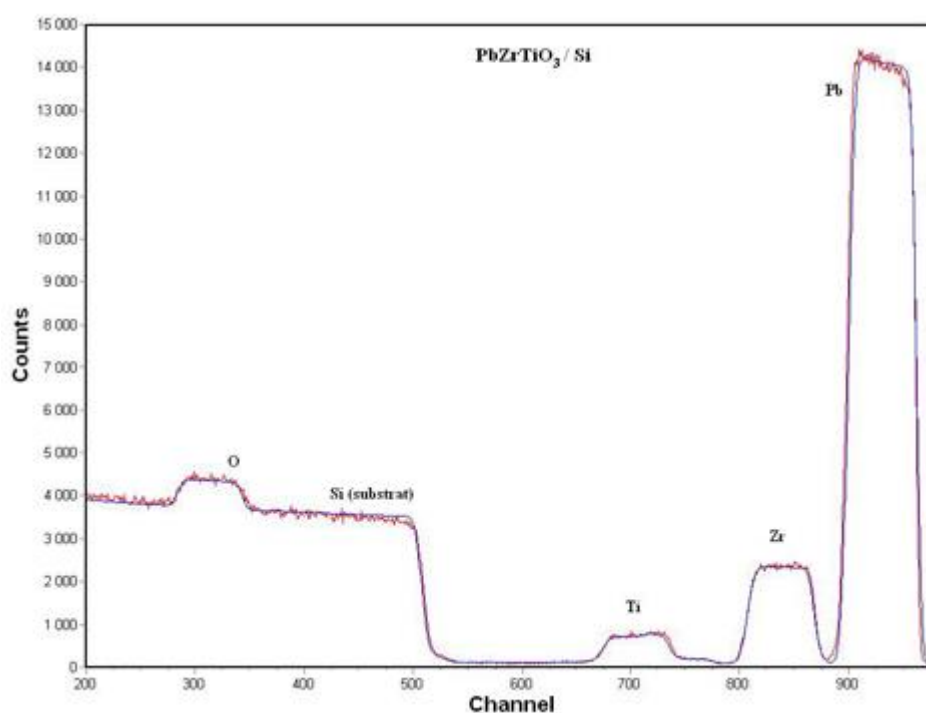
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{16E^2} \frac{1}{\left(\sin \frac{\theta}{2}\right)^4} \quad (7)$$

ahol E az ütközési energia, Z_1 és Z_2 pedig a bombázó részecske és a céltárgy elem rendszáma.



5. ábra RBS módszer sematikus rajza

Az RBS módszer sematikus rajza az 5. ábrán látható a felületről és a d mélységből visszaszórt bombázó részecskék kinematikájának szemléltetésével.



6. ábra Tipikus RBS spektrum, ólom, cirkónium, titán-oxid szilícium hátlaon [21]

A 6. ábrán egy tipikus RBS spektrum látható, amely szilícium hátlapra felvitt PbZrTiO₃ rétegről való visszaszórt részecskéket jeleníti meg. Az ábrából látható, hogy mind az egyes atomok mélységi eloszlására, mind a mennyiségükre lehet kvantitatív információt levonni. További előnyei, hogy roncsolásmentes vizsgálat végezhető vele, a módszer abszolút, azaz nem igényel kalibrált standard mintákat, nagy kiterjedésű minták is vizsgálhatók segítségével, gyors mérési folyamat (< 10 perc), egyszerű spektrum interpretáció kvantitatív mélységi és mennyiségi információ, könnyű elemek tartományában is használható. Hátránya a kicsi

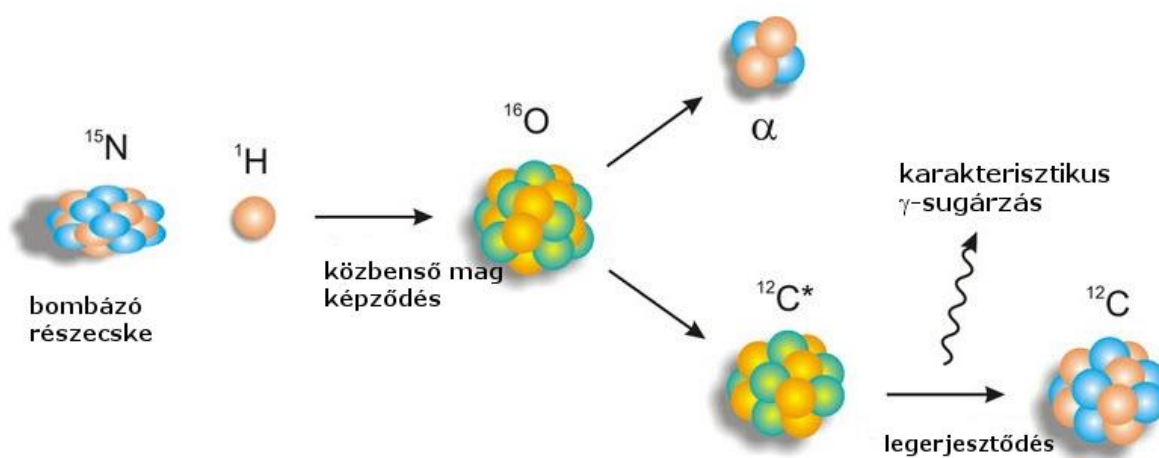
laterális felbontás, a kisebb érzékenység a könnyű elemekre és a korlátozott vizsgálati mélység (az alkalmazott részecskétől és energiától függ, de általában $< 1 \mu\text{m}$).

1.4.1.3 NRA

A magreakció analízis (NRA [22-24]) (ld. 4. ábra) az adott magreakció gerjesztési függvényén lévő keskeny rezonanciacsúcsokat használja ki kémiai elemek mennyiségi analízisére és mélységi eloszlásának meghatározására. A keresett kémiai elemnek megfelelő részecskét és bombázó energiát megválasztva magreakció jön létre, amelynek eredményeképpen keletkezett mag gerjesztett állapotba kerül, ami gyakorlatilag azonnal lebomlik ionizáló sugárzás kibocsátása mellett. A bombázó energiának nagyobbnak kell lenni, mint a rezonancia energia. A bombázó részecske a minta anyagával kölcsönhatva veszít az energiájából, majd a rezonancia energiát elérve létrejön a kívánt magreakció. Ez azt jelenti, hogy egy adott bombázó energiával egy jól meghatározott, szűk mélységi tartományban hozhatunk létre magreakciót. Az NRA módszer könnyű elemek mérésére alkalmaz nehéz mátrixban. Kombinálva az RBS módszerrel egymást kiegészítő információ nyerhető egyazon mintából.

Jellemző NRA reakciók:

$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + \gamma$ ($Q = 4.965 \text{ MeV}$) reakció a hidrogén koncentrációjának és mélységi eloszlásának kimutatására egyedüli alkalmas módszer. Használatához ^{15}N gyorsítására alkalmas berendezés szükséges. A reakció sémája a 7. ábrán látható.



7. ábra Az NRA módszer tipikus alkalmazása hidrogén kimutatására

További jellemző reakciók:

$^3\text{He} + \text{D} = \alpha + \text{p}$ ($Q = 18.353 \text{ MeV}$) a deutérium kimutatására és mélységi eloszlásának mérésére, továbbá egyéb elemek kimutatására:

$^7\text{Li}(\text{p}, \alpha)^4\text{He}$, $^{14}\text{N}(\alpha, \text{p})^{17}\text{O}$, $^6\text{Li}(\text{d}, \alpha)^4\text{He}$, $^{11}\text{B}(\text{p}, \alpha)^8\text{Be}$, $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p})^{13}\text{C}$, $^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha)^{12}\text{C}$, $^{18}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{15}\text{N}$, stb.

Egyes esetekben a kibocsátott könnyű részecskék, más esetekben a karakterisztikus gamma-sugárzás detektálásával történik az analízis. Az NRA módszer mennyiségi alkalmazásához, valamint magának a mérésnek a megtervezéséhez az adott magreakció hatáskeresztmetszetének ismerete szükséges. Ezek közül sok megtalálható a fentebb is említett NAÜ adatbázisban [25].

1.4.1.4 PIGE

A PIGE módszer, amelyet az NRA egy speciális, gamma-sugárzás detektálásán alapuló esetének tekinthetünk (4. ábra), a mintaanalízis és a mélységi analízis szempontjából a PIXE kiegészítő módszerül is szolgálhat. Ennél a módszernél a bombázó ion elegendő energiával rendelkezik ahhoz, hogy a taszító Coulomb-potenciált legyőzve, a minta atommagjaival kerüljön kölcsönhatásba, ami magreakciók létrejöttét eredményezi. Ennek eredményeként nagy energiájú, az atommag átmeneteire jellemző gamma-sugárzás és részecskék kibocsátása történhet. A folyamat lejátszódhat sugárzásos befogással (pl. $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$), vagy rugalmatlan szórással (pl. $^{27}\text{Al}(p,p'\gamma)^{27}\text{Al}$) vagy átrendeződéses ütközéssel (pl. $^{27}\text{Al}(p,\alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$). A PIGE módszer esetén az atommag átmeneteire jellemző karakterisztikus gamma-sugárzás detektálása történik és ezen információ felhasználás kvalitatív és kvantitatív elemanalízisre. Ennek megfelelően a sugárzás detektálására többnyire nagyfelbontású félvezető detektorokat használnak, pl. HPGe, nagy tisztaságú germánium detektorokat. A gamma-sugárzás nagyobb áthatoló képessége miatt a detektort a vákuumban besugárzott minta esetén is lehet a vákuumkamrán kívül elhelyezni. A PIGE módszer esetében is lehetséges a kihozott nyalábon végzett mérés. Mivel a PIGE módszer különösen az alacsony rendszámú elemekre érzékeny, mivel a Coulomb taszítás legyőzésének feltétele a bombázó részecske és a céltárgy mag között ezekre teljesül, ezért gyakran használják az RBS illetve PIXE módszerkiegészítésére. Érzékenysége (10 – 100 ppm) rosszabb, mint a PIXE módszeré és erősen változik a vizsgálandó elem rendszáma függvényében. A módszer szintén multielemes és roncsolásmentes [25].

A módszer segítségével abszolút mennyiségi információ is nyerhető a mért spektrumokból, ehhez azonban szükség van a szóba jöhető összes magreakció hatáskeresztmetszetére. Egy mindenki által hozzáférhető adatbázis készült a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség támogatásával és fenntartásával, a problémában érdekelt laboratóriumok közreműködésével [26]. A gyors mérés és egyszerűbb kiértékelés érdekében azonban ennél a módszernél is gyakran használnak standard mintákat és az ismeretlen minták mérési értékeit azokkal hasonlítják össze.

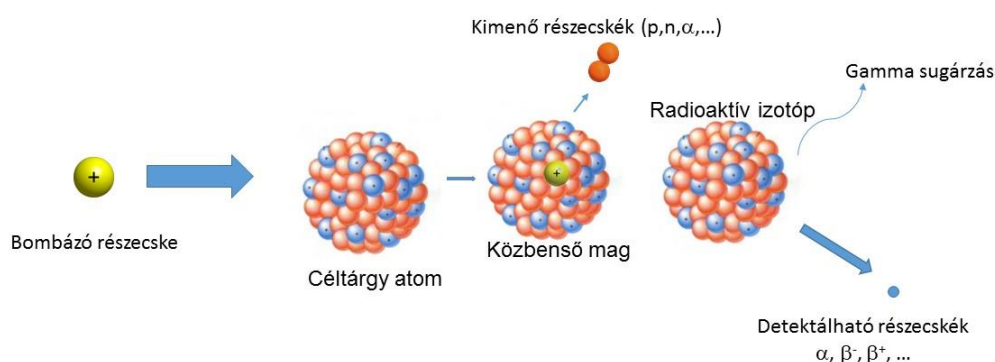
1.4.2 KÉSLELTETETT MÓDSZEREK

Az eddig ismertetett módszerek alkalmazása során a keletkező kimenő részecske vagy sugárzás detektálására alkalmas eszközöknek jelen kell lenni a besugárzás helyén és idejében. Ez egyrészt leegyszerűsíti a folyamatot, mivel az aktiválás és az észlelés egyidőben történik, másrészt hátrányt jelen viszont, hogy a detektorokat a sugárzási térben kell működtetni, ezért azok a mérés közben csak távolról vezérelhetők, valamint a jelen levő aktiváló nyaláb jelentős háttérrel hozhat létre. Az eddig ismertetett módszereknél ez szükségszerű, mivel a detektálni kívánt részecske vagy sugárzás csak az aktiválással egyidőben van jelen. Vannak azonban olyan módszerek, amikor az aktiváló nyaláb olyan magreakciót és u.n. radioizotópokat hoz létre, amelyek még viszonylag hosszú ideig bocsátják ki a detektálni kívánt sugárzást vagy

részecskéket [12]. Ezek közül a leggyakrabban használatosak a töltött részecskével keltett aktivációs analízis (CPAA) és a neutronaktivációs analízis (NAA).

1.4.2.1 CPAA

A CPAA módszer alkalmas mindazon elemek és mennyiségi előfordulások kimutatására, amelyekből az alkalmazott részecskegyorsító energiatartományán belül az alkalmazott bombázó részecskével olyan magreakciót hozhatunk létre [27, 28], amelynek eredményeként a mérési idő szempontjából elegendően hosszú felezési idejű sugárzó izotóp (radioizotóp) keletkezik [29]. Ez az idő másodperctől a többéves időig terjedhet.



8. ábra A töltött részecske aktivációs analízis sematikus rajza

A 8. ábrán az aktiváció sémája látható, miszerint a keletkezett radioaktív mag bocsáthat ki magából részecskéket és gamma-sugárzást a bomlása során. Ezek detektálása általában a besugárzástól elkülönített helyen és időben történik, rendszerint egy alacsony háttérű mérőhelyen, ami jelentősen javítja a módszer érzékenységét. Az aktiválás folyamatát a (8) egyenlet írja le.

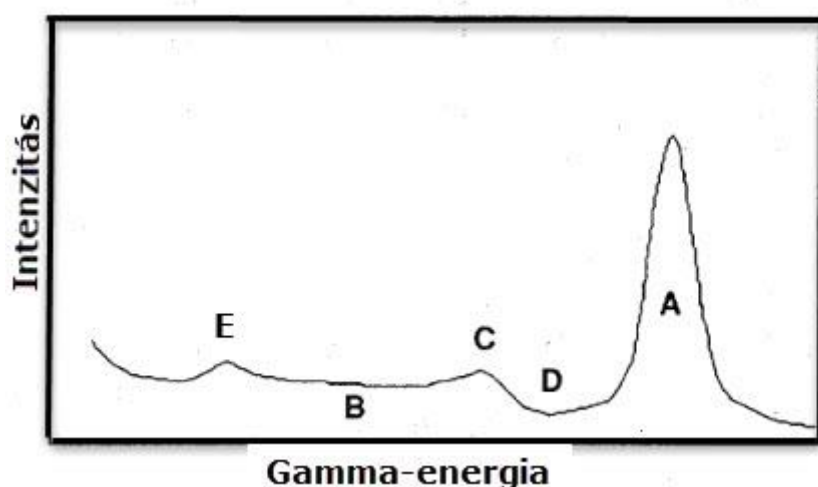
$$A = \frac{\delta Q (1 - e^{-\lambda t_i}) \rho a s a_c}{M(e/A_v)} \quad (8)$$

Ahol az aktivitás értéke, A (Bq), σ az adott magreakció átlagos hatáskeresztmetszet (cm^2), Q a bombázó nyaláb-áram (A), λ a keletkező izotóp bomlási állandója ($1/s$), t_i a besugárzási idő (s), ρ a céltárgy sűrűsége (kg/m^3), az a az stabil céltárgy-izotóp aránya, s a céltárgy vastagsága (cm) (itt természetesen az a vastagság értendő, amikor a bombázó részecske a maximális energiájától az adott reakció küszöbenergiájáig tesz meg), a_c a céltárgy atom kémiai aránya, M a mol tömeg (g), e az elektromos egységtöltés ($1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) és A_v az Avogadro-szám ($6 \cdot 10^{23}$). A (8) egyenlet a besugárzás megtervezéséhez és a mért aktivitásból az adott atom(elem)

menyiségének meghatározásához szükséges. A radioaktív minta aktivitásának meghatározása a gamma-sugárzás méréséből a (9) egyenlet szerint történik.

$$A = \frac{\lambda T}{\varepsilon I_\gamma (1 - e^{-\lambda t_r}) e^{-\lambda t_c}} \frac{t_r}{t_l} \quad (9)$$

Ahol az aktivitás értéke a besugárzás végére számolva, A (Bq), ε a detektor hatásfoka a mért gamma-energiára, I_γ a mért sugárzás elágazási aránya, T a mért gamma-energiához tartozó csúcs területe, t_r , t_l , és t_c pedig a mérés futó ideje, élő ideje és a besugárzás vége és a mérés kezdete között eltelő u.n. „hűtési idő”. A 9. ábrán egy jellemző gamma-spektrum egy csúcsra vonatkozó magyarázata látható. A (9) egyenletben szereplő T csúcsterület a teljes energiájú csúcs területe a háttér levonása után.



9. ábra Tipikus gamma-spektrum egy csúcsra vonatkozó elemei: A: fotocsúcs; B: Compton-kontinuum; C: Compton-él; D: Compton-völgy; E: visszaszórási csúcs

Mivel a (9) egyenletben a hatáskeresztmetszet szerepel, a hatáskeresztmetszet pedig általában az energia függvényében erősen változhat, a σ értékét vékony céltárgy esetén a (10) egyenlettel lehet megadni.

$$\sigma = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \sigma(E) dE \quad (10)$$

Ahol ΔE azon Δx vastagságú rétegnek megfelelő energiavesztés, amelyen belül a hatáskeresztmetszet csak lassan változik, E_0 a rétegbe belépő részecske kezdeti energiája és $\sigma(E)$ a hatáskeresztmetszet energia szerinti függvénye. Amennyiben „vastag” céltárgyra akarunk számolni, az integrálást az s vastagság szerint is el kell végezni a céltárgy felületétől az adott reakció küszöbenergiájának megfelelő értékig. Ez esetben a bevezetésre kerül az $S(E)$ fékezőképesség (stopping power) függvény, ami az adott céltárgy anyag és bombázó részecske párja jellemző, és értéke táblázatokból és mérési eredményeken alapuló numerikus

közelítésekből határozható meg. Ebben az esetben a (9) egyenlet a következő képpen fog kinézni (aktivációs formula):

$$A = \frac{Q(1 - e^{-\lambda t_i}) \varrho a a_c}{M(e/A_v)} \int_{E_{th}}^{E_0} \frac{\sigma(E)}{S(E)} dE \quad (11)$$

Ahol E_0 a kezdeti bombázó energia, E_{th} pedig a vizsgált reakció küszöbenergiája vagy a céltárgyreteg vastagsága, attól függően, hogy melyik a kisebb. A fenti (8)(9)(10)(11) egyenletek felhasználásával az aktivitást keltő izotópok darabszáma vagy koncentrációja meghatározható.

A módszer nagy előnye, hogy a vizsgálandó elemtől és a mátrixtól függően sok esetben a ppb szintű (10^{-9} g/g) kimutathatósági határ is elérhető a segítségével. Maga a mérés elvégzése nagyobb energiával rendelkező részecske gyorsító berendezést (pl. ciklotron) és ennek következtében viszonylagosan hosszú időt igényel, amelynek a költsége is nagyobb, mint egy kémiai analízisnek, vagy egy röntgenforráson alapuló elem-analitikai módszernek. Fontos megemlíteni, hogy a módszer kis térfogatot és mélységet (bombázó részecskék behatolási mélysége) vizsgál, ennek következtében viszont térbeli eloszlás vizsgálatára is alkalmas lehet.

1.4.2.2 NAA

A neutronaktivációs analízis (NAA) esetén neutronokkal való bombázással hozzuk létre a kívánt magreakciót, de mind a módszer megvalósítása, mind a számítások lényegesen különböznek a CPAA módszernél ismertetettektől. Mivel a neutronok pályája elektromágneses térrel nem befolyásolható, és a neutron nyalábok nem fókuszálhatók, csak árnyékolhatók, valamint áthatoló képességük is igen nagy, a besugárzandó céltárgyak egész térfogatát aktiválhatjuk velük, valamint igen nagyméretű tárgyak is aktiválhatók a segítségével. A neutronok leginkább használt forrásai a kísérleti reaktorok, ahol a kísérleti csatornában többnyire a nagy reakció-keltési hatáskeresztmetszetű termikus neutronokkal aktiválják a mintákat. Ez a módszer gyakorlatilag a neutronok parazita felhasználása, ami nem igényel külön lefoglalandó időt, hanem a reaktor természetes üzeme közben elvégezhető. A másik gyakran használt eszköz a töltött részecskével keltett magreakciók kimenő könnyű részecskéit (amikor is ezek neutronok) kihasználó neutrongenerátorok, amelyek gyakorlatilag egy töltött részecske forrás, ami lehet természetes radioaktív izotóp (Am-Be vagy Pu-Be neutronforrás) de többnyire inkább egy kis részecskegyorsítót alkalmaznak ami egy nagy neutron hozamú magreakción (pl. $D + T \rightarrow n + \alpha$ $E_n = 14.1$ MeV, $D + D \rightarrow n + {}^3\text{He}$ $E_n = 2.5$ MeV, ${}^9\text{Be}(d,n)$, ${}^9\text{Be}(p,n)$), keresztül hozza létre a kívánt neutronfluxust. Ezek a források gyors neutronokat vagy széles neutronspektrumot hoznak létre, amelyek szintén használhatók aktivációs célokra, valamint megfelelő moderátor anyaggal termalizálhatók (lelassíthatók). Léteznek még fotonnal keltett valamint spallációs neutronforrások, ezeket viszont lévén u.n. nagyberendezések, a neutronaktivációs analízis céljára nem használják.

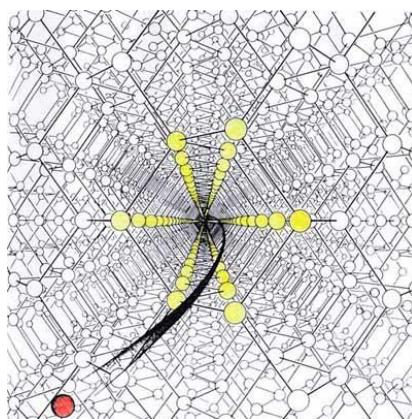
Végezetül egy összefoglaló táblázatban az egyes módszerek jellemzőinek összehasonlítása látható (1. táblázat):

1. Táblázat **Analitikai módszerek összehasonlítása**

Módszer	Érzékenység	Vizsgálati tartomány	Vizsgálati mélység	Felhasználási terület	Megjegyzés
PIXE	0.1-10 ppm elem és mátrixfüggő	$Z > 13$	Felületi 10 – 50 μm	Nyomelemanalízis, eloszlás mérés	Besugárzás vákuumban vagy levegőn, Sokelemes, roncsolásmentes
PIGE	ppm elem, izotóp és mátrixfüggő	Az többsége	Felületi 10 – 1000 μm	Nyomelemanalízis	Besugárzás vákuumban vagy levegőn, Sokelemes, roncsolásmentes
CPAA	ppb-ppm elem és mátrixfüggő	Gyakorlatilag minden elem	Felületi 10 – 1000 μm	Nyomelemanalízis, Más módszerek hitelesítése	Besugárzás vákuumban vagy levegőn, Sokelemes, roncsolásmentes
NAA	ppm elem és mátrixfüggő	Az többsége	Teljes térfogat	Nyomelemanalízis, térfogati	Besugárzás levegőn, Sokelemes, roncsolásmentes
RBS	ppm elem és mátrixfüggő	Könnyű mátrixban nehéz elemek	Felületi μm	Vastagságmérés, mélységi eloszlás mérés, elemanalízis	Besugárzás vákuumban Roncsolásmentes, Néhány elem egyszerre
NRA	ppm, elem, izotóp és mátrixfüggő	Könnyű elemek nehéz mátrixban	Felületi 10 – 1000 μm	Izotópérzékeny elemanalízis, mélységi eloszlás	Besugárzás vákuumban, roncsolásmentes

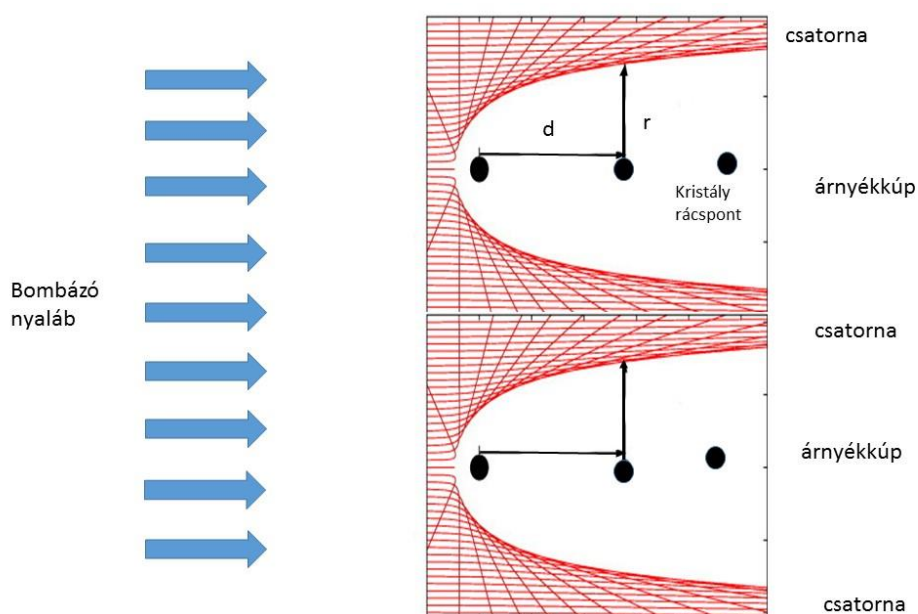
1.4.3 CHANNELING

A channeling vagy a magyar szaknyelvben kevésbé meghonosodott „csatornahatáson” alapuló módszer nem képez különálló csoportot, hanem gyakorlatilag valamennyi töltött részecske besugárzáson alapuló módszerrel együtt használható kristályos anyagok szerkezetének és összetételének vizsgálatára [30].



10. ábra A csatornahatás (channeling) szemléltetése [30]

A channeling jelenség azon alapul, hogy a töltéssel és sebességgel (energiával) rendelkező bombázó részecskék, ha valamely fő kristálytengellyel kis szöget bezáró irányban érkeznek (10. ábra) a minta felületére, akkor képesek a kristálycsatornák elektrosztatikus tere által a kristálytengellyel közel párhuzamos irányba terelődni. A kristály rácspontjaiban ülő atomok gyakorlatilag egymás mögött, egymást takarva helyezkednek el, és az elektrosztatikus terelés hatására u.n. árnyékkúp [31] keletkezik, azaz a bombázó nyaláb nem látja a rácscsatornát, csak a köztük levő csatornákat (11. ábra)[31]. Ennek következtében tökéletes szerkezetű kristály esetén a minta atomokkal való ütközés valószínűsége drasztikusan csökken, ennek következtében a bombázó részecskék behatolási mélysége hasonlóképpen nő. Ha a channeling módszert bármely fentebb említett módszerrel kombináljuk akkor azok eredményét a csatornahatás jelentősen befolyásolja [32]. A módszer jelentősége abban van, hogy a „tiszt” csatornába kerülő szennyező atom, vagy a kristályrácsból kimozdult atom, vagy a rácspontokban ülő, az eredeti összetételtől eltérő méretű atom, vagy a rács saját hibája a mérések eredményében jelentős eltérést okoz, amiből az adott „ideálistól való eltérésre” minőségi és mennyiségi következtetéseket lehet levonni [33].



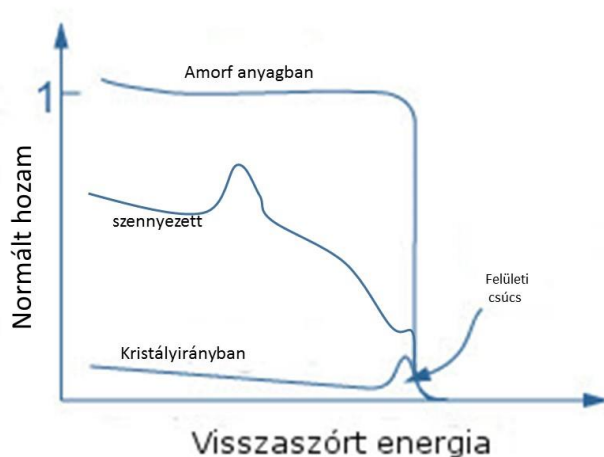
11. ábra Az árnyékkúp és a “csatornázott” ionok keletkezése kristályrács besugárzásakor

A 11. ábrán látható parabola alakú burkoló paraméterei a kísérleti adatok ismeretében kiszámíthatók [34]. A channeling jelenséget leggyakrabban az RBS módszerrel párosítják össze és a visszaszórt atomok spektrumában észlelt eltérések alapján következtetnek a kristályrács ideálistól való eltérésére. A 12. ábrán az RBS spektrumok láthatók amorf anyag (vagy a fő kristályirányoktól eltérő beállítás), ideális kristály valamelyik fő kristályirányban, valamint a realisztikus, ideálistól eltérő kristály valamilyen szennyezővel. Ideális kristály esetén, ha a bombázó nyaláb iránya valamilyen fő, alacsony Miller-indexű kristályiránnyal közel megegyezik, akkor a visszaszórás hozama drasztikusan csökken, az eredeti random irányban (vagy amorf anyagban) mért RBS-spektrumhoz képest. Ez alól kivétel az u.n. felületi

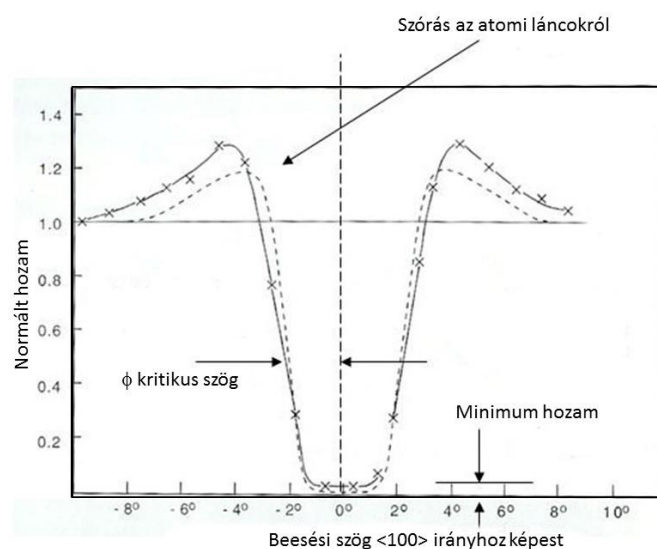
csúcs (12. ábra), mivel a felületi atomsorral az ütközés valószínűsége nem változik. A 13. ábrán látható a tipikus görbe egy adott energián mért visszaszórási hozamra. A rácsiránnyal párhuzamos beesés esetén érhető el a minimális hozam, amely jellemző a kristályrács és a bombázó részecske együttesére. A görbe félértékszélességét kritikus szögnek nevezik a szakirodalomban ((12) egyenlet).

$$\phi = \sqrt{\left(\frac{2Z_1Z_2e^2}{Ed}\right)} \quad (12)$$

Ahol ϕ a (12) egyenletben szereplő kritikus szög, e az egységtöltés, Z_1 és Z_2 a bombázó ion és a target-atom (kristályatom) rendszáma, E a bombázó energia és d a rácsállandó.



12. ábra Channeling-RBS spektrumok, amorf anyagban, ideális kristály és szennyezett kristály esetén



13. ábra A visszaszórási hozam szögeloszlása egy adott energián

A 13. ábrán látható minimum hozam is megadható a következő képlettel [35]:

$$\chi_{min} = Nd\pi(u_2^2 + a^2) \quad (13)$$

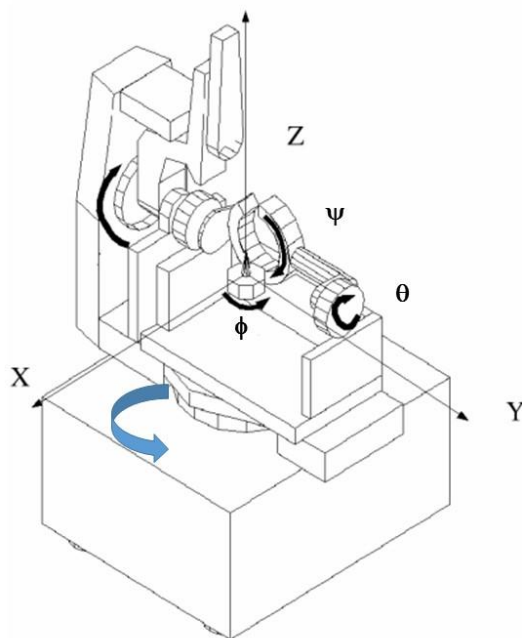
Ahol N az atomi sűrűség, az u_2 pedig a kiválasztott rácsirányra merőleges rezgési amplitúdó, a pedig az u.n. árnyékolási távolság.

$$u_2 = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (14)$$

$$a = 0.8853 a_0 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3} \quad (15)$$

ahol a_0 a Bohr-sugár ($5.292 \cdot 10^{-9}$ m). Szemléletesen értelmezve ez egy hatáskeresztmetszet jellegű mennyiség, amely azt mutatja meg, hogy a csatornára merőleges rezgésben levő atomi lánc mekkora részét blokkolja a csatornának [36].

A 13. ábrán látható, hogy az a szögtartomány, amelyben a channeling jelenség észlelhető, mindössze néhány fokok, ezért ennek kimérésére nagy pontosságú, több tengely mentén változtatható, az in-beam mérés miatt lehetőleg távirányított goniométer szükséges. Egy ilyen goniométer sematikus rajza látható a 14. ábrán, amely legalább három egymásra merőleges forgástengellyel és maximum 3 transzlációs mozgási lehetőséggel rendelkezik. A gyakorlatban a channeling beállításokhoz általában elegendő a két rotációs és egy-két transzlációs mozgási lehetőség.



14. ábra Egy, a maximális számú szabadsági fokkal rendelkező goniométer sematikus rajza.

1.5 RADIOAKTÍV IZOTÓPOK ELŐÁLLÍTÁSA TÖLTÖTT RÉSZECSEKE AKTIVÁCIÓVAL

A radioaktív izotópokat két nagy csoportra oszthatjuk, a természetes radioaktív izotópok, amelyek a ^{235}U (aktínium sor), ^{238}U (rádium sor), ^{237}Np (neptúnium sor) és a ^{232}Th (tórium sor) természetes izotópok bomlásából keletkeznek, valamint a mesterséges radioaktív izotópok, amelyek valamilyen, mesterségesen létrehozott magreakció során keletkeznek. A mesterséges izotópok létrehozásában szerepet játszó magreakció létrehozásához szükséges energia többletet bevihetjük neutron vagy foton bombázással, vagy töltött részecske besugárással. Ebben az esetben a (16) magreakció jön létre:



Ahol az A a céltárgyatom, a a bombázó töltött részecske, b a kimenő könnyű részecske, és B a keletkezett izotóp. A megfelelő céltárgy elem, bombázó részecske és energia megválasztásával elméletileg bármely elem bármelyik izotópja előállítható.

A technikai megvalósítás gyorsító berendezések felhasználásával történik. A besugárzás történhet vákuumban és levegőre kihozott nyalábon és a kívánt mennyiségű radioaktív izotóp előállításához szükséges idő függ a célizotóp felezési idejétől, a felhasználni kívánt magreakció hatáskeresztmetszetétől, a rendelkezésre álló gyorsító által biztosítani tudott energiától és intenzitástól. Ahhoz, hogy az adott radioaktív izotóp előállíthatóságát vizsgáljuk, szükségünk van az adott izotóp magfizikai adataira (felezési idő, elágazási arányok, stb.), és az előállítására használt magreakció paramétereire (hatáskeresztmetszet, küszöbenergia, hozam, stb.). A már meghatározott/megmért adatok különböző, interneten elérhető adatbázisokban és könyvekben vannak összegyűjtve [37-44], amely adatbázisok korántsem teljesek, valamint a meglévő adatok is tartalmaznak hibákat és eltéréseket.

1.6 MAGADATOK MEGHATÁROZÁSA

A gyakorlati izotóptermeléshez szükséges magadatok meghatározására, amely egyrészt mérést jelent másrészt elméleti modelleken alapuló számításokat, kutatócsoportok jöttek létre, amelyek fő feladatuknak tekintik a rendelkezésre álló magadatok pontosítását és kritikai értékelését, valamint a hiányzó adatok pótlását kísérleti mérések vagy elméleti számítások útján. Ehhez tartozik természetesen a kísérleti és elméleti úton nyert eredmények összehasonlítása, amely főként az elméleti modellek javítását célozza, de szolgálhat a hibás kísérleti értelmezések kiszűrésére is. A magadatok meghatározásánál két fő irányt különböztethetünk meg, külön csoportok foglalkoznak az egyes atommagokra vonatkozó bomlási adatok meghatározására, és külön csoportok foglalkoznak a magreakciók adatainak meghatározásával. Ennek megfelelően ezek az adatok is külön adatbázisokban találhatók meg.

1.7 RADIOIZOTÓPOK GYAKORLATI FELHASZNÁLÁSA

A természetes és/vagy mesterséges radioizotópok bomlásuk során részecske vagy elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. Ezeket a sugárzásokat az orvostudomány, az ipar, a mezőgazdaság és a kutatás sokféleképpen tudja felhasználni. A bomlás során kibocsátott sugárzás szerint a radioizotópok lehetnek β^- vagy pozitron bomlók, bocsáthatnak ki könnyű töltött részecskéket ($p, d, t, \alpha, \dots$), neutronokat, vagy nagyobb összetett részecskéket, valamint

elektromágneses sugárzást (röntgen, γ). Ezeket a sugárzásokat használják fel a tudomány, az orvostudomány, az ipar, a mezőgazdaság, stb. területén nyomjelzésre, illetve a közvetlen hatások kihasználására (pl. fertőtlenítés, sejtpusztítás, mutációk létrehozása, stb.).

1.8 NYOMJELZÉS RADIOAKTÍV IZOTÓPOKKAL

A radioizotópok azon tulajdonsága, hogy a bomlásuk során kibocsátott sugárzás alapján megfelelő detektálási eszközökkel nyomon követhetők, egy új eszközt adott az alkalmazott tudomány kezébe. Hevesy György volt az első, aki javasolta a radioizotópok ilyen célú felhasználását [45]. Ennek egyik indoka volt, hogy egy elem radioaktív izotópjai ugyanúgy viselkednek kémiai és fizikailag, mint a stabil izotópok, tehát ugyanúgy vesznek részt a fizikai kémiai folyamatokban, mint a stabil izotópjai. A nyomjelzésnél rendkívül fontos, hogy mindenkor ismerjük a nyomjelző forrás paramétereit, ami ismét rávilágít a magfizikai adatok pontos ismeretének fontosságára. Attól függően, hogy milyen anyagban és milyen mélységből kívánunk információt nyerni, a vizsgálni kívánt effektus statikus vagy dinamikus, mennyi idő alatt kell a szükséges információt összegyűjteni és hogyan befolyásolja a bejuttatott nyomjelző radioizotóp a nyomjelezni kívánt objektum állapotát, más és más feltételeket határoz meg a kísérletező számára, és ezáltal más és más izotópokat kell kiválasztani egy adott feladatra. Ez fontos szempont biológiai, és különösen fontos a humán felhasználás területén.

1.8.1 VÉKONYRÉTEG AKTIVÁCIÓ (TLA)

A radioaktív izotópokkal történő nyomjelzés egy speciális esete a vékonyréteg aktiváció (TLA). Ebben az esetben a nyomjelző izotópok magának a vizsgálandó anyagnak az atomjaiból keletkeznek magreakciókon keresztül, és az anyagban található elemek izotópjai, vagy azokhoz tömegszámban nagyon közel eső radioaktív izotópok. Az aktivált réteg vastagsága függ a bombázó ionok behatolási mélységétől, és általában a felülettől, az adott magreakció küszöbenergiájának megfelelő mélységig terjed. Ez a mélység a bombázó nyaláb szögének változtatásával csökkenthető, és tipikusan a 10 μm – mm tartományba esik. A keletkezett radioaktív izotópok eloszlása ebben a tartományban a hatáskeresztmetszet ismeretében leírható [46].

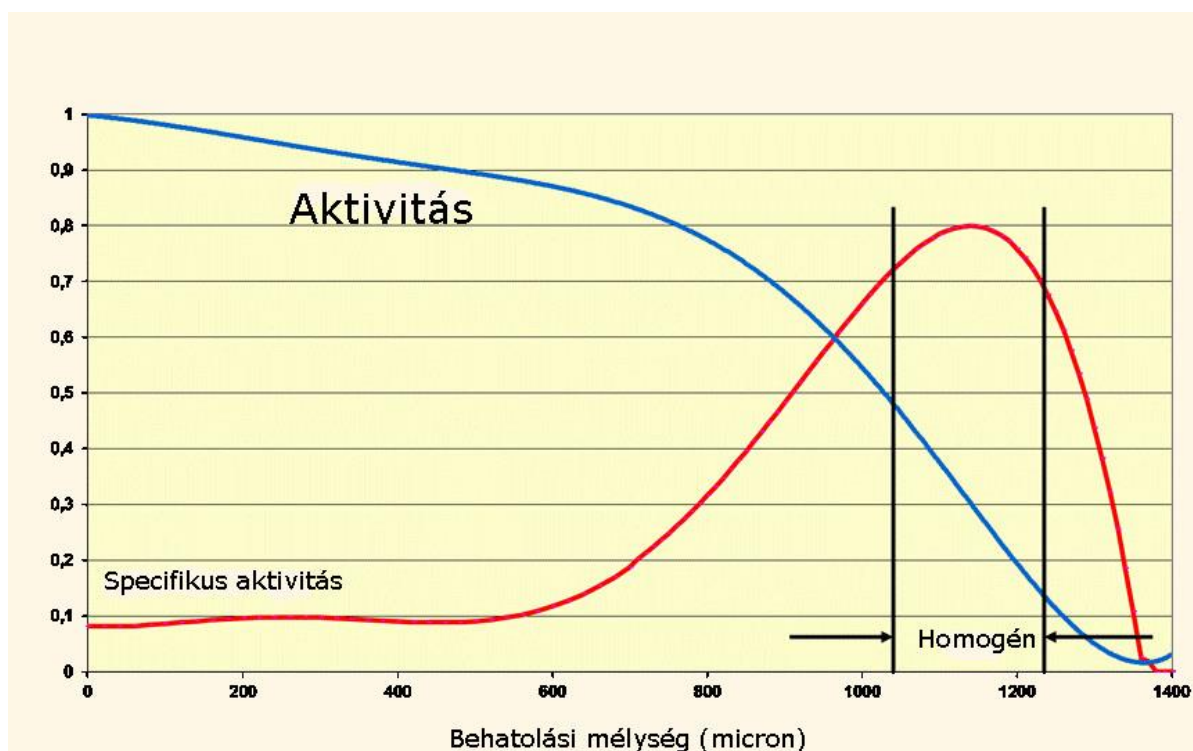
1.8.1.1 KOPÁSVIZSGÁLAT VÉKONYRÉTEG AKTIVÁCIÓVAL

A vékonyréteg aktiváció alapjai gyakorlatilag megegyeznek az előző fejezetekben tárgyalt aktivációs analízisével. Töltőtrészecske (leggyakoribb), neutron, vagy foton besugárzással radioaktív izotópokat hozunk létre a vizsgálandó minta (alkatrész) vizsgálandó térfogatában (ld. 8. ábra). Az aktiválás is a (8) és a (11) egyenletek szerint történik. A szükséges aktivitás és főleg annak mélységi eloszlásának megtervezése függ a várható kopási értékektől és az adott minta anyagi összetételétől. Itt is nagyon fontos bemenő adat a hatáskeresztmetszet pontos értéke az energia függvényében, ennek segítségével lehet ugyanis az adott radioaktív izotóp mélységi eloszlását megtervezni/kiszámítani. A 15. ábrán egy nagyenergiájú protonokkal besugárzott alapanyagban mérhető teljes és specifikus eloszlás látható. Az ábrán bejelölt "homogén" szakasz annak köszönhető, hogy a $^{nat}\text{Fe}(p,x)^{56}\text{Co}$ magreakciónak maximuma van (ld. 16. ábra) az adott gyorsító energiatartományán belül, és a bombázó energiát úgy megválasztva, hogy ez a homogén szakasz a vizsgálandó mélységbe essen (ez az esetek nagy

többségében a minta felülete), akkor az adott mérési tartományon belül az egységnyi mélységre eső aktivitás állandó, és nincs szükség a mélységi eloszlás megadására.

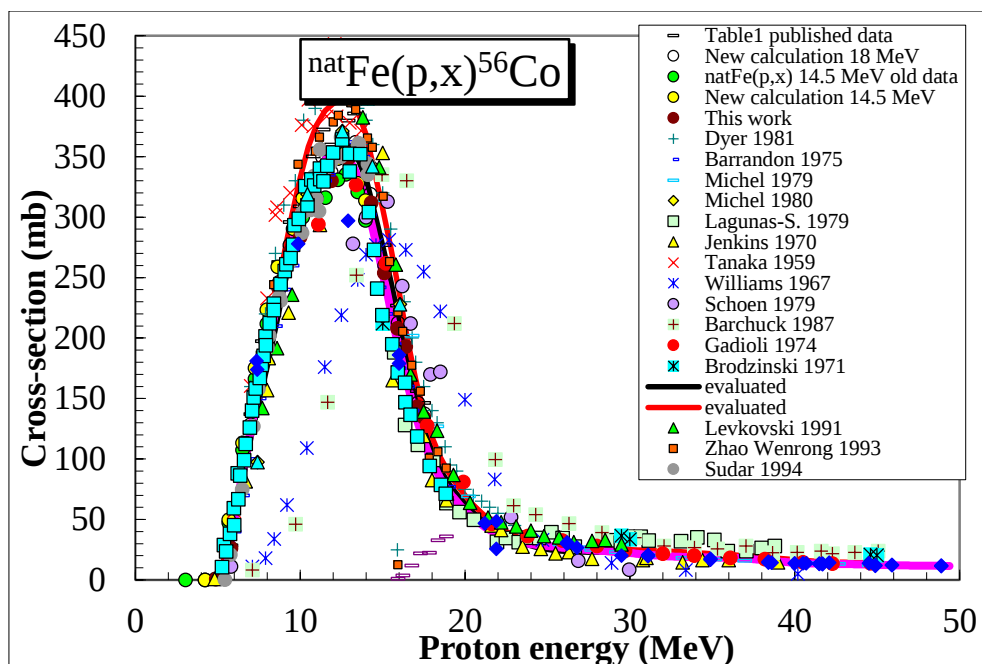
A besugárzott minta egy bizonyos ideig történő hűtése után (annak érdekében, hogy a kérdéses radioizotóppal elkerülhetetlenül együtt keletkező rövid felezési idejű és általában nagy aktivitású egyéb radioaktív izotópok lebomoljanak) a minta kezdeti aktivitásának mérése után megkezdődik a kopás (korrózió, erózió) vizsgálatára irányuló mérés. Ez történhet speciálisan erre a célra tervezett tribométerekben, vagy történhet az eredeti rendeltetési helyére beépítve normál üzemi körülmények között.

Ez a mérés kétféle módon kivitelezhető: 1. magának az alkatrésznek a kopás miatti aktivitás változását mérjük (a bomlás miatti változásra korrigálva), vagy 2. a lekopott anyagot eltávolítva (hűtőfolyadékkal, vagy kenőolajjal) az eredeti aktivitástól távol, vagy árnyékolva, a kopás, korrózió vagy erózió miatt eltávozott aktivitást mérjük (17. ábra).

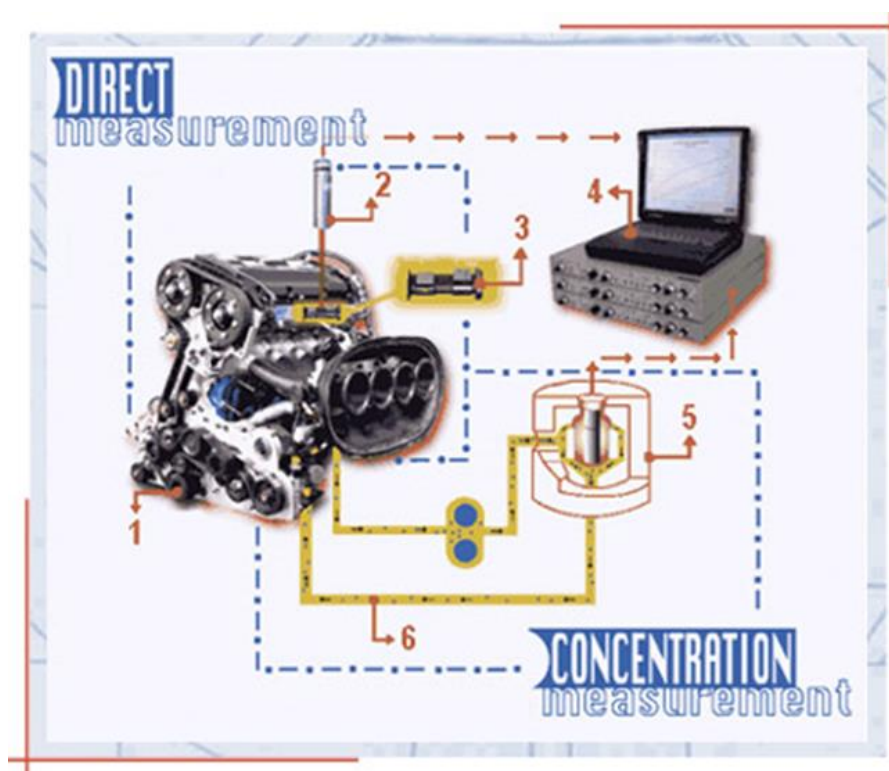


15. ábra Tipikus aktivitás eloszlás vas besugárzása esetén nagyenergiájú protonokkal [47]

Mindkét geometria esetén az aktiválás/besugárzás ugyanúgy történik, mindössze az igényelt aktivitás nagysága lehet különböző, a különböző minta-detektor távolság, és az 1. esetben a detektor és a minta között esetlegesen elhelyezkedő árnyékolást okozó fal (pl. motorblokk) miatt.



16. ábra A ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(p,x){}^{56}\text{Co}$ magreakció hatáskeresztmetszetére vonatkozó mérések



17. ábra A direkt és indirekt mérési módszer sematikus rajza [47]

1.8.1.1.1 DIREKT MÉRÉSI MÓDSZER

Ebben az esetben a teljes aktivitás változását mérik a kopás, korrózió, erózió következtében az összes anyagtöredékekkel együtt eltávozott radioaktív izotópok következtében. A mért aktivitásváltozás (radioaktív bomlásra korrigálva) arányos lesz az eltávozó anyagmennyiséggel, amit tömegre, térfogatra vagy vastagságra lehet átszámolni. Ebben az

esetben a mérésre használt gamma-detektort olyan közel helyezzük a beépített mintához, amennyire ez annak károsodása nélkül megtehető. Ebben az esetben is gondoskodni kell arról, hogy a lekopott részecskék eltávolozzanak a mérendő minta környezetéből. Ezt általában a kenő- vagy hűtőfolyadékkal biztosítják. Ebben az esetben korlátot jelent az a tény, hogy az eltávozott aktivitásnak nagyobbnak kell lenni mint a mérés fluktuációja, hogy az eltávozott anyagmennyiségre következtetéseket tudjunk levonni. Pl. neutronokkal történő térfogati aktiválás esetén az összaktivitás olyan nagy lesz, hogy a változása nem különböztethető meg a statisztikus folyamat fluktuációjától.



18. ábra A direkt mérési módszer sematikus diagramja [48]

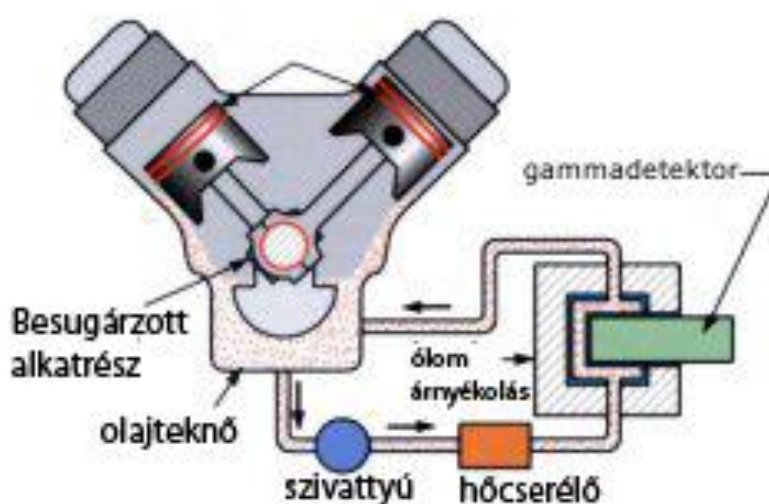
A direkt mérési módszer esetén a vizsgálandó mintát (alkatrészt, pl. dugattyúgyűrű) tartalmazó berendezést (pl. egy belsőégésű motor) egy tesztpadon, szélsőséges esetben az eredeti helyén működtetik lehetőség szerint normál üzemi körülmények között. A gamma-detektort (ld. 18. ábra) is a tesztpadhoz rögzítik a működő berendezéstől fix távolságra. Az esetlegesen vastag motorblokk árnyékoló hatása, és a nagyobb detektor-minta távolság miatt a szükséges aktivitás általában nagyobb, mint az indirekt mérési geometria esetében. A kiértékelés is nehezebb, mivel viszonylagosan nagy aktivitást mérünk, és a tényleges kopást, ami nem más mint az aktivitás korrigált időbeli változása könnyen elfedheti a statisztikus hiba (A kopás kiszámítása nagy számok különbségéből történik). Tipikus mérési elrendezés látható a 18. ábrán, ahol az aktivált alkatrész egy fogaskerék. és egy tipikus lineáris kalibrációs görbe is látható az ábra jobb szélén. Megfelelő geometria és tervezés esetén a mérés érzékenysége általában a teljes aktiválási mélység 1-2%-ának felel meg.

A módszer alkalmazásakor a hűtő/kenő folyadékkörben a lekopott részecskéket fel kell fogni (szűrő) annak érdekében, hogy a bennük levő radioaktív izotópok ne kerülhessenek vissza a mérés helyére. A módszer hátránya, hogy a detektor elhelyezése és rögzítése nem mindig egyszerű, mivel ezek érzékenyek a hőhatásra, rezgésekre, stb. Pl. a magas hőmérsékletváltozás még a geometriát (detektor-minta távolság) és ezáltal a mért beütésszámot is befolyásolhatja.

A direkt mérési módszer azokban az esetekben lehet hasznos, amikor a lekopott anyagrészek nem gyűjthetők össze, pl. ha nincs hűtő vagy kenő folyadék. Pl. a hengerfejen levő szelepek, szeleptülekek, szelepszárak csak a direkt módszerrel mérhetők üzemi körülmények között. Korrozíós monitor méréseket lehet úgy kivitelezni, hogy eltemetett aktivitást hozunk létre egy bizonyos mélységben, és az aktivitás változása fogja jelezni, hogy a korrozio elérte a kritikus mélységet.

1.8.1.1.2 INDIREKT MÉRÉSI MÓDSZER

Az indirekt módszert koncentráció mérési módszernek is szokták nevezni, és jobban elterjedt, mint a direkt módszer. Ebben az esetben a lekopott részecskékkel együtt a radioaktív izotópokat is eltávolítjuk a kopás helyéről (pl. a motorolaj segítségével) és az ebben a folyadékban felgyűlő, vagy egy szűrőben megfogott aktivitást mérjük. Ennek a módszernek az érzékenysége jóval nagyobb mint a direkt módszeré, mivel a jel/zaj viszony sokkal nagyobb. Megfelelő távolság az aktív alkatrészről és/vagy megfelelő árnyékolás jelentősen csökkenti a hamis beütések számát. Ebben az esetben a mérhető kopási sebesség a nm/h (vastagság) vagy a $\mu\text{g/h}$ (anyagmennyiség) tartományba esik.



19. ábra Indirekt mérési elrendezés tipikus összeállítása (SWRI nyomán [47])

A 19. ábrán egy belső égésű motor kopásvizsgálatának jellemző elrendezése látható, ahol pl. a dugattyúgyűrűk és a csapágy volt besugározva, és az aktivitás mérése egy külső mérőhelyen történik, a kenőolaj által elszállított anyagban. Ebben az esetben nem számít, hogy az aktivált alkatrész milyen mélységben és milyen vastag fal mögött van elrejtve az adott berendezésben, mivel az aktivitást a hűtő vagy kenő folyadék közvetlenül a detektorhoz szállítja. Itt is két lehetőség van, 1. a lekopott részecskéket szűrővel megfogjuk és a szűrőt mérjük. Ebben az esetben nagyobb beütésszámokkal tudunk dolgozni, vagy 2. a folyadékban eloszló aktivitást mérjük, amikor is az érzékenység függ az folyadék összmenyiségétől.

2 SAJÁT VIZSGÁLATOK

A fenti áttekintés után részletezem, hogy mivel járultam hozzá a felsorolt tudományterületek és alkalmazások fejlődéséhez.

2.1 ANYAGSZERKEZET VIZSGÁLATOK KRISTÁLYOS ANYAGOKON A CSATORNAHATÁS FELHASZNÁLÁSÁVAL

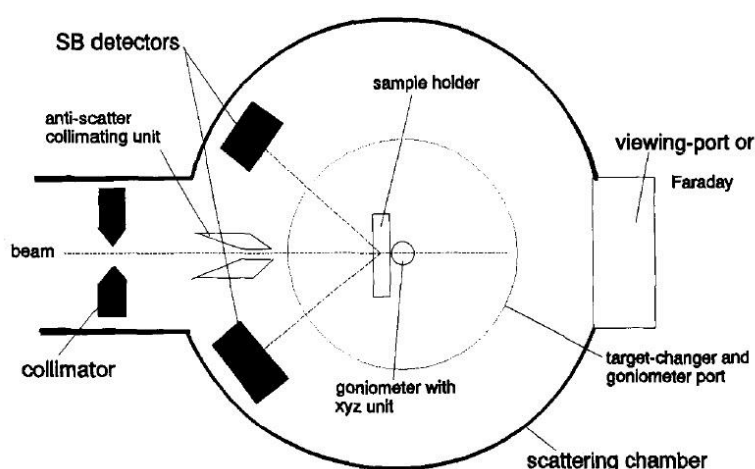
Ezt a témát az motiválta, hogy az elektrosztatikus gyorsítókon és az analitikai módszerek terén szerzett tapasztalatom alapján megpályáztam és elnyertem egy Humboldt ösztöndíjat a frankfurti J.W. Goethe egyetem magfizikai intézetében. Az ott folyó számos kutatási téma közül a csatornahatáson (alapuló) vizsgálatokat tartottam a legérdekesebbnek, és ehhez a csoporthoz csatlakoztam. Később ez a választás helyesnek bizonyult, mert ezt a témát és együttműködést még az ösztöndíj lejárta után is különböző forrásokból szerzett támogatásokkal több mint 15 évig folytattam.

A kutatási téma kezdetén kis energiájú (< 3 MeV), proton, deuteron és alfa-nyalábok gyorsítására alkalmas elektrosztatikus gyorsító és egy nagyobb energiájú (7.5 MeV) VdG gyorsító állt rendelkezésre. Már kezdetben is rendelkezésre álltak a channeling módszer megvalósítására szolgáló kamrák és goniométerek valamint a szükséges elektronikai modulok.

A kísérletek mellett nagy súlyt helyeztem a channeling módszer elméleti, félempirikus leírására a jelenségek jobb megértése érdekében. Erre egy számítógépes programcsomagot készítettem, amely a frankfurti intézet akkori nagy kapacitású mainframe számítógépét használva a Monte-Carlo alapú szimulációs program futtatására már az ösztöndíj ideje alatt érdekes eredményeket sikerült elérni [49-57].

2.1.1 A (p,p') REZONANCIA SZÓRÁS FELHASZNÁLÁSA A CHANNELING MÓDSZERREL KOMBINÁLVA SZILÍCIUM KRISTÁLYOK VIZSGÁLATÁRA

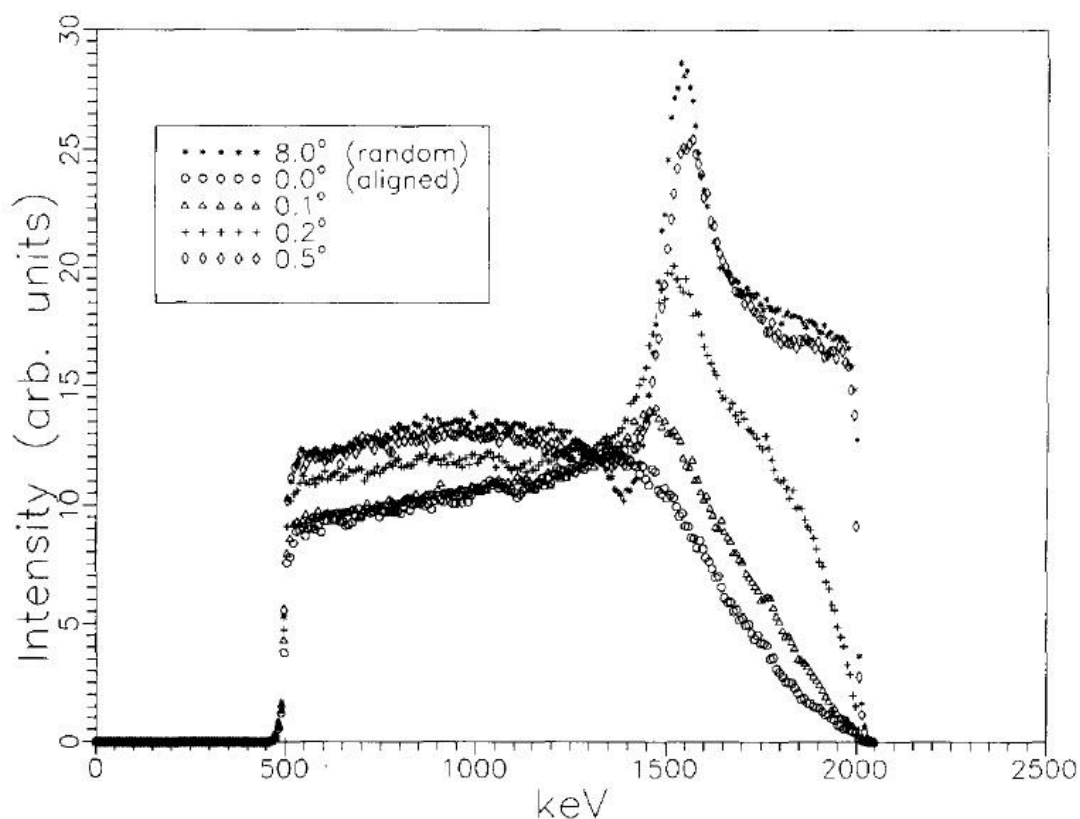
Felhasználva a szilícium (p,p') gerjesztésében levő 2.1 MeV-es keskeny rezonanciát szilícium kristályokat vizsgáltam az $<110>$ kristályirányban. A besugárzásokhoz használt vákkum-kamra és a benne elhelyezett detektorok, goniométer, mintatartó, stb. sematikus rajza a 20. ábrán látható.



20. ábra A frankfurti channeling karma sematikus rajza

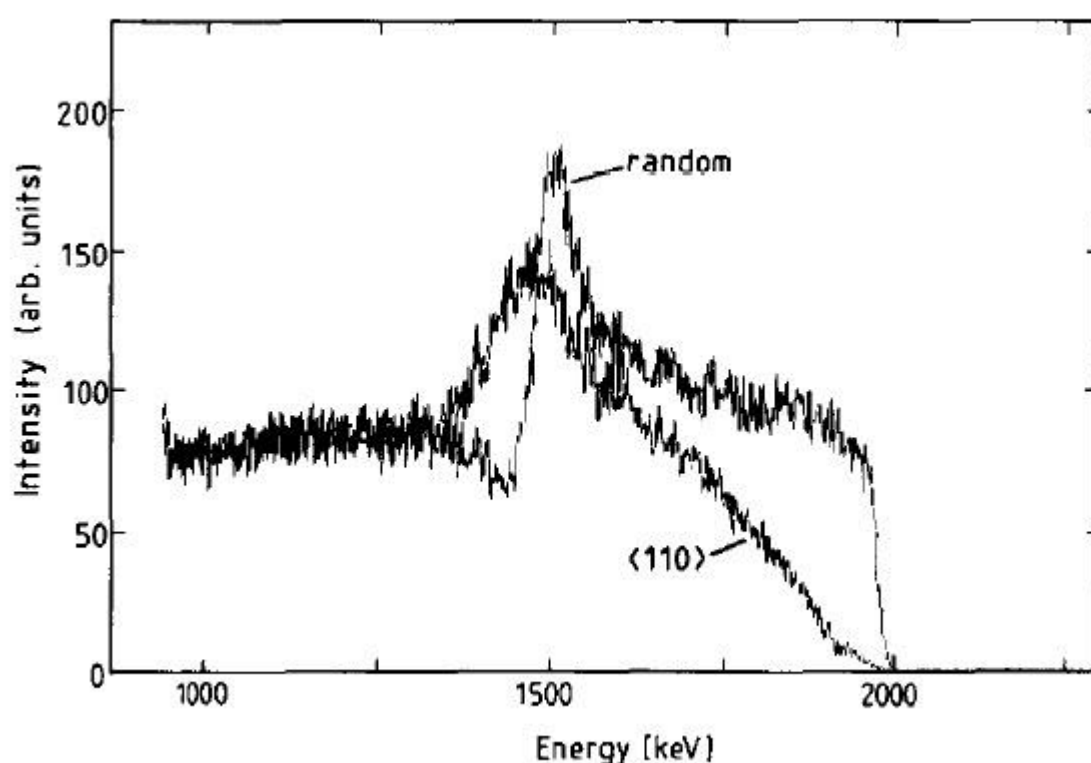
Ez a kamra kézi működtetésű (mikrométer csavarral) goniométerrel volt ellátva, és az alacsony nyalábenergia és a protonok miatt a kamra közelében a besugárzás alatt is megengedett volt a bent tartózkodás. A két forgási tengellyel rendelkező goniméter mintatartójára rögzített kristályos minta szögének változtatásával kerestem meg a visszaszórást mérő detektorhoz kapcsolt (egycsatornás analízátoron keresztül) rateméteren jelentkező minimumot előbb az egyik majd a másik forgástengely változtatásával. Ez jelentette a channeling irányba (0°) való beállítást. A bombázó nyaláb energia bizonytalansága 0.1% sz-g bizonytalansága pedig 0.015° volt. A megfelelő nyalábminőség eléréséhez a szórókamra előtt 2 m hosszú kollimációs szakaszt iktattam be [49]. A mintára eső nyalábfoltot a kollimátor résekkel határoztam meg, amely ebben az esetben 1 mm^2 volt. A visszaszórt részecskék detektálására szolgáló felületi záróréteges detektorokat a nyalábhöz képest $150\text{-}160$ fokos irányban helyeztem el. A channeling irány beállítására 1.4 MeV energiájú ^4He nyalábot használtam. A nyalábáramot a vákuum kamra hátsó csatlakozó portjára szerelt Faraday kamra segítségével határoztam meg. A pontos channeling irány meghatározásához a durva beállítás körül felvett RBS spektrumok néhány csatornáját integráltam, közvetlenül a visszaszórási él alatt, és kerestem meg a legjobb (legkisebb) channeling/random arányt. A kristály épségének megóvása érdekében legfeljebb néhányszor tíz nA nyalábáramot engedtem meg. Ezután a minta helyzetét rögzítettem és átálltam a proton bombázásra.

A rezonancia visszaszórás spektrumot egy általam kifejlesztett Monte-Carlo programcsomag segítségével szimuláltam [51] (21. ábra). A kísérleti eredmények a 22. ábrán láthatók.



21. ábra A (p,p') rezonancia spektrum szimulációja Monte-Carlo programmal

Mivel a kristály, vagy a felületének nem tökéletes volta miatt nem sikerült az irodalmi minimum hozam értéket elérni, csak kb. 10%-os channeling/random arányt, ezért a kísérleti és számított spektrumokat külön közöljük. Mindkét esetben (kísérleti és számított) az látható, hogy az $\langle 110 \rangle$ csatornairányhoz közeledve a rezonanciacsúcs az alacsonyabb energiák felé tolódik el és kiszélesedik. Ez a jelenség megmagyarázható a channeling energiaveszteségre vonatkozó elméletünkkel kristályos anyagokban [51]. A csatornairányhoz közeledve a rezonancia jelenség már nem ugyanabban a mélységben játszódik le, és a hozzá tartozó jel egy sokkal szélesebb mélységi tartományból érkezik, tehát a visszaszórt részecskék is egy sokkal szélesebb mélységi tartományból érkeznek. A csatornairányban jelentkező kisebb fékezőképesség miatt rezonanciacsúcs középpontját jelentő szórási események is mélyebbről érkeznek, ami a csúcsot az alacsonyabb energiák felé tolja el.



22. ábra Kísérleti (p,p') rezonancia spektrumok

2.1.2 KÖNNYŰ IONOK ENERGIAVESZTESÉGÉNEK VIZSGÁLATA

Az előző fejezetben hivatkozott Monte-Carlo modellt fejlesztettem tovább a bombázó ionok kristályos anyagokkal való kölcsönhatásának vizsgálatára. Az ehhez kifejlesztett kód nevet is kapott (MABIC = Materials Analysis by Ion Channeling). A kristályban csatorna közeli irányban mozgó ionokat a kristály-atomok elektromos tere tereli, ezért egy alacsonyabb elektronsűrűséggel találkoznak, mint az amorf anyagban (vagy random irányban) tapasztalható átlagos energia sűrűség. Számos próbálkozás volt már kristályos anyagok és bombázó ionok kölcsönhatásának leírására [35, 58-62]. Ha az NRA vagy CPAA módszereket a channeling módszerrel kombinálva kívánjuk használni, akkor a hatáskeresztmetszetek sokszor erős energiafüggése miatt a kölcsönható ionok energiájának ismerete alapvető fontosságú. Ezért

fejlesztettem ki a MABIC Monte-Carlo kódot (programcsomagot) amely az egyedi részecskék nyomon követésével számos makroszkopikusan detektálható mennyiség szimulációjára képes.

A termikusan rezgő rácsatomok és a bombázó ionok kölcsönhatásának leírására az árnyékolt Coulomb potenciált választottam ((17) egyenlet):

$$V(r) = Z_1 Z_i e^2 \varphi(r)/r \quad (17)$$

Ahol r a rácsatomoktól való távolság, Z_1 és Z_i a rácsatom és a bombázó ion rendszáma, a $\varphi(r)$ pedig az univerzális árnyékoló függvény [10]. A kis szögekre érvényes impulzus közelítést használva a szórási szög a következőképpen néz ki ((18) egyenlet):

$$\vartheta = \frac{Z_1 Z_i e^2}{Eb} \int_0^{\pi/2} \left(\varphi(r) - r \frac{d\varphi}{dr} \right) \cos \theta d\theta \quad (18)$$

ahol b az impakt paraméter, E az ion energia.

Egyenletes ρ sűrűségű anyagban, a z -tengellyel párhuzamosan mozgó ion esetén a lokális energiavesztés (fékezőképesség) megadható a következő egyenlettel:

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{2\pi}{m_e/M_i} \frac{(Z_1 e^2)^2}{E} \rho L(\rho, E) \quad (19)$$

Ahol m_e és M_i az elektron és az ion tömege, az $L(\rho, E)$ pedig az úgynevezett fékezési szám, amely az elektron sűrűség és az ion sebességének függvénye, és Lindhard [35] szerint a (20) képlettel adható meg.

$$L(\rho, E) = -\frac{2i}{\pi\omega_0^2} \left(\int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^{kv} \omega d\omega \left[\frac{1}{\epsilon_1(k, \omega)} - 1 \right] \right) \quad (20)$$

ahol ω_0 az elektron plazma frekvenciája, és $\epsilon_1(k, \omega)$ a longitudinális dielektromos állandó, amely függ a k hullámszámtól és a kontinuum elektronállapotok ω frekvenciájától. A (20) egyenletet numerikusan integrálva és behelyettesítve a (19) egyenletbe megkapjuk a fékezőképességet az elektronsűrűség és az ion energia függvényeként. Mivel a kristályokban a vegyérték elektron sűrűség az atommagtól való távolság függvénye, a (20) egyenletet közelítésként használhatjuk, ha a lokális elektronsűrűség gyengén változik. Ezt nevezzük lokális sűrűség közelítésnek (LDA). Kétféle fizikai folyamat játszi szerepet az L fékezési szám értékében. Egy nem-rezonáns járulék, amely emlékeztet a közeli egyrészecskés ütközések járulékára, és egy rezonáns járulék, amely az elektron gáz kollektív gerjesztésén alapul [63]. Az energiavesztéshez való lokális sűrűség járulékon kívül egy nem-lokális járulék is létezik, amely a kollektív plazma gerjesztésekből származik. Ez a járulék ((21) egyenlet) a Bethe formula általánosítása az I átlagos gerjesztési potenciálnak a $\hbar\omega$ plazmon gerjesztési potenciálra való kicserélésével.

$$L_{col} = \ln\left(\frac{2mv^2}{h\omega}\right) \quad (21)$$

Összegezve a két járulékot a vegyérték elektrongáz energia veszteségére az energia veszteségre (fékezőképességre) a következő kifejezést kapjuk:

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{2\pi}{m_e/M_i} \frac{(Z_1 e^2)^2}{E} [\alpha \rho L(\rho, E) + (1 - \alpha) \rho_v L_{col}(\rho, E)] \quad (22)$$

A (22) egyenletben az α tényező az egyrészecskés gerjesztés azon járulékát adja meg a fékezőképességhez, amely a lokális sűrűségtől függ. Nagy ionenergiák esetén a Bohr féle equipartíciós szabály $\alpha = 0.5$ értékkel érvényes, amely egyenlő járulékot jelent a közeli és a kollektív gerjesztéseknek. Próbálkozások történtek az irodalomban az α értékének meghatározására [64], amelyek 0.5-höz közeli értéket eredményeztek. Az ionok rácsatomokkal történő ütközésének nukleáris energiaveszteség része:

$$\frac{\Delta E_n}{E} = \frac{M_i}{M_A} \vartheta^2 \quad (23)$$

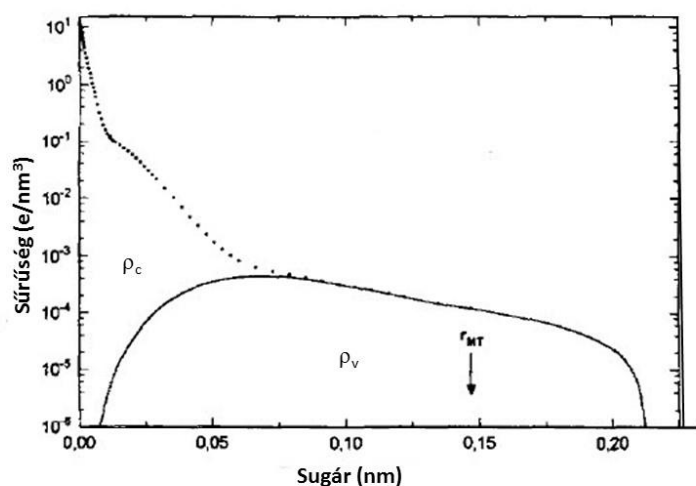
ahol M_A a rácsatom tömege, ϑ pedig a (18) egyenletből számított szórási szög az ion atom ütközés során. A (23) képlet során azt a jól ismert tényt [65] tudtam megerősíteni, hogy a nukleáris fékezőképesség elhanyagolható az elektronkushoz képest 100 keV/amu alatt.

Mivel a fékeződés statisztikus jelenség, az eredetileg mono-energetikus bombázó részecskék egy szórást mutatnak az átlagenergia körül. Ezt a „straggling”-nek nevezett jelenséget is figyelembe vettem az LDA számításainknál. Kísérleti eredményekből ismeretes, hogy még tökéletes kristály és a csatorna közepén haladó ion esetén is történhet kiszóródás az elektronokkal történő többszörös szórás miatt. A számításaim során a szórási szög eloszlására is végeztem közelítést. Mint látható a numerikus számítások során szükség van az elektron sűrűsége az áthaladó ion pozíciójának függvényében. Az irodalomban számos helyen a Röntgen szerkezeti faktorból meghatározott vegyérték elektron sűrűségeket használják [58, 66]. Számításaim során egy olyan közelítést használtam, amely használható volt az elektronsűrűség kiszámítására a kristályszerkezetek széles tartományában.

1. Ziegler táblázatba foglalt [10] teljes elektronsűrűség adatai használtam a Muffin-Tin sugárig [67] (r_{MT}) (ami szilícium esetén 0.147 nm). Ezek az adatok gömb-szimmetrikus sűrűségek az összes kristályirányra átlagolva.
2. Az elektronok rácsközötti tartományára ($r > r_{MT}$) a lineáris $\rho(r) = a + b(r - r_{MT})$ közelítést használtam, ahol b a táblázatos értékek gradiense a Muffin-tin sugárnál. Az a állandó értékét úgy számítottam ki, hogy a Muffin-tin sugáron belüli töltéserték, plusz a rácsközötti részre eső függvény térfogati integráljával kapott töltéserték kiadja az elemi cella össztöltését.
3. A Muffin-tin sugáron belüli elektronsűrűséget a táblázatban szereplő értékekre illesztettem egy Slater típusú függvénnyel ($\rho_i = f(r)r^{2(n^*-1)}$) ahol $n^* = 3$, a külső elektronhéj kvantumszáma (Si, 3s héj), az $f(r)$ függvény pedig az $\exp(\sum a_i r^i)$ $i=0 \dots 3$ formában írható. A ρ_i -nek a Muffin-tin gömbön belüli térfogati integráljának a gömbön belüli vegyérték elektron töltést kell kiadnia, ami a szilícium esetén 3.202e [10].

- Olyan kristályszerkezeteknél, ahol a Muffin-tin gömbök átfedésben vannak (pl. Si), a p pályák járulékat is figyelembe lehet venni. Ez azonban gyakorlatilag elhanyagolható járulékot ad a végső fékezőképesség értékhez.

Az elektronsűrűség számításra alkalmazott fenti közelítő számításom jó egyezést adott a korábbi, Röntgen szerkezeti faktorokon alapuló számításokkal [68].



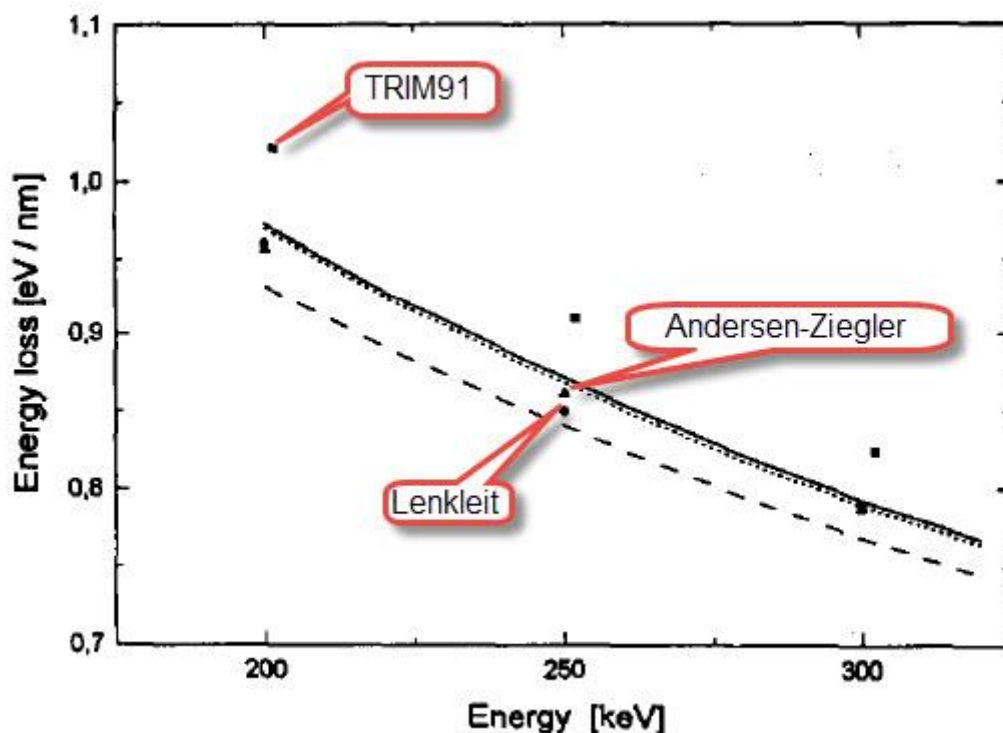
23. ábra Elektronsűrűség szilíciumban. A pontok a gömbszimmetrikus, szilárdtestre vonatkozó sűrűség. Folytonos görbe, a vegyérték elektron sűrűség (integrált töltés $4e$ szilíciumra). ρ_c az elektrontörzs sűrűség.

A 23. ábrán a ρ_c a táblázatban szereplő értékek és a számított vegyérték elektron sűrűség közötti különbség, amelyet elektrontörzs sűrűségnek tekintek. Ezt a (19) egyenletben az elektrontörzssel kapcsolatos energiavesztés számításánál veszem figyelembe. Ez az eljárás közepes energiákon elfogadható közelítést eredményezett. Nagyobb energiák esetén viszont a törzs elektronoktól származó energiavesztés növekszik, ezért az erre vonatkozó járulékot a [69] szerint kell figyelembe venni.

Ezután a bombázó ionok mozgását a kristályrácsban Monte-Carlo módszerrel írtam le. Az ionok, energiája, helyzete, és iránya került kiszámításra minden egyes lépésben. A beérkező ionok egyenletesen voltak elosztva a kristályba való belépéskor egy elemi cella belépő felületén (x-y sík). Egy számítási procedúra során legalább 5-10000 ion pályáját követtem végig, hogy statisztikusan elfogadható makroszkopikus értékeket kapjak. A számítás lépéséül a nyálábírányra merőleges két kristálysík távolságát vettem. A szilícium $\langle 110 \rangle$ kristályiránya esetén az irányadó értékek a következők voltak: x-y sík $D \times D/\sqrt{2}$; z irányú lépéstávolság $D/(2\sqrt{2})$, $D=0.543$ nm. Az első lépésben az elektron sűrűséget egy $60 \times 40 \times 20$ pontból álló rácsban számoltam ki, amelyet a rács elemi cellájára helyeztem. Minden egyes ilyen ponthoz tartozó érték kiszámításánál annyi szomszédos atom járulékat vettem figyelembe, hogy a

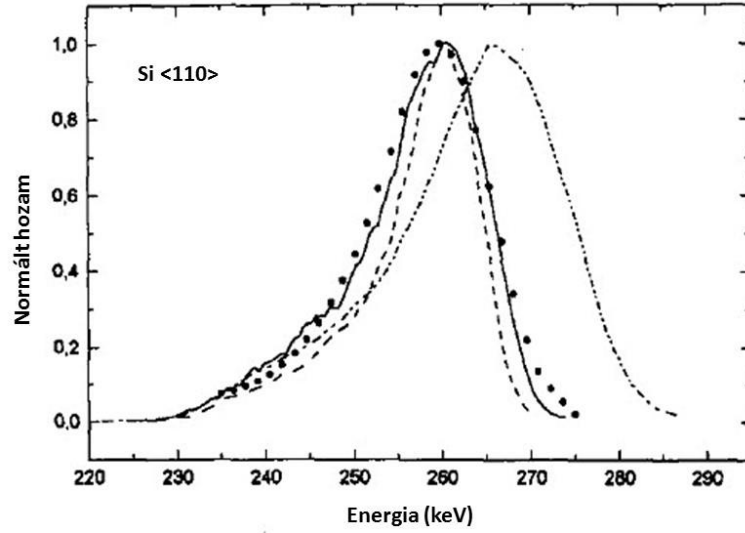
következő, már figyelembe nem vett atom járuléka kisebb legyen mint 0.1%. Ezekkel az értékekkel, a fékezőképességet, szórás (straggling) értékeket a frontsíkra (60 x 40) integrálként számítottam ki. A számítási folyamat következő szakaszában, amely az ionok mozgását írta le, a 3D távolságon belüli rezgő ionok által kifejtett erőt vettem figyelembe a (18) egyenlet segítségével, kiegészítve a fékezés, szórás és a straggling hatások figyelembe vételével. A munkamélységet (távolságot) minden lépés után megnöveltem a fentebb említett kristálysík távolsággal, és megismételtem a fenti procedúrát mindaddig, amíg az ion energiája nullára nem csökkent, vagy elértem a kristály vastagságát. Kihasználva a rács translációs invarianciáját a z irányban, az ionokat mindig egy rács cellán belül vizsgáltam.

A MABIC szimuláció képességeit 300 keV-es protonokkal 705 nm vastag <110> irányú szilícium lapkákon végzett kísérleti eredményekkel összehasonlítva teszteltem. A kilépő ionok energiáját nagyfelbontású elektrosztatikus analizátorral mértem.



24. ábra MABIC szimuláció random irányban (folytonos: $\alpha(\rho, E)$; pontozott: $\alpha=0.5$; szaggatott: $\alpha=1$)

A 24. ábrán random irányban mért és számított értékek összehasonlítása látható. A szimulációk 5000 ionnal készültek, amelyek egy 85 x 60-as rácsban voltak elosztva. Az $\alpha=1$ esetben csak a Lindhard LDA értékei lettek figyelembe véve a (22) egyenletben, és az energiaveszteség túl alacsonynak bizonyult. Az $\alpha=0.5$ esetben a lokális és a kollektív járuléka egyenlő.



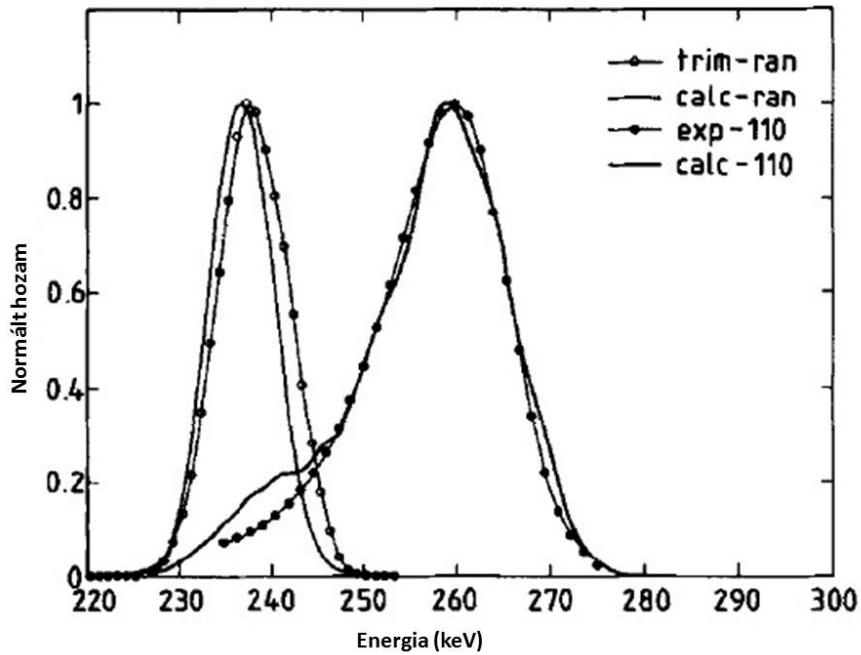
25. ábra 705 nm vastag Si kristályon <110> irányban áthaladt protonok energia eloszlása. • Lenkleit [66]; pont-vonal $\alpha=1$; szaggatott $\alpha=0.5$; folytonos $\alpha=\alpha(\rho, E)$

A kísérlet és a szimuláció közötti legjobb egyezést akkor kaptam, ha az α értékére a (20) egyenletből származó normált $\alpha=\alpha(\rho, E)$ arányt használtam a kollektív és lokális járulék meghatározására. Ez esetben az α -ra vonatkozó jellemző értékek 0.67 (200 keV) és 0.65 (300) keV. Mindkét esetben (random és channeling) jó egyezést kaptam a kísérleti értékekkel, ami igazolja a felállított modell alkalmazhatóságát.

Bár az elektron sűrűségfüggvény sikeresnek bizonyult a vizsgált esetekben, továbbfejlesztettem egy még realisztikusabb elektron sűrűség leírás érdekében. Az újonnan használt függvény a táblázatos értékeket vette a muffin-tin sugárig, afelett viszont a következő összefüggést alkalmaztam:

$$\rho(r) = \frac{ae^{-b(r-r_{MT})}}{1 + e^{-A(r-r_c)}} \quad (24)$$

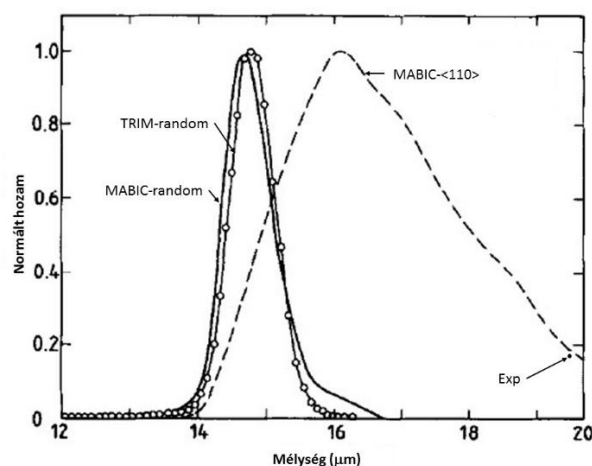
ahol a , b , A és r_c paramétereket úgy illesztettem, hogy a függvény, a teljes elemi cellára vett térfogati integrálja kiadja a cella teljes elektromos töltését. Realisztikus elektronsűrűség függvény építhető fel a törzs és a vegyérték járulékból [50].



26. ábra Random (bal) és $\langle 110 \rangle$ channeling transzmissziós spektrum 300 keV-es protonokra 705 nm vastag szilícium lapkán. A random spektrumot a TRIM92(trim-ran) és a MABIC programmal (calc-ran) szimuláltam. A channeling spektrumot kísérleti értékekkel hasonlítottam össze

A 26. ábrán az új számítások összehasonlítása a TRIM és korábbi kísérleti eredményekkel látható. Ez esetben kiváló egyezést tapasztaltam a kísérleti illetve más módon számított eredményekkel.

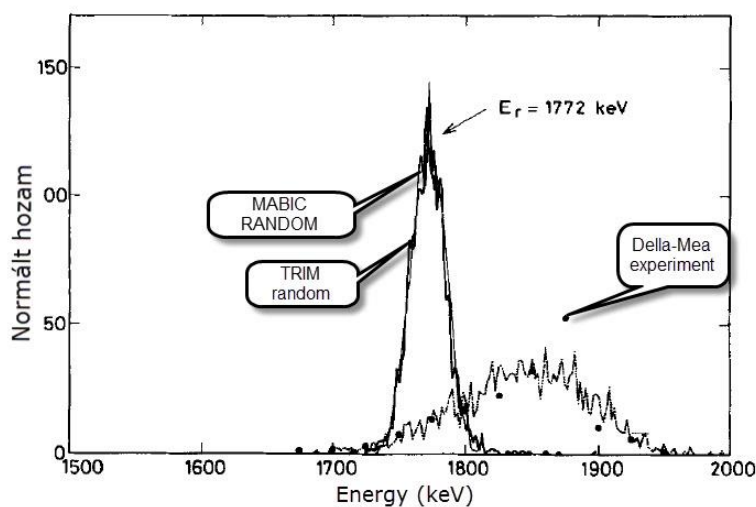
A módszer alkalmazhatóságának további vizsgálatára újabb kísérletet állítottam össze és végeztem el a frankfurti J.W. Goethe Egyetem Magfizikai intézetének 2.5 MV-os elektrosztatikus gyorsítóján (Van de Graaff generátor). A szokásos, fentebb már leírt kísérleti összeállítást használtam. A vizsgálandó minta az $[110]$ kristálysíkkal párhuzamosan levágott $19.7 \mu\text{m}$ vastag szilícium egykristály lapka volt. 960 keV-es protonenergiát választottam, ami azt jelentette, hogy random irányban nem volt mérhető transzmisszió a nyaláb tengelyében elhelyezett detektoron. A channeling irány megtalálásához/beállításához szokás szerint 1.4 MeV-es ^4He nyalábot használtam, egy a visszaszórási irányban elhelyezett részecske detektor segítségével. Az eredmények a 27. ábrán láthatók összehasonlításban a random irányra végzett TRIM számításokkal és az $\langle 110 \rangle$ irányban felvett egyetlen kísérleti ponttal. A MABIC szimuláció a módosított sűrűség leírással és közelítéssel beváltotta a hozzá fűzött reményeket és jó egyezést adott mind a random mind a channeling esetekben.



27. ábra 960 keV-es protonok számított és mért eloszlásfüggvénye szilíciumban random és $\langle 110 \rangle$ irányban, TRIM (random) és a MABIC (random, $\langle 110 \rangle$) kódokkal szimulálva

A szimuláció érvényességét tovább teszteltem magasabb energiákon is, vizsgáltam a 2 MeV-es protonok áthaladását 8.3 μm vastagságú szilícium kristályon. Ebben az esetben is a TRIM (random) és a MABIC szimulációval kapott eredményeket hasonlítottam össze, channeling irány esetén az irodalomból vett kísérleti értékekkel [70].

A 28. ábrából látszik, hogy mind a random irányban a TRIM szimulációval, mind az $\langle 110 \rangle$ irányban az irodalomból vett kísérleti értékekkel jó egyezést kaptam. Bebizonyosodott, hogy a modell helyesen veszi figyelembe a fő kölcsönhatási folyamatokat a kristályrácsban áthaladó, energiával rendelkező ion és a rácsatomok között, azáltal, hogy az irodalomból vett és a saját kísérleti értékeinkkel is jó közelítéssel megegyező értékeket adott a transzmissziós energia eloszlásra több különböző energián valamint a random és a channeling geometriák esetén is. A MABIC program a kristályszerkezet leírására egy könnyen módosítható részt tartalmaz, ezáltal az eddig vizsgált Si és GaAs szerkezeteken kívül más kristály szerkezetekre is egyszerűen módosítható.

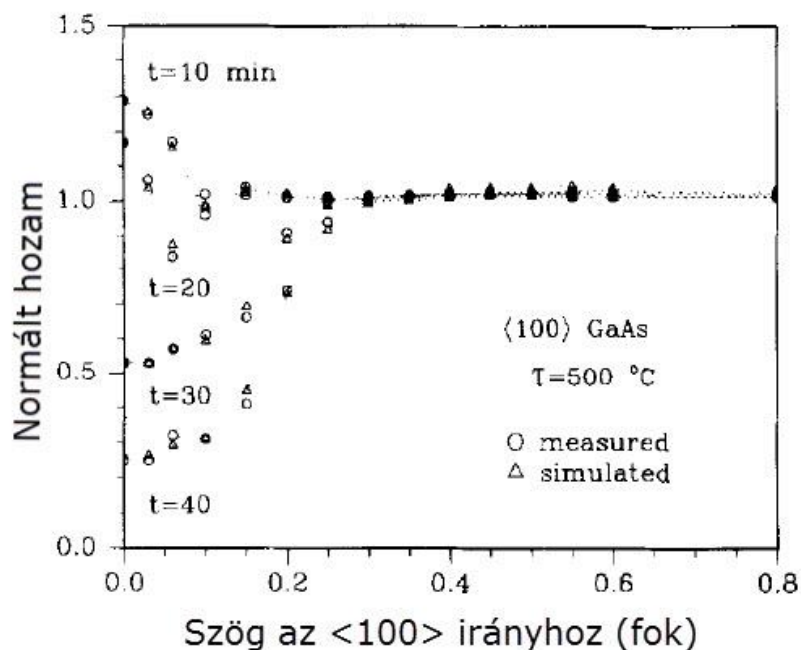


28. ábra 2 MeV-es protonok áthaladásának szimulációja 8.3 μm -es Si céltárgyon random és $\langle 110 \rangle$ irányban

2.1.3 NRC (NUCLEAR REACTION CHANNELING) MAGREAKCIÓ KOMBINÁLÁSA A CSATORNAHATÁSSAL

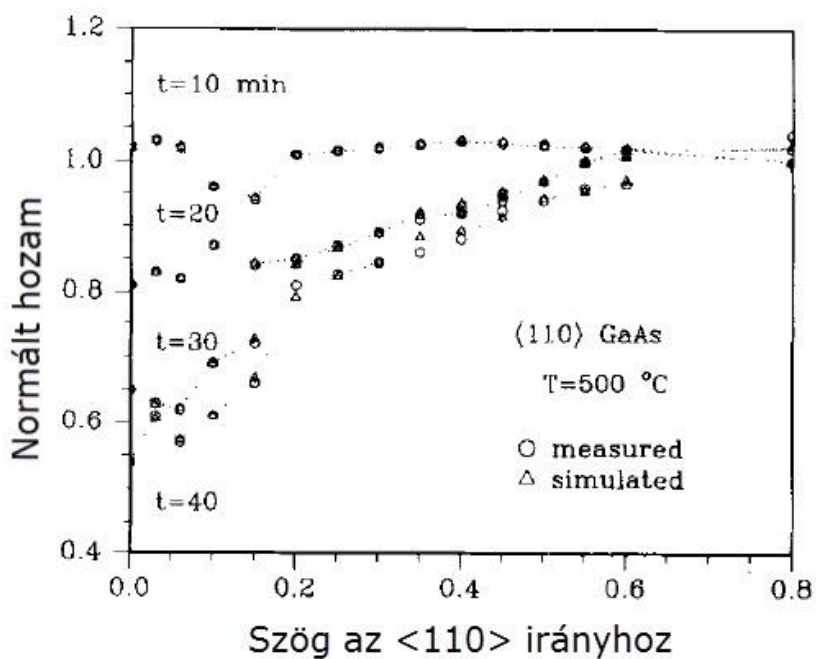
A channeling módszer alkalmasságát kristályos anyagok vizsgálatára mi sem bizonyítja jobban, hogy a módszer kombinálható a megszokott magfizikai módszerekkel (pl. a magreakciók vizsgálatán alapuló módszerek), miáltal további hasznos információkat tudhatunk meg a vizsgált minta összetételéről és szerkezetéről [52]. Ez a kombináció különösen jól alkalmazható könnyű elemek (pl. B, C, N, O) vizsgálatára kristályos félvezető anyagokban (Si, GaAs, ...). A channeling módszer alkalmazásával gyakorlatilag a kristályrács csatornáin keresztül „beláthatunk” a kristály belsejébe, és nagy érzékenységgel észlelhetjük a rácsatomok szabályostól eltérő szerkezetét, vagy az idegen atomok jelenlétét, mennyiségét és elhelyezkedését.

A magfizikai módszerek, mint a CPAA vagy az NRA [71, 72] alkalmasak ppm alatti szennyező szintek kimutatására, ezen kívül az NRA módszer [31, 73, 74] alkalmas mélységi profil, azaz a szennyező atomok helyzetének meghatározására. Az NRA nagy érzékenysége szemben áll a kapott adatok értelmezésében jelentkező nehézségekkel. Az NRC kísérletekben a differenciális hatáskeresztmetszet energiafüggése nagyon erős, ezért pontosan kell ismerni a bombázó ionok energiáját minden egyes lépésben, mert anélkül csak kvalitatív eredményekhez tudunk jutni. Pl. RBS módszer kombinálása esetén channeling-gel ez a probléma nem merül fel ilyen élesen, a hatáskeresztmetszet gyenge energiafüggése miatt. Ezért ebben az esetben is a már jól bevált MABIC szimulációs programcsomagot használtam a probléma kiküszöbölésére. A MABIC kód használatával az NRC módszerrel nyert kísérleti adatokat kvantitatív információvá tudtam alakítani. A channeling kísérleteket a frankfurti egyetem Magfizikai Intézetének nagyobb, 7.5 MV-os Van de Graaff generátorán végeztem. A kísérleti elrendezés megegyezett a [73] publikációban leírtakkal. A vizsgálandó minta GaAs kristály volt, amelyet 2 MeV-es szén ionokkal implantáltak random irányban $2.6 \cdot 10^{-14}/\text{cm}^2$ ion fluxussal. Ennek átlagos hatótávolsága $2 \mu\text{m}$ volt $0.3 \mu\text{m}$ stragging mellett. Ezt a fluxust úgy választottam, hogy ne okozzon jelentős szennyezést a GaAs anyagában, de a channeling mérésekhez még elfogadható statisztikát biztosítson. A szénatomok termikusan aktivált mozgásának vizsgálatára a GaAs kristályban a mintákat $400\text{--}600^\circ\text{C}$ közötti hőmérsékleteken hőkezelésnek tettem ki. A hőkezelések időtartama 10-40 percet tett ki. Már az alacsonyabb hőmérsékleten rövid ideig tartó hőkezelés is képes volt kijavítani az implantáció okozta felületi hibákat [73]. Az NRC kísérlethez a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ magreakciót használtam, 1.4 MeV-es deuteron energia mellett. A visszaszóródott protonokat egy, a 156° -os irányban elhelyezett részecske detektorral mértem. Erre a reakcióra a differenciális hatáskeresztmetszet jól ismert, és maximummal rendelkezik éppen az implantált szénprofilban, így a mérésben nagy érzékenység érhető el [71, 75, 76].



29. ábra Különböző ideig 500 °C-on hőkezelt GaAs minta visszaszórási hozama az $\langle 100 \rangle$ irányban (besugárzási paraméterek a szövegben)

A 29. ábrán az 500 °C-on hőkezelt GaAs visszaszórási hozama látható. A különböző görbék különböző idejű hőkezelésnek felelnek meg. A 29. és 30. ábrán csak a szögeloszlás egyik oldala (pozitív szögek) van ábrázolva, feltételezve annak szimmetrikus voltát.



30. ábra Különböző ideig 500 °C-on hőkezelt GaAs minta visszaszórási hozama az $\langle 110 \rangle$ irányban (besugárzási paraméterek a szövegben)

Mindkét esetben a mért hozamértékeket a 15°-kal elforgatott állásban mért random irányhoz normalizáltam. A szén ionok bevitelével a kristályszerkezetben nem történt olyan változás, amely annak fizikai és elektromos tulajdonságait befolyásolná, ezért a MABIC program futtatásakor nem vettem figyelembe ezeket a változásokat a szerkezeti adatok megadásánál. A bombázó ionok a fent megnevezett magreakcióba léphetnek a szennyező szénatomokkal, amelynek eredményéről csak a kijutott és detektált protonokon keresztül szerezhethetünk információt. Az E_1 energiával rendelkező kiszórt részecskék hozama a $\Delta z(E_1)$ mélységből kilépő részecskék hozamát a következő általános szórási formulával adhatjuk meg [74].

$$H_\theta(E_1) = \Omega q \int_r C(z, r) \sigma(E(z, r), \gamma) j(z, r) \Delta z(E_1) dr \quad (25)$$

A

(25) egyenletben a z jelenti a mélységi koordinátát az r pedig a laterális (x, y) koordináta párt. A ion fluxus eloszlása a $qj(z, r)$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), a reakció differenciális hatáskeresztmetszete pedig a $\sigma(E(z, r), \gamma)$, Ω a detektor térszőge, $C(z, r)$ pedig a szennyező koncentráció eloszlása. Random esetben a fluxusnak nincs laterális függése és a

(25) egyenlet átmegy a jól ismert szórási formulába az integrál átlagát véve [77]. A laterális, r szerinti integrálást az elemi cella, a nyaláb irányára merőleges frontfelületére kell elvégezni. Mivel a szénatomok implantálása random irányban történt, célszerű a koncentráció eloszlást $C_1(z)$ és $C_2(r)$ tagokra szétválasztani, ahol az első jelöli a mélységi profilt, a második pedig a laterális eloszlást. Ebben az esetben az integrális hozam az implantátumokra vonatkozó energia tartományon belül a következőképpen írható fel:

$$Y = \int_r C_2(r) f(r) dr \quad (26)$$

Ahol

$$f(r) = \int_z C_1(z) \sigma(E(z, r), \gamma) j(z, r) dz \quad (27)$$

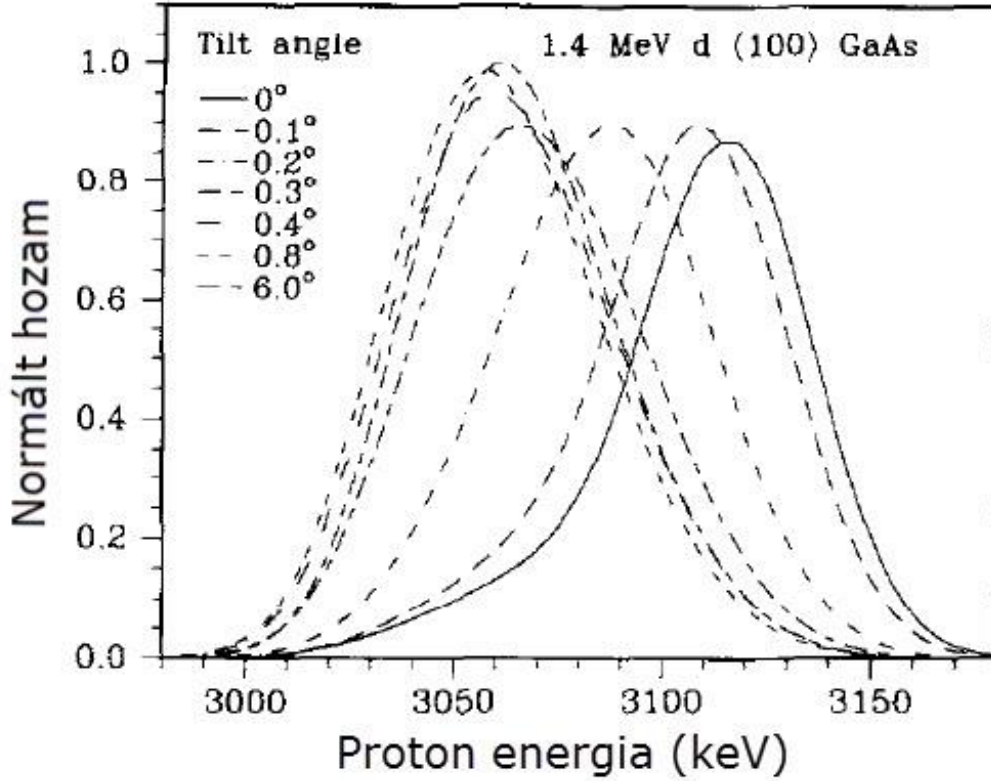
Az $f(r)$ fluxus ismert a kísérletből vagy szimulációval állítható elő.

A tényleges számításokban az integrálokat összegzéssel helyettesítettem, azaz az elemi cella nyalábirányra merőleges keresztmetszetét egy 20 x 20-as rácsra osztottam, amelyen belül az f függvény f_{ik} értékét és a c koncentrációt C_{ik} állandónak tekintettem. Ekkor az integrál a következőképpen néz ki:

$$\int_r C_2(r) f(r) dr \rightarrow \sum_i \sum_k C_{2_{ik}} f_{ik}^\theta dx_i dy_k \quad (28)$$

A θ a felső indexben azt jelenti, hogy az f_{ik} értéke a beesési szögtől is függ. Ekkor a normalizált hozam a következő egyenlettel írható le:

$$\frac{Y^\Theta}{Y_{random}} = \frac{\sum_i \sum_k C2_{ik} f_{ik}^\Theta}{\sum_i \sum_k C2_{ik} f_{ik}^{random}} \quad (29)$$

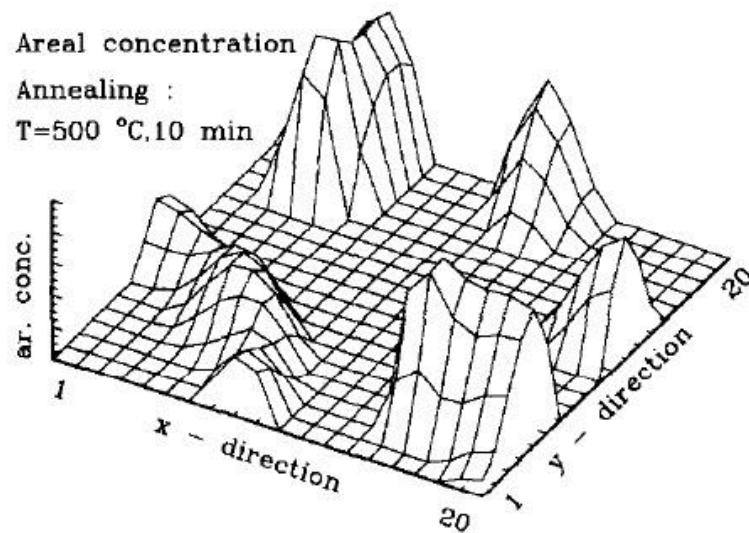


31. ábra MABIC szimuláció a visszaszórási hozamokra szénatomokról az $\langle 100 \rangle$ irány körül GaAs kristályban és a random irányban (6°)

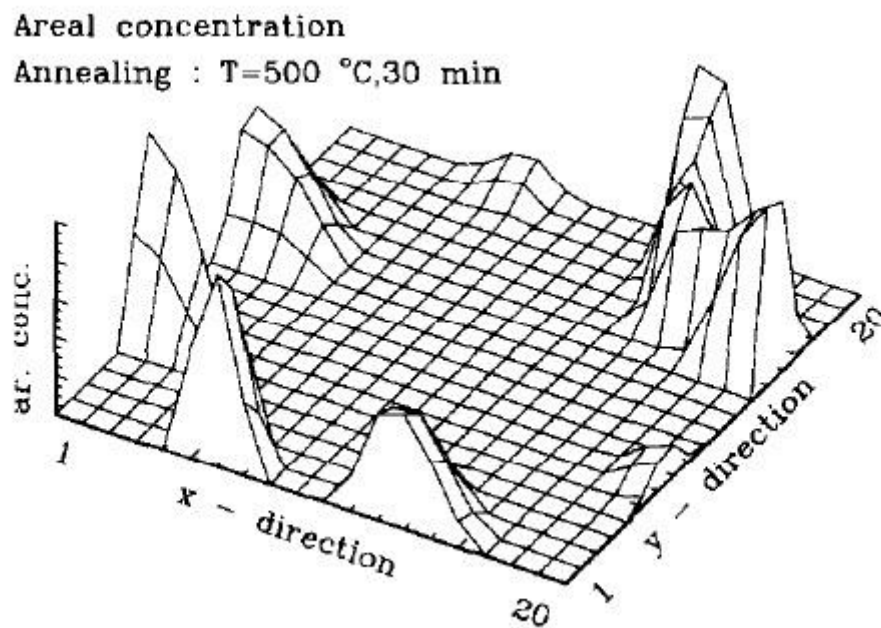
A random esetben az f mellől az ik indexek elhagyhatók, és egyetlen értékkel lehet számolni a rács minden pozíciójában. Az f értékei a MABIC kóddal szimulálhatók, így az ismeretlen $c2_{ik}$ értékek elvileg kiszámíthatók a mért $\alpha(\theta)$ hozam felhasználásával. Erre a célra a legkisebb négyzetek módszerét alkalmaztam a következőképpen:

$$\sum_{\Theta} \left(\frac{\sum_i \sum_k C2_{ik} f_{ik}^\Theta}{\sum_i \sum_k C2_{ik} f_{ik}^{random}} - \alpha(\Theta) \right)^2 \gg \text{minimum} \quad (30)$$

Ebben az esetben a $C2_{ik}$ laterális koncentráció mátrixelemek egymástól nem függetlenek, ezért gondoskodni kell arról, hogy a szomszédos elemek közötti átmenet sima legyen. Ez az elemenkénti változás a szennyező atomok termikus rezgési amplitúdójával van összefüggésben.



32. ábra Szénatomok elhelyezkedése GaAs kristályrácsban az $\langle 100 \rangle$ irányban 10 perc hőkezelés után



33. ábra Szénatomok elhelyezkedése GaAs kristályrácsban az $\langle 100 \rangle$ irányban 30 perc hőkezelés után

A 32. és a 33. ábrán az eredményül kapott szénatom eloszlásokat láthatjuk egy elemi cellán belül, a 10 illetve 30 percig $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ -on hőkezelt minták esetében. Az ábrákon a Ga illetve az As atomok az (1,1) valamint a (20,20) rácspontoknál helyezkednek el. Tízperces hőkezelés után a szénatomok a csatorna közepén (1,20) és (20,1) körül, valamint a Ga és As atomok környezetében helyezkednek el (32. ábra), azaz az atomláncok körül. Harmincperces hőkezelés után a szénatomok a termikus mozgás következtében elmozdulnak a csatorna közepéről (33. ábra). Ez a jelenség nagyobb hőmérséklet és hosszabb hőkezelés esetén még inkább szignifikánssá válik ($600\text{ }^{\circ}\text{C}$, 40 perc). Hasonló számításokat és méréseket végeztem az $\langle 110 \rangle$ csatornairányra, amiből a háromdimenziós szennyező eloszlásra lehet következtetni. A

módszer használatával nyomon lehet követni a természetes és mesterséges szennyezők mozgását és elhelyezkedését a hőkezelés hatására és be lehet állítani a hőkezelések paramétereit a technikai szempontból legmegfelelőbb eloszlás elérésére.

2.1.4 CHANNELING NAGYOBB ENERGIÁKON

Mivel időközben feladataim nagy része a debreceni Atommagkutató Intézetben üzembe helyezett ciklotron gyorsítóhoz kapcsolódott, megvizsgáltam annak lehetőségét, hogy milyen módon lehetne a módszert és alkalmazásait a ciklotron mellé telepíteni [53]. A channeling jelenség megvalósíthatóságának ebben az esetben két sarkalatos pontja van, 1. a bombázó ionnyaláb minősége, ami a párhuzamosságot, széttartást és az energia pontosságát jelenti, valamint 2. a nagyobb energiából eredő paraméter változások. Ez utóbbit vizsgáltam meg részletesebben. A kísérleti vizsgálatokhoz az ATOMKI ciklotron nyalábjára telepítettem, eredetileg RBS vizsgálatokra készült nagyméretű szórókamrát használtam, amelyre egy FISIONS gyártmányú goniométert telepítettem (VW alapítványtól elnyert pályázatból beszerezve). A goniométer a 3 transzlációs irányban való mozgathatósággal rendelkező 150 mm maximális kitéréssel. Ezek kezelése manuálisan történt. Két léptetőmotorral vezérelt, távirányítható szögelfordulásra is képes volt, $\Phi = 0-360^\circ \pm 0.01^\circ$ fő elfordulási szöggel és egy erre merőleges maximálisan $\pm 10^\circ$ -os azimutális elfordulással. A távirányíthatóság a ciklotron esetében alapvető fontosságú volt, mivel a besugárzó helyiség a bombázó nyaláb jelenléte alatt, sőt annak lekapcsolása után is 10 percig a nagy sugárterhelés miatt nem közelíthető meg. A nyaláb irányában a kamra előtt 2, egymástól nagy távolságban elhelyezett állítható kollimátor gondoskodott a megfelelő nyalábminőségről, valamint a szórókamra maga a ciklotron „analizált” nyalábján volt elhelyezve. A ciklotron üzemeltetői egy alternatív módszert is kifejlesztettek, amivel kollimátorok használata nélkül, elektromágneses fókuszálással lehetett a kívánt nyalábméretet létrehozni, ekkor az utolsó, még háttérrel adó kollimátor kb. 8 méterre volt a céltárgytól. A félempirikus formulákat [30, 35, 59] használva kiszámítottam a channelingre jellemző paraméterek változását a ciklotron energiákon. Ehhez a következő egyenleteket használtam fel:

$$a = 0.04685(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2}) \quad (31)$$

A (31) egyenlet a Thomas-Fermi árnyékolás sugarát adja meg nm-ben, ahol a bombázó ion és a céltárgyatomi rendszámok szerepelnek a képletben. Fontos paraméter még a kritikus szög, amely alatt a bombázó ion a csatornán belül marad ((32) egyenlet).

$$\Psi_1 = \left(\frac{2Z_1Z_2e^2}{Ed} \right)^{1/2} \quad (32)$$

A (32) egyenlet a kritikus szöget radianban adja meg. Ez az egyenlet alkalmas arra, hogy megvizsgáljuk a kritikus szög energiafüggését (E). A d az atomi távolságot jelenti axiális irányban.

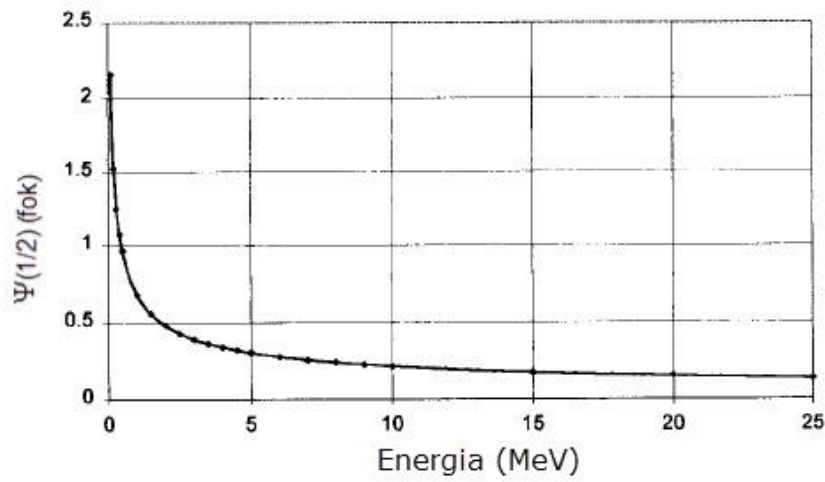
A kritikus szög ismeretében a channeling „gödör” félértékszélessége is meghatározható:

$$\Psi_{1/2} = 0.8F_{RS}(\chi')\Psi_1 \quad (33)$$

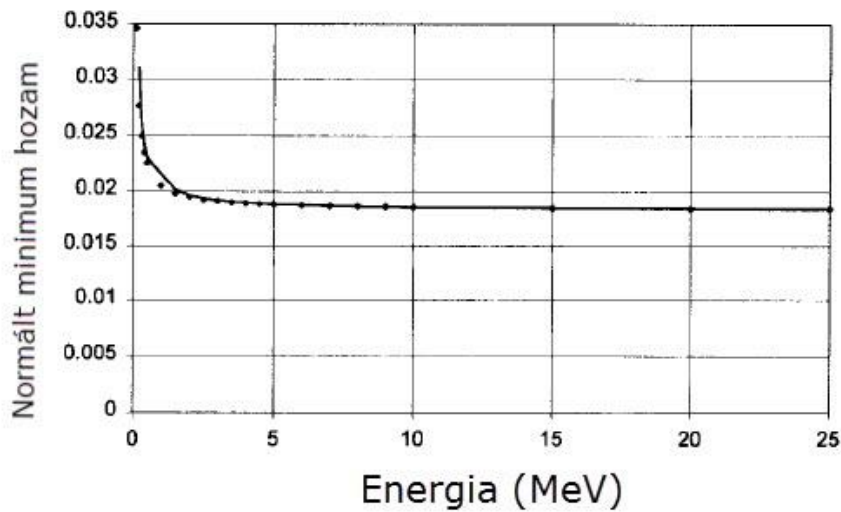
Ahol az F_{RS} a Moliere féle string-potenciál négyzetgyöke, a χ' pedig $1.2u_1/a$ -val egyenlő, ahol u_1 az egydimenziós rezgési amplitúdó. Az F_{RS} értékei számolhatók a Moliere potenciálból, vagy táblázatból nyerhetők [30]. A Moliere potenciál helyett más lánc-potenciál is használható, bár ez a végeredmény értékét csak kevésbé befolyásolja.

Az egyik legfontosabb channeling paraméter a channeling gödör minimum hozamának értéke, amely a 0° -os beesésű nyaláb hozamának arányát jelenti a random esethez képest. Ez a mennyiség a következőképpen számítható ki [30]:

$$\chi = 2\pi Ndcu_1^2 \left(1 + \frac{\Psi_{1/2}^2 d^2}{k^2 u_1^2} \right)^{1/2} \quad (34)$$



34. ábra A channeling gödör félértékszélességének változása az energia függvényében az $\langle 110 \rangle$ irányban ^4He bombázó részecskénél szilíciumban



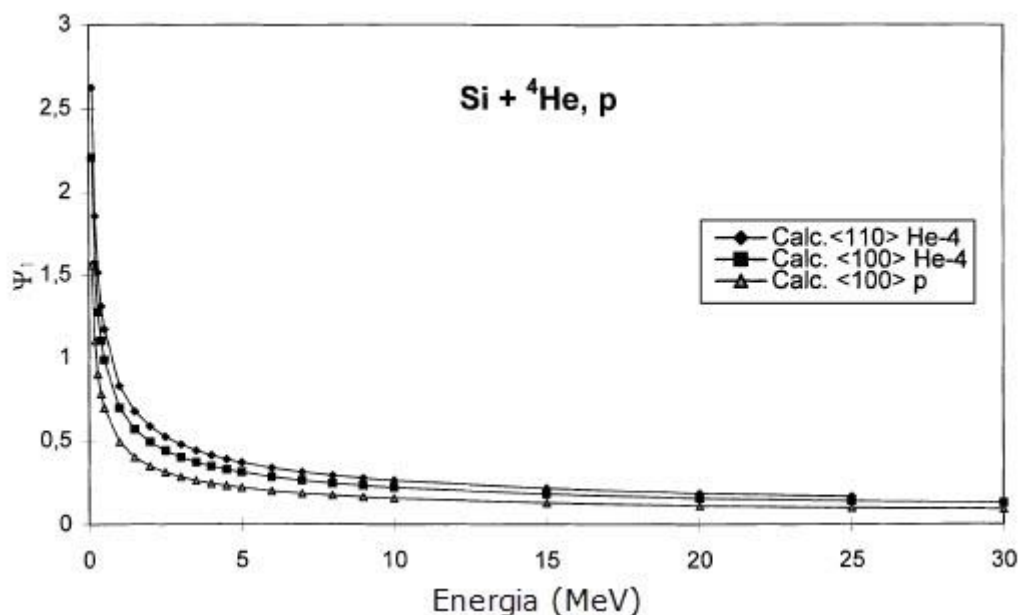
35. ábra A normált minimum hozam változása az energia függvényében az $\langle 110 \rangle$ irányban ^4He bombázó részecskénél szilíciumban

A 34. és a 35. ábrából látható, hogy mindkét jellemző mennyiség, nevezetesen a channeling gödör félértékszélessége és a minimum hozam is az 1-5 MeV-es energia intervallumban változik drasztikusan, afelett a változás enyhe, illetve a minimum hozam esetén gyakorlatilag állandó marad, ami azt bizonyította, hogy a rendelkezésre álló nyalábminőség alkalmas a channeling megvalósítására.

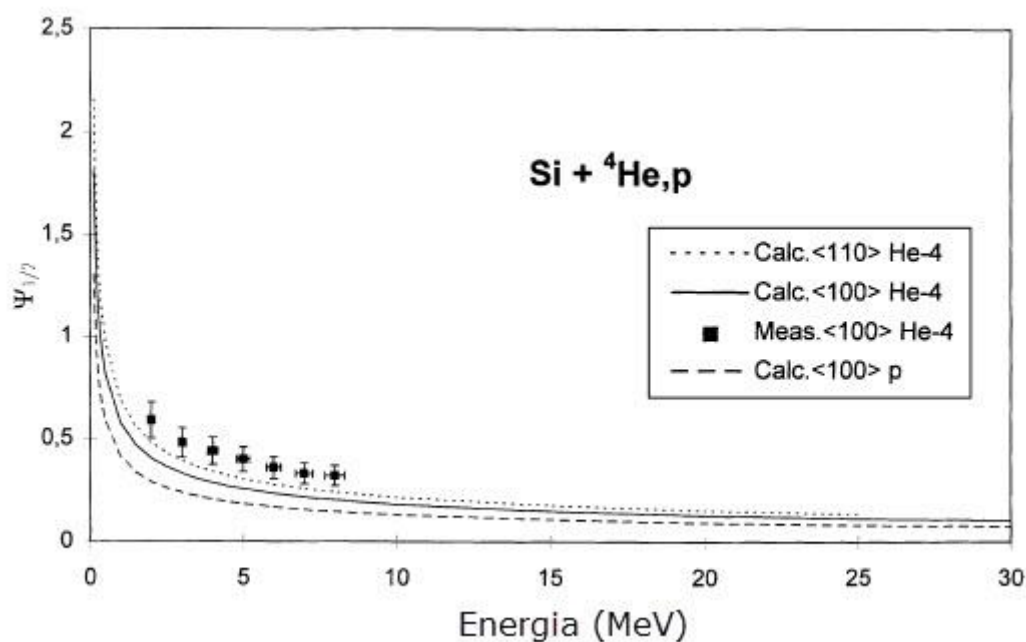
A debreceni MGC-20E ciklotron analizált nyalábján végzett channeling mérésekre további számításokat és méréseket is végeztem, amelynek eredményeit a következő 36., 37. és 38. ábrák foglalják össze. A felhasznált paraméterek a 2. táblázatban vannak megadva.

2. táblázat A fő channeling paraméterek kiszámítása során felhasznált adatok

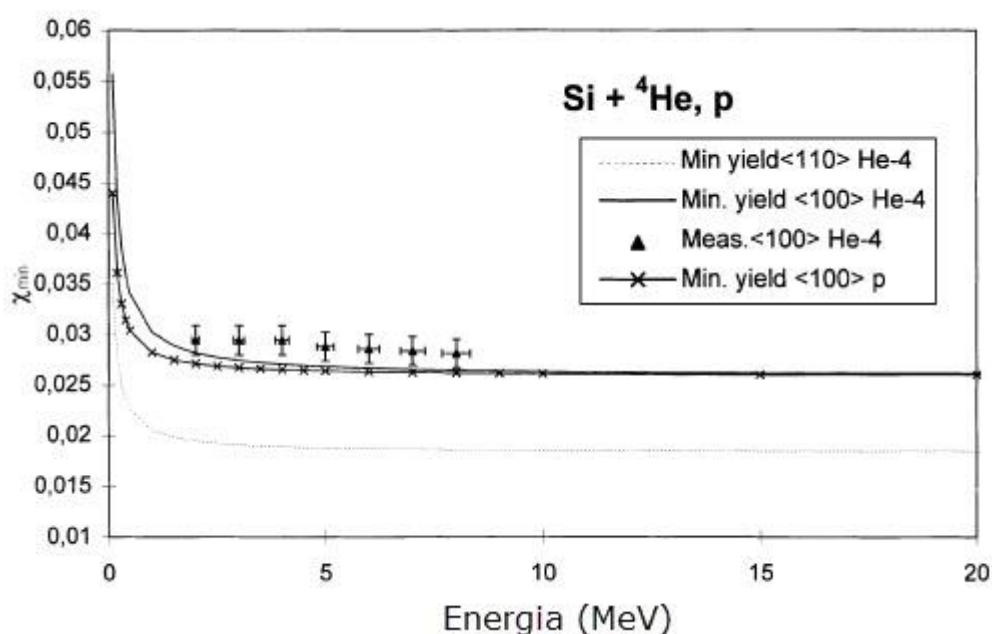
Változó	Leírás	Si <110> + ^4He	Si <100> + ^4He	Si <100>+p
Z_1	Bombázó ion rendszáma	4	4	1
Z_2	Céltárgy rendszáma	14	14	14
a (nm)	Árnyékolási hossz	0.015698	0.015698	0.016599
N (nm ³)	Atomi sűrűség	49.97	49.97	49.97
d (nm)	Atomok közötti távolság	0.384	0.5431	0.5431
u_1 (nm)	Egydimenziós rezgési amplitúdó	0.075	0.075	0.075



36. ábra A kritikus szög változása a nyalábenergia függvényében szilícium kristály különböző rácsirányjaiban



37. ábra A channeling gödör félértékszélességének változása szilíciumban különböző bombázó részecskék és kristályirányok esetén (mért és számított eredmények)



38. ábra A minimum hozam változása szilíciumban különböző bombázó részecskék és kristályirányok esetén (mért és számított eredmények)

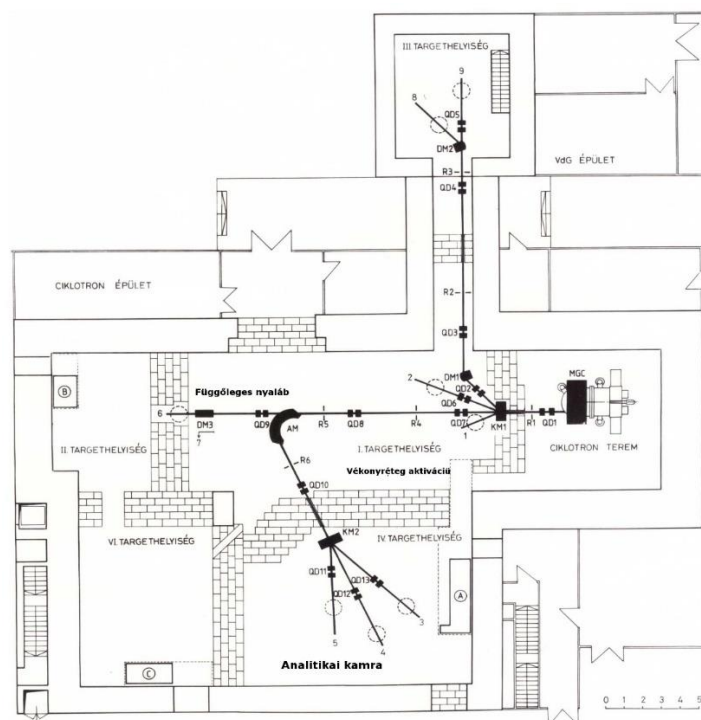
A 37. és a 38. ábrákból az látszik, hogy ezekben az esetekben a paraméter változás (energia függés) a 0-3 MeV energia intervallumban a legerősebb azután pedig nagyon enyhén csökken, vagy gyakorlatilag állandó marad a minimum hozam esetében a vizsgált bombázó részecskékre, energiákra, céltárgyanyagra és rácsirányokra. Ez a megállapítás egyébként tovább általánosítható, és ezt az is alátámasztja, hogy GeV-es energiákon is meg lehet figyelni a channeling jelenséget [78].

Az utóbbi két ábra azt is igazolja, hogy a számítások helyesek, mivel jó egyezést adnak a kísérletileg meghatározott értékekkel. Ezzel sikerült igazolni a channeling módszer alkalmazhatóságát a debreceni ciklotron gyorsítón, ami az egyes channeling-gel kombinálható módszer esetén előnyt jelent, mivel pl. a CPAA módszer a felhasználható magreakciók esetlegesen magas küszöbértéke miatt csak magasabb bombázó értéken kivitelezhető.

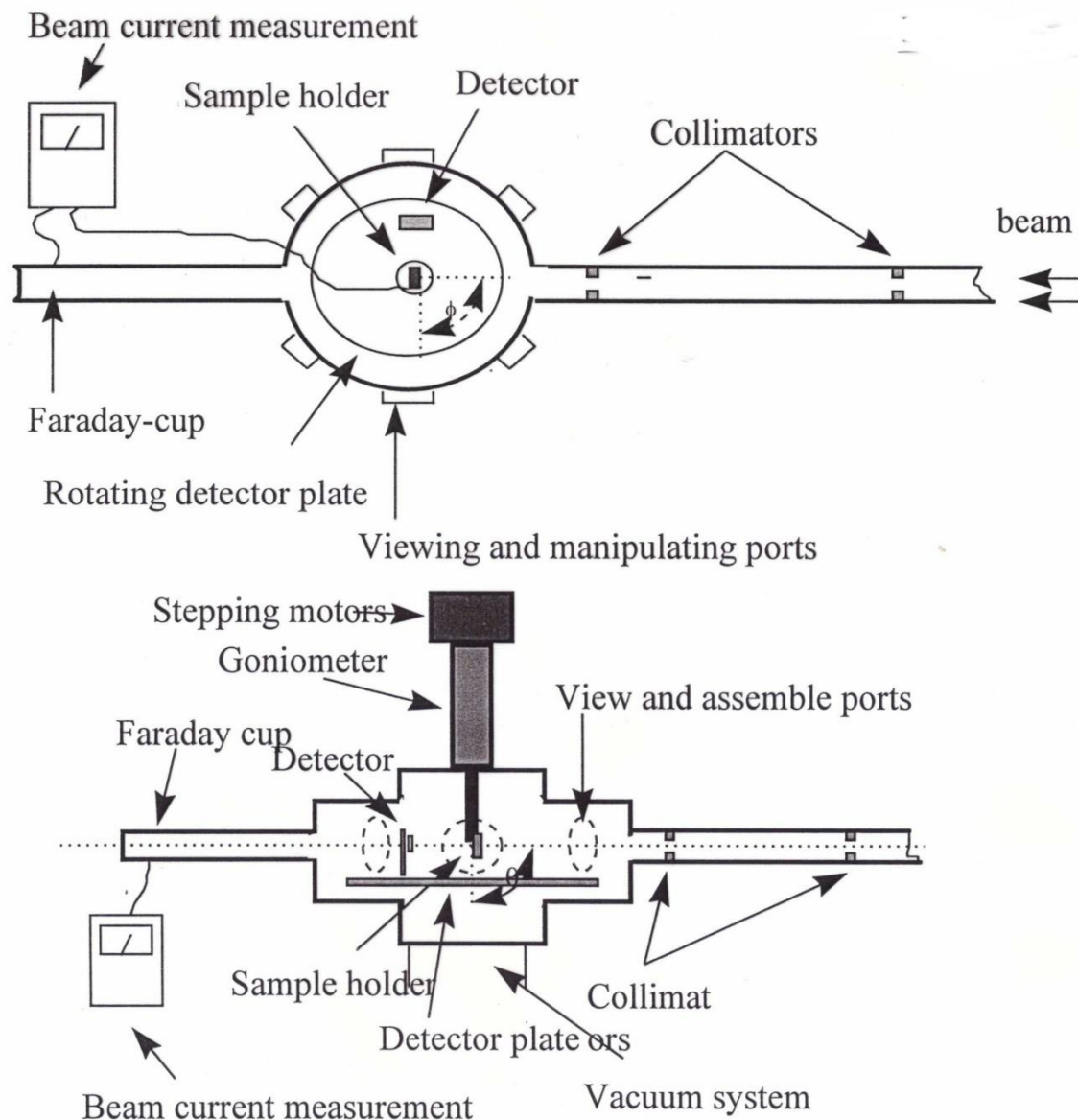
A channeling módszert megvalósítottam még magas töltésállapotú nehézionok felhasználásával is a frankfurti J.W. Goethe Egyetem Magfizikai Intézetének ECR ionforrását és az azt követő RFQ utógyorsítót használva [56], valamint az itt szerzett tapasztalatokat egy osztrák-magyar együttműködésben felhasználva magas töltésszámú nehézionok által kiváltott jelenségeket vizsgáltam kristályos anyagokon [57].

2.2 TÖLTÖTT RÉSZECSCKE AKTIVÁCIÓS ANALÍZIS

A VdG gyorsítón végzett analitikai mérések után (diplomamunka, PhD) kézenfekvő folytatásnak bizonyult, hogy az akkoriban átadott lényegesen nagyobb energiára gyorsítani képes ciklotronon aktivációs analízissel folytassam a munkásságomat [79-82]. Nevezetesen a töltött részecskékkel való aktivációs analízist fejlesztettem ki a ciklotronnal elérhető energia és részecske tartományban. Ehhez kifejlesztettem egy olyan vákuumkamrát (40. ábra), amely a lehetséges mintákat képes volt befogadni, mozgatni, és több minta esetén váltani, valamint alkalmas ablakokkal rendelkezett a lehetséges sugárzások (részecske, röntgen, gamma) észlelésére alkalmas befogadására. Ezt a kamrát és kiegészítő berendezéseit (vákuumrendszer, távvezérlés, stb.) az újonnan átadott ciklotron egyik nyalábvégére (39. ábra) installáltam és próbáltam ki.

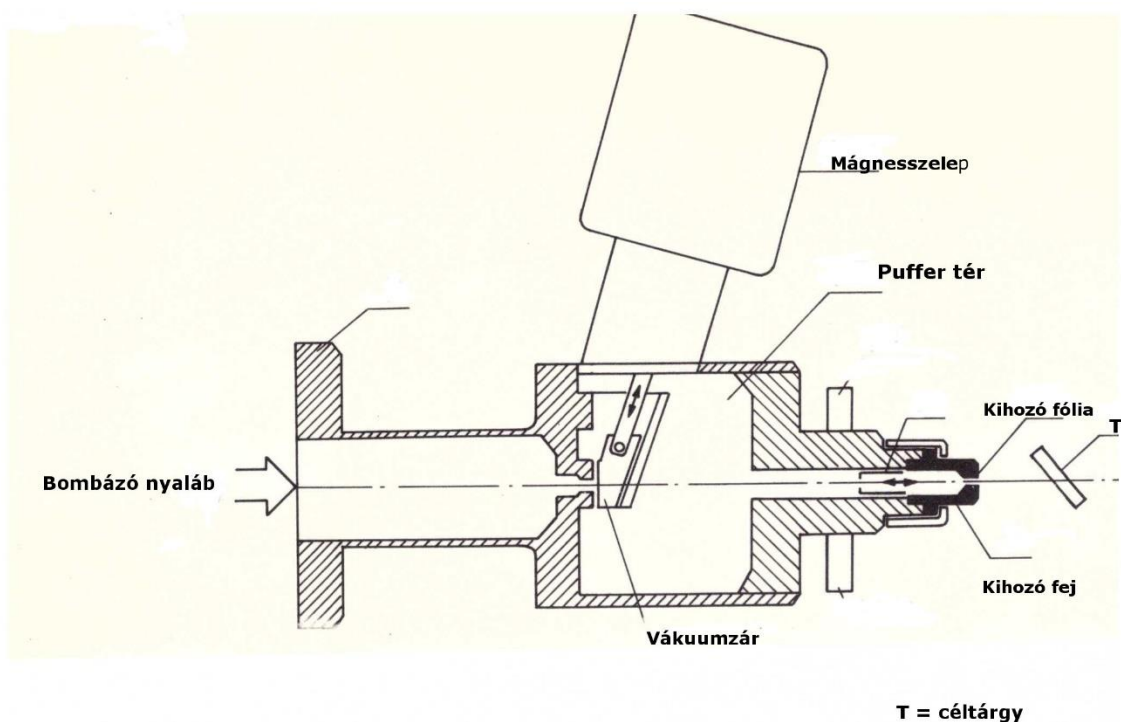


39. ábra A debreceni ciklotron laboratórium alaprajza az analitikai célú nyalábvégékkel



40. ábra A komplex analitikai kamra sematikus felülnézeti és oldalnézeti rajza

Az analitikai kamrához tartozott még egy „nyalábkihozó” berendezés, amelynek segítségével egy vékony fólián keresztül (fém, vagy műanyag) a nyalábot jelentős energiavesztés és szóródás nélkül ki lehetett hozni a levegőre, olyan céltárgyak besugárzásához, amelyek nem fértek be az analitikai kamrába, vagy anyaguknál fogva nem voltak vákuumba tehetők (pl. folyadékok, gázok). A nyalábkihozó sematikus rajza a 41. ábrán látható.



41. ábra Nyalábkihozó berendezés sematikus rajza

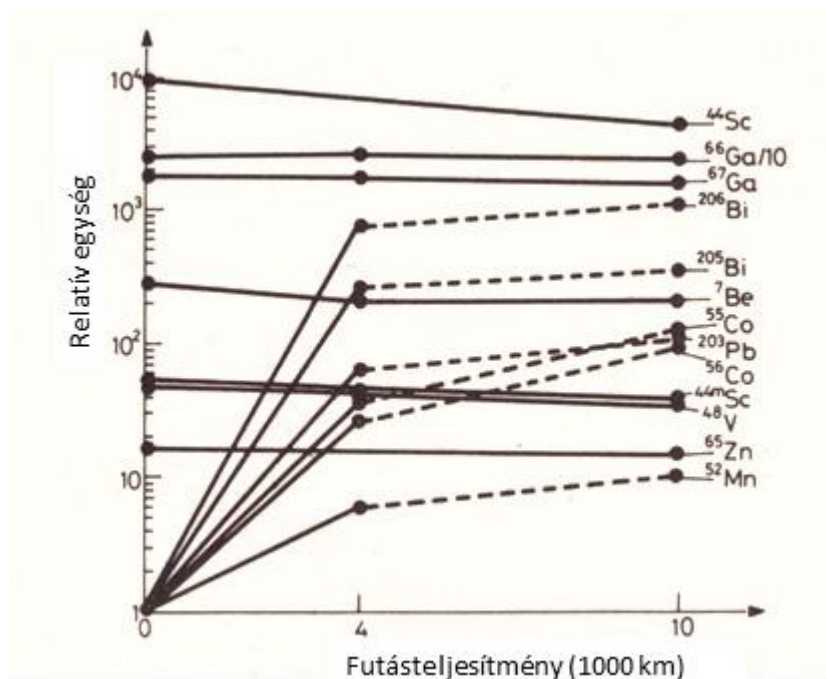
A fenti berendezések segítségével különböző anyagokat vizsgáltam egyrészt módszer fejlesztési szempontból [83] másrészt hazai együttműködő partnerek problémáinak megoldása érdekében [84-88].

2.2.1 MOTOROLAJOK VIZSGÁLATA AKTIVÁCIÓS ANALÍZISSEL KIHÖZOTT NYALÁBON

A motorolaj, mint folyadék egy jellemző példa a kihozott nyalábon történő vizsgálatok szükségességére, mivel nem tehető vákuumba. A vizsgálandó olajok várható nyomelem tartalma 1% alá esett, ami indokolja a CPAA módszer alkalmazását. A bombázó nyaláb a vákuumkamrából történő kihozása a 41. ábrán látható nyalábkihozó berendezés, valamint a függőleges nyalábvégre felépített hasonló eszköz segítségével történt. A vákuumtér és az atmoszféra elválasztására 11 μm vastagságú Duratherm © fóliát használtam. A fólia anyaga kifejezetten nagy hő és mechanikai terhelésű feladatokra készült. Összetétele a következő: Cr 12%, Fe 8.7%, Co 41.5%, Ni 25.5%, Mo 4%, W 3.9%, Ti 2%, C 0.03%, Al 0.07%, Mn 0.9%. A besugárzásokhoz 18 és 12 MeV-es protonnyalábokat használtam, és a nyalábkihozó fóliát hélium gázzal hűtöttem, ami egy további vékony alumínium fóliát igényelt, amivel az áramló hűtőközeget választottam el a mérendő olajrétegtől. A hélium réteg 1 cm, az elválasztó Al fólia 12.3 μm vastag volt. 2.8 mm vastagságú olajréteget tudtam elhelyezni a mintatartóba. A fenti rétegvastagságok azt jelentették, hogy 18 MeV-es bombázó energia esetén az olajrétegben a protonok 17.75 és 6.2 MeV közötti energián haladnak át, míg 12 MeV-es bombázó energia esetén a protonok 11.66 MeV-es energiával lépnek be az olajrétegbe és teljesen megállnak benne. A besugárzási idők 20-50 percet tettek ki, a nyalábáram nem haladta meg a 200 nA-t a céltárgyon. Az összehasonlításra friss, 4000 valamint 10000 km-t futott motorolaj mintákat

használtam. A besugárzás közbeni radioaktív szennyeződés elkerülése érdekében a mintákat üvegből készült tartókban sugároztam be és a méréshez ezeket a tartókat is kicseréltem inaktív, a besugárzási hely közelébe nem került tartókra. A minták gamma-spektrumát félvezető detektorral többször megmértem a rövid és hosszabb felezési idejű radioizotópok kimutatására. A mérések során a következő elemekből keletkező zárójelben levő radioizotópok mennyiségét tudtam meghatározni protonokkal keltett magreakciók segítségével:

$\text{Ni}^{(61}\text{Cu)}$, $\text{Ca}^{(44,44\text{m}}47\text{Sc)}$, $\text{Zn}^{(66,67}\text{Ga)}$, $\text{Ti}^{(48}\text{V)}$, $\text{Cr}^{(52}\text{Mn)}$, $\text{Cu}^{(65}\text{Zn)}$, $\text{Fe}^{(55,56}\text{Co)}$, $\text{Pb}^{(203,205,206}\text{Bi)}$. A kapott eredmények a 42. ábrán láthatók.



42. ábra Motorolaj nyomelemösszetételének változása a futásteljesítmény függvényében

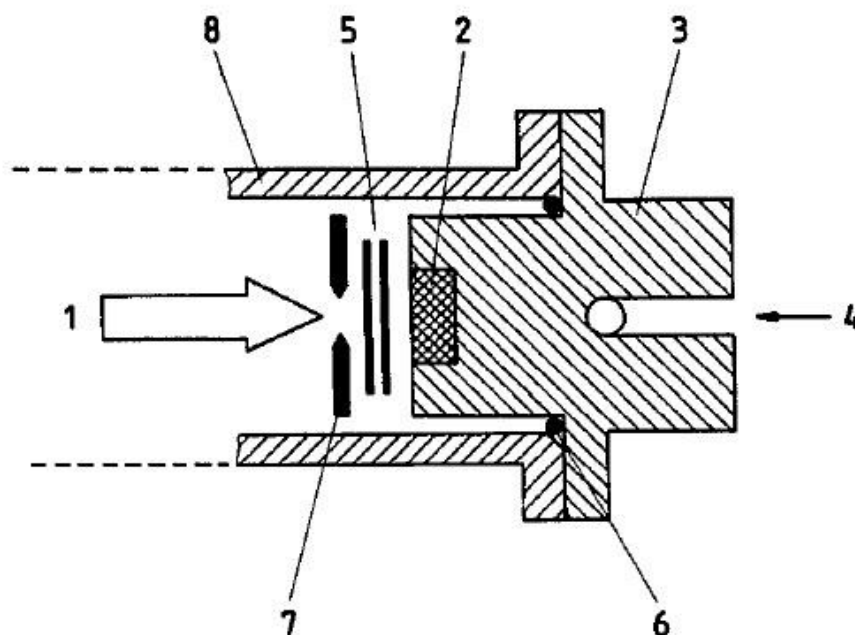
A fenti ábrából jól megkülönböztethetők az olajban eredetileg meglévő (Ca, Zn, Ti, Cu), amelyek mennyisége alig változik a használat során, és a működés során bele kerülő nyomelemek (Pb, Fe, Cr), amelyek részben az üzemanyagból (Pb) részben a hengerfalból és a dugattyúgyűrűkből kerülhetnek az olajba. A 0 és 4000 km közötti jelentős növekedést nevezzük bejáratási szakasznak, amikor az egymáson súrlódó alkatrészek összekopnak, majd ezután az elemtranszport egyenletessé és jelentősen kisebb sebességűvé válik.

2.2.2 ALUMÍNIUM TERMÉKEK VIZSGÁLATA AKTIVÁCIÓS TECHNIKÁVAL

Alumínium alapanyagok vizsgálatára az Aluterv FKI-val kapcsolatos együttműködés kapcsán merült fel igény. Alumínium alapanyagok és ötvözetek esetén rendkívül fontos összetevő az oxigén mind a minta térfogatában, mind annak felületén. Ennek meghatározására fejlesztettem ki CPAA-n alapuló vizsgálati módszert, amelynek mind az érzékenysége, mint a detektálási határa megfelelt a támasztott magas követelményeknek. Az oxigén kimutatására a $^{16}\text{O}({}^3\text{He},x){}^{18}\text{F}$ bizonyult a legalkalmasabbnak, mivel nem aktiválja a mátrixot, és a debreceni ciklotron kivételes lehetősége, nevezetesen, hogy ${}^3\text{He}$ részecskéket is tud gyorsítani,

egyedülálló lehetőséget teremtett erre a vizsgálatra. A számításokhoz a reakció hatáskeresztmetszetét az irodalomból vettem [89]. A minták porkohászati úton előállított 99.999%-os tisztaságú Al alapanyagok voltak. A besugárzások 13 MeV-es nyalábbal, néhány μA -es árammal, kb. 30 percig tartottak. Ez az energia a minta felületének kb. 120 μm mélységben történő vizsgálatát tette lehetővé. A besugárzott mintákat rövid hűtési idő után félvezető gamma-spektrométeren mértem, és mivel a ^{18}F radioizotópnak nincs karakterisztikus gamma-vonala, csak a pozitron bomlásából származó 511 keV-es csúcsból tudtam következtetni az aktivitására. Ehhez viszont követni kellett a bomlását, hogy a bomlási görbéből a különböző (felezési idejű) radioizotópokat el tudjuk választani. A számítások egyszerűsítésére és az esetleges szisztematikus hibák kiszűrésére egyidejűleg besugároztam ismert oxigén tartalmú alumínium oxid keveréket is. Ennek szemcsemérete 50 μm volt. A minta térfogatában levő szemcséket gömbökkel modelleztem, amelyek felületén helyezkedett el az ismeretlen vastagságú oxid réteg, amely a mérés során észlelt térfogati oxigén koncentrációt adta. Ebből következtetve a szemcsék oxidréteg vastagságát 8.5 ± 3 nm vastagságban határoztam meg [85, 86].

Az alumínium gyártás mellékterméke a gallium, amit manapság egyre nagyobb mértékben használnak a félvezetőiparban. Ebben az esetben is az oxigén koncentráció meghatározása volt a cél, mivel az gallium tisztítási eljárása során az oxigén a legkevésbé kívánatos szennyező elem az anyagban. A gallium felülete rendkívül gyorsan oxidálódik, és mivel olvadáspontja is igen alacsony ($\approx 30^\circ\text{C}$), ez a szennyeződés könnyen jut be a térfogatba is. Ennek ellenőrzésére az előző szakaszban kifejlesztett módszert módosítottam. Meg kell jegyezni, hogy galliumban való oxigén meghatározásra az NRA módszer is alkalmas az $^{16}\text{O}(\text{d}, \text{p}_{1,0})^{17}\text{O}$ prompt reakció révén $\mu\text{g/g}$ érzékenységgel és a mélységi eloszlásra vonatkozó információval. A Ga minták érzékenyséjük miatt vákuumcsomagolásban érkeztek, a besugárzáshoz réz mintatartóba helyeztem őket és Mylar fóliával zártam le a besugárzás ideje alatt (43. ábra). A tartóba való betöltés után a felületet még políroztam az esetlegesen keletkezett oxidréteg eltávolítására és a besugárzás során az egész mintatartót folyékony nitrogénnel hűtöttem. A bombázó energiát (6 MeV) úgy választottam meg, hogy a mátrix aktiválás elkerülhető vagy elhanyagolható legyen. Ennek előzetes kísérleti ellenőrzésére több mintát sugároztunk be 5-28 MeV közötti ^3He energiákon, a hasznos/mátrix arány minimalizálására. A besugárzások 1 órák voltak és a nyalábáram nem haladta meg a 100 nA-t a céltárgy alacsony olvadáspontja miatt. A felületi réteg eltávolítására maratási módszert használtunk, amelyet AAS (gallium tartalom a marató oldatban) és súlyváltozás alapján történő mérést használtam [88].



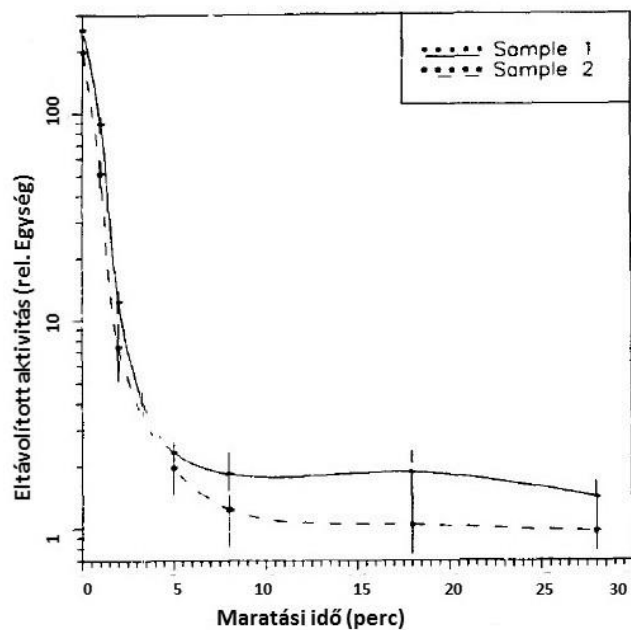
43. ábra Gallium besugárzó mintatartó sematikus rajza: 1-bombázó nyaláb 2-Ga minta 3-réz mintatartó 4-folyékony nitrogén gőz 5-Mylar/Al fóliák 6-O-gyűrű 7-kollimátor 8-vákuumcső

A maratás max. 10 lépésben történt és a maratási lépések között a minta aktivitását többször megmértem, a mintában található pozitron emitterek felezési idő szerinti szétválasztása céljából. A kapott ^{18}F aktivitást megmértem, ennek alapján meg tudtam határozni, hogy mikor jutunk el a térfogati (bulk) oxigén szintjéhez (44. ábra). Az ezután történő újra-oxidáció már nem zavarta a mérést, mert az új oxidréteg már nem tartalmazott radioaktív nyomjelző izotópot. A különböző tisztítási fázisból vett minták nagyon eltérő térfogati oxigén tartalmat mutattak (5.9 – 84 ng/g) [88]. Ezzel igazoltam a nagytisztaságú galliumban az oxigén mikro-szennyező kimutathatóságát a CPAA módszerrel igen alacsony (ppb) érzékenységgel.

2.2.3 ÜVEGEK ZÁRVÁNYAINAK ÉS HIBÁINK VIZSGÁLATA AKTIVÁCIÓS MÓDSZERREL

Az üvegipari termékek gyártása közben a kész termékekben különféle hibák fordulhatnak elő, amelyek befolyásolják az adott termék minőségét és élettartamát. Célul tűztem ki, hogy megvizsgáljuk ezen hibák és a környezetükben előforduló nyomelem összetétel anomáliák összefüggéseit. Egyes könnyű elemek kimutatására a töltött részecske aktiváláson kívül ezúttal a ciklotron másodlagos neutronforrását is felhasználtam a könnyű elemek kimutatására (Ca, Mg, Na, K, Cl). A nyalábot 25 μm -es Kapton fólián keresztül hoztam ki szabad levegőre és 12 és 18 MeV-es protonnyalábokkal sugároztam be a mintákat. Az elektrosztatikus feltöltődés elkerülése érdekében a mintákat vékony Al fóliába csomagoltam. Vizsgáltam szilárd zárványokat, ahol több mint százszoros Zr tartalmat mértem a zárványban, mint a referencia térfogatban és a gyártási eljárást vizsgálva arra a következtetésre jutottam, hogy ez a kemence falából származik. Vizsgáltam még elszíneződéseket, amely főként esztétikai problémát jelent. Neutron, proton és deutron aktivációt alkalmaztam. A referencia mintához képest a vas csoport elemeit találtam a mintában az anomália környezetében, de megjelent a réz a cink és a cirkon is. A szennyezés származását vizsgálva az előbb említett Zr kivételével arra a

következtetésre jutottam, hogy az a bizonyos arányban felhasznált újra feldolgozott üvegben található fém erősítések nem kellően alapos eltávolításából ered [87].

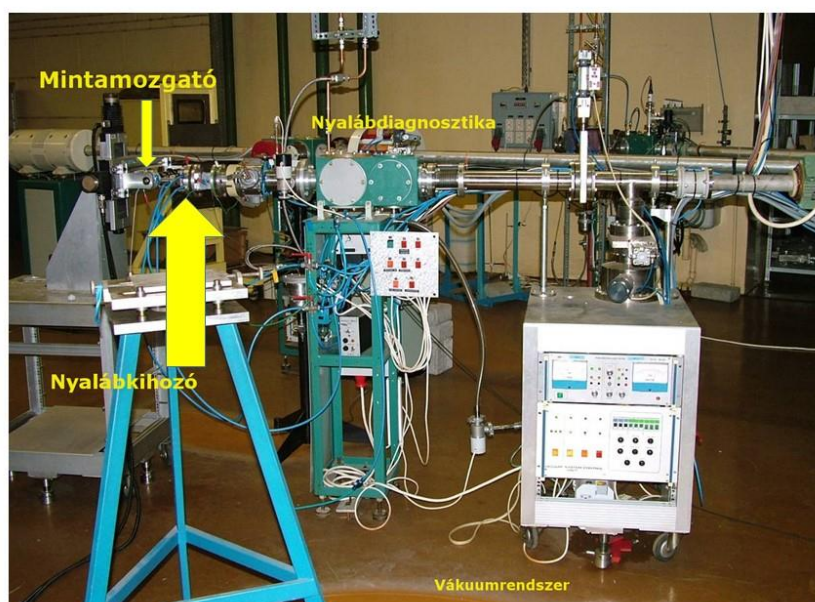


44. ábra Besugárzott gallium minták maratása közben mért aktivitás a maratási idő függvényében

2.3 VÉKONYRÉTEG AKTIVÁCIÓ ÉS ALKALMAZÁSAI

Az aktivációs analízisben és a radioizotópok előállításában szerzett tapasztalataim maguk után vonták, hogy egy újabb kutatási és alkalmazási területen kamatoztassam ezeket az ismereteket. Ezt a területet vékonyréteg aktivációnak nevezik (TLA Thin Layer Activation), amely elnevezés abból ered, hogy a nyomjelző izotópokat töltött részecske aktivációval állítják elő magában a vizsgált anyagban magreakciók segítségével [46, 90-92]. Ez az alkalmazás már a ciklotron labor tervezésének kezdeti szakaszában felmerült [79, 81], de megvalósítására csak az együttműködő partnerek igényeinek felmérése után került sor. A téma indulásakor még számos magyarországi ipari vállalatnak voltak kutatórészlegei, és több ott dolgozó kutatóval összefogva sikerült a témát meghonosítani az ATOMKI-ben. Általában az együttműködő partnerek adták a problémát, mi pedig javasoltuk, megterveztem és megvalósítottuk a radioizotópos technikán alapuló megoldást.

Legelőször az olyan egyszerű és a gyakorlatban gyakran előforduló alapanyagokkal foglalkoztam, mint pl. a vas, réz,... és ezek ötvözeteivel, amelyre a hatáskeresztmetszetek és egyéb magfizikai adatok többnyire ismertek voltak. Besugárzó vákuumkamrával már rendelkezünk, amely azonban csak kisméretű minták befogadására volt alkalmas, ezért az ilyen típusú besugárzásokat túlnyomó részben levegőre kihozott nyalábon végeztem. A kopás, korrózió vagy erózió nyomon követésére más témákból már a nagyérzékenységű félvezető detektor (Ge(Li) majd HPGe) rendelkezésre állt, a kopásvizsgálatokhoz szükséges egyéb berendezéseket (mikroszkóp, vastagságmérő, tribométer, mikrotom, stb.) pedig különböző pályázatokból szereztem be. A besugárzásokhoz dedikált nyalábvéget használtam, minél közelebb a ciklotronhoz a nyalábvezetési idő csökkentése és a minél nagyobb nyalábáram elérése érdekében.



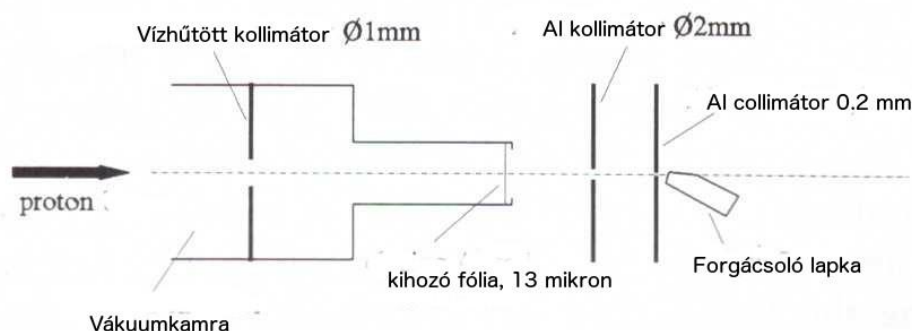
45. ábra TLA nyalábvég a nyalábkihozóval és a mintamozgatóval

2.3.1 ALKATRÉSZEK KOPÁSÁNAK VIZSGÁLATA VÉKONYRÉTEG AKTIVÁCIÓVAL

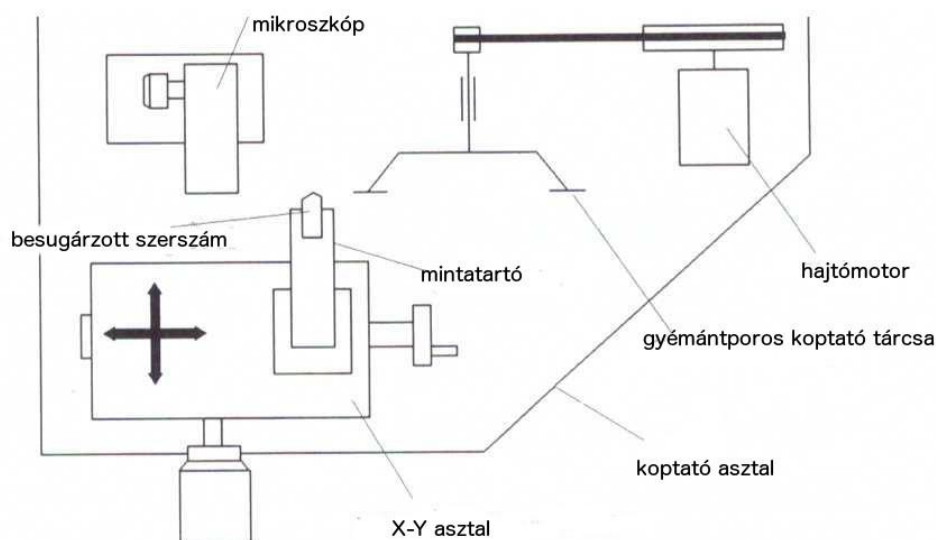
A TLA módszert az együttműködő partnereink által felvetett problémák megoldására használtuk elsősorban. Ezek többnyire valamilyen kopásnak, korróziónak vagy erózióknak kitett alkatrészek vizsgálatára irányultak, amelyekre az alkatrész anyaga, formája, a várható kopás helye és mértéke lehetővé tette a radioizotópos nyomjelzés használatát. A TLA módszer fejlesztésére és az eddigi eredmények és ajánlások összefoglalására részt vettem egy a NAÜ által szervezett CRP programban, ahol egy összefoglaló tudományos és alkalmazási dokumentum (TECDOC) született a NAÜ kiadásában [47], amelynek szerkesztését én végeztem és amelyben néhány, a saját eredményeimet ismertető fejezet is megjelent.

2.3.1.1 KEMÉNYFÉM LAPKÁS FORGÁCSOLÓ SZERSZÁMOK VIZSGÁLATA

Ez a fejezet megelőzi az összes metodológiai és magadatmérésre irányuló alfejezetet, mivel ez volt az a probléma, amellyel először szembesültünk élesben és ezen keresztül oldottuk meg a radioizotópos kopásvizsgálat alapvető feladatait. A bór-nitrid igen nagy keménységű anyag, ezért a forgácsoló szerszámok élét (lapka) rendszerint ebből az anyagból is készítik. A másik hagyományosabb szerszámcsúcs anyag a mesterséges gyémánt. A szerszám nagysebességgel forgó alkatrészsel találkozik, ami jelentős hő és mechanikai terhelést okoz, és a nagy keménysége ellenére a szerszámél az idővel kopik. Ez a kopás olyan mértéket elérhet, amely a vágóél súlyosabb deformációjához vezet, és ez mind a szerszámot és a szerszámgépet, mind a megmunkálandó anyagot károsíthatja. Ennek jelentős költségvonzata van, ezért ennek vizsgálata nemcsak tudományos, hanem gazdasági jelentőségű is. Ezért radioizotópos nyomjelzésen alapuló módszert fejlesztettem ki ezen anyagok kopásának vizsgálatára. A bór-nitrid esetében a $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ ($T_{1/2} = 53.3$ nap) a polikristályos mesterséges gyémánt csúcs esetén pedig az $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ ($T_{1/2} = 77.7$ nap) magreakciót használtam a radioaktív berillium illetve kobalt izotópok előállítására a minta anyagában [93]. A kalibrációs görbét a besugárzott minta kontrollált körülmények közötti csiszolásával vettem fel, a minta aktivitását minden egyes csiszolási lépés után megmérve. A besugárzási geometria az 46. ábrán látható. Az 47. ábrán mutatom be a kalibrációs görbe felvételére szolgáló koptató berendezést. A keményfém lapkák koptatásához olyan koptató felületet használtam, amely speciális pasztában elosztatott gyémántszemcséket tartalmazott. A koptató tárcsa fordulatszáma széles határok között változtatható volt, valamint az érintkező felületek közt ható erőt is szabályozni lehetett.

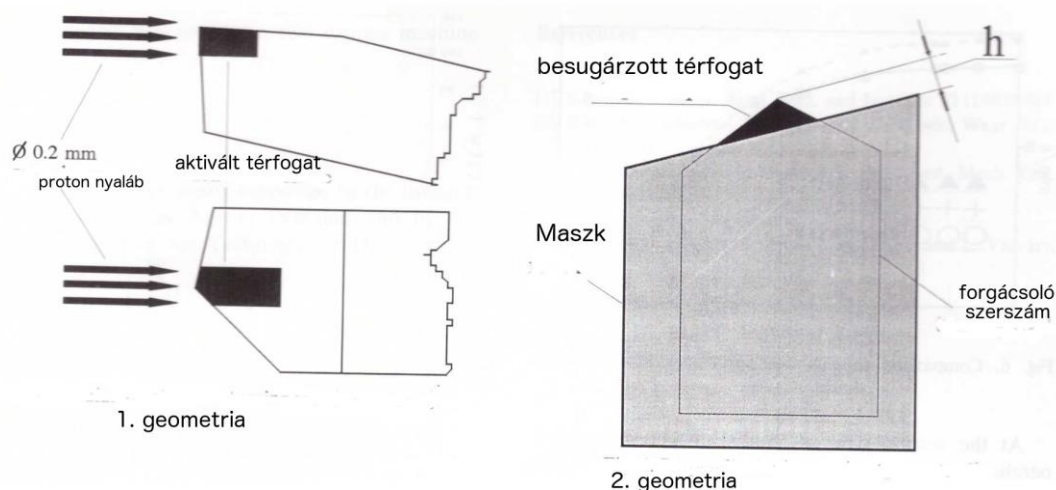


46. ábra Forgácsolószerszámok besugárzására használt elrendezés a debreceni ciklotron nyalábvégén



47. ábra Koptatóasztal a besugárzott mintával és a segédberendezésekkel

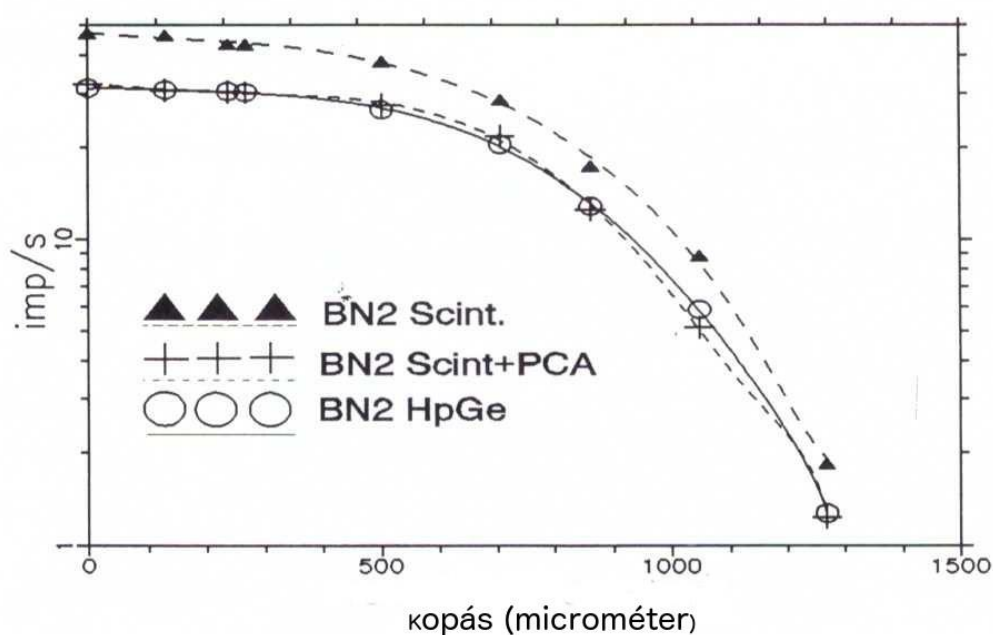
A forgácsoló szerszámok besugárzására kétféle geometriát használtam. Az első összeállításban a besugárzó nyáláb párhuzamos volt a szerszám tengelyével, azaz a várható kopás irányával és a besugárzandó térfogatot egy 0.2 mm átmérőjű kollimátor határozta meg. A kalibrációs görbe, ami ebben az axiális besugárzási geometriában keletkezett, alkalmasnak bizonyult kopásvizsgálatra, de kiszámításához pontos magfizikai adatokra van szükség. A második geometriai elrendezésben a szerszámot oldalirányból sugároztam be, a lehető legnagyobb rendelkezésre álló energiával. Ebben az esetben a besugárzás iránya merőleges volt a szerszám tengelyével, azaz a várható kopás irányával. Ebben az esetben a kalibrációs görbe könnyen megadható, mivel a hatáskeresztmetszet, fékezőképesség, stb. kopásirányú függése kiesik. A két geometria sematikus rajza az 48. ábrán látható.



48. ábra Axiális és laterális besugárzási geometriák

BN szerszámlapok esetén az anyag bór tartalma aktiválódott, gyémántlapka esetén a kötőanyagban egyenletes eloszlásban található vasból keletkezett a radioaktív kobalt izotóp. A

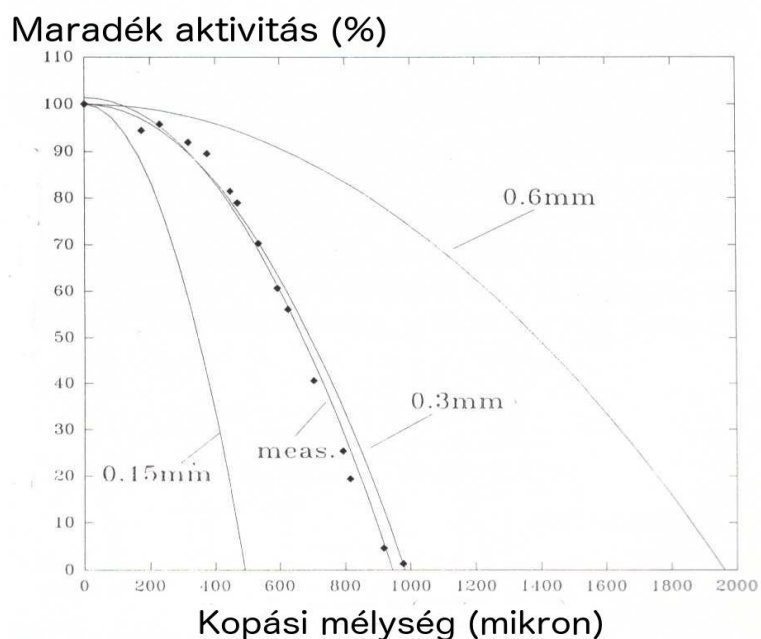
^7Be izotópot eredményező magreakció küszöbértéke nulla, míg a vason történő protonreakció 5 MeV energia felett indul el. A berillium radioizotópnak egyetlen, de intenzív gamma-vonala van (477.6 keV), míg a kobalt izotóp számos nagyenergiás gamma-vonallal rendelkezik (846.8, 1037.9, 1238.3, 1771.5, ...keV) [38, 94]. Figyelembe véve a fenti adatokat az 1. geometriában 8 MeV energiát választottam a gyémánt lapkák besugárzására és 5 MeV-et a BN esetében. A 2. geometriában 18 MeV azaz a ciklotron maximális nyalábenergiáját használtam. A koptatási lépések közötti aktivitásmérésre kétféle detektorrendszert használtam. A nagyfelbontású félvezető HPGe detektoron alapuló spektrométer el tudja különíteni az összes gamma-vonalat és egyenként tudjuk kiértékelni őket. Ez a rendszer viszont költséges, és érzékeny a hőterhelésre, mechanikai rezgésekre, stb., valamint viszonylag nehezen mozgatható. A jóval olcsóbb szcintillációs detektorokon alapuló rendszer kevésbé érzékeny ezekre a hatásokra, és ipari környezetben is jól használható. Felbontása viszont jelentősen rosszabb, ezért minden esetben meg kell előznie egy nagy érzékenységű és felbontású rendszerrel végzett kalibráció. A metodológia fejlesztés során az egyes kalibrációs lépések között a mintákat (maradék aktivitásukat) mindkét detektorrendszerrel megmértem. A koptató padon található mikroszkóp (47. ábra) arra szolgált, hogy a forgácsolószerszámoknak a műszaki szakemberek körében „hátkopásnak” nevezett kopását geometriailag is meghatározzuk [95]. A két különböző detektorrendszerrel felvett kalibrációs görbék az 49. ábrán láthatók.



49. ábra Szcintillációs illetve HPGe detektorrendszerekkel felvett kalibrációs görbék

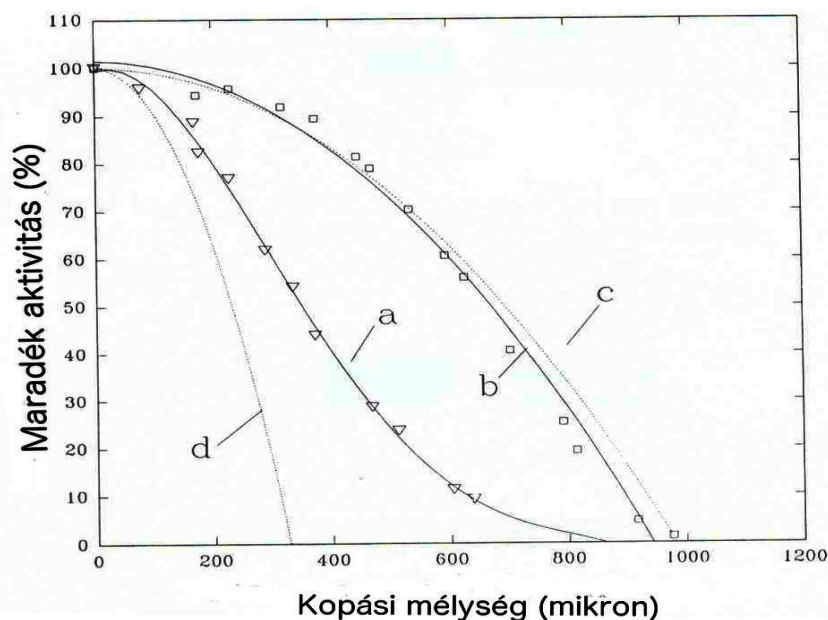
Az 49. ábrából látszik, hogy a HPGe és a szcintillációs detektor + sokcsatornás analizátorral felvett görbék teljesen azonosak, míg az egycsatornás analizátor + számláló elrendezés is az előbbihez hasonló kalibrációs görbét ad. Ezzel sikerült igazolnom, hogy a jóval olcsóbb szcintillációs rendszer is alkalmas a kopás mérésre nukleáris technikával. Meghatároztam még a 2. geometria esetén különböző besugárzási paraméterekre (h az 48. ábrán) a kopási görbéket, köztem a tényleges mérési paraméterhez tartozó görbét is. Az 50. ábrán látható ezen

számítások eredménye a mért értékekkel összehasonlítva. Az ábrán látható, hogy a mérési pontok jól egyeznek a tényleges 0.3 mm-es besugárzási paraméterhez tartozó görbével.



50. ábra Számított kopásgörbék a méréssel összehasonlítva

A következő ábrán a különböző geometriákra számolt és mért értékek összehasonlítása látható.



51. ábra A két besugárzási geometria összehasonlítása BN alapanyag esetén: (a) 1. Geometria, mért, (b) 2. Geometria, mért ($h=0.3$ mm), (c) 2. Geometria, számított ($h=0.3$ mm), (d) 2. Geometria, számított ($h=0.1$ mm)

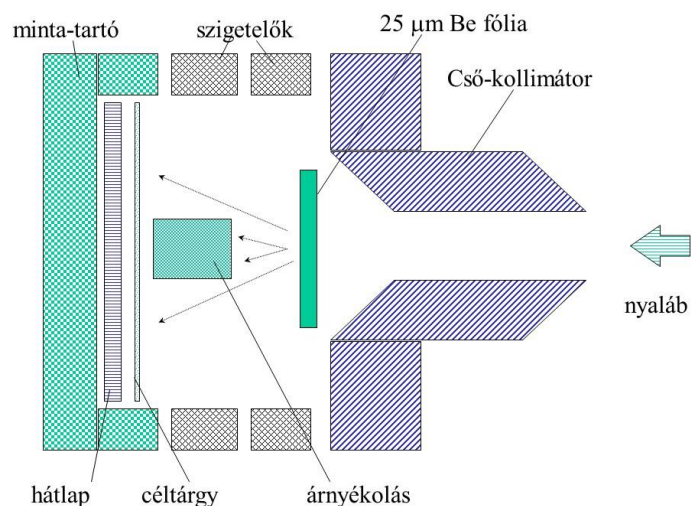
Ebből az ábrából is látszik, hogy a mért adatok jól egyeznek a nekik megfelelő paraméterrel számított adatokkal. Mindkét előző ábrán a kopás az úgynevezett „hátkopás” (flank wear). Az is látható az ábrákból, hogy az alkalmazott mérési módszerrel (direkt módszer) a kopási görbe eleje lapos, ami kis érzékenységet jelent, míg a nagyobb mélységbe jutva a görbe meredeksége, és ezzel együtt az érzékenység nő. Az indirekt módszert használva ez a helyzet megváltozik, mert a levált aktivitást kell mérnünk és összehasonlítani a nulla kezdeti értékkel. Az eltávozó aktivitás összegyűjtése viszont normál üzemmódban nem biztosított, de az alkalmazott hűtőfolyadék alkalmazható erre a célra. A módszer ebben a formában is alkalmas a nagy költségnövekedést okozó szerszám vagy anyagtörés előre jelzésére, és a szerszámcsereére való figyelmeztetésre.

2.3.1.2 RADIOAKTÍV NYOMJELZŐK LÉTREHOZÁSA MÁSODLAGOS IMPLANTÁCIÓVAL

Az előző fejezetekben bebizonyosodott, hogy nagyon sokféle anyagban lehet létrehozni olyan radioaktív nyomjelző izotópokat, amelyek megfelelnek egy adott vizsgálat feltételeinek (vizsgálat időtartama, gamma-energia, előállítás gazdaságosság, stb.). Léteznek viszont olyan anyagokból készült alkatrészek, amelyek nem aktiválhatók töltött részecske besugárzással, vagy a rendelkezésre álló gyorsító berendezés ion és energiatartományán belül. Erre az esetre dolgoztam ki a másodlagos implantáció módszerét, amikor a nyomjelző izotópot létrehozó magreakció egy másik, megfelelő anyagú mintában (rendszerint egy vékony fólia) játszódik le, és az elnyert kinetikus energia következtében az utána elhelyezett anyagba, az energiájától függő mélységbe implantálódik [96-99]. Ez a jelenség a hatáskeresztmetszet mérések során jelentkező, a méréseket megnehezítő kilökődési effektussal azonos. Ezt a jelenséget vizsgáltam még több kísérletben és többféle szempontból.

Először is, a kilökődéskor elnyert kinetikus energia nagyban függ a résztvevő atomok tömegarányától. Ahhoz, hogy minél nagyobb kinetikus energiát nyerjenek a keletkezett radioaktív atommagok, lehetőleg minél nagyobb ion/atom tömegarányt célszerű elérni. A fenti fejezetekből látszik, hogy a legkisebb tömegű nyomjelzésre alkalmas radioizotóp a ^7Be és a debreceni ciklotron legnehezebb bombázó ionja az alfa-részecske. Ennek a párosnak az alkalmazására vékonyréteg aktivációs vizsgálatra végeztem méréseket és számításokat [100]. A ^7Be (53.24 nap, 477.6 keV 10.6%) előállítására szóba jöhet magreakciók a következők: $^{10}\text{B}(\text{p},\alpha)^7\text{Be}$ ($Q = 1.1$ MeV), $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha\text{n})^7\text{Be}$ ($Q = -10.3$ MeV), $^{\text{nat}}\text{Be}(^3\text{He},\alpha\text{n})^7\text{Be}$ ($Q = 0$ MeV), $^{12}\text{C}(^3\text{He},2\alpha)^7\text{Be}$ ($Q = -5.7$ MeV). A legegyszerűbben előállítható és a legkönnyebben kezelhető implantáció céltárgy a berillium volt, ezért vékony (25 μm) Be fóliát használtam erre a célra.

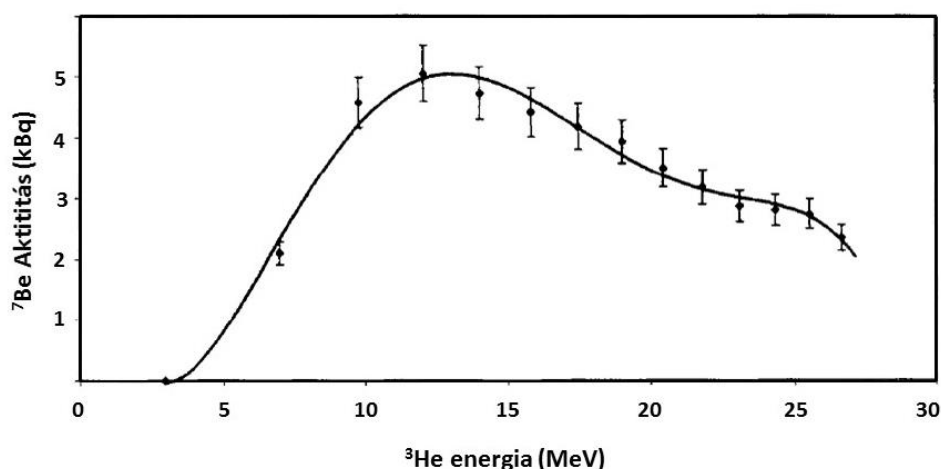
Az 52. ábrán látható céltárgykamrát használtam a másodlagos implantáció mérésére. Az implantáló fólia és a kilökődött radioaktív izotópokat megfogó céltárgy közé a nyaláb útjába egy árnyékolást helyeztem annak megakadályozására, hogy a bombázó nyaláb a céltárgyfóliát közvetlenül érje (károsodás, aktiválás), ezáltal azt is feltételeztem, hogy a kilökődött izotópok nem csak a nyalábirányába, hanem kúp alakban szóródnak a Be fólia elhagyása után.



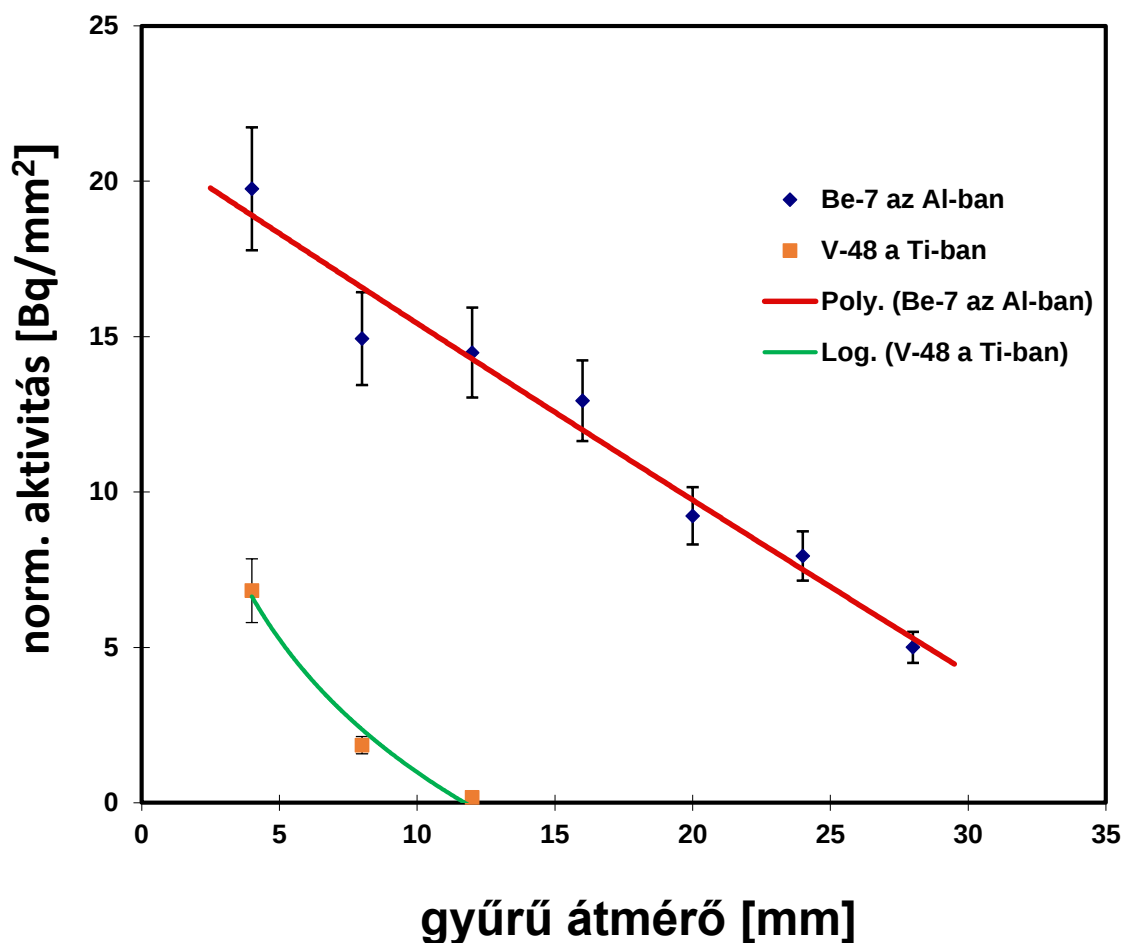
52. ábra Másodlagos implantáció vizsgálatára szolgáló cél tárgykamra

Megvizsgáltam az implantált aktivitást a nyalábenergia függvényében is. 30 perces, 200 nA-es besugárzásokat végeztem 15 db fólián különböző energiákkal, amelynek az eredménye a 53. ábrán látható. Megfigyelhető, hogy a legnagyobb kilökődési hatások 12 MeV körüli energián valósul meg. Ez a görbe összefüggésben van a reakció hatáskeresztmetszetével (70. ábra) is, valamint a kinematikai faktoral.

További vizsgálatokat végeztem még a kilöködött radioizotópok szögeloszlásának vizsgálatára [101], amelyben az implantációs cél tárgyat a nyaláb (mintatartó) tengelyével koncentrikus gyűrűkre (4, 8, 12, 16, 20, 24, 28 mm) vágtam fel és sugároztam be az előbbiekhöz hasonló módon, majd a gyűrűket (a középső nem gyűrű, hanem egy teljes kör) szétválasztva megmértem az aktivitásukat. Ezzel feltételeztem a kilöködött reakciótermékek hengersizmetrikus eloszlását is. A kilöködött reakciótermékek megfogására alumínium fóliát használtam, még a direkt nyaláb Be fólia utáni eloszlásának (szóródásának) vizsgálatára ugyanolyan geometriájú titán fóliát használtam fel a $^{nat}\text{Ti}(^3\text{He},x)^{48}\text{V}$ magreakciókon keresztül.



53. ábra ^7Be kilöködött aktivitása berillium fóliából ^3He bombázás hatására



54. ábra A ^7Be aktivitás eloszlása az Al gyűrűkben és a ^{48}V eloszlása a Ti gyűrűkben a direkt nyaláb kitakarása nélkül

A 54. ábrán látható, hogy az 0.5 cm^2 átmérőjű nyaláb az implantációs fólián szóródott, és nagyobb átmérőben hozott létre ^{48}V aktivitást, mint a kezdeti átmérője. A Be másodlagos implantálásával végezve el a kísérletet ugyanolyan geometriában, látható, hogy a másodlagos kilöködött atommagok jóval nagyobb kúpszögben távoznak, mint a direkt nyaláb. Tehát azt mondhatjuk, hogy lehet találni olyan kitakarást, ami jelen esetben kb. 12 mm, amikor már „csak” implantáció történik és nem direkt aktiválás.

2.3.1.3 NAGYFELÜLETŰ ÉS GÖRBÜLT FELÜLETŰ MINTÁK KOPÁSVIZSGÁLATA

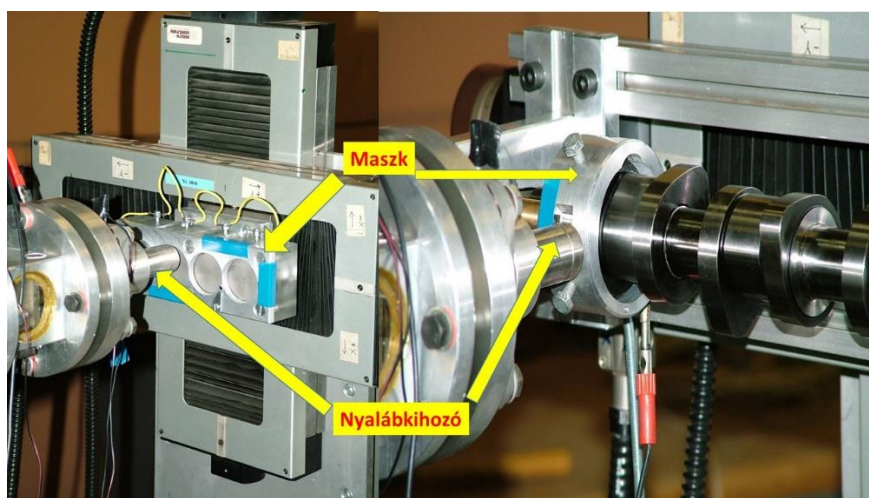
A radioaktív nyomjelzők használatának kidolgozása során megoldandó gyakorlati feladatokkal is szembesültem. Gyakran előfordult, hogy a nyomjelzésre kijelölt felület lényegesen nagyobb volt, mint a gyorsítóból kilépő legnagyobb nyalábfelület, vagy pedig besugárzendó felület nem volt sík, esetleg mindkét feltétel együtt. Ezekre a esetekre egyedileg kellett kidolgozni az aktiválási technikát, de néhány közös dolog volt bennük, amire ezeket a technikákat alapoztam [102].

Nagyfelületű minták besugárzása esetén két lehetőség van. Az egyik lehetőség a töltött részecske nyaláb elektromágneses mozgatása, ami a sugárterápiás gyakorlatban elterjedt

módszer [103], és korlátozott mértékben a debreceni ciklotron nyalábvégein is megvalósítható. A másik, a mi gyakorlatunkban a nagyobb méretek és bonyolultabb felületek miatt könnyebben megvalósítható módszer magának a mintának a mozgatása az ionnyaláb előtt. Ezáltal megfelelő mozgató mechanizmusok (lineáris, rotációs) egymásra építésével nagy és bonyolult felületek is egyenletesen bejárhatók. A minta mozgatása lehet lépcsőzetes (besugárzás több pozícióban) vagy lehet folyamatos, ami nagyobb homogenitást biztosít. Alapvetően a gyorsítóból kilépő nyalábot Gauss eloszlásúnak tekintjük, amit a nyalábsatornában való eltérítést és fókuszálást biztosító eszközök kissé torzíthatnak. Ahhoz, hogy ezzel egyenletesen lefedjünk egy, az eloszlásnál jóval szélesebb felületet, ahhoz vagy a nyalábot, vagy a felületet kell mozgatni. A mi gyakorlatunkban minden esetben a minta mozgatását valósítottam meg.

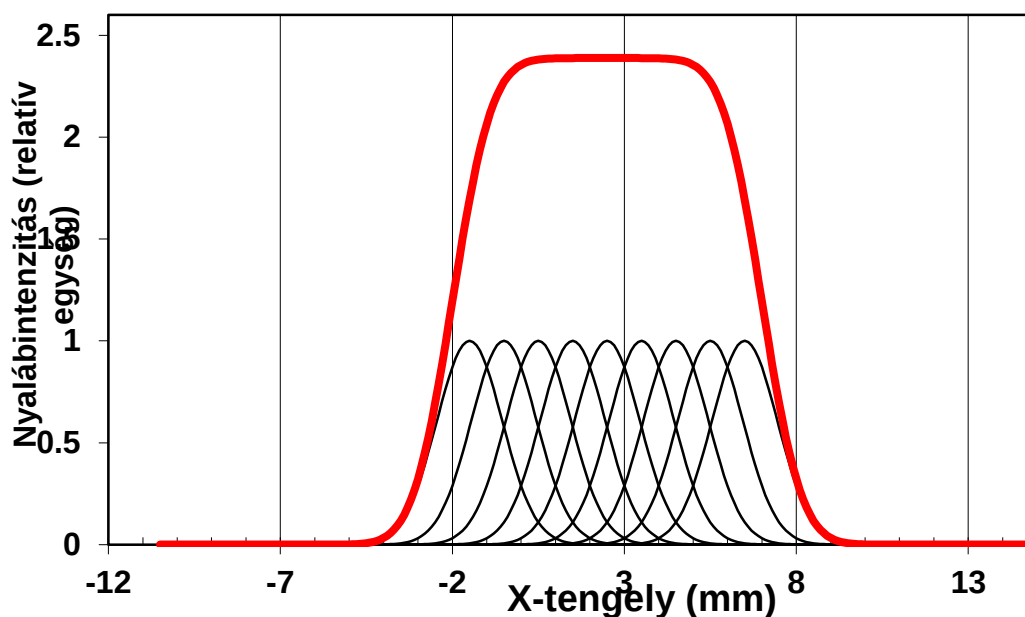
A legbonyolultabb felületek besugárzását úgy valósítottam meg, hogy a nyalábkihozó berendezés elé, egy függőleges helyzetű alaplagra egymásra építettem két lineáris mozgatásra képes léptető motoros asztalt, ezzel létrehozva az x-y térben való mozgatási lehetőséget (z a nyaláb iránya). Ezek léptető motorjai egy számítógépes programmal vezérelhetők, tehát egy tetszőleges felületet be lehet járni velük a síkban. Maga az asztal síkja elforgatható szög alatti besugárzások megvalósításához. Amennyiben a minta görbült felületű, további lehetőség van az asztalra egy hajtóműves motor felszerelésére, ami a minta önálló vagy transzláció közbeni forgását biztosítja. A nem teljes rotációt igénylő forgásokat a transzláció által kiváltott billentő mechanizmusokkal valósítottam meg.

A 55. ábrán kétféle, nagyfelületű (baloldali ábrafél) és görbült (jobboldali ábrafél) minták aktiválására alkalmas elrendezés látható. A baloldali ábrán négy darab egyforma szelepemelő pogácsa egyidejű egyenletes besugárzására alkalmas összeállítás látható, ahol a mintatartó az x-y síkban ír le mozgást megfelelő lépésközökkel. A jobboldali ábrán egy vezérműtengely emelő csúcsának aktiválása látható. Ebben az esetben a csúcs egy kb. 1 cm-es görbületét kellett aktiválni a teljes, kb. 1.5. cm szélességben. Ekkor a mozgatást úgy oldottam meg, hogy az x irányú transzlációt az x-asztal oldotta meg, még a billentést az y-irányú mozgás által létrehozott 20°-os oda-vissza rotáció hozta létre.



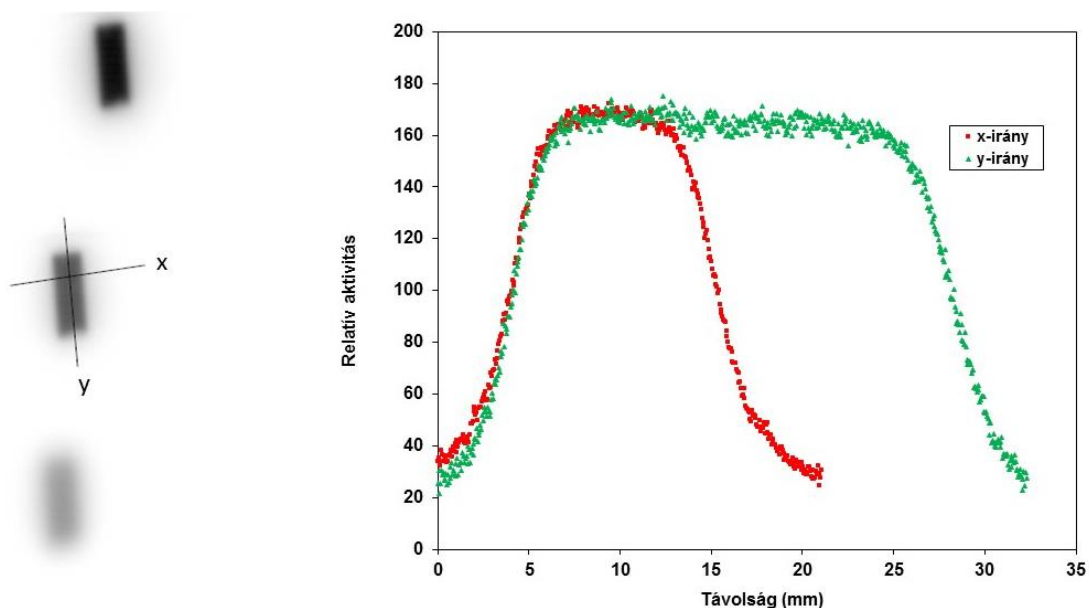
55. ábra baloldali: x-y asztal a nyalábkihozó előtt, a maszkolt céltárgyakkal; jobboldali: billentő mechanizmus az x- asztallal és a maszkolt céltárggyal

Az egyenletes aktiválást a Gauss eloszlású nyaláb folyamatos seprése biztosította, amelynek kétdimenziós vetülete a 56. ábrán látható.



56. ábra Részecskenyaláb szkennelésével létrehozott nyalábeloszlás

Az ábrából látható, hogy már kilenc pozícióban történő besugárzás egyenletes eredményt ad. Ennek a szimulált nyalábeloszlásnak a segítségével lehet a szkennelés lépésközét optimálisra beállítani. A módszer működését egy tényleges kopásvizsgálati feladat közben teszteltem. A besugározni kívánt felület téglalap alakú volt. A besugárzás után a mintákat foszforennyőre helyeztem, és különböző expozíciós időkkel auto-radiográfiás felvételeket készítettem róluk.



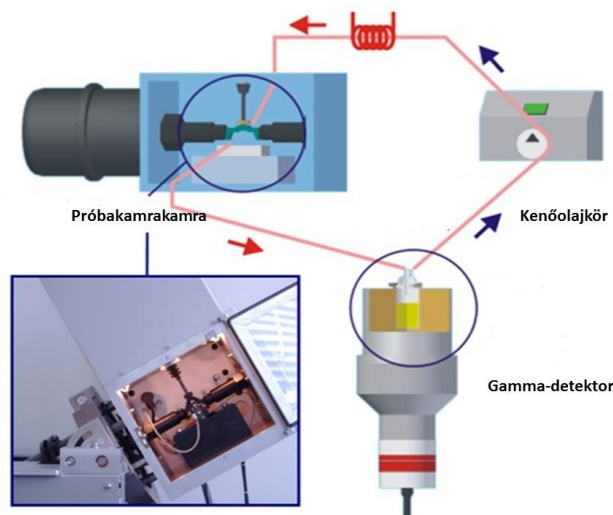
57. ábra Besugárzott téglalap alakú felület foszfor ernyős felvétele és a felvételen megjelölt x és y irányú eloszlások kiértékelése

A 57. ábra bal oldalán három, különböző expozíciós idővel felvett foszforernyős felvétel látható, ahol kiválasztottam azt, ahol az ábra egyetlen része se ment még telítésbe, és megfelelő információmennyiség gyűlt már össze (középső felvétel). Ennek a felvételnek a megjelölt x és y irányában kiértékeltem a képet, amelynek eredménye a jobboldali grafikonon látható. A grafikon megmutatja, hogy a besugárzott folt x (10 mm) és y (25 mm) irányában az aktivitás eloszlás teljesen egyenletes lett, tehát a maszkolás + szkennelés alkalmas módszernek bizonyult homogén nyomjelző eloszlás létrehozására [104].

2.3.1.4 AL-SI-CU ÖTVÖZETEK KOPÁSVIZSGÁLATA

Ez a feladat egy speciális példa volt arra az esetre, amikor a nyomjelezni kívánt alkatrész anyaga csak kis százalékban tartalmazott nyomjelzésre alkalmas elemet. Az alcímbe jelzett ötvözetek egyre inkább elterjedőben vannak az autóiparban, köszönhetően magasnak mondható tömeg/teljesítmény hányadosuknak, beleértve a jó hővezető képességüket és a korrózióállóságukat, és a kopással szembeni kedvező viselkedésüket. Ennek az ötvözetnek a kopással szembeni nagy ellenállóképességét a kemény szilícium kicsapódások okozzák az alumínium mátrixban [105]. A minta felület közeli összetételét XRF vizsgálattal ellenőriztem, és arra jutottam, hogy fő összetevők 76%-ban az alumínium, 18%-ban a szilícium, és a réz csak 3.5-4.5 tömegszázalékban van jelen a minta első 1 μm -es mélységében (összesen 94%). Ezeken kívül még Mg, Fe, Mn, Zn és Ti volt kimutatható a mintában, mindegyikük $< 1\%$ arányban. Feltételeztem, hogy a réz eloszlása a mintában homogén, legalábbis a kopás szempontjából érdekes mélységig. A minták nyomjelzésére a következő magreakció és radioizotóp jöhetett számításba: $^{nat}\text{Al}(^3\text{He},x)^{22}\text{Na}$ magreakció a minta legnagyobb arányú összetevőjén, valamint a keletkező radioizotóp alkalmas lenne vékonyréteg aktivációs kopásvizsgálatra, de az esetleges nagyobb sorozatú ipari megvalósíthatóság érdekében ez a lehetőség a ^3He gáz igen magas ára és az elérhető kisebb nyalábáram miatt kiesett a rostán. További lehetőség az alumíniumon protonnal keltett magreakció, ami szintén a ^{22}Na radioizotópot hozná létre, a magas küszöbenergiája miatt ($>25\text{ MeV}$) nem valósítható meg a debreceni ciklotronon. A szilíciumon létrejövő $^{nat}\text{Si}(d,x)^{24}\text{Na}$ magreakció alacsony hatáskeresztmetszetű [106], és a keletkező radioizotóp 15 órás felezési ideje nem tette volna lehetővé a tervezett feladat elvégzését. A protonnal keltett és ^{22}Na -ot eredményező magreakció szilíciumon 30 MeV-es küszöbenergiájú.

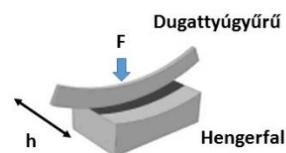
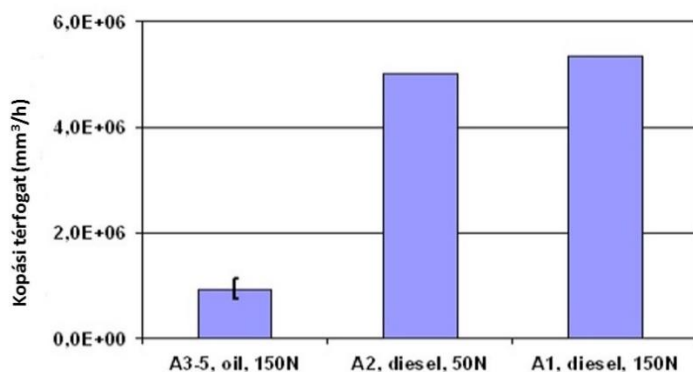
Maradt tehát a legkiseb arányú ötvöző, a réz felhasználása a nyomjelző radioizotóp előállítására [107]. A rézen lezajló $^{nat}\text{Cu}(p,x)^{65}\text{Zn}$ magreakció minden szempontból megfelelő a kopásvizsgálati feladatokra, 2.2 MeV-es küszöbenergiája, 10 MeV körüli 220 mbarn-os hatáskeresztmetszete, 244 napos felezési ideje és 1115 keV-es erős, és mással nem interferáló gamma-vonala miatt. A homogén aktivitás elérése érdekében 10.5 MeV-es protonokat használtam a besugárzásra. Több mintát sugároztam be, egyrészt merőleges besugárzással kör alakú aktivált területet létrehozva, másrészt 15° -os beesési szöggel egy aktivált csíkot hozva létre. A merőleges beesésű besugárzás esetén a teljes aktivációs mélység ezen az energián 630 μm , amelynek csak 5%-a esik a kérdéses 20 μm -be, még a szög alatti besugárzásnál a teljes aktivációs mélység 162 μm volt, és ennek 20%-a a vizsgálandó mélységbe koncentrálódik, ezzel négyszeresére növelve a fajlagos aktivitást a felszín közelében. A besugárzások során az aktivált zóna megtervezésénél ügyeltem arra, hogy az aktivált felület mindig belül legyen a tribológiai aktív tartományon.



58. ábra Teszt tribométer sematikus rajza és fényképe

A 58. ábrán egy teszt tribométer sematikus rajza és a bal alsó sarokban a teszt kamra fényképe látható. Ez a berendezés kisméretű minták kopásának szimulálására szolgál, ahol a teszt kamrában van elhelyezve a radioizotóppal nyomjelzett minta és a kopás során előforduló ellendarabja (pl. egy dugattyúgyűrű szegmens és egy henger szegmens), amelyek beállítható erővel érintkezve, beállítható kimozdulású periodikus mozgást végeznek egymáson. Az állandó hőmérsékletről és a kenésről, a kamrán kívül is keringtetett kenőanyag gondoskodik. Maga a kenőanyag is lehet a vizsgálat tárgya. A kenőanyag átfolyik egy tartályon, ami egy detektor kristályának belsejében van elhelyezve, ezáltal a detektor majdnem 4π szögben képes mérni a folyadék sugárzását. A detektoron belüli tartályban a lekopott részecskék megfogására alkalmas szűrő is elhelyezhető. A detektorral és a hozzá kapcsolt számlálóval vagy spektrométerrel rövid idejű mintákat véve nyomon követhető a kenőanyaggal együtt, a kopó felületekről elvitt radioaktív nyomjelzők mennyisége. Feltételezzük, hogy az összes lekopott térfogat arányos a távozott nyomjelzők mennyiségével.

Számos mintát besugározva ugyanazon körülmények között egy sorozat nyomjelzett alkatrészt állítottam elő, és vizsgáltam a különböző paraméterek hatását a kopásra. Ezek között szerepelt a kenőolaj minősége és fajtája, valamint a súrlódó felületek között ható erő.



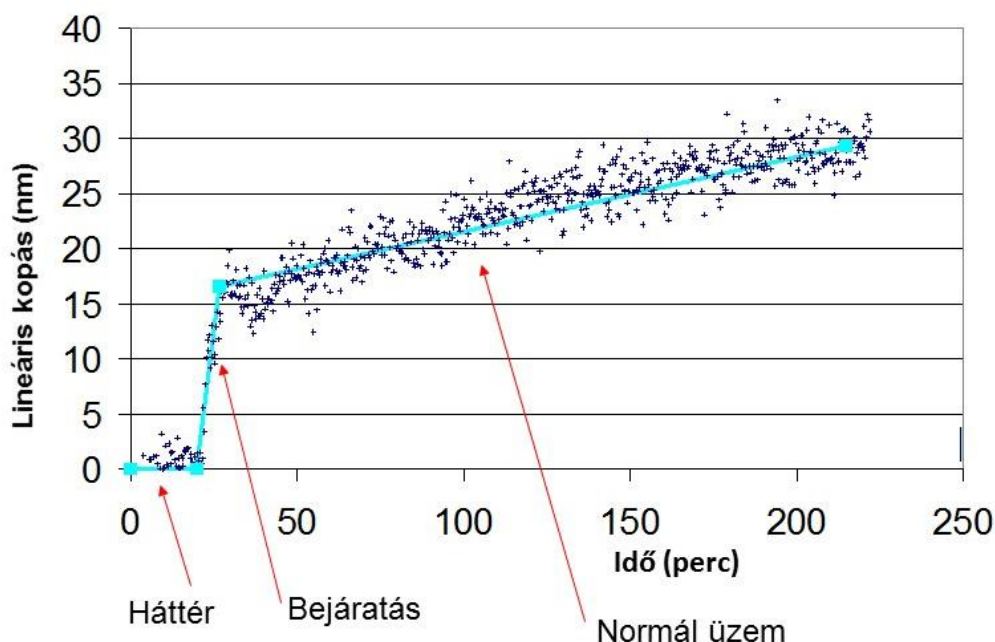
59. ábra Az aktivált mintákkal végzett olaj-teszt eredménye és a koptatási modell

A 59. ábra jobb oldalán látható a dugattyúgyűrűből, illetve a hengerfalból kivágott szegmensek koptatásának sematikus rajza a 58. ábrán bemutatott teszt kamrában. A baloldalon a különböző olajmintákkal elvégzett futtatások láthatók. Az ábrán a detektált radioizotópok alapján számolt kopási térfogatot ábrázoltam a különböző alkalmazott olajokra. Az A3-A5 mintákat gyári kenőolajjal vizsgáltam $F = 150$ N összenyomó erő mellett, ezért erre az adatra hibát is tudtam megadni. Az A2 és A1 mintáknál diesel olajat használtam kenőanyagként, különböző erőhatásokkal. Minden esetben megvártam, hogy a kopás mértéke állandóvá, vagy enyhén növekvővé váljon (üzemi kopás) azaz a rendszer túlhaladjon a bejáratási cikluson. A bejáratási szakaszt onnan lehet felismerni, hogy ekkor a térfogati kopás mértéke meredeken nő. Az ábrából látszik, hogy gyári kenőolajjal használva a kopás jelentősen kisebb mint a diesel olajnál azonos összenyomó erőnél, és az is látszik, hogy az erő háromszorosára való emelése nem növelte jelentősen a kopás mértékét. Az egyes mintapárok összehasonlíthatóságának biztosítására a kopás nyomát optikai konfokális mikroszkóppal vizsgáltam, mivel a minták pontos (párhuzamos) beállítása lényegesen befolyásolta az eredményt.

Az eredmények összehasonlítása érdekében bevezettem a lineáris kopási együtthatót [108, 109].

$$K = \frac{V_w}{F h} \quad (35)$$

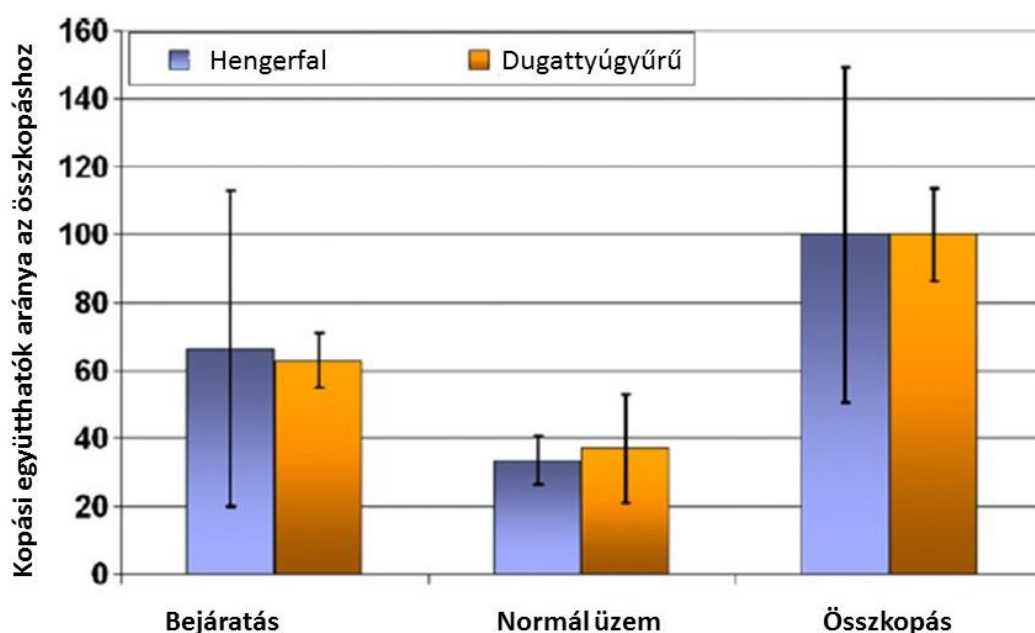
Ahol V_w a lineáris kopási együttható, F a felületeket összenyomó erő és h az elmozdulás nagysága. Megkülönböztetünk kopási együtthatót a bejáratási szakaszra, az üzemi szakaszra és a teljes folyamatra. Mértem mindkét érintkező fél kopását a különböző kopási szakaszokban és összehasonlítottam a kapott eredményeket a kopási együttható segítségével.



60. ábra Tipikus kopásgörbe

Ezek a szakaszok jól megkülönböztethetők a 60. ábrán, ahol az is látható, hogy a fentebb említett mérési körülmények között az u.n. üzemi kopás kb. 20 perc múlva következik be. A fenti görbe nem volt tovább mérve, de lényeges szakasza még a tipikus kopásgörbének, amikor az üzemi körülményekre jellemző enyhén növekvő szakasz ismét meredekebbé válik, ami az alkatrészek végzetes elhasználódására jellemző.

A (35) egyenletben bevezetett dimenzionális lineáris kopási együtthatót megvizsgáltam a két érintkező mintára külön-külön. A hengerfal szegmens, ami a dugattyúgyűrű ellendarabját képezte, nagyrészt vasat tartalmazó ötvözetből készült, úgyhogy ebben az esetben az aktiválást deuteron nyalábbal végeztem és ^{57}Co nyomjelző izotópot állítottam elő.



61. ábra A kopási együttható változása az üzemmódok és az érintkező minták függvényében

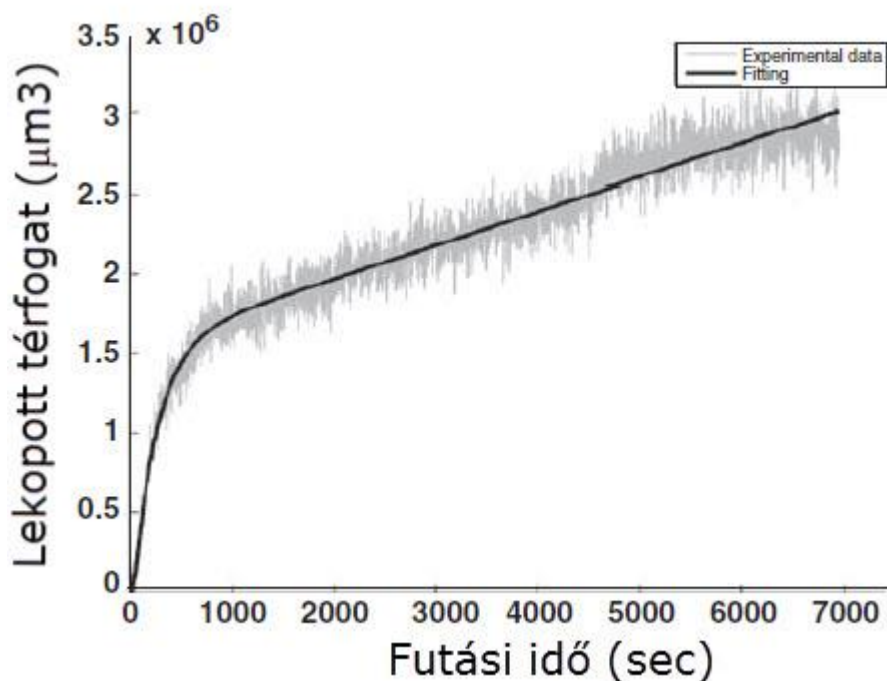
A 61. ábra szerint a bejáratás közben a hengerfal kopik, nagyobb szórással, még a normál üzemben a dugattyúgyűrű kopása a nagyobb, ami elvárható is a tervezéstől, ugyanis a dugattyúgyűrű cseréje jóval egyszerűbb egy elhasznált motor esetén, mint a henger betéte vagy a motorblokké.

2.3.1.5 ACÉLMINTÁK KOPÁSÁNAK VIZSGÁLATA „PIN-ON-DISC” TECHNIKÁVAL

A 58. ábrán látható tribométer kamrát számos egyéb alkatrészpár koptatásának radioizotópos vizsgálatára használtam. Ezek közül egyik a fémgolyó koptatása forgó tárcsán (ball on disc), ami az egyik klasszikusnak számít a tribométer technikában [110]. A legalapvetőbb tribometriai mérések a „tű a lemezen” (pin on disc) technikával működnek, ami azt jelenti, hogy a vizsgálandó (koptatandó) anyagból egy tűt készítenek (néhány mm átmérőjű) amit egy dörzsanyaggal bevont felületű forgó lemezhez nyomva koptatnak [111]. Mivel a golyót nem hagytam gördülni, ezért ez a vizsgálat inkább a „pin-on-disc” módszer feltételeinek felelt meg, azzal a különbséggel, hogy a tárcsa nem forgott. Mind a golyó, mind a tárcsa az AISI 52100 szabványnak megfelelő krómacélból készült (97% vas, 1.5% króm). A kísérletben használt

kenőanyag nagyteljesítményű poli-alfa-olefin volt cink-dithio-foszfáttal (ZDDP). A tribométer olaj keringető rendszerét annyira optimalizáltam, hogy mindössze 50 ml olajra volt szükség a rendszer üzemeltetéséhez. A lyukas szcintillációs detektor pedig biztosította a legnagyobb hatásfokú detektálást. A golyó váltakozó mozgása a tárcsához képest 0.5 illetve 1 mm volt az egyes mérés-sorozatokban, ennek megfelelően a mozgatás frekvenciája 100 illetve 50 Hz volt annak érdekében, hogy az egymáshoz képesti össz-elmozdulás azonos legyen az egyes sorozatoknál. A mintákat összenyomó erő 300 N volt a kétórás teszt futások alatt.

A vizsgálathoz használt golyókat egy 2 mm-es átmérőjű foltban 7.2 MeV-es deuteron nyalábbal sugároztam be, és a mérésekhez a keletkezett ^{57}Co (vasból) és ^{51}Cr (krómból és vasból) radioizotópokat használtam fel. Ügyeltem arra, hogy a minták összesített radioizotóp aktivitása a szabadforgalmi szint [112] alatt maradjon, mivel a besugárzásokat és az első méréseket a debreceni ciklotron mellett, a kopásvizsgálatot pedig a Wiener neustadti AC²T laboratóriumban végeztem. A minták szállítása így nem igényelt külön engedélyes szállítót és szállító eszközt. A mérések szerint a minták aktívált térfogatában a ^{57}Co kb. 1 ppm arányban volt jelen a mátrix túlnyomó részét adó vashoz képest, ami az alkatrész kémiai és fizikai tulajdonságait, és így a tribológia viselkedését sem befolyásolja. Ez $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ Bq}/\mu\text{m}^3$ térfogati aktivitásnak felel meg a vizsgált zónában. A mérhetőség szempontjából ez tökéletesen megfelelt, mivel a mérést még 1-2 nagyságrenddel kisebb aktivitással is el lehetne végezni. Teszteltem a besugárzás hatását az érintkező felületek mikro keménységére, és azt találtam, hogy a keménység értéke a besugárzott zónában és az érintetlen zónában hibahatáron belül azonos.

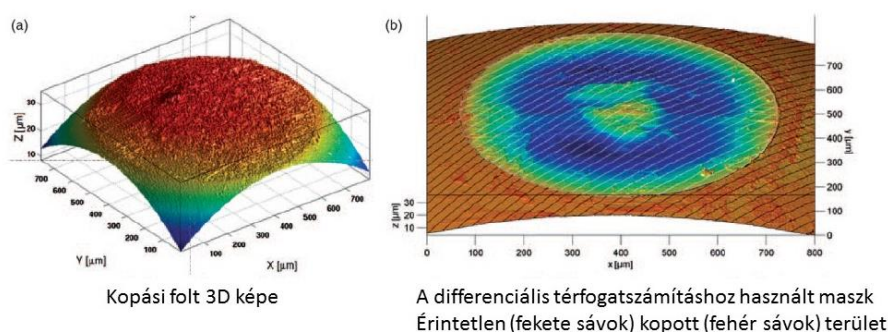


62. ábra A ball-on-disc minta kopásgörbéje RNT módszerrel felvéve

A 62. ábrán a ^{57}Co aktivitás változása alapján felvett kopásgörbe látható, amelyen jól elkülöníthetők a bejáratási és a normál üzemi szakaszok. A mért adatokra exponenciális görbét illesztettem:

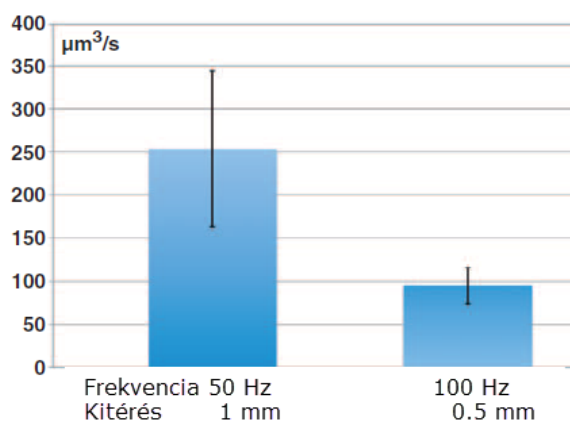
$$V_w(t) = ae^{-bt} + ct + d \quad (36)$$

Ahol a $V_w(t)$ a kopás miatti térfogatváltozás az idő függvényében. Figyelembe véve, hogy a $t=0$ időpontban a térfogatváltozás értéke nulla volt következik, hogy $d = -a$, azaz a paraméterek száma háromra csökkent. A görbéket a legkisebb négyzetek módszere segítségével illesztettem. A paraméterek értelmezése a következő: A „c” állandó a térfogati kopási sebességet jelenti hosszú idő (végtelen) elteltével, a „b” a bejáratási szakasz meredekségét jelenti, és a „d” egy offset érték, ami a nulla időpontban mért térfogati kopási sebességet jelenti, azaz egy háttér értéket. A kopásnak kitett felületekről fehér fényű 3D konfokális mikroszkóppal felvételeket készítettem, és egy speciális szoftver segítségével megbecsültem a lekopott térfogatot (63. ábra). Az így kapott kopási térfogatok aránya $127 \pm 12\%$ volt, ami jónak mondható. A TLA módszer előnye, hogy a térfogati kopás adatokat a mérés alatt folyamatosan szolgáltatja.



63. ábra Konfokális mikroszkóppal készített 3D és differenciális kép a golyó koptatott felületéről

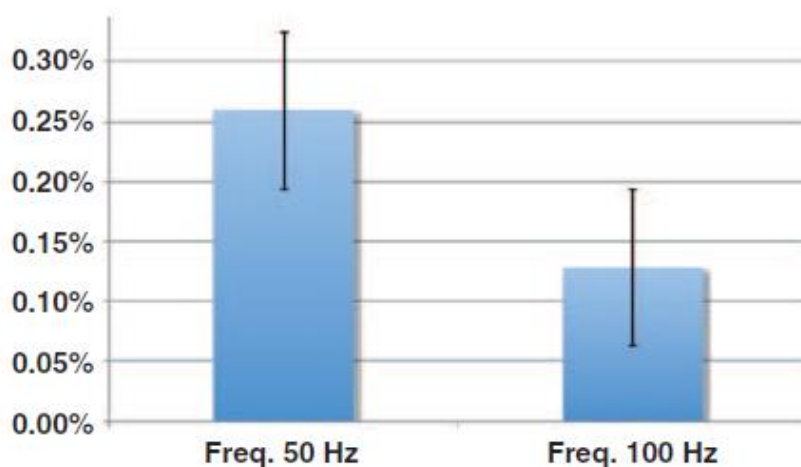
A tesztek során a különböző kopási tulajdonságokon kívül vizsgáltam még a külső paraméterek hatását a kopás mértékére. Ezek közül érdekes eredményt kaptam a frekvencia és kitérés értékétől való függésre.



64. ábra A térfogati kopási sebesség függése a beállított paraméterektől

A 64. ábrán látható kopási sebességek összehasonlításánál mindkét esetben ugyanannyi volt a koptatási idő és a frekvencia-kitérés páros úgy lett megválasztva, hogy a csúszó felületek által egymáshoz képest megtett távolságok egyformák. Az eltérő viselkedés oka az lehet, hogy a 0.5 mm-es kitérés esetén az érintkező zóna ($350\ \mu\text{m}$ átmérőjű kör) a mozgás során önmagával átfedésben van a csúszó felületen, ami a lekopott részecskék időleges akkumulációjával, és ezzel a felületek közti érintkezés csökkenésével járhat, a változatlan összenyomó erő ellenére.

Vizsgáltam még az egyik érintkező anyagról a másikra történő anyagátvitelt, ami kézenfekvő lehetőség volt, mivel csak a golyó, azaz csak az egyik fél volt radioaktív nyomjelzéssel ellátva. Ezért a koptatás után megmértem a tárcsa érintkező felületének aktivitását egy fix geometriában ultrahangos tisztítás után és a következő eredményt kaptam:



65. ábra Anyagtranszport a golyóról a tárcsára a teljes kopási térfogat százalékában

A 65. ábrán látható anyagtranszport mennyiségek egy kettes faktorban különböznek egymástól. Meg kell jegyezni, hogy csak a vas (^{57}Co) transzportját tudtam mérni, noha a Cr sztöchiometrikus arányából kiszámított ^{51}Cr radioizotóp mennyiség még a módszerünkkel mérhető lett volna. Az érdekesség kedvéért egyetlen mintán elvégeztem a kísérletet rossz kenési tulajdonságokkal rendelkező olajjal is, és ebben az esetben a vasátvitel összemérhető volt a kenőanyagban levő lekopott vassal, és a króm átvitel is mérhető volt, igaz csak 80%-os mennyiségben a lekopott krómhoz képest. A tesztek segítségével igazoltam, hogy az alacsony, szabadforgalmi szint alatti aktivitású radioaktív nyomjelzés alkalmas nagy érzékenységű és felbontású kopásvizsgálati feladatok megoldására.

2.3.1.6 VÉKONYRÉTEG AKTIVÁCIÓS VIZSGÁLATOK SZABADFORGALMÚ AKTIVITÁSOKKAL

A szabadforgalmú aktivitással való kopásvizsgálat lehetősége azért merült fel, mert egyes kopásvizsgálati feladatoknál a tervezést, a besugárzást és az első méréseket általában az ATOMKI-ben végeztem, de a besugárzott (nyomjelzett) mintát sokszor az együttműködő partner laboratóriumába kellett szállítani a tribológiai vizsgálatok elvégzésére. Ezt a szállítást csak erre engedéllyel rendelkező szállító végezheti, és emiatt az előírt felszerelés és intézkedések miatt a költségvonzata is igen magas, különösen, ha az illető partner külföldi. Ezért kidolgoztam a szabadforgalmi szint (FHL [113]) alatti (más néven mentességi)

aktivitásokkal történő vékonyréteg aktivációs technikát [112]. A NAÜ és az Európa Bizottság ajánlásain alapuló táblázatok tartalmazzák az egyes radioizotópokra vonatkozó FHL értéket és az összes szükséges számítási és jogi tudnivalókat. Ennek alapvető dokumentuma a szárazföldi veszélyes anyag szállításokkal foglalkozó ADR (Franciául: „Accord européen relatif au transport international des marchandises dangereuses par route”). Hasonló dokumentumok léteznek a vasúti (RID), folyóvízi (AND), tengeri (IMDG) és légi szállításra (ICAO TI / IATA DGR). Az ADR 7. osztálya foglalkozik a radioaktív anyagokkal. Az izotópokat tartalmazó táblázat nagyon hosszú, ezért itt csak egy rövid kivonatot mutatok be, összekombinálva a magfizikai adatokkal. Azokra a radionuklidokra, amelyek nincsenek az ADR táblázatban felsorolva (pl. a ^{92m}Nb) külön szabályok vonatkoznak, vagy pedig igen alacsony határértékkel (mint ismeretlen izotóp) szállíthatók.

3. táblázat A vékonyréteg aktivációhoz tartozó radioizotópok néhány magfizikai adata és a mentességi aktivitásuk

Radioizotóp	Felezési idő (nap)	FHL (kBq)	Legerősebb γ -vonal (keV)	Elágazási arány (%)	Más γ -vonal (keV)	Elágazási arány (%)
^{57}Co	272	1000	121	85.6	136.5	10.7
^{56}Co	77	100	847	100	1238	67
^{58}Co	71	1000	811	99	864	0.7
^{48}V	16	100	984	99.98	1312	97.5
^{51}Cr	28	10000	320	10	-	-
^{52}Mn	5.6	100	1433	100	744	90
^{22}Na	950	1000	1275	99.9	-	-
^{65}Zn	244	1000	1116	50.6	770.6	0.003
^{88}Y	107	1000	1836	99.2	898	93.7
^{56}Ni	6.1	1000	158	98.8	811.8	86
^{67}Ga	3.3	1000	93	39.2	185	21.2
^{89}Zr	3.3	1000	909	100	1713	0.76
^{92m}Nb	10.2	10*	934	99	913	1.78

Abban az esetben, ha az elküldendő mintánk, vagy mintáink több radioizotópot tartalmaznak, akkor a mentességi szintnek való megfeleltetést a következőképpen számíthatjuk ki:

$$FHL_{sum} = \frac{A_1}{FHL_1} + \frac{A_2}{FHL_2} + \dots + \frac{A_n}{FHL_n} \quad (37)$$

Ahol az $FHL_{sum} < 1$ feltételnek kell teljesülnie ahhoz, hogy a küldemény szabadforgalmú aktivitású legyen, ahol A_i az i -edik izotóp aktivitása (kBq) és az FHL_i az i -edik izotópra vonatkozó mentességi aktivitási szint (3. táblázat 3. oszlop, vagy ADR). Az előző fejezetekben felsorolt konkrét kopásvizsgálati példák nagy részét mentességi szint alatti aktivitásokkal valósítottam meg. Ehhez természetesen a nagy érzékenyséű mérőberendezésen kívül egyéb trükkökre is szükség volt, ilyen például az a megoldás, hogy az alkatrészek kopását a kopó

felületekből kivágott kis mintadarabokon vizsgáljuk, ezáltal a szükséges aktivitásmennyiség és a hordozó folyadék (hűtő- vagy kenőanyag) mennyiségét is jelentősen le lehet csökkenteni. Ha az FHL alatti aktivitásokat összekombináljuk a szög alatti besugárzással (amennyiben az alkatrész geometriája ezt megengedi), akkor további aktivitás sűrítést érhetünk el a vizsgálandó térfogatban, ami megint csak a mentességi aktivitások használatát teszi lehetővé.

2.4 NYOMJELZÉSRE HASZNÁLHATÓ RADIOIZOTÓPOKRA VEZETŐ

MAGREAKCIÓK MAGFIZIKAI ADATAINAK VIZSGÁLATA

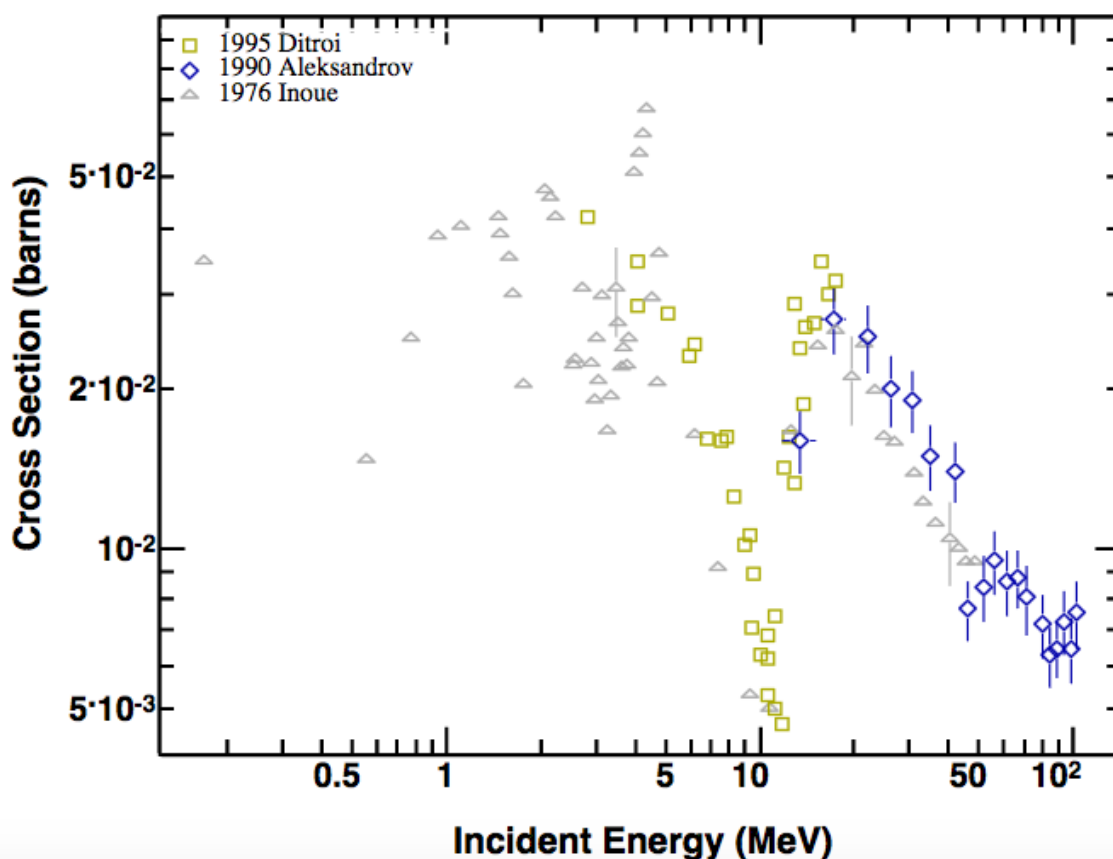
Az előzőekből kiderült, hogy a mért aktivitás változások korrekt kiértékeléséhez pontos hatáskeresztmetszet (és egyéb magfizikai) adatokra van szükség. Ugyanez érvényes az orvosi és ipari célú radioizotópok előállítására alkalmas magreakciókra valamint az úgynevezett monitorreakciókra. Ezért csoportunk szisztematikus vizsgálatokat végzett és végez ma is ezen reakciók hatáskeresztmetszet, hozam, és egyéb magfizikai paramétereinek meghatározására, amelyben én a vékonyréteg aktivációhoz felhasználható magreakciókra koncentráltam.

2.4.1 ^7Be ELŐÁLLÍTÁSÁRA VEZETŐ MAGREAKCIÓK

Mint az előző fejezetek egyikében is megmutattam a ^7Be radioizotóp nagyon alkalmasnak bizonyult radioaktív nyomjelzéses kopásvizsgálathoz, ezért ezt az izotópot kivéve a későbbiekben ismertetett rendszerből, előállításának lehetőségeit külön tárgyalom. Az is kiderült, hogy az irodalomban megjelent hatáskeresztmetszetek nem elég pontosak, ezért új méréseket végeztem a fenti reakció töltötttrészecske indukált hatáskeresztmetszetének meghatározására [114]. A méréshez az u.n. fóliacsomag (stacked foil) módszert használtam, amelyben egy sok fóliából álló céltárgycsomagot sugárzunk be egyetlen besugárzás során, lefedve ezzel a kérdéses energia-tartományt. A $^{\text{nat}}\text{Be}(p,x)^7\text{Be}$ és a $^{\text{nat}}\text{Be}(d,x)^7\text{Be}$ magreakciókat vizsgáltam. A berillium izotóp egyetlen gamma-vonalát mértem (477.56 keV, 10.3%). A céltárgyakat 25 μm vastag Ni-B-Si (90.60%, 4.52% és 4.90%) fémüveg fóliákból állítottam elő. A céltárgyak összetételének ellenőrzésére CPAA, XRF és ICP módszerek eredményét hasonlítottam össze. További 50 μm vastag alumínium fóliákat illesztettem a céltárgycsomagba a lefedett energiatartomány kiszélesítése érdekében valamint 10 μm -es réz fóliákat nyalábparaméterek monitorizálására. A besugárzásokat 18, 14.5 illetve 12 MeV-es proton energiákon valamint 10 MeV deuteron energián végeztem el több kísérletben. A nyalábáram nem haladta meg a 200 nA-t (deuteron nyaláb esetén a 100 nA-t) az érzékeny anyagok hőterhelésének elkerülésére. A korrekt árammérést 100 V szupresszor feszültség alkalmazásával biztosítottam. A mintákat a besugárzás után egy héttel, nagyfelbontású HPGe spektrométerrel mértem. A hosszú „hűtési” időre a vascsoport elemeiből (pl. a Ni) keletkező, és a ^7Be -hoz nagyon hasonló gamma-energiával rendelkező, de rövid felezési idejű ^{55}Co ($E_\gamma = 477.2$ keV, $T_{1/2} = 17.54$ óra) izotóp eliminálása miatt volt szükség. Az 66. ábrán látható és a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (NAÜ) EXFOR töltötttrészecske indukált magreakció adatbázisában [115] van rögzítve. Az ábrából látszik, hogy az erre vonatkozó munkám új és pontosabb eredményeket adott éppen abban az energia tartományban, ahol ezt a reakciót vékonyréteg aktivációra lehet használni. Ebben a tartományban a hatáskeresztmetszet erősen változik, ezért az új méréseim jelentősen segítettek tisztázni a kétes értékeket is ebben a tartományban. A hatáskeresztmetszet görbén látható szignifikáns minimum abból származik,

hogy itt a nulla küszöbértékű $^{10}\text{B}(\text{p},\alpha)^7\text{Be}$ hatáskeresztmetszet eltűnik és a 9.5 MeV-es küszöbértékű $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)^7\text{Be}$ hatáskeresztmetszet meredeken emelkedni kezd. Új értékeim az átfedő energiatartományban jól egyeznek a korábbi kísérletek eredményivel [116, 117].

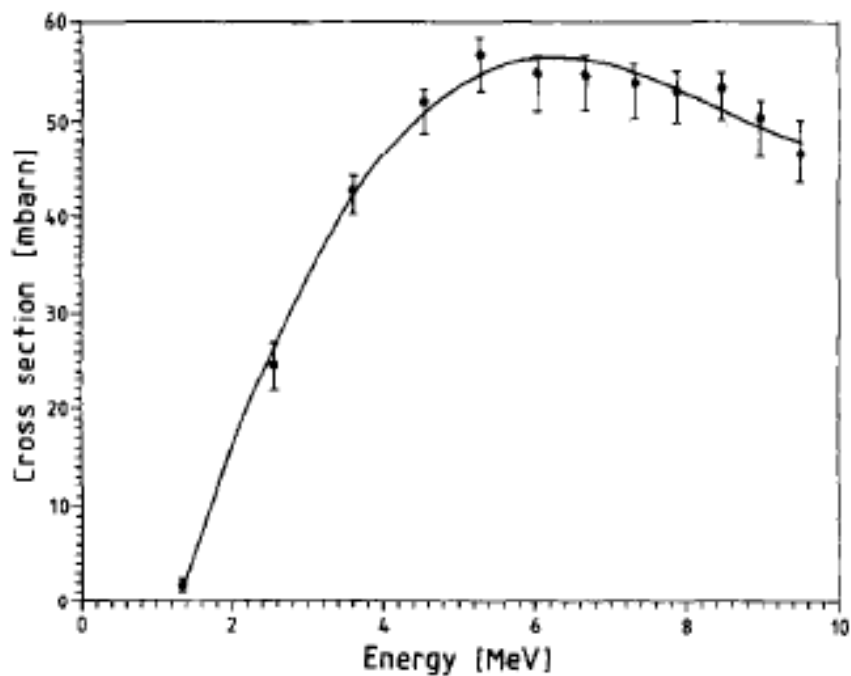
5-B-0(P,X)4-BE-7



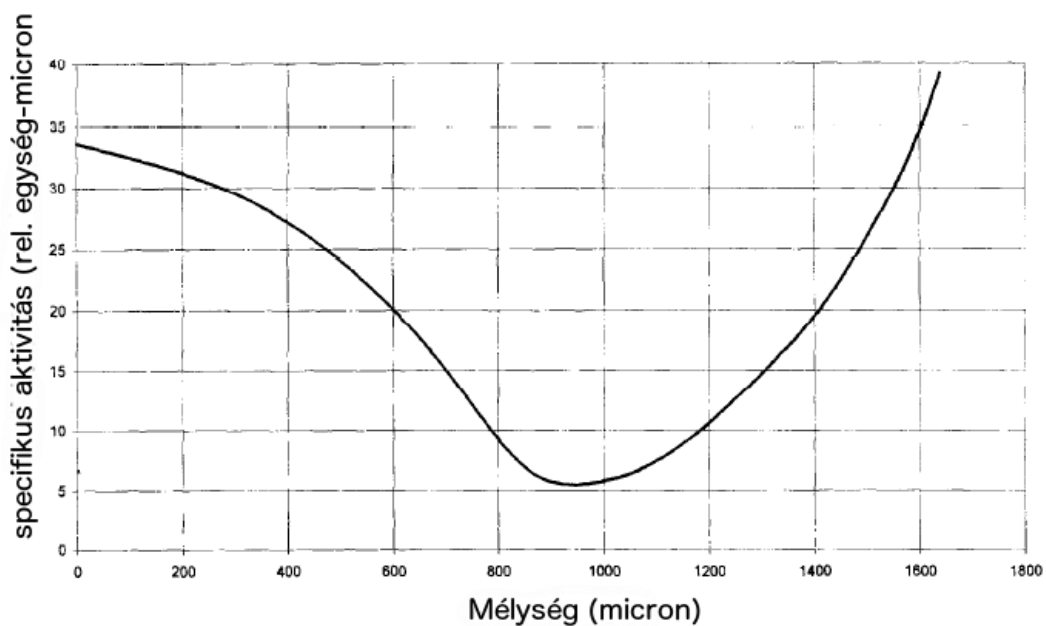
66. ábra A $^{nat}\text{B}(\text{p},\text{x})$ magreakció hatáskeresztmetszete (EXFOR)

Az 67. ábrán ugyanebben a mérésorozatban a deuteronok által keltett magreakciók által mért hatáskeresztmetszete látható. Ebben az esetben az eredeti ábrát közöltem, mivel az EXFOR adatbázisban azóta sem szerepel újabb kísérleti eredmény erre a reakcióra. Az 66. és az 67. ábrából látszik, hogy mindkét reakciónak van olyan szakasza (a proton reakció esetén minimum 11 MeV körül és maximum 19 MeV körül, a deuteron indukált magreakció esetén elég lapos maximum 6 MeV körül) ahol a hatáskeresztmetszet viszonylag lassan változik. Az aktivációs energiát ezen pont felé választva olyan mélységi eloszlást érhetünk el, amelyben az aktivitás egy bizonyos mélységig állandó (hibahatáron belül). Ez jelentősen megkönnyíti a mérési eredmények kiértékelését, mert egy számított vagy mért kalibrációs görbe helyett csak egyetlen értéket kell használni az aktivitás mélységgé való konvertálására. Ez különösen a jelenség mélyebb fizikájához nem értő ipari együttműködő partnereknél jelent nagy segítséget. Az 68. ábrán látható, a hatáskeresztmetszet és az anyagra vonatkozó fékezőképesség segítségével számolt görbe. Ezen az ábrán is megfigyelhető az előbb említett lapos szakasz (900 és 1000 μm között), ami éppen a 11 MeV körüli minimumnak felel meg a

hatáskeresztmetszet görbén. Ha kicsivel ezen energia felett sugározzuk be a mintát, akkor ez a szakasz a minta felszínére esik.



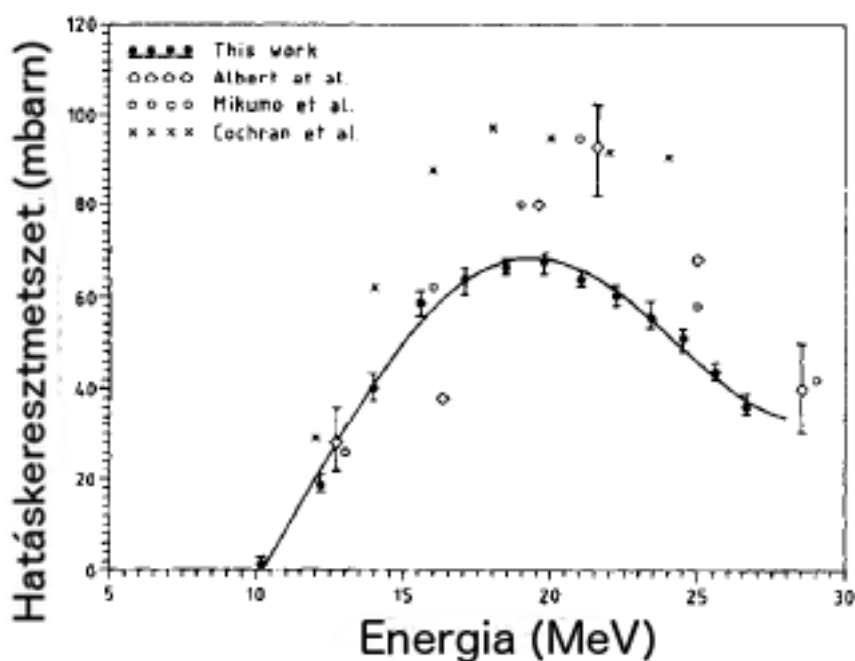
67. ábra A ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{x})$ magreakció által mérést hatáskeresztmetszete



68. ábra A protonreakcióra a hatáskeresztmetszete meghatározott specifikus aktivitás görbe (18 MeV proton)

A fenti kísérletileg meghatározott hatáskeresztmetszetekből az integrális fizikai hozamokat is kiszámoltam [114], amit összehasonlítottam más irodalmi eredményekkel [118] és jó egyezést tapasztaltam.

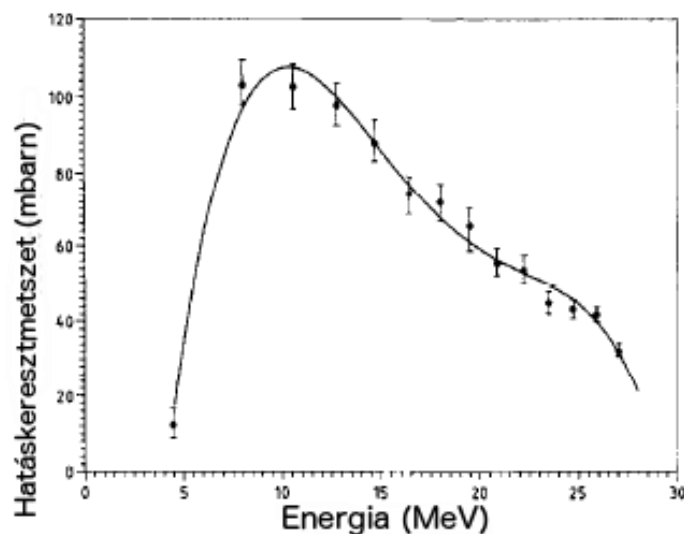
A ^7Be előállítás természetes borból az előbbiek szerint nagyon kedvezőnek bizonyult, viszont bört csak nagyon kevés szerkezeti anyag tartalmaz, és ha igen, akkor sokkal kisebb mennyiségben mint pl. a BN keményfém szerszámlapka. Ezért más utakat is megvizsgáltam a ^7Be radioizotóp előállítására. Ilyen lehetséges útvonalnak mutatkozott maga a berillium a $^9\text{Be}(^3\text{He}, \alpha n)^7\text{Be}$ magreakción keresztül ($Q > 0$) és a szénen lejátszódó $^{12}\text{C}(^3\text{He}, 2\alpha)^7\text{Be}$ ($Q < 0$) [119]. A besugárzásokat az előzőekhez hasonlóan a fóliacsomag módszerrel végeztem, ahol a szén vizsgálatára 25 μm -es Kapton (poli-imide) fóliákat, a berillium céltárgyként pedig ugyancsak 25 μm vastag nagy tisztaságú berillium fóliákat használtam. Közéjük 9 μm -es alumínium fóliákat helyeztem a kilökődött radioaktív termékek megfogására. Az összes fólia a Goodfellow cégtől származott. A fóliacsomagokat úgy állítottam össze, hogy a csomag teljesen megállítsa a ciklotron által biztosított maximális energiájú (28 MeV) bombázó ionokat. Ez Kapton esetén 13 Kapton+Al pár volt, míg a berillium + Al esetén ez a szám 14 volt. A Kapton fólia sztöchiometrikus arányban tartalmazta a szénatomokat. A nyalábáram nem haladta meg a 200 nA-t és 100 V-os szupresszor feszültséget is alkalmaztam a kilépő elektronok visszafordítására. Egyébként a mérési elrendezések és megfontolások azonosak voltak az előző esettel. A szén/berillium fóliában mért aktivitásokhoz hozzáadtam a mögötte levő Al fóliában mért ^7Be aktivitást (kilökődés).



69. ábra A $^{12}\text{C}(^3\text{He}, 2\alpha)^7\text{Be}$ magreakció mért hatáskeresztmetszete

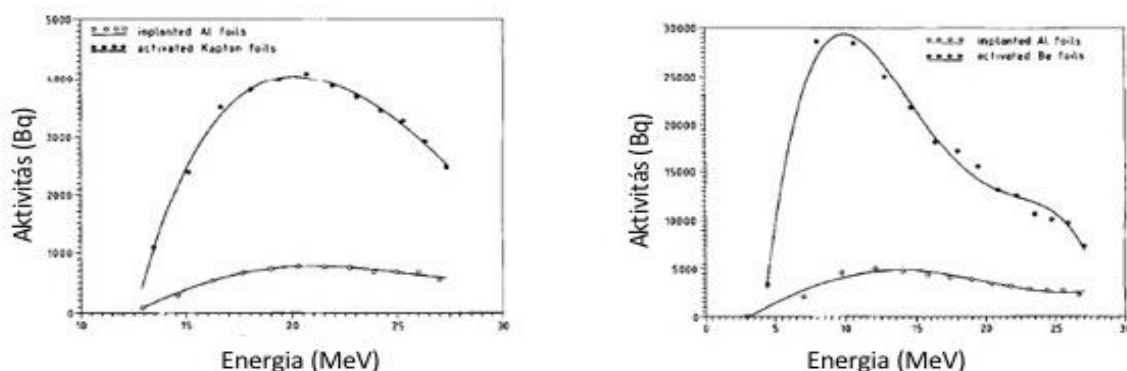
Az általam mért eredmények a 69. ábrán láthatók, az irodalomban talált korábbi mérésekkel [118, 120, 121] összehasonlítva. Az előző mérések szórt értékeihez képest láthatóan egy sima görbét kaptam. Az EXFOR adatbázis a mai napig is csak az általam mért értékeket tartalmazza.

Az ábrából az is látszik, hogy a ^3He által szénén keltett hatáskeresztmetszetek összemérhetők az előző szakaszban tárgyalt proton és deuteron indukált hatáskeresztmetszetekkel bóron.

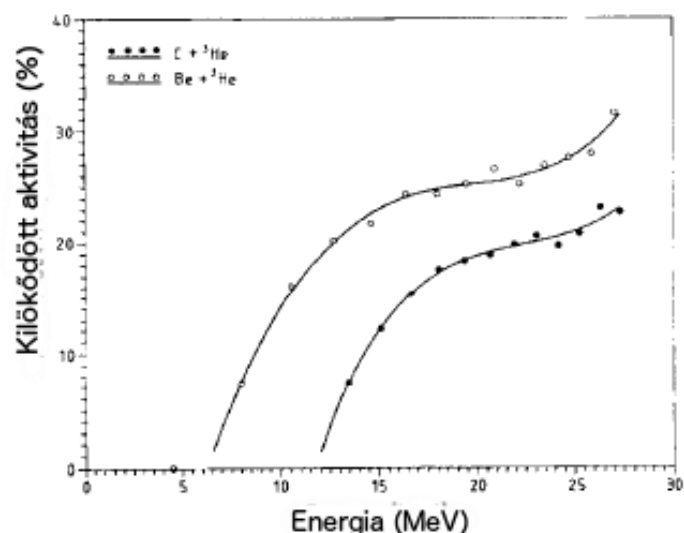


70. ábra A $^9\text{Be}(^3\text{He}, n\alpha)^7\text{Be}$ magreakció mért hatáskeresztmetszete

A berilliumon lejátszódó ^3He indukált magreakcióra nem volt ismert irodalmi érték. A 71. ábrán látható a kétféle céltárgy esetére a kilökődési effektus tanulmányozása, nevezetesen egyes, a fenti magreakciókban keltett radioaktív magok olyan nagyságú és irányú kinetikus energiát nyerhetnek, hogy a fólia nyalábtól távoli oldalán a felszín közeli rétegekből átjuthatnak az azt követő Al fóliába. Ez a jelenség mindkét esetben megfigyelhető, és a hatáskeresztmetszet mérésekben figyelembe kell venni. Az eredmény még szembe tűnőbb, ha a kilöködött aktivitást a céltárgyfóliában keletkezett aktivitás arányában adjuk meg. Ezt szemlélteti a 72. ábra. Ezek az ábrák előre vetítik egy új nyomjelzési lehetőség megvalósíthatóságát. Nevezetesen, ha a céltárgy anyaga a rendelkezésre álló bombázó részecskével és energián nem aktiválható, akkor másodlagos implantációval lehet radioaktív izotópokat juttatni a felszín közeli rétegekbe.



71. ábra Céltárgyfóliákban és azt követő alumínium fóliákban mért aktivitások a kilökődési effektus tanulmányozására

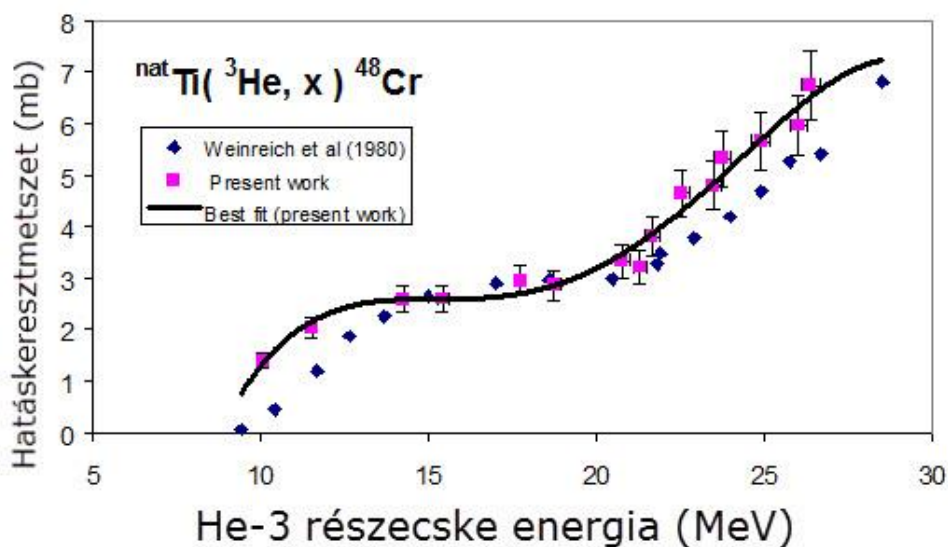


72. A szén és berillium céltárgymagok kilökődött aktivitása a hozzá tartozó céltárgyfóliában keletkezett aktivitás százalékában.

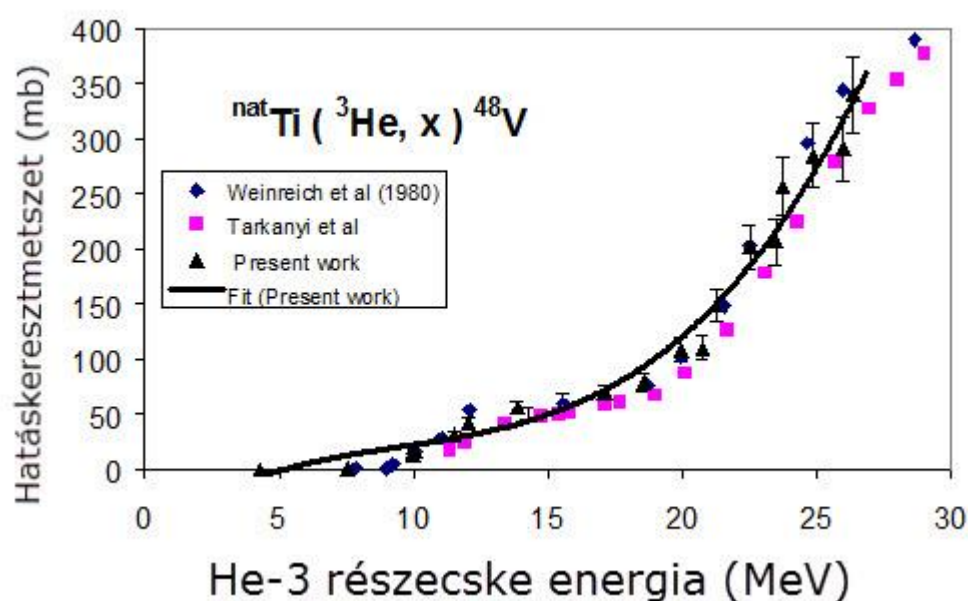
2.4.2 MAGREAKCIÓK ³HE GERJESZTÉSSEL

2.4.2.1 ³HE INDUKÁLT MAGREAKCIÓK TITÁNON

Mivel a titán az egyik leggyakrabban előforduló alapanyag és ötvöző a különböző ipari szerkezeti anyagokban, érdemesnek mutatkozott a hiányzó hatáskeresztmetszetek meghatározása. A titán ezen kívül még igen gyakori monitor anyagként is szerepel a hatáskeresztmetszet mérésekben. A ³He adatok a különböző adatbázisokban még hiányosak, vagy nem elég pontosak, ezért a debreceni ciklotron energiatartományán belül új méréseket végeztem a Ti alapanyagon előforduló reakciókra [122, 123]. A mérések során a ^{nat}Ti(³He,x)⁴⁸Cr és a ^{nat}Ti(³He,x)⁴⁸V magreakciókra határoztam meg új hatáskeresztmetszeteket. A kísérleti összeállítás azonos volt az előző fejezetben leírtakkal, a hatáskeresztmetszetekre kapott eredmények a 73. és a 74. ábrákon láthatók.

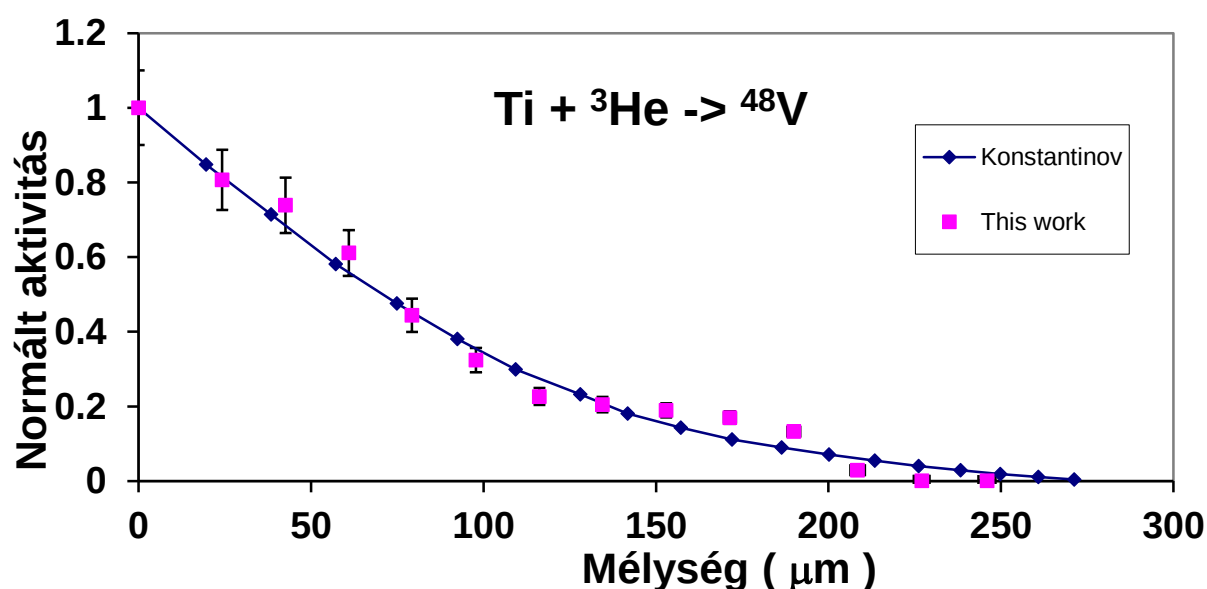


73. ábra A ⁴⁸Cr ³He aktiválással keltett hatáskeresztmetszete titánon

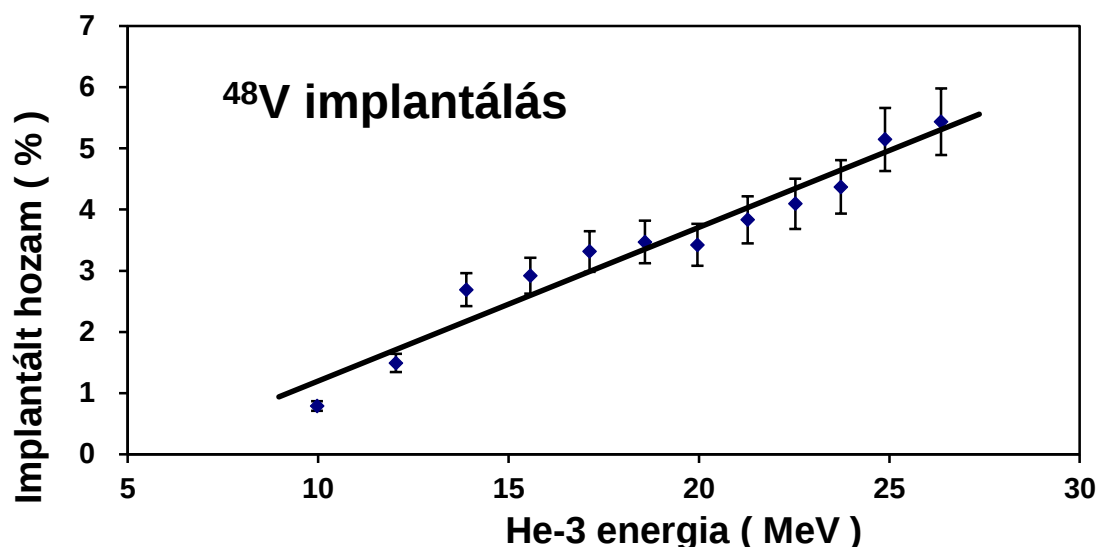


74. ábra A ${}^{48}\text{V}$ ${}^3\text{He}$ aktiválással keltett hatáskeresztmetszete titánon

Az ábrákon látszik, hogy az új értékek részben jól egyeznek az előző mérések eredményeivel [124, 125] részben új értékeket adnak. Itt is megvizsgáltam a kilökődési effektust, mivel a ${}^3\text{He}$ viszonylag nehéz bombázó ion és az energiával növekvő kilökődött aktivitást találtam, ami 1 és 5% között változott az energia növekedtével [122]. A vékonyréteg aktivációhoz alkalmas ${}^{48}\text{V}$ izotópra meghatároztam a mélységi eloszlást és az implantációra jellemző hozamokat is megmértem. Ennek eredménye a 75. és a 76. ábrán látható.



75. ábra ${}^{48}\text{V}$ mélységi eloszlása 28 MeV ${}^3\text{He}$ besugárzásból



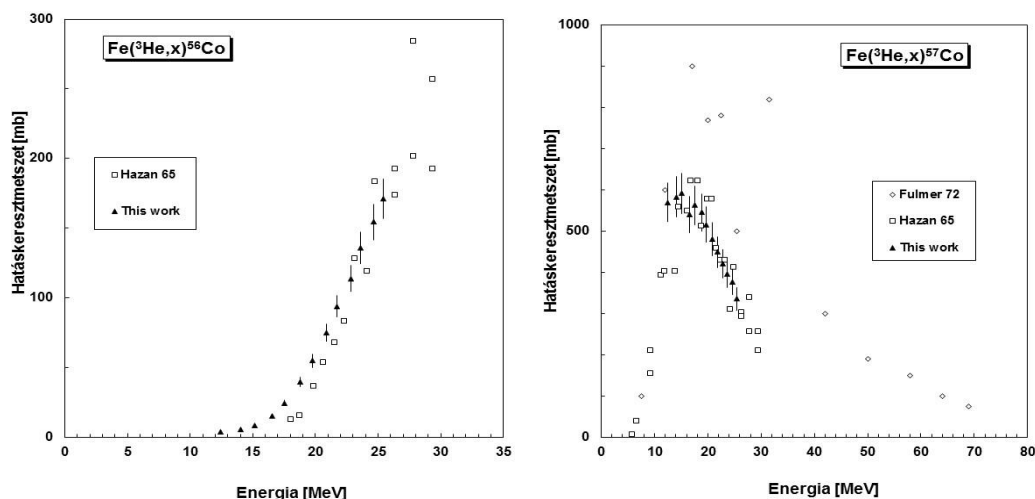
76. ábra Implantált ^{48}V a teljes keletkezett aktivitás százalékában

Az ábrákból látszik, hogy mind a saját anyagban keltett aktivitás eloszlás, mind az implantálással létrehozott aktivitás nagysága elegendő a vékonyréteg aktivációs vizsgálatokhoz. A besugárzás még számos egyéb radioizotópot is eredményezett mint a $^{51,49}\text{Cr}$ és a $^{48,47,46,44m,43}\text{Sc}$ amelyekre adtam meg új eredményeket [123].

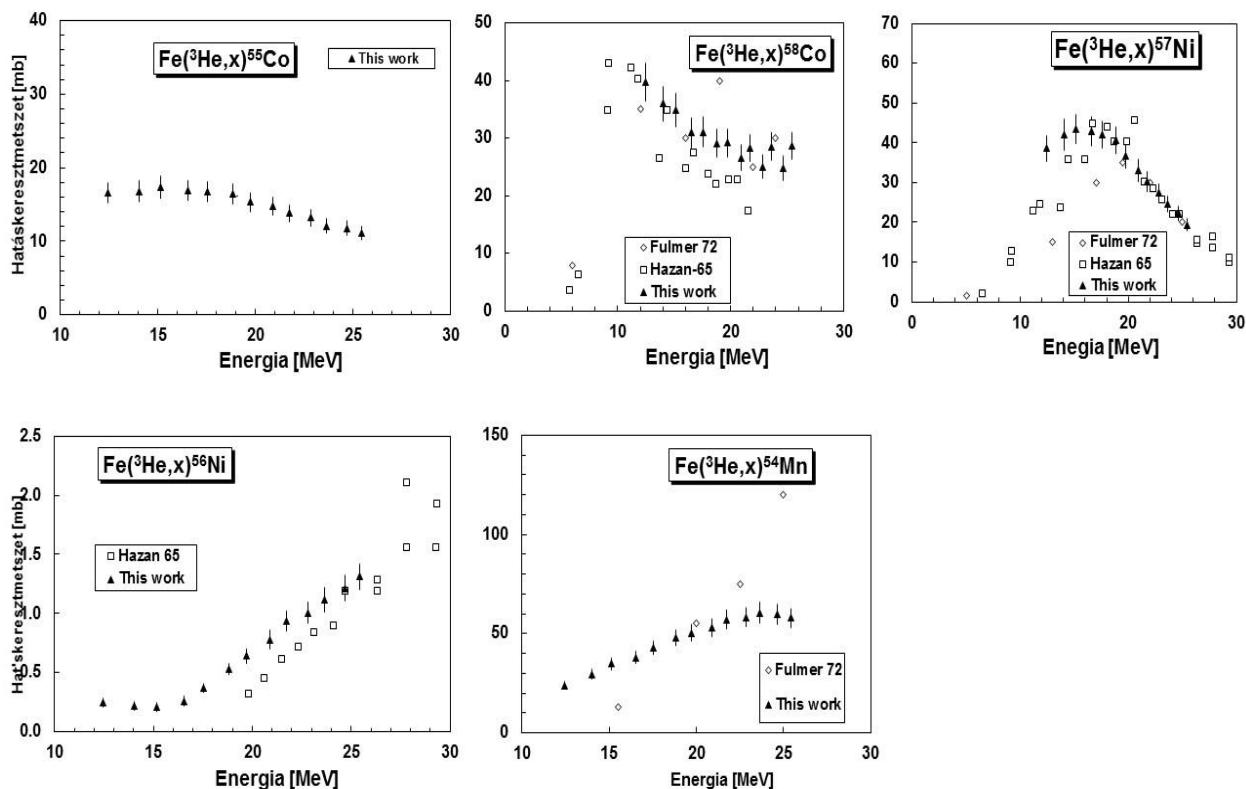
2.4.2.2 ^3He INDUKÁLT MAGREAKCIÓK VASON

A vas az egyik legfontosabb szerkezeti anyag az iparban, úgyhogy a rajta lejátszódó magreakciók vizsgálatát különösen fontosnak tekintettem [126]. A méréseket az előzőekhez hasonló kísérleti elrendezéssel és technikával végeztem és eredményül hatáskeresztmetszeteket kaptam a ^{54}Mn , $^{55,56,57,58}\text{Co}$ és az $^{56,57}\text{Ni}$ radioizotópokra [126]. Ezek közül a legfontosabbak az ^{56}Co (77.27 nap 846.77 100%, 1037.84 keV 13.99%, 1238.28 keV 67.6%, 1771.35 keV 15.69%) és az ^{57}Co (271.79 nap, 122.06 keV 85.6% és 136.47 keV 10.69%) előállítására vezető magreakciók, mert a felezési idejük, előállíthatóságuk (hatáskeresztmetszet) és gamma-vonalaik alapján ez a két legjobban használható és leggyakrabban használt radioizotóp a vékonyréteg aktivációs vizsgálatokban.

Mindkét hatáskeresztmetszetre sima görbét kaptam, ami a meglévő irodalmi értékekkel részben jó egyezést mutatott, részben pedig javított azokon, különösen ott ahol az irodalmi értékek nagy szórást mutattak (pl. a ^{57}Co maximuma környezetében vagy a ^{56}Co alacsony energiás részén. Mint a vizsgálatok „mellékterméke” számos egyéb reakció termékről kaptam értékelhető hatáskeresztmetszet adatoka, amelyek nem feltétlenül használhatók a vékonyréteg aktivációs vizsgálatok területén, de ismeretem fontos lehet a kísérletek megtervezésénél és az eredmények értékelésénél. Ezek a reakciók és termékeik más kísérletekben a nyalábáram és a nyalábenergia monitorizálására is alkalmazhatók ^3He bombázó ionnyaláb esetén.



77. ábra ^{56}Co és ^{57}Co vason mért hatáskeresztmetszete ^3He gerjesztés hatására



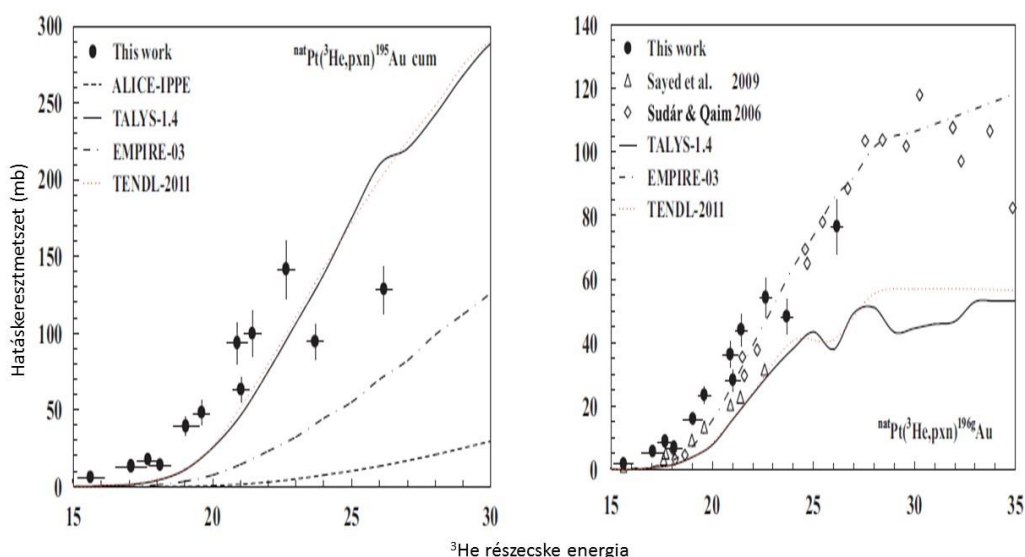
78. ábra ^3He ionok által gerjesztett reakciók hatáskeresztmetszete vason

A kapott hatáskeresztmetszetek (77. és 78. ábrák) többnyire jó egyezést mutatnak az irodalmi értékekkel [127, 128] az átfedő energiatarományokban, vagy szórt adatok esetén segítenek tisztázni az értékeket, egyes esetekben a mért adataim teljesen újak (pl. ^{55}Co). Megjegyzendő, hogy a ^{58}Co (2.667 nap, 810.77 keV, 99.3%) szintén alkalmas vékonyréteg aktivációs kopásvizsgálatra, de általában együtt termelődik a fentebb említett két másik kobalt izotóppal egy nagyságrenddel kisebb hatáskeresztmetszettel.

2.4.2.3 ^3He INDUKÁLT MAGREAKCIÓK PLATINÁN

A ^3He által gerjesztett magreakciók szisztematikus vizsgálata során megvizsgáltam a platina alapanyagon gerjesztett magreakciókat is [129]. A mérések során igen sok radioizotóp gamma-vonalát sikerült azonosítani, és a hozzájuk tartozó magreakciókra hatáskeresztmetszeteket meghatározni. Ezek voltak a $^{192,193\text{mg},195\text{mg},197\text{mg},199\text{m}}\text{Hg}$, a $^{192,193,194,195,196\text{mg},198\text{mg},199,200\text{m}}\text{Au}$ és a $^{197\text{m},199}\text{Pt}$. A fóliacsomag módszerhez 10 μm -es nagy tisztaságú platina és 10 μm -es titán fóliákat használtam. Mivel a platinának számos stabil izotópja van különböző előfordulási arányokban (^{190}Pt : 0.01%, ^{192}Pt : 0.79%, ^{194}Pt : 32.9%, ^{195}Pt : 33.80%, ^{196}Pt : 25.3% és ^{198}Pt : 7.2%) ez magyarázza a nagyszámú izotóp keletkezését és ez egyúttal nehézséget is jelent a kiértékelésben. Két fóliacsomagot sugároztam be 27 illetve 23 MeV ^3He energiákon. A monitorként használt Ti fóliákra ekkor már rendelkezésre állt a nem utolsó sorban a mi munkánk eredményét (ld. az előző fejezetet) is tartalmazó „ajánlott” adatsor a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség monitor reakció adatbázisában [130]. Ezzel összehasonlítva a Ti fóliákon kapott eredményeket a pontos nyalábáramot és energiát meg tudtam határozni az energia függvényében. Ez esetben összehasonlítottam a kapott kísérleti eredményeket a magreakció modelleken alapuló számítógépes programok eredményeivel. Ezúttal az ALICE-IPPE [131], EMPIRE-03 [132] és a TALYS 1.4 [133, 134] kódok eredményeit használtam fel az összehasonlításra. A TALYS kód számításainak eredményei évente frissítve megtalálhatók a TENDL-internetes adatbázisban [135].

A keletkező izotópok közül a ^{195}Au (186.09 nap, 98.85 keV 10.9%) és rövidebb vizsgálatokra a $^{196\text{g}}\text{Au}$ (6.18 nap, 355.69 keV 86.9%) a legalkalmasabbak a felezési idejük és a gamma-energiájuk miatt a vékonyréteg aktivációs vizsgálatokra. Ezek mért hatáskeresztmetszeteit és az irodalmi adatokkal valamint a modell kódok eredményeivel való összehasonlításukat együtt mutatom be.



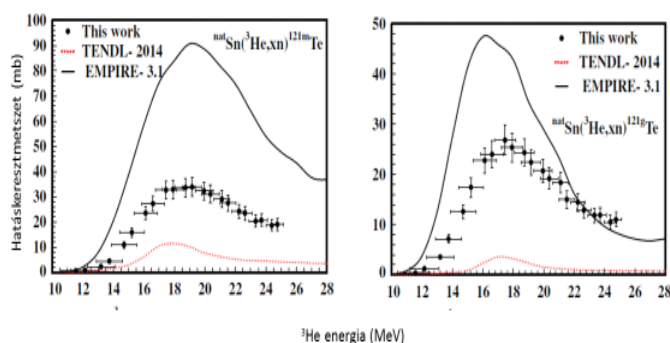
79. ábra ^{195}Au és $^{196\text{g}}\text{Au}$ ^3He ionokkal keltett hatáskeresztmetszete természetes platinán

A 79. ábrából látszik, hogy a ^{195}Au -ra kapott eredményem új, a $^{196\text{g}}\text{Au}$ -ra kapott eredmények pedig jó egyezést mutatnak az irodalmi értékekkel. A modell kódok teljesítménye nagyon

változó, pl. a baloldali ábrán a TALYS/TENDL ad elfogadható közelítést, még a jobboldali ábrán a EMPIRE közelítése az elfogadható. Mindkét esetben a többi modell kód által javasolt értékek erősen eltérnek a kísérleti eredményektől. Ezzel a munkám nemcsak új kísérleti adatokat szolgáltatott a felhasználók számára, hanem segíti az említett kódok fejlesztőit, hogy a modell paraméterek finomításával a kísérleteket jobban megközelítő modelleket dolgozzanak ki. Mivel a jelen kísérletcsoport célja nemcsak a vékonyréteg aktivációban alkalmazható radioizotópok termelésének vizsgálata volt, hanem pl. a keletkezett izotópok között számos olyan van, ami az orvosi gyakorlatban (diagnosztikai vagy terápiás célra) is használatos vagy használható: ^{192}Ir , ^{193}Ir , ^{195}Ir , ^{197}Ir , $^{195\text{m}}\text{Ir}$, $^{197\text{m}}\text{Ir}$, $^{199\text{m}}\text{Ir}$, ^{194}Au , ^{192}Au , ^{193}Au , $^{196\text{m}}\text{Au}$, ^{199}Au , $^{198\text{m}}\text{Au}$, $^{200\text{m}}\text{Au}$, $^{197\text{m}}\text{Pt}$, $^{199\text{m}}\text{Pt}$ [136, 137].

2.4.2.4 ^3He INDUKÁLT MAGREAKCIÓK ÓNON

Az ón is ismert ötvöző de önállóan is előforduló szerkezeti anyag, amelynek nyomjelzési lehetőségeivel érdemes foglalkozni [138]. Kihasználva, hogy a debreceni ciklotron gyorsítható részecskéi között a ^3He ion is szerepel tovább bővítettem az ezen ion által keltett magreakciókra vonatkozó adatbázist. Több mint 99%-os tisztaságú 14 μm -es ónfóliákat tartalmazó fóliacsomagokat sugároztam be 26 MeV-es energián. 12 μm -es titán és 10 μm -es réz fóliákat alkalmaztam az egyes csomagokban nyalábmonitorként. A két csomagot úgy állítottam össze, hogy az ón fóliákhoz tartozó energiák elcsúsznak egymáshoz képest, így teljes lefedést biztosítottam a vizsgált energia tartományra. Az ón esetében az eddigi kísérletekhez képest további nehézséget jelentett az alacsony olvadáspont, ezért a nyalábáramot a szokásos 100 nA-nél is alacsonyabb értékre korlátoztam. A mérési eredmények kiértékelése során a ^{116}Te , ^{117}Te , ^{118}Te , $^{119\text{g}}\text{Te}$, $^{119\text{m}}\text{Te}$, $^{121\text{g}}\text{Te}$, $^{121\text{m}}\text{Te}$, $^{123\text{m}}\text{Te}$, $^{115\text{g}}\text{Sb}$, $^{116\text{g}}\text{Sb}$, ^{117}Sb , $^{118\text{m}}\text{Sb}$, $^{120\text{m}}\text{Sb}$, $^{122\text{g}}\text{Sb}$, $^{124\text{g}}\text{Sb}$ és a $^{113\text{g}}\text{Sn}$, $^{117\text{m}}\text{Sn}$ gamma-vonalait sikerült azonosítani és a rájuk vonatkozó hatáskeresztmetszet görbéket meghatározni. A kapott eredményeket összehasonlítottam a TENDL [139] aktuális adatbázis verzióban szereplő TALYS 1.6 [140] számítások módosított eredményeivel, és az EMPIRE 3.1 [132] kóddal nyert eredményekkel. Felezési idejük, gamma-vonalaik és hatáskeresztmetszeteik alapján a $^{121\text{g}}\text{Te}$ (19.17 nap, 507.6 keV 17.7%, 573.1 80.4%), és a $^{121\text{m}}\text{Te}$ (164.2 nap, 212.2 keV, 81.5%) bizonyultak nyomjelzésre alkalmasnak, amelyek mért hatáskeresztmetszeteit összehasonlítva az elméleti modell kódok által számolt értékekkel külön közlöm a 80. ábrán.



80. ábra A $^{121\text{m,g}}\text{Te}$ kísérleti termelési hatáskeresztmetszetei összehasonlítva az elmélet magreakció modell kódok eredményeivel

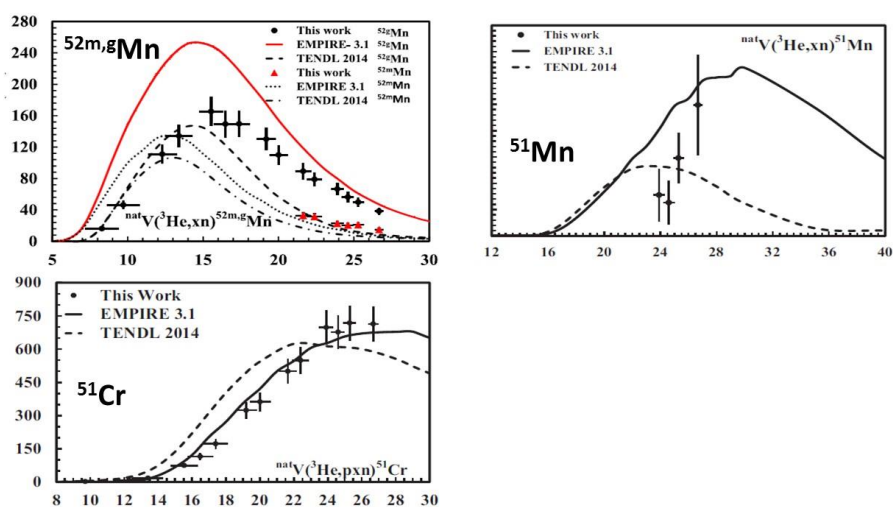
A mérések során számos egyéb radioizotópot azonosítottam, amelyek a felezési idejük és a gamma-vonalaik alapján alkalmasnak bizonyultak volna vékonyréteg aktivációs nyomjelzésre, de az előállítási hatáskeresztmetszetük legalább egy nagyságrenddel kisebb volt mint a 80. ábrán bemutatott radioizotópoké: $^{116,117g,118,119g,m,123m}\text{Te}$, $^{115g,116m,117,118m,120m,122g,124}\text{Sb}$ és a $^{113g,117m}\text{Sn}$, ezek a hatáskeresztmetszetek újak, nem találtam róluk korábbi irodalmi értékeket.

Az elméleti magreakciós modell kódok nem teljesítenek minden esetben jól, egymástól is erősen eltérő eredményt adnak. Vannak olyan esetek, amikor valamelyik modell kód elfogadható becslést ad a hatáskeresztmetszet menetére, sőt az értékeire is, de a fenti ábrákon egyetlen olyan sincs, amikor mindkettő legalább hasonló eredményt adna. A jelen eredményeim további segítséget nyújtanak az elméleti modellek és az azok alapján készült számítógépes kódok fejlesztőinek a valósághoz közelebb álló modellek kifejlesztésében.

A megmért bemutatott radioizotópokra integrális hozamgörbéket is számoltam [138] a mért hatáskeresztmetszetek alapján, amelyek a felhasználó számára konkrét segítséget jelentenek egy-egy izotóptermelési feladat megtervezésekor.

2.4.2.5 ^3He INDUKÁLT MAGREAKCIÓK VANÁDIUMON

A vanádium is fontos ötvözőanyag, de önmagában is előfordul a szerkezeti anyagok alkotórészeként. A nagy tisztaságú vanádium fóliák könnyen beszerezhetők voltak a céltárgykészítéshez. Mivel a vanádiumnak csak két stabil izotópja van (^{51}V 99.75%, ^{50}V 0.25%) viszonylag kevés radioizotóp keletkezett a rendelkezésre álló energián. A használt nagy tisztaságú vanádium fólia 8.41 μm vastag volt, monitorként 12 μm -es titán fóliát használtam. Az első fóliába belépő energia 26.7 ± 0.3 MeV volt. A mérések során a $^{\text{nat}}\text{V}(^3\text{He}, xn)^{52m,g,51}\text{Mn}$ és a $^{\text{nat}}\text{V}(^3\text{He}, pxn)^{51}\text{Cr}$ magreakciók termékeinek aktivitását tudtam mérni és belőlük hatáskeresztmetszetet meghatározni [141]. A meghatározott radioizotópok közül a ^{51}Cr (27.7 nap, 320 keV, 9.91%) a legalkalmasabb radioizotópos nyomjelzésre magas hatáskeresztmetszete miatt, azonban az egyetlen gamma-vonalának alacsony intenzitása nagy aktivitások termelését teszi szükségessé. A kapott eredmények a 81. ábrán láthatók.



81. ábra ^3He ion bombázással keltett magreakciók hatáskeresztmetszete vanádium céltárgyon az elméleti magreakció modell kódok eredményeivel összehasonlítva

A mért hatáskeresztmetszetek szerint még a ^{52}Mn alapállapota is alkalmas lehet gyors lefolyású (rövid felezési ideje miatt) radioaktív nyomjelzéses vizsgálatra. A keletkező fontosabb izotópokra hozamgörbéket is számoltam és tárgyaltam a termelési szempontokat valamint izotóponként az elméleti görbékkel való összehasonlítást [141]. Mivel a ^{51}Cr fontos radioizotópnak bizonyult több alkalmazási területen is vizsgáltam az előállításának paramétereit többféle céltárgyon (V, Ti, Cr) többféle bombázó részecskével (p, d, ^3He , ^4He) [142]. A saját méréseken kívül ($^{\text{nat}}\text{Cr}(\text{p},\text{x})^{51}\text{Cr}$, $^{\text{nat}}\text{V}(\text{p},\text{x})^{51}\text{Cr}$, $^{\text{nat}}\text{Ti}(^3\text{He},\text{x})^{51}\text{Cr}$, $^{\text{nat}}\text{V}(^3\text{He},\text{x})^{51}\text{Cr}$) összehasonlítottam az irodalomban szereplő korábbi mérések eredményeit és az elméleti magreakció modell kódok eredményeit. Ebből a perspektivikus reakciók hozam és optimális termelési energia tartomány értékeit számoltam ki.

4. táblázat ^{51}Cr előállítására használható magreakciók, az optimális energiatartomány és a várható hozam

Nuclear reaction	Energy range MeV	Yield MBq/ μAh
$^{\text{nat}}\text{V}(\text{p},\text{x})^{51}\text{Cr}$	20→5	28
$^{\text{nat}}\text{V}(\text{d},\text{x})^{51}\text{Cr}$	50→33	33
$^{\text{nat}}\text{V}(\alpha,\text{x})^{51}\text{Cr}$	80→45	10
$^{\text{nat}}\text{Cr}(\text{p},\text{x})$	30→15	32
$^{\text{nat}}\text{Cr}(\text{d},\text{x})$	50→25	50
$^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha,\text{x})$	25→6	1
$^{\text{nat}}\text{Ti}(^3\text{He},\text{x})$	25→10	0.06
$^{\text{nat}}\text{Cr}(\alpha,\text{x})$	45→25	7

A fentiekén kívül csoportunk végzett még ^3He gerjesztéses hatáskeresztmetszet vizsgálatot rézen [143], palládiumon [144], de ezek a vizsgálatok elsősorban orvosi izotópok termelésére vagy monitor reakciók mérésére irányultak, ezért nem tartoznak a jelen disszertáció témakörébe.

A ^3He indukált magreakciók vizsgálata nem csak a nyomjelző radioizotópok termelése szempontjából fontos, hanem az elmélet magreakció modell kódok számára is egy speciális esetet jelent, és a fejlesztők számára nagyon fontos, hogy legyenek megbízható kísérleti eredmények a módosítások tesztelésére. Másrészt a ^3He mint bombázó ion az ionforrás gáz árának drasztikus mértékű emelkedés, sőt a kialakuló hiány miatt [145] világszerte csökkenőben van, ezért ezeket a méréseket ma már kevesebben tudnák elvégezni.

2.4.3 MAGREAKCIÓK ALFA-GERJESZTÉSSSEL

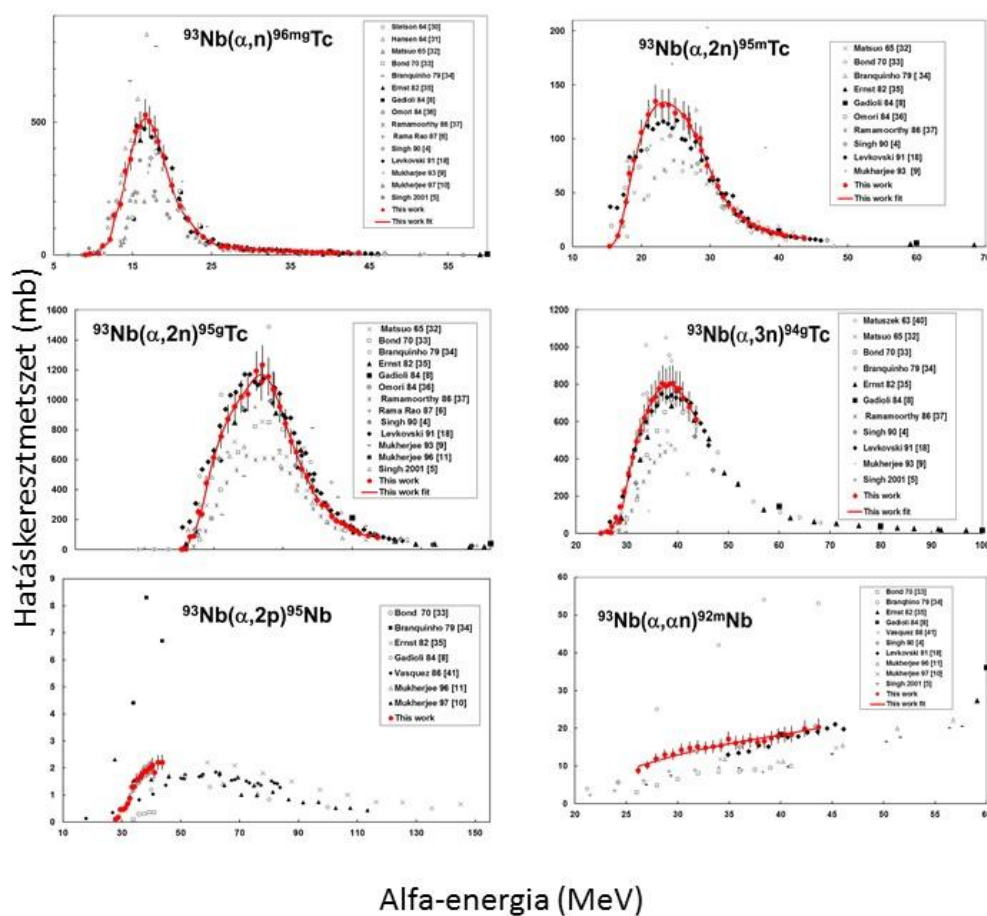
2.4.3.1 ALFA-RÉSZECSKÉVEL KELTETT MAGREAKCIÓK NIÓBIUMON

A nióbbium, kedvező mechanikai, hőtani és elektromos tulajdonságai miatt, mint szerkezeti alapanyag, napjainkban elterjedőben van a magfizikai kísérletekben, különösen a fúziós berendezések építésénél [146]. Ezért a rajta lejátszódó reakciók magfizikai paramétereinek vizsgálatát fontos feladatnak tekintettem [147]. A vizsgálni kívánt energiatartomány a debreceni ciklotron lehetőségeit meghaladta, ezért keresni kezdtem azokat a gyorsító laboratóriumokat, ahol szabad besugárzási és mérési kapacitás állt rendelkezésre a kísérleteink elvégzésére. Ebből számos hosszú távú együttműködés született. A besugárzáshoz a brüsszeli

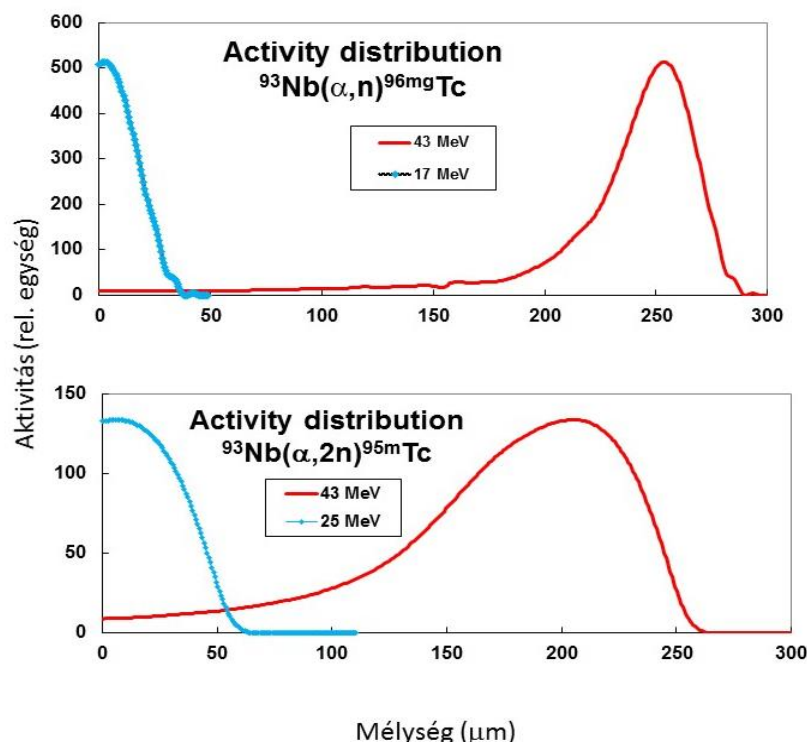
Szabadegyetem CGR-560 ciklotronját használtam maximális 43 MeV-es nyalábenergiával. A 7.5 μm vastag Goodfellow nagytisztaságú fóliákból összerakott fóliacsomagokat 3 különböző energián sugároztam be. A csomagok monitorizálási célra még tartalmaztak 12.5 μm -es Ti és 8 μm -es Cu fóliákat. Monitor reakcióként a $^{nat}\text{Cu}(\alpha, x)^{67}\text{Ga}$, $^{nat}\text{Cu}(\alpha, x)^{66}\text{Ga}$ és a $^{nat}\text{Ti}(\alpha, x)^{51}\text{Cr}$ magreakciókat használtam. A monitor fóliák egyúttal a kilökődött radioaktív izotópok megfogására is szolgáltak. A mérések során a $^{96\text{m}}\text{Tc}$, $^{95\text{m}}\text{Tc}$, $^{95\text{g}}\text{Tc}$, $^{94\text{g}}\text{Tc}$, $^{95\text{m}}\text{Nb}$ és a $^{92\text{m}}\text{Nb}$ tudtam azonosítani, és ezekre hatáskeresztmetszet értékeket meghatározni.

A 82. ábrán a kapott kísérleti hatáskeresztmetszetek láthatók a korábbi mérések eredményeivel összehasonlítva. Az ábrából látható, hogy az eddigi mérések erősen szórtak, így az új eredményeim segítettek annak eldöntésében, hogy melyik csoport munkáját lehet beszámítani az „ajánlott” hatáskeresztmetszet görbe megszerkesztésébe.

A legfontosabb izotópokra hozamgörbéket is számoltam [147] valamint a $^{96\text{m}}\text{gTc}$ és $^{95\text{m}}\text{Tc}$ izotópokra, mint a radioizotópos nyomjelzésre legalkalmasabbakra, megadtam a kopásgörbének is nevezett aktivitás eloszlásokat a maximális bombázó energiára, és egy olyan optimális energiára, amelynél a maximális fajlagos aktivitás a minta felszíne közelébe kerül, és egy adott határon belül állandó marad.



82. ábra Alfa-bombázással keltett magreakciók mért hatáskeresztmetszete nióbiumon



83. ábra A $^{96\text{m}}\text{Tc}$ és a $^{95\text{m}}\text{Tc}$ mélységi eloszlása nióbiumban a maximális és az optimális energiákon

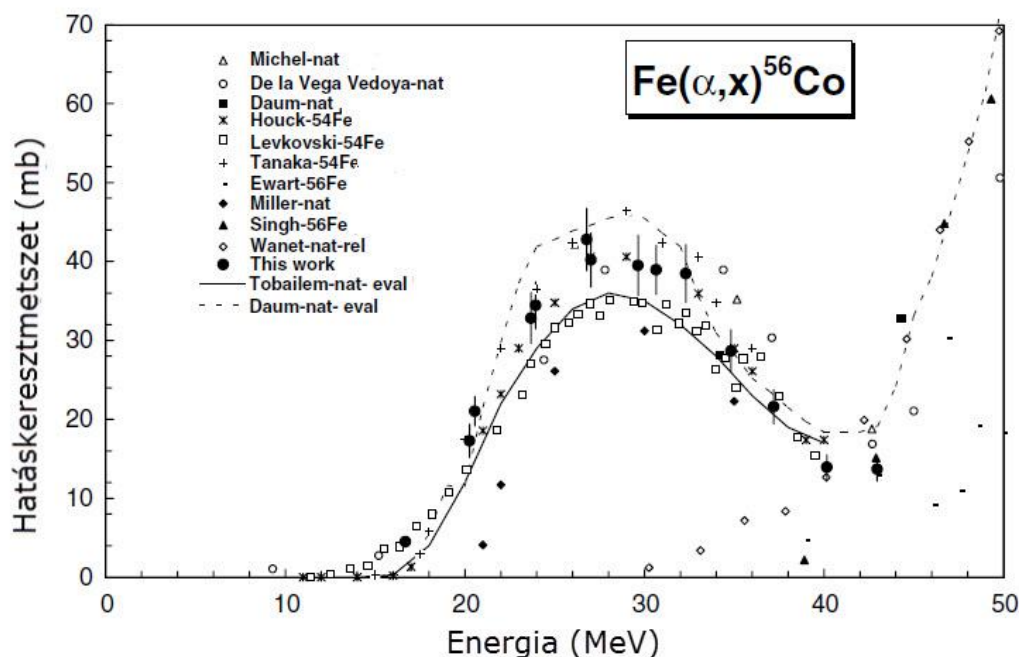
A 83. ábrából látszik, hogy az optimális energián a mélységi eloszlás csak néhány μm-en belül állandó (homogén), míg a $^{96\text{m}}\text{Tc}$ -nál ez a mélység jóval nagyobb, 10-15 μm.

2.4.3.2 ALFA-RÉSZECSKÉVEL Keltett Magreakciók Vason

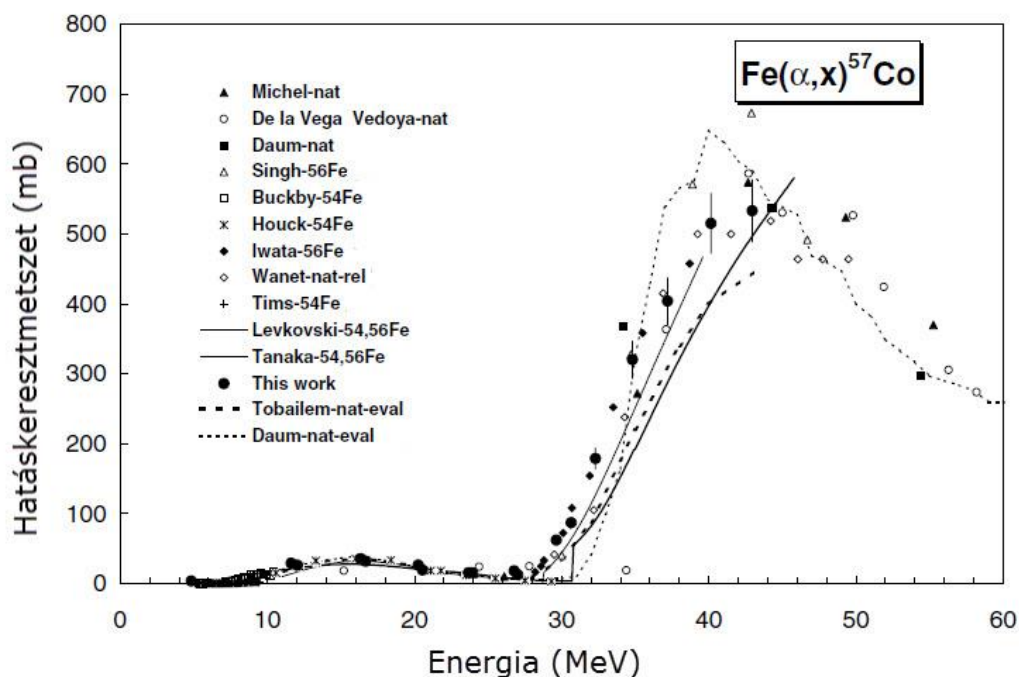
A vas mint szerkezeti anyag a legfontosabbak közé tartozik, ezért természetes, hogy a vason történő alfa-gerjesztésű magreakciók vizsgálatára is sort kerítettem a szisztematikus mérések során. Ennek a mérésnek a besugárzásait is a VUB CGR 560 ciklotronján végeztem el 43 MeV és 34 MeV nyalábenergiákon [148]. A gamma-spektrumok mérése során a ^{56}Mn , $^{55,56,57,58,61}\text{Co}$, $^{56,57}\text{Ni}$ magreakciók termékeit tudtam azonosítani és erre adtam meg hatáskeresztmetszeti adatokat. A reakciótermékek között szerepelnek a leggyakrabban előforduló és legjobban használható radioizotópos nyomjelzők is (^{57}Co , ^{56}Co). A keletkezett radioaktív termékek között van olyan is, ami az orvosi gyakorlatban használatos. A ^{55}Co a PET diagnosztikába használatos, de használata a SPECT vizsgálatokban is felemerült [149]. A ^{58}Co -nak alacsony energiás elektron emitterként a célzott radioterápiában van szerepe [150]. A méréseket a szokásos fóliacsomag technikával végeztem és 12 μm-es kereskedelembe kapható vas fóliákat használtam céltárgyként és szintén 12 μm-es titán fóliákat nyalábmonitorként, és egyúttal a kilöködött reakciótermékek megfogására. A nyalábáram a besugárzás közben nem haladta meg a 100 nA-t. A besugárzott és szétválasztott mintákat helyben mértem több sorozatban a különböző felezési idejű reakciótermékek bomlásának követésére, hogy az esetleges interferáló gamma-vonalakat szét tudjuk választani. A nyalábenergia meghatározására TOF módszerrel megmért kalibrációt használtam [151]. Az energiát (és a nyalábbintenzitást) a fóliacsomagban elhelyezett monitor fóliákból kapott eredményekkel (^{51}Cr) pontosítottam. A kezdeti energiabizonytalanságot a TOF

mérésekből ± 0.2 MeV-nek fogadtam el, amely a fóliacsomagon való áthaladás során a különböző effektusok miatt (straggling, fóliavastagság bizonytalansága, stb.) tovább növekedett. A besugárzás során keletkezett radioizotópok a vas négy stabil izotópjából keletkeztek (^{54}Fe (5.8%), ^{56}Fe (91.72%), ^{57}Fe (2.2%) and ^{58}Fe (0.28%). Számomra a ^{56}Co -ra és a ^{57}Co -ra kapott eredmények voltak a legfontosabbak, ezért az erre vonatkozó eredményeket és ábrákat külön mutatom be.

A ^{56}Co előállításánál alacsonyabb energiákon a $^{54}\text{Fe}(\alpha, pn)$ magreakció dominál, a legnagyobb gyakoriságú stabil vas izotópon lezajló $^{56}\text{Fe}(\alpha, p3n)$ magreakció csak 40 MeV-től kezdve ad járulékot a hatáskeresztmetszethez. Az 56-os kobalt legerősebb 846.77 keV-es gamma-vonalán kívül, a többi magasabb energiás vonalát is kiértékeltem, az esetleges interferenciák (pl. ^{56}Mn) kiküszöbölésére. A 84. ábrán bemutatott hatáskeresztmetszet görbe a saját méréseken kívül tartalmazza a korábbi, mások által végzett mérések irodalmi adatait és illesztéseit. Az általam megadott új adatok magasabbak, mint a Levkovski [152] által megadottak, de jól egyeznek a Houck [153] adataival (^{54}Fe -n mért adatok, ami 4 MeV-ig egyezik a naturálissal). Megjegyzendő, hogy a Levkovski által megadott nagyszámú reakcióra vonatkozó táblázatok tapasztalataink szerint szisztematikus korrekcióra szorulnak a legtöbb bombázó részecske esetén, és ezt tapasztaltam a jelen összehasonlítás során is.



84. ábra Vason alfa-gerjesztéssel keletkezett ^{56}Co -ot eredményező magreakció hatáskeresztmetszete



85. ábra Vason alfa-gerjesztéssel keletkezett ^{57}Co -ot eredményező magreakció hatáskeresztmetszete

A 85. ábrán a $^{nat}\text{Fe}(\alpha, x)^{57}\text{Co}$ kísérletileg mért hatáskeresztmetszete látható, összehasonlítva a korábbi mérések eredményeivel. Az általam mért új adatok jó egyezést mutatnak a korábbi irodalmi értékek nagy részével és segítenek tisztázni a kétes eseteket, valamint elkülöníteni az egyértelműen rossz mérési eredményeket (irodalmi értékeket). A két legfontosabb izotópon kívül számos más radioizotópot is azonosítani tudtam, és rájuk hatáskeresztmetszetet határoztam meg: $^{55,58,61}\text{Co}$, ^{56}Mn , $^{56,57}\text{Ni}$.

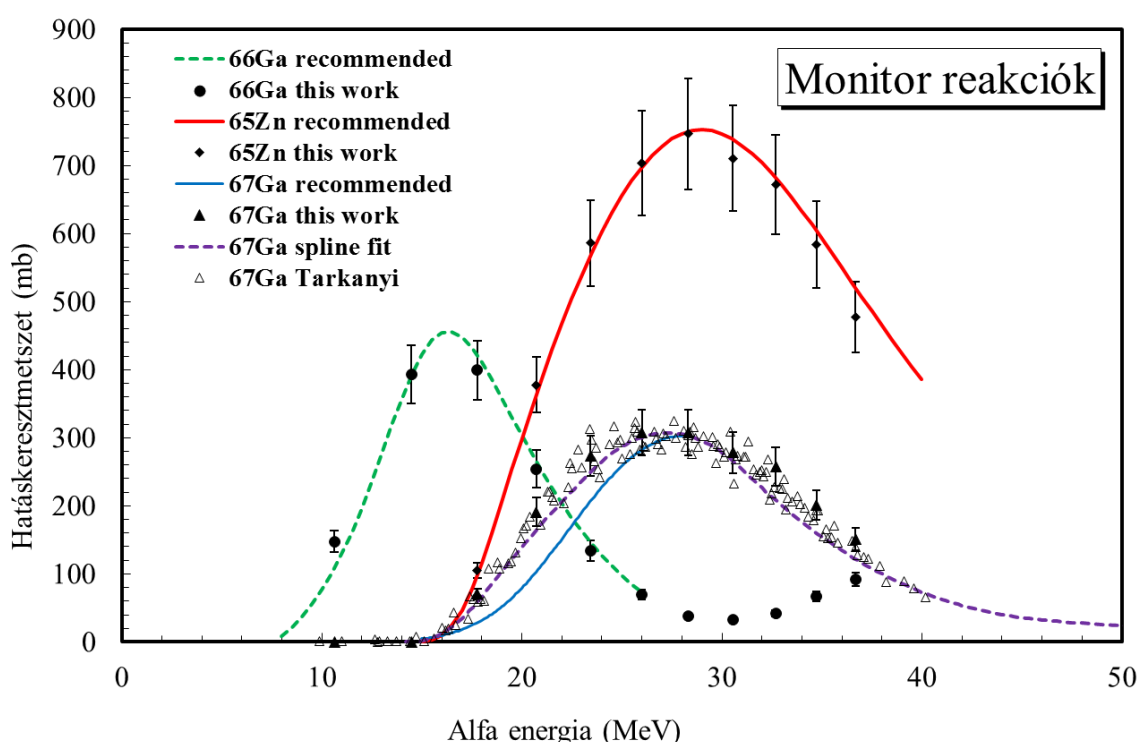
A megadott hatáskeresztmetszet görbe közül vannak olyanok amelyek az irodalmi értékek közötti eltéréseket segítenek tisztázni pl. $^{55,58}\text{Co}$, ^{56}Mn , ^{56}Ni) és van olyan, amely a meglévő egyetlen mérési adatsorhoz ad támogatást (pl. ^{61}Co) [126]. A mérési eredményekből az is látszik, hogy a korábbi illesztések egymástól és az újabb kísérleti értékektől is jelentősen különböznek, ezért az úgynevezett „ajánlott” hatáskeresztmetszet görbék felülvizsgálatra szorulnak.

2.4.3.3 ALFA-RÉSZECSKÉVEL KELTETT MAGREAKCIÓK TANTÁLON

A tantál szintén fontos szerkezeti anyag, mivel a magfizikai kísérletek számára. A tantált alacsony energiás ionbombázásnál alacsony neutronhozam és magas fékezőképesség jellemzi, ezért kollimátorok, diafragmák és egyéb építő elemek készülnek belőle, ezért fontos ismerni a bennük keletkezett radioaktív izotópokat mind minőségileg mind mennyiségileg, a rajta lejátszódó magreakciók ismerete elengedhetetlenül szükséges. Méréseimet ebbe az irányba is kiterjesztettem [154]. A tantálból keletkező nyomjelző izotópok előállítására nem egyszerű, mivel a fentebb említett tulajdonságai miatt nem keletkezik belőle hosszú felezési idejű radioizotóp proton és deuteron aktivációval. A használható ^{183}Re izotóp először ^3He aktiválással keletkezik viszonylag kis hatáskeresztmetszettel. Mivel a ^3He besugárzás az

ionforrás gáz miatt nagyon költséges és egyre inkább azzá válik, érdemes megvizsgálni az alfa-bombázással keletkező radioizotópokra vezető magreakciókat. A tantál ideális céltárgyanyag, mivel gyakorlatilag egy stabil izotópja van (^{181}Ta 99.981%, ^{180}Ta 0.0181%), könnyen formálható, magas az olvadáspontja (3290 K) és jó a hővezető képessége.

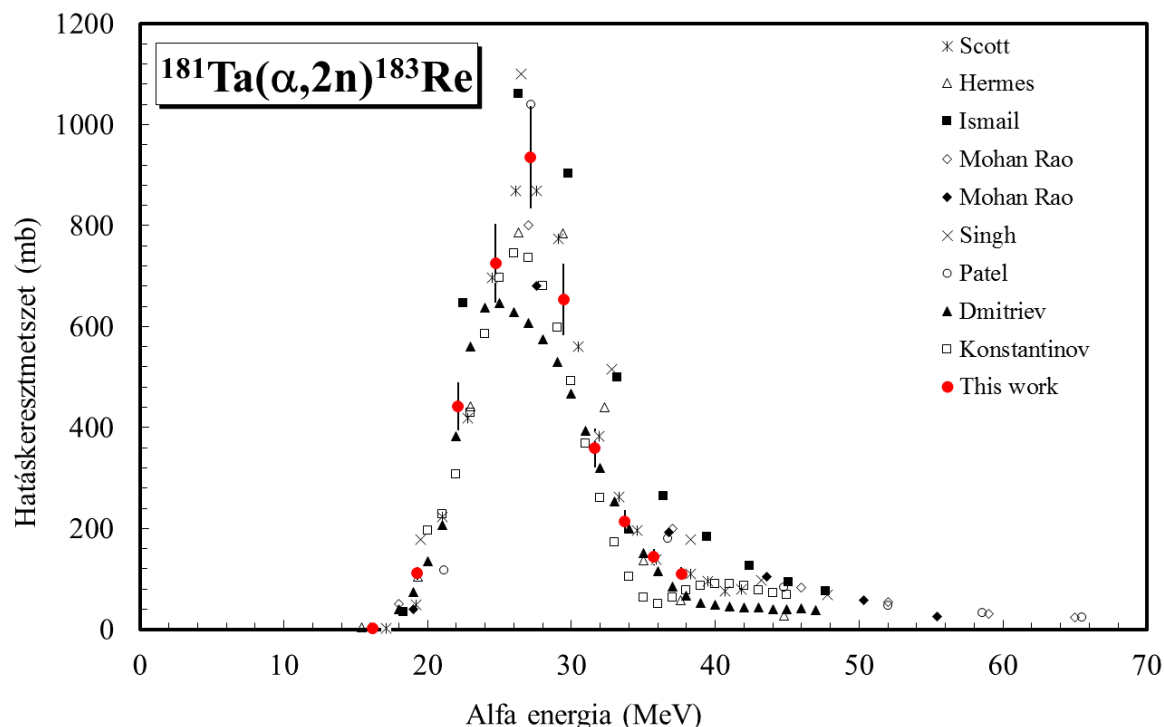
A kísérleteket a VUB CGR560-as ciklotronján valamint a turkui egyetem MGC-20E ciklotronján végeztem 36 illetve 20 MeV nyalábenergiákon. Fóliacsomag módszert használtam, és a nyalábenergia és intenzitás nyomon követésére a fóliacsomagban belül, réz monitor fóliákat helyeztem el a csomagban a teljes energia tartományt lefedve. A céltárgy illetve monitor fólia vastagságok 8.6 illetve 7.6 μm voltak. A monitorizálásra a $^{\text{nat}}\text{Cu}(\alpha, x)^{66}\text{Ga}$, $^{\text{nat}}\text{Cu}(\alpha, x)^{67}\text{Ga}$ and $^{\text{nat}}\text{Cu}(\alpha, x)^{65}\text{Zn}$ magreakciók általam mért eredményeit használtam összehasonlítva a NAÜ monitor reakciókra vonatkozó ajánlott hatáskeresztmetszet adatbázisával [130].



86. ábra Réz céltárgyon mért monitor reakciók összehasonlítása az ajánlott adatokkal

A 86. ábra a réz monitor fóliák mért adatainak illesztését mutatja az ajánlott monitor hatáskeresztmetszet görbékre. Az illesztéssel igen jó egyezést láthatunk, és ezáltal a nyaláb intenzitás és energia adatait kevesebb mint 5%-kal kellett módosítani a nyalábáram monitor adataihoz képest.

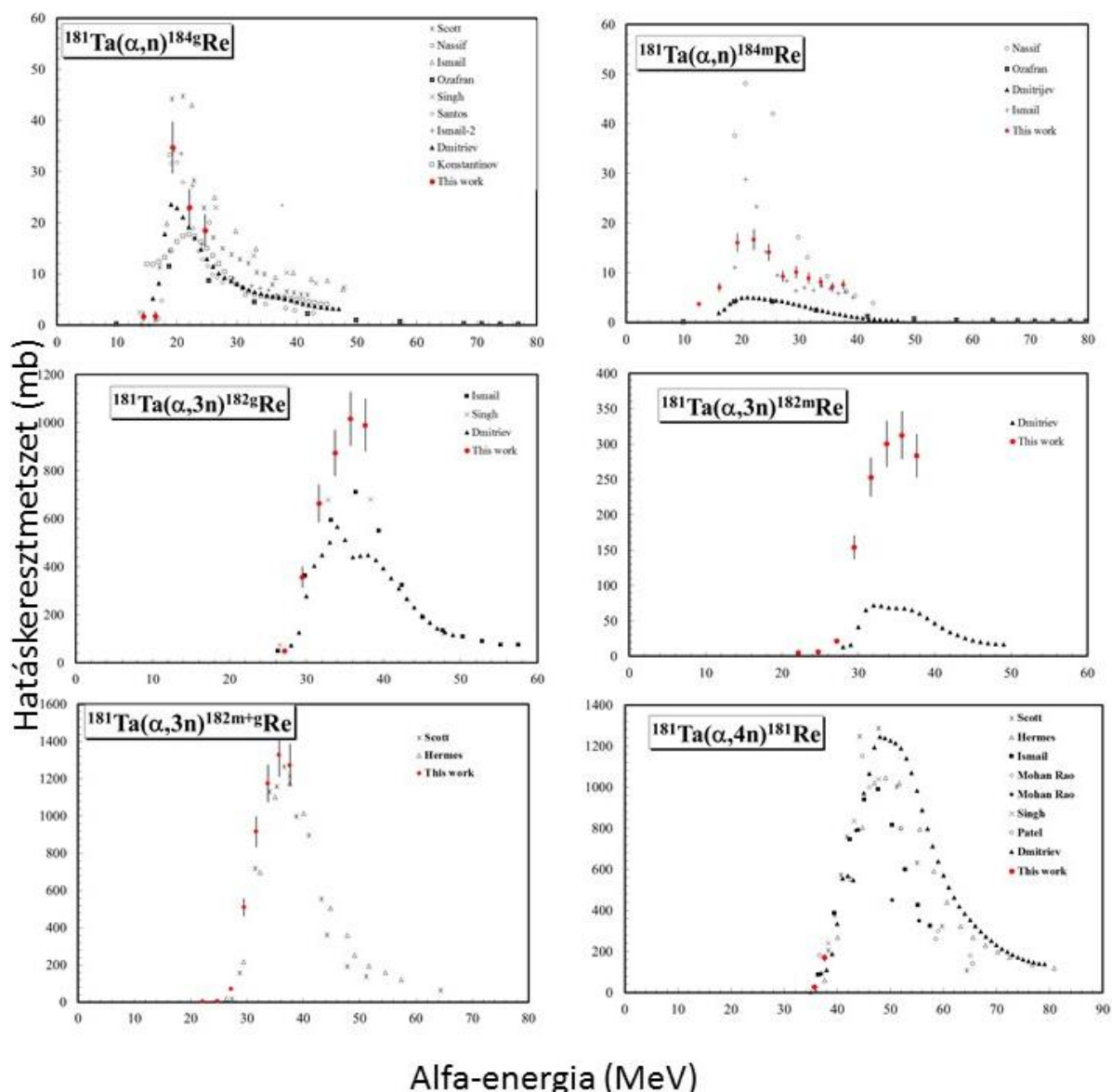
A 87. ábrán a vékonyréteg aktivációhoz és általában a radioizotópos nyomjelzéshez legjobban használható ^{183}Re eredményeit külön mutatom be.



87. ábra Tantálban alfa-ion gerjesztéssel keletkezett ^{183}Re hatáskeresztmetszete

A 87. ábrán látható hatáskeresztmetszet adatok számos korábbi mérés eredményét is tartalmazzák. Az új adataim a korábbi mérések egy csoportját erősítik meg, másokat pedig kizárnak, ezért hozzájárulnak az adatbázisok pontosításához. A legjobb egyezés Singh [155] adataival látszik, de Dmitriev [156] adatai a maximum környékén és Ismail [157] adatai a nagyenergiás részen az illesztésből kizárhatónak tűnnek. A mérés során azonosított többi izotópot és a meghatározott hatáskeresztmetszeteiket egy közös ábrán mutatom be (88. ábra). Az ábrából látszik, hogy a kedvező felezési ideje ellenére a $^{184m,g}\text{Re}$ hatáskeresztmetszetére vonatkozó mérési adatok még mindig elég ellentmondásosak, ezért használatam vékonyréteg aktivációra nem javasolt. A ^{182}Re izomerekre lényegesen magasabb értékeket kaptam, mint az eddig megjelent irodalmi adatok. Mivel a $^{182m,g}\text{Re}$ hatáskeresztmetszetnél már jó egyezést találtam az általam mért és az irodalmi adatok között, arra következtettem, hogy a korábbi kísérletekben nem megfelelő módon választották szét az izomer állapotokat. A ^{181}Re -re az általam mért hatáskeresztmetszet jó egyezést mutat az irodalmi adatokkal a kis átfedő energia tartományban.

A ^{182m}Re -re nem találtam tényleges hatáskeresztmetszet adatokat, a 88. ábrán (2. oszlop, 2. sor) szereplő irodalmi hatáskeresztmetszet a Dmitriev [156] által közölt hozam értékekből lett visszszámolva.

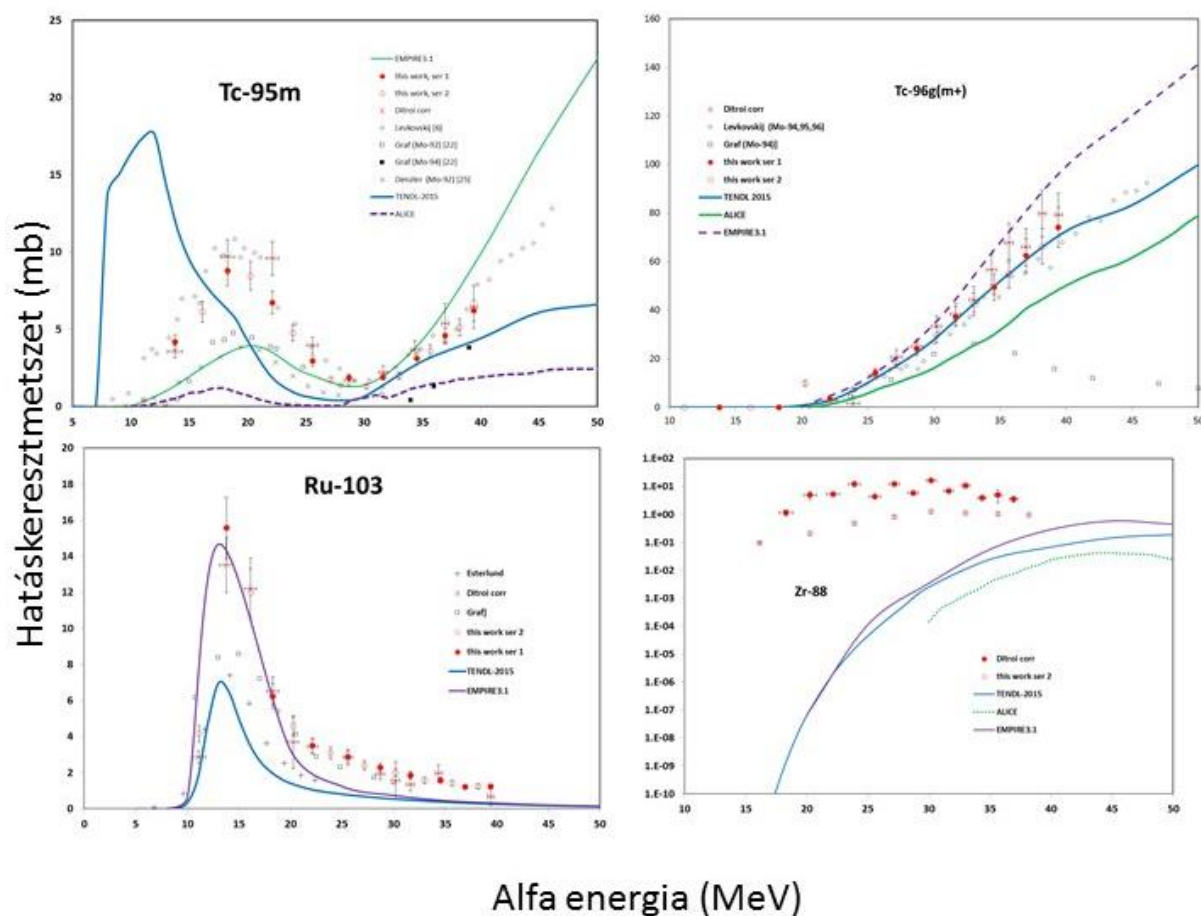


88. ábra $^{184g,m}, ^{182g,m}, ^{182m+g}, ^{181}\text{Re}$ előállítására vezető alfa-ion bombázással keltett magreakciók hatáskeresztmetszete az irodalmi értékekkel összehasonlítva

2.4.3.4 ALFA-RÉSZECSKÉVEL KELTETT MAGREAKCIÓK MOLIBDÉNEN

A következő szerkezeti anyag és ötvöző, amelyre a vizsgálatot kiterjesztettem, a molibdén volt [158, 159]. A kísérleteket a brüsszeli VUB CGR-560 ciklotronján 40 MeV-es alfa-energiával végeztem. A fóliacsomagban 12 μm -es molibdén és 12.3 μm -es réz fóliákat használtam céltárgyként illetve monitorként. A mérések során ^{93m}Tc , $^{93g}\text{Tc}(m+)$, ^{94m}Tc , ^{94g}Tc , ^{95m}Tc , ^{95g}Tc , $^{96g}\text{Tc}(m+)$, ^{99m}Tc , ^{93m}Mo , $^{99}\text{Mo}(cum)$, $^{90}\text{Nb}(m+)$, ^{94}Ru , ^{95}Ru , ^{97}Ru , ^{103}Ru és a ^{88}Zr radioizotópokat azonosítottam. Ezekből a magreakciókból számos hosszú felezési idejű radioizotóp keletkezik, amelyek megfelelően nagy hatáskeresztmetszettel állíthatók elő radioizotópos nyomjelzés céljára. A meghatározott hatáskeresztmetszeteket összehasonlítottam a korábbi mért adatokkal valamint az elméleti magreakció modell kódok eredményeivel (ALICE, TALYS (TENDL-2015), EMPIRE 3.1). A vizsgált izotópok közül a

^{95m}Tc (61 nap), ^{96}Tc (4.28 nap), ^{103}Ru (39.25 nap) és a ^{88}Zr (83.4 nap) mutatkozott alkalmasnak a radioizotópos nyomjelzésre. Ezeknek az izotópoknak a hatáskeresztmetszeteire a következő eredményeket kaptam:



89. ábra Izotópos nyomjelzésre alkalmas radioizotópok kísérleti hatáskeresztmetszet értékei alfa-részecske gerjesztéssel molibdénen

A 89. ábrából látszik, hogy a hatáskeresztmetszet értékek nem túl nagyok ugyan, de még alkalmasak a nyomjelző izotópok gazdaságos előállítására. Ahhoz, hogy a fenti mérési adatokat tényleges kopásvizsgálatokhoz használhassuk, megalkottam az úgynevezett kopásgörbéket, ami a keletkezett radioizotópok mélységi eloszlásának felel meg. Ezeket az eredményeket már összehasonlítottam a protonos és a deuteronos gerjesztéssel, és az azoknak megfelelő fejezetekben közlöm.

2.4.4 MAGREAKCIÓK DEUTERON GERJESZTÉSEL

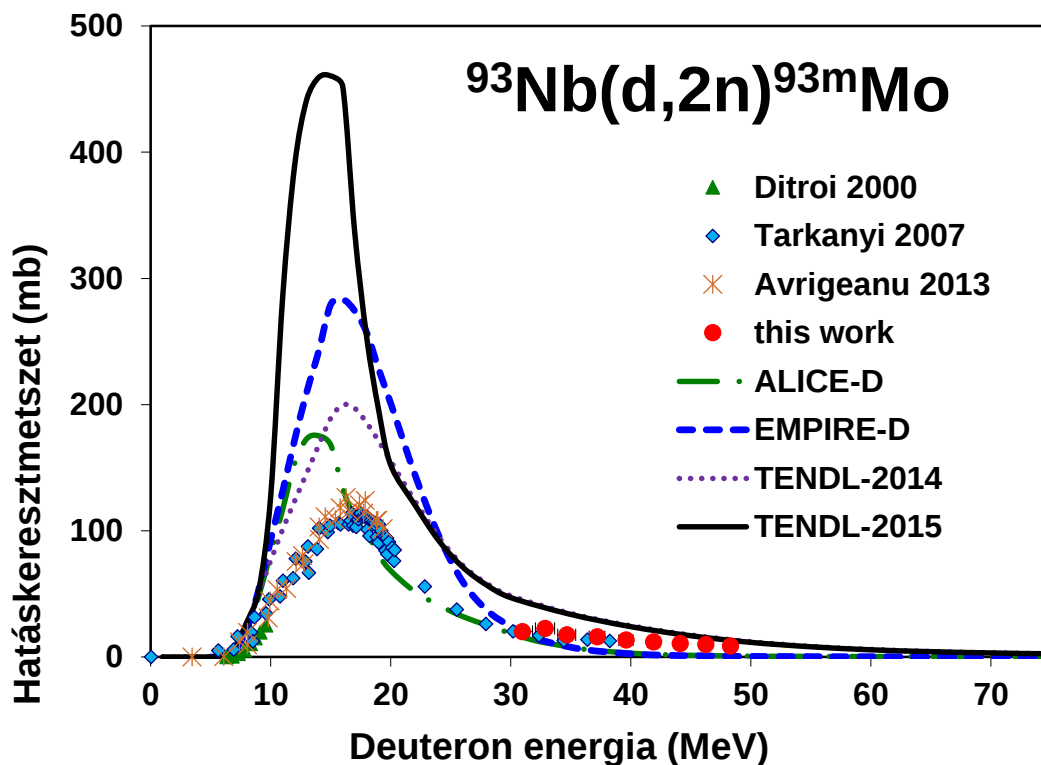
A deuteron egy érdekes bombázó részecske, mivel az anyaggal való kölcsönhatása során protonra és neutronra eshet szét, ezzel nagy nehézséget okozva az elméleti magreakciós modell kódok fejlesztőinek. Ezért a deuteron gerjesztéses magreakciók vizsgálata nemcsak alkalmazási szempontból fontos, hanem további segítséget nyújt a magreakció modell kódok fejlesztőinek.

2.4.4.1 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK NIÓBIUMON

Már az előző fejezetekben is említésre került a nióbbium mint szerkezeti anyag növekvő fontossága, valamint a deuteron reakciókra vonatkozó hatáskeresztmetszetek hiányosságai az adatbázisokban, valamint a reakciók elméleti leírásában mutatkozó hiányosságok, ezért különösen nagy figyelmet fordítottam a nióbbiumon lezajló magreakciók adatainak mérésére és kiértékelésére [160-162]. Az első kísérletben a debreceni ciklotron maximális 10 MeV-es deuteron energiáján elérhető magreakciókat vizsgáltam, amelyben a szóba jöhető magreakciók magas küszöb energiája vagy a reakciótermékek nagyon hosszú felezési ideje miatt csak a ^{93}Mo radioizotópot sikerült megbízhatóan azonosítani és rá hatáskeresztmetszetet meghatározni [160]. A vizsgálatokat később kiterjesztettem nagyobb energiák felé, és kihasználva a VUB CGR-560 ciklotronjának (20 MeV), a sendai Tohoku Egyetem (40 MeV) és a Louvain la Neuve (LLN) laboratórium ciklotronjának (50 MeV) magasabb nyalábenergiáit, további méréseket végeztem nióbbiumon a keletkező radioizotópok hatáskeresztmetszetének meghatározására.

Összességében a $^{93}\text{Nb}(d,x)^{93\text{m},90}\text{Mo}$, $^{92\text{m},91\text{m},90}\text{Nb}$, $^{89,88}\text{Zr}$ és a $^{90\text{m},88,87\text{m},87\text{g}}\text{Y}$ magreakciókra kaptam értékelhető adatokat és hatáskeresztmetszeteket. A különböző besugárzások során a $^{\text{nat}}\text{Al}(d,x)^{22,24}\text{Na}$, $^{\text{nat}}\text{Ti}(d,x)^{48}\text{V}$, $^{\text{nat}}\text{Fe}(d,x)^{56}\text{Co}$ monitor reakciókat használtam a deuteron nyalábok paramétereinek pontosítására. A kapott értékeket az irodalmi adatokon kívül összehasonlítottam az ALICE-D, a TALIS (TENDL) és az EMPIRE-D. elméleti magreakció modell kódok eredményeivel. A „D” jelzés az egyes kódok elnevezése mögött azt jelzi, hogy ezek már az illető modellek deuteronokra optimalizált változatai, amely módosítást egyik társszerzőnk, az oroszországi IPPE (Institute for Physics and Power Engineering) intézetből végezte [163]. A jelen munkában csak a legfontosabb izotópokra vonatkozó eredményeket közlöm, kiemelve a radioizotópos nyomjelzésre alkalmazhatókat.

A 90. ábrán a ^{93}Mo -re vonatkozó mindhárom (Ditroi 2000, Tarkanyi 2007, this work) méréssorozat eredménye látható, és az is leszűrhető, hogy a különböző kísérleti körülmények között végzett mérések jól kiegészítik egymást és az átfedő energiatartományban jó egyezést mutatnak, egymással és az irodalmi értékekkel is. Az is megfigyelhető, hogy az elméleti magreakció modell kódok által adott eredmények egymástól és a kísérleti eredményektől is erősen különböznek különösen a hatáskeresztmetszet maximumának közelében, sőt a maximum helyét sem egyformán adják meg. Ebben egyébként a különben a legjobb közelítést adó (15 MeV felett) EMPIRE-D teljesít a legrosszabbul. Azt is érdekes megfigyelni, hogy összehasonlítva a TALYS számolások két verzióját a TENDL-2014 [139] és a TENDL-2015 [164] on-line adatbázisokból, a régebbi változat sokkal közelebb áll a kísérleti értékekhez, mint az újabb. Ennek oka az lehet, hogy a modellen végzett globális módosítás rosszabbul írta le a reakciót (erre az egy esetre) mint az előző változat. Ezek a jelenségek csak a mi összehasonlításunkból jöttek ki, egyébként a fejlesztők megelégedtek volna a modellen végzett módosítás egy más reakciónál esetlegesen elért jobb eredményével.

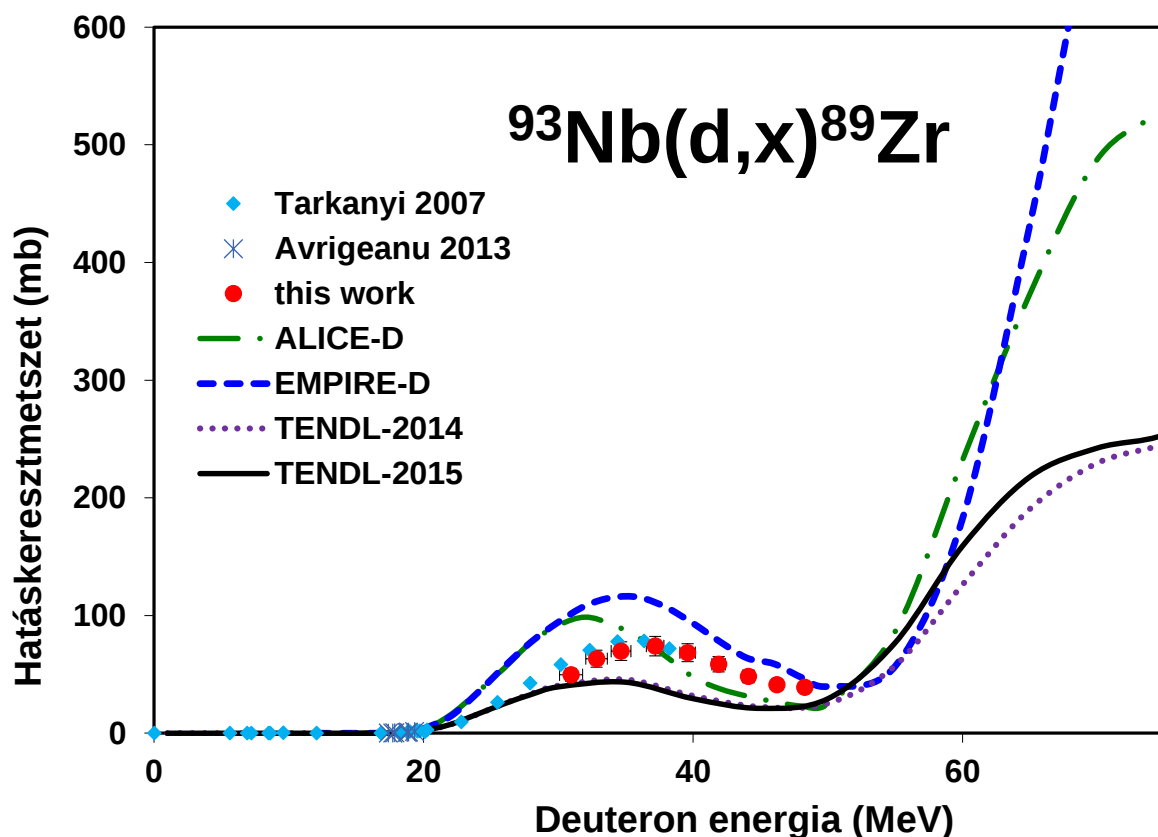


90. ábra A ^{93}Mo radioizotópra vezető deuteron indukált magreakció hatáskeresztmetszete nióbiumon

A ^{93}Mo rövid felezési ideje (6.85 óra) csak igen gyors lefolyású folyamatok radioaktív nyomjelzését teszi lehetővé, de a rendelkezésre álló magreakciók és radioizotópok közül ennek van a legalacsonyabb küszöb energiája $Q = 3.4$ MeV, ezért a debreceni ciklotronon is könnyen előállítható.

A következő lehetséges jelölt a ^{89}Zr (78.41 óra, $Q = 7.77$ MeV) mért hatáskeresztmetszete a 91. ábrán látható. Ebben az esetben is jó egyezés és illeszkedés tapasztalható a korábbi méréseinkkel és az irodalmi adatokkal. Az elméleti magreakció modell kódok jól adják meg a görbe menetét az átfedő energiatartományban, kivéve, hogy az EMPIRE-D által javasolt energia maximum helye ismét eltolódik az alacsonyabb energiák felé. A mennyiségi értékek minden esetben felül vagy alul becsültek. A két TENDL változat között nincs lényeges különbség, ami látható, az sem a kísérleteim energiatartományába esik. Az ábrából viszont az is látszik, hogy az alacsonyabb küszöbenergia ellenére a hatáskeresztmetszet csak 20 MeV nyálábenergia felett ér el olyan értéket, ahol már megfelelő hozammal termelhető.

Radioizotópos nyomjelzésre legalkalmasabb jelölt a ^{88}Zr lenne, viszonylagosan hosszú felezési ideje (83.4 nap) és intenzív, közepes energiájú gamma-vonala miatt (392.87 keV, 97.29%), de a küszöbenergiája $Q = 17.1$ MeV, ami a debreceninél nagyobb energiájú gyorsító használatát teszi szükségessé.

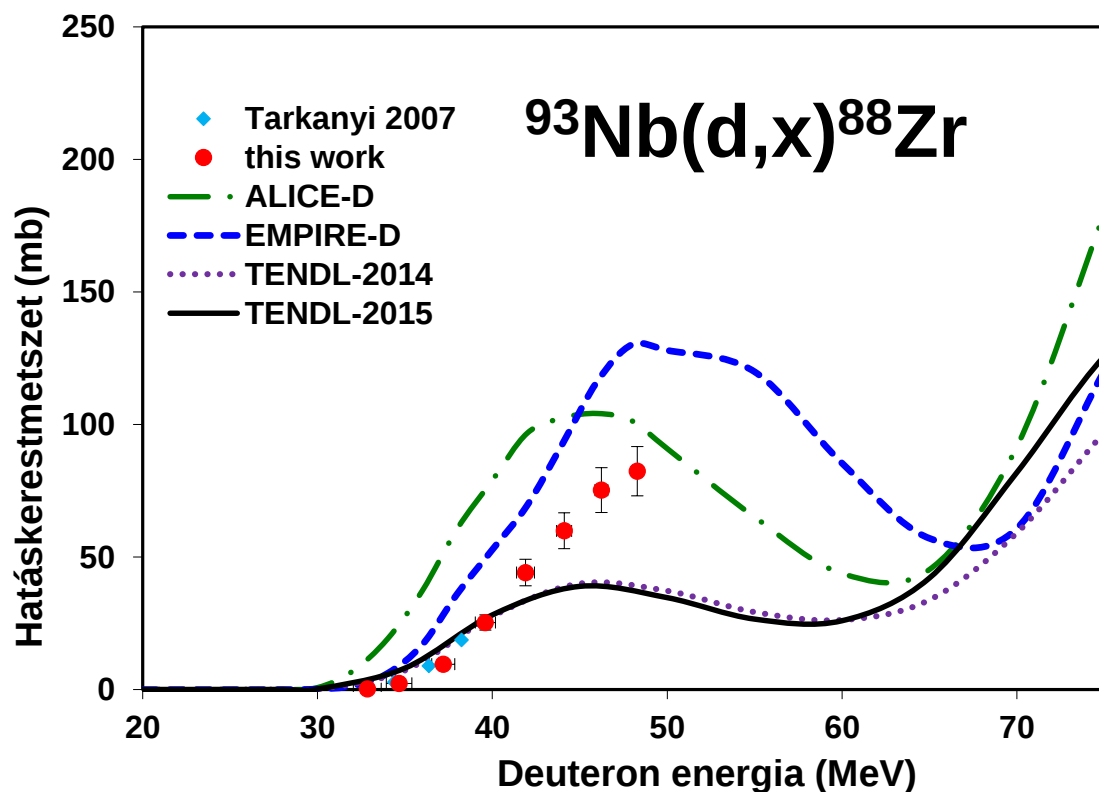


91. ábra A ^{89}Zr radioizotópra vezető deuteron indukált magreakció hatáskeresztmetszete nióbiumon

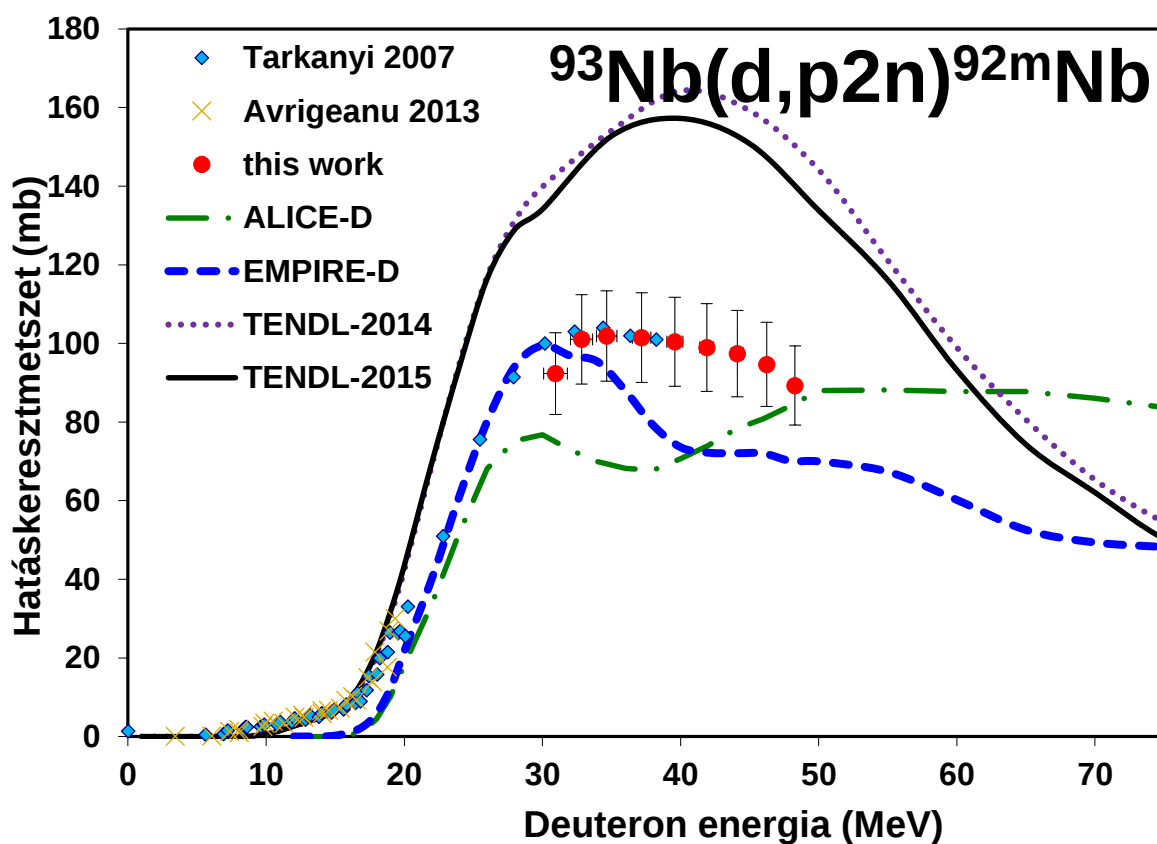
A 92. ábrán látható ^{88}Zr esetében nem találtam korábbi irodalmi adatokat. A saját mérések jól illeszkednek egymással. Az ábra szerint még nem jelent érdemi hatáskeresztmetszetet a Q -érték alacsonyabb volta, a görbe csak 30 MeV körül mutat a termeléshez használható értékeket.

Szóba jöhet radioizotópos nyomjelző jelölt még a $^{92\text{m}}\text{Nb}$ (10.15 nap, 934.44 keV 99.15%, $Q = 11.06$ MeV), ugyanazzal a problémával, nevezetesen a túl magas küszöbenergia. A 93. ábrából azt látjuk, hogy a kísérleti adatok egyezése itt is jó, és az EMPIRE-D által adott közelítés elfogadható 20 és 40 MeV között. A reakció ténylegesen elindul a küszöb feletti energiákon, de termeléshez igazán használható értékeket csak 20 MeV felett ad. Szintén szóba jöhet még a $^{91\text{m}}\text{Nb}$, de ennek a használhatósága is korlátozott a fentebb említettek miatt, ráadásul a hatáskeresztmetszet értékei is alacsonyabbak mint az előzőké. Az említetteken kívül még a $^{91\text{m}}\text{Nb}$ radioizotóp alkalmas a vékonyréteg aktivációs technikával történő vizsgálatokra.

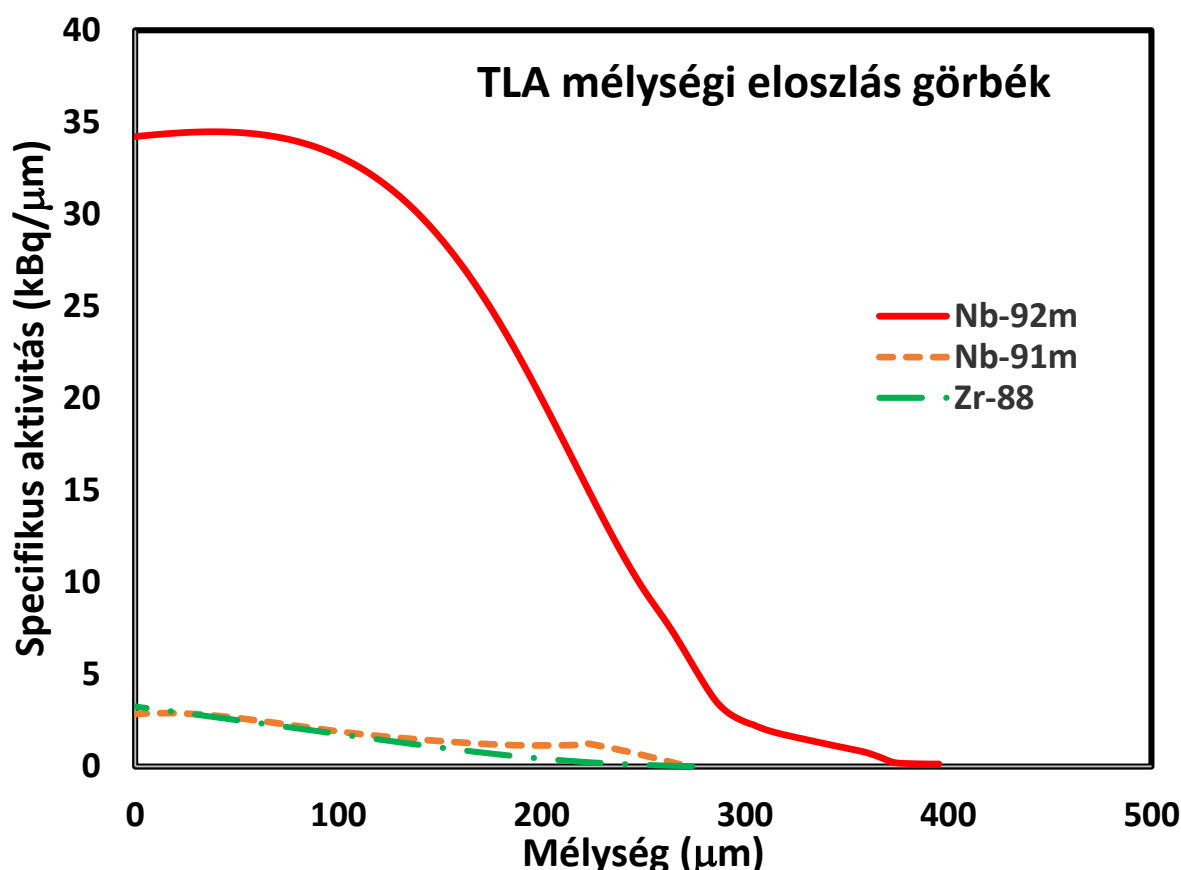
Az eddig említett és a még meghatározott izotópokra a hatáskeresztmetszeteken kívül integrális hozamokat is adtam meg, ami egy esetleges felhasználó számára kézzelfoghatóbb, mint a hatáskeresztmetszet. A fentiek közül néhány alkalmas izotópra megadtam (a kísérleti hatáskeresztmetszetek alapján) a mélységi eloszlás görbét is (94 ábra). Az ábrán látható három izotóp esetén különbözők voltak az optimális energiák annak elérésére, hogy a felület közelében az aktivitás eloszlása homogén (állandó) legyen.



92. ábra A ^{88}Zr radioizotópra vezető deuteron indukált magreakció hatáskeresztmetszete nióbiumon



93. ábra A ^{92}Nb radioizotópra vezető deuteron indukált magreakció hatáskeresztmetszete nióbiumon

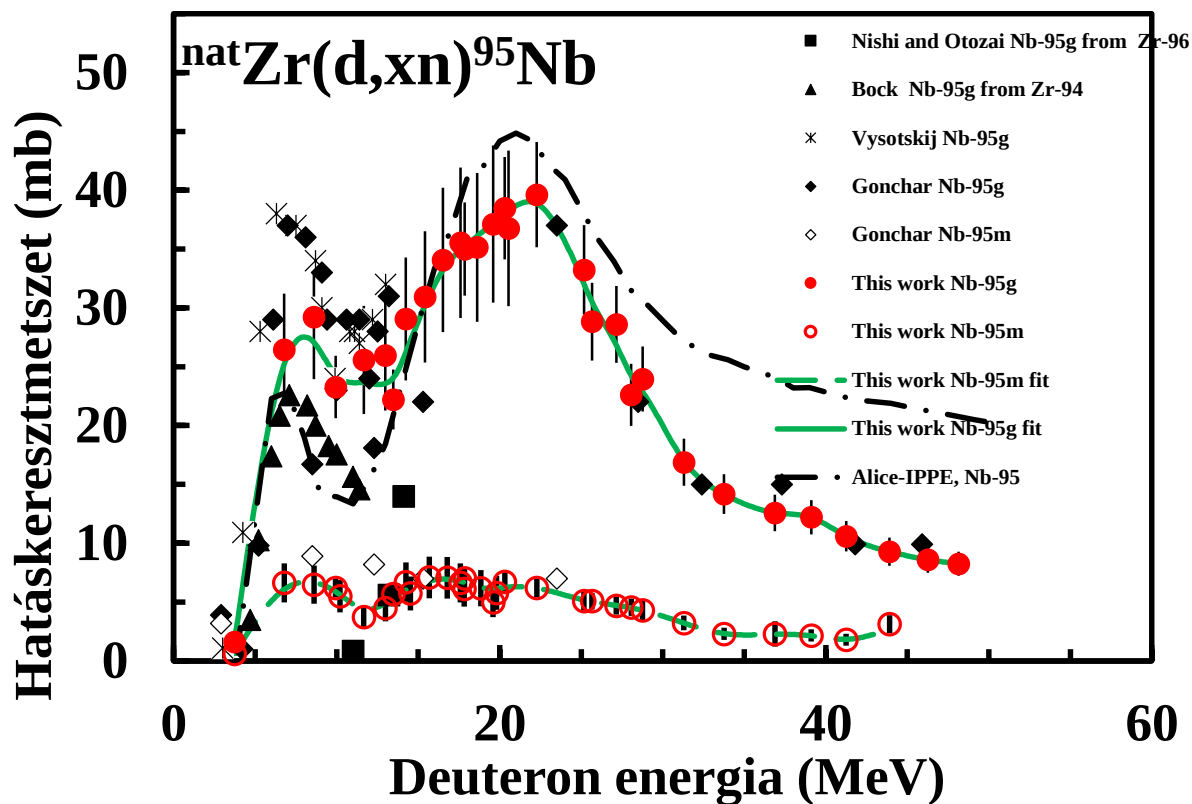


94. ábra Nióbiumból deuteron bombázással keletkező radioizotópok mélységi eloszlása 1 óra besugárzási idővel, 1 μ A nyalábárammal 15° alatt, 2 nap hűtési idővel (realisztikus feltételek).

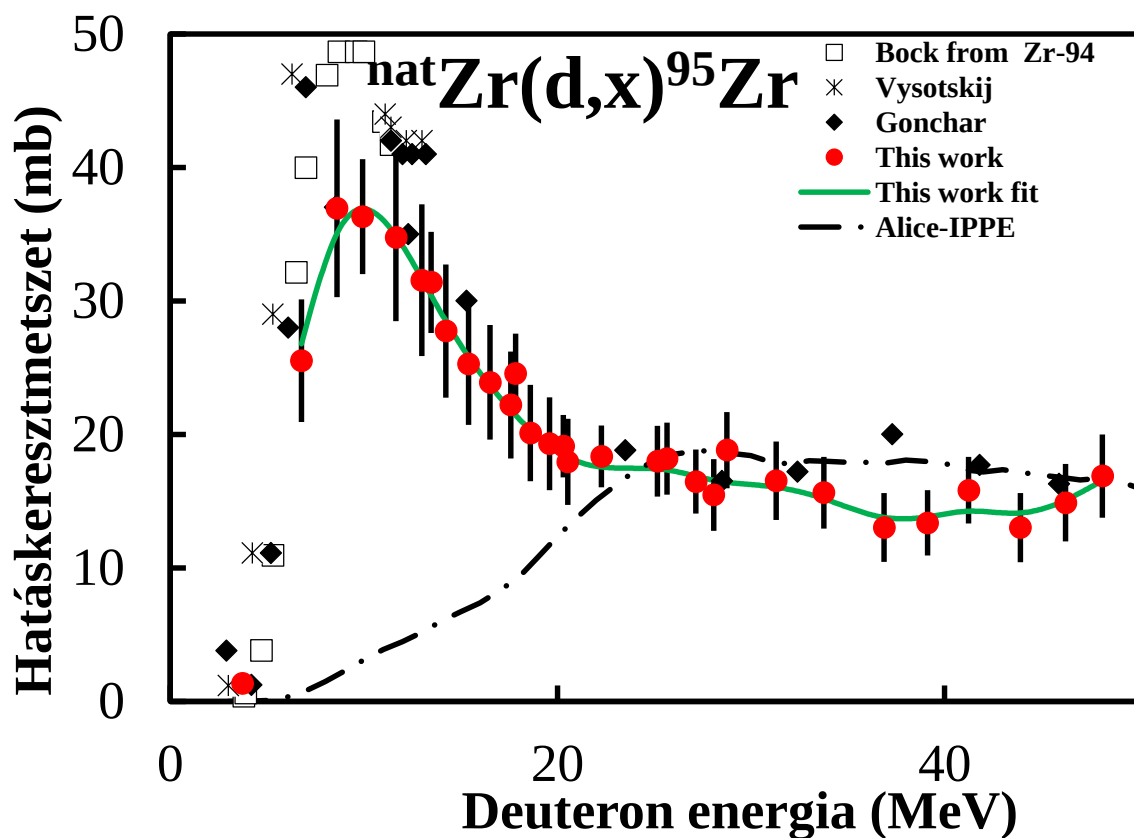
A 94. ábrán látható eloszlási görbéknél az egyes izotópokra a besugárzási energiák a következők voltak: ^{92m}Nb 36.1 MeV, ^{91m}Nb 42.5 MeV, ^{88}Zr 46.47 MeV. Az ábrából látható, hogy a ^{88}Zr nyomjelző biztosítja a legnagyobb specifikus hozamot, a másik kettő egy nagyságrenddel alatta van.

2.4.4.2 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK CIRKÓNIUMON

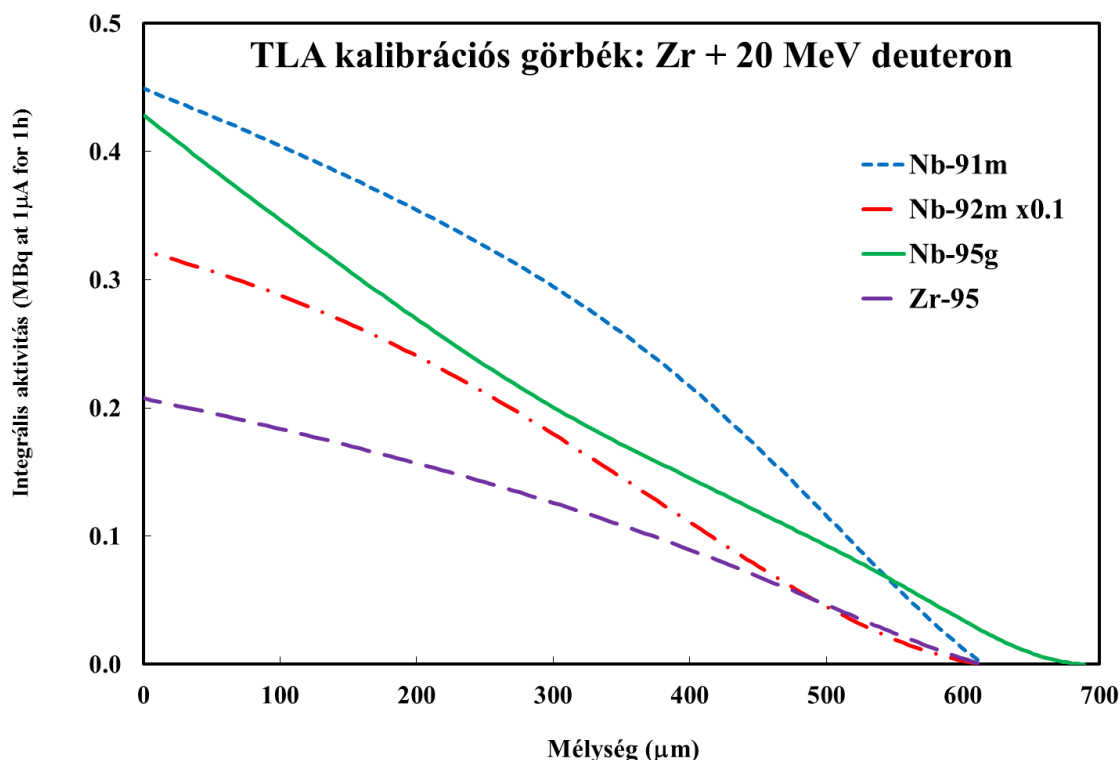
A hatáskeresztmetszet meghatározáshoz szükséges kísérleteket a brüsszeli és a Louvain-i ciklotronokon végeztem 50, 30 és 20 MeV nyalábenergiákon fóliacsomag módszerrel [165]. A mérések és kiértékelések után a $^{nat}\text{Zr}(d,x)^{90,91m,92m,95,96}\text{Nb}$, $^{nat}\text{Zr}(d,x)^{88,89,95,97}\text{Zr}$ és a $^{nat}\text{Zr}(d,x)^{86,87,88}\text{Y}$ magreakciókra adtam meg hatáskeresztmetszet adatokat. Mivel a cirkónium rendszáma csak eggyel kevesebb mint az előző fejezetben szereplő nióbiumé, a keletkezett radioizotópok egy része is azonos. A nióbiumhoz képest két új izotóp is megjelent ennél a kísérletnél, mint radioizotópos nyomjelzésre alkalmas jelöltek, ezek a ^{95g}Nb és a ^{95}Zr . Erre a két izotópra bemutatom a mért kísérleti hatáskeresztmetszeteket a 95. és a 96. ábrán. Mindkét esetben látszik, hogy méréseim nélkül a meglévő irodalmi adatok komoly ellentmondásban voltak egymással. Az első esetben az összehasonlításhoz kiszámolt ALICE-IPPE elfogadható görbemenetet adott, még a másodikonál még a „trendet” sem tudta jelezni. A három, nyomjelző izotópra legalkalmasabb jelöltre a mért hatáskeresztmetszetekből kiszámoltam a kopásgörbéket, amelyek a 97. ábrán láthatók.



95. ábra ^{95}Nb keletkezése deuteron bombázással cirkóniumon



96. ábra ^{95}Zr keletkezése deuteron bombázással cirkóniumon



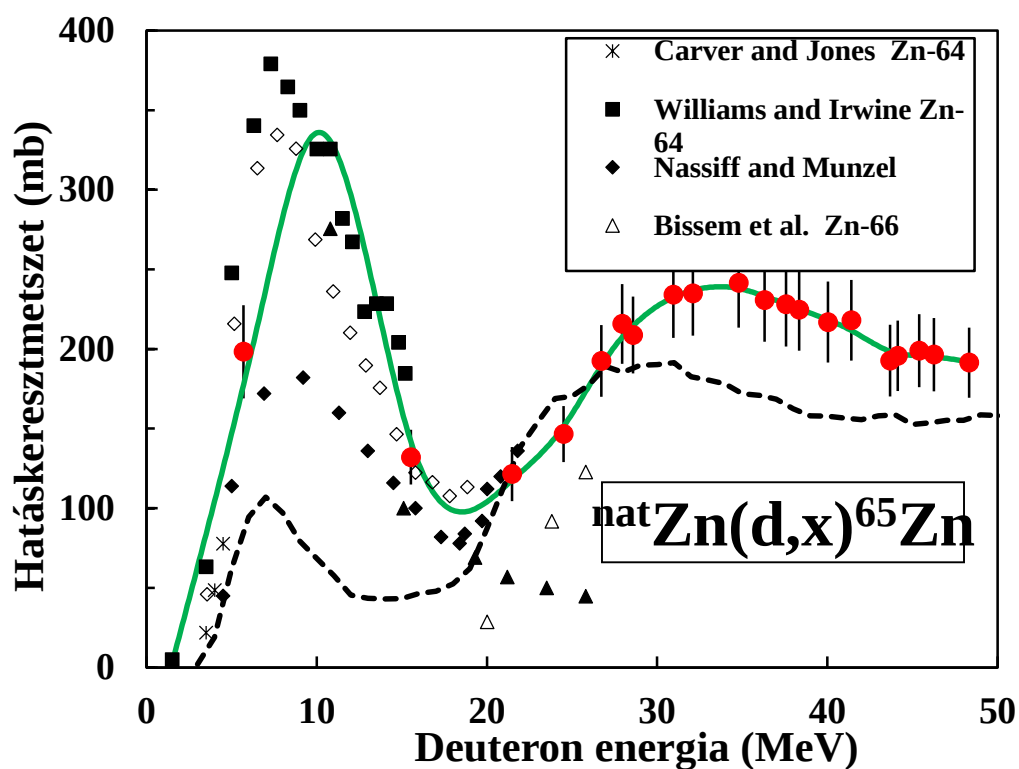
97. ábra A radioizotópos nyomjelzésre legalkalmasabb izotópok mélységi eloszlása (kopásgörbe) 20 MeV bombázó energián

A 97. ábrán látható mélységi eloszlásokat nem a „homogén” esetre számoltam ki, hanem azonos bombázó energia mellett „lineáris” (akár néhány száz μm-ig) mélységi eloszlást hoznak létre. Ez az az eset, amikor a felhasználónak szüksége van az általam meghatározott kopási görbére.

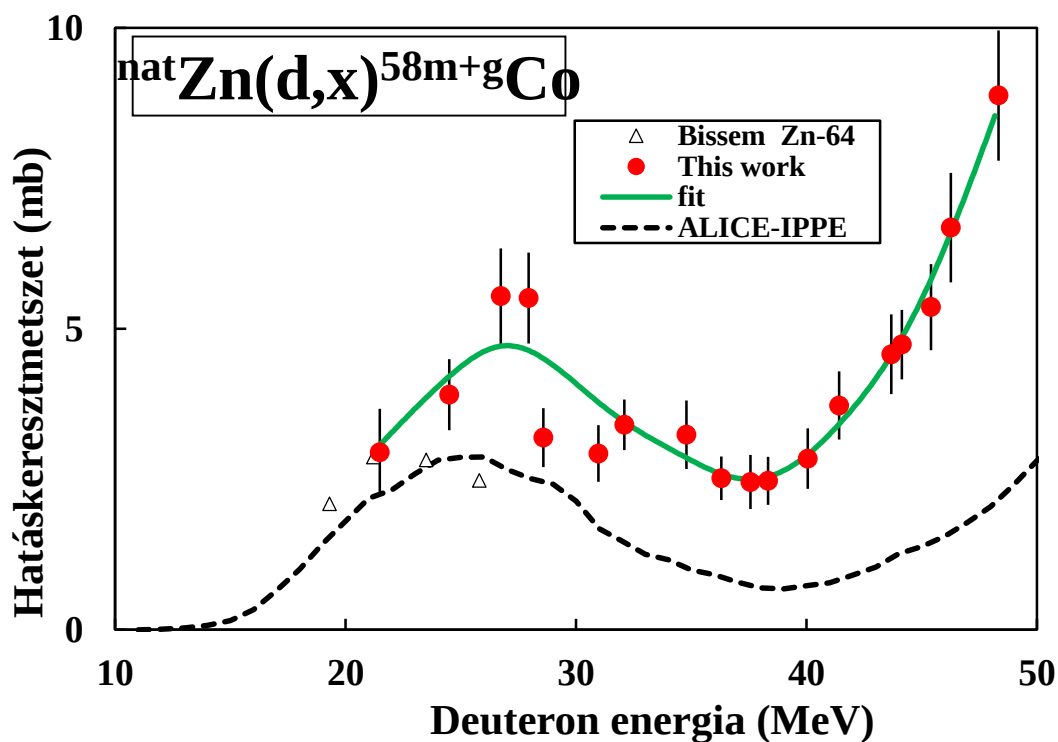
2.4.4.3 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK CINKEN

A cink mint céltárgyanyag könnyen hozzáférhető és jól lehet belőle vékony mintákat készíteni. A cinken deuteron bombázással számos olyan izotóp keletkezik, amelyek széleskörű felhasználással bírnak a nukleáris medicina területén (réz és gallium izotópok) [166]. A kísérletek elvégzéséhez a Louvain-i ciklotron 50 MeV-es (és 30 MeV-es) deuteron nyalábját használtam. A mérések során a $^{66,67}\text{Ga}$, $^{62,65,69}\text{Zn}$, $^{61,64,67}\text{Cu}$ és a ^{58}Co radioizotópokat azonosítottam és adtam meg rá kísérleti hatáskeresztmetszeteket. Ezúttal olyan fóliacsomagot sugároztam be, amely a 21.9 μm-es cink fólián kívül réz, nikkel és alumínium fóliákat is tartalmazott egyrészt nyaláb monitorizálási és energia csökkentési célból, másrészt egy másik céltárgyon végeztem el egy párhuzamos kísérletet. Az eredményeket az ALICE-IPPE elméleti magreakció modell kód által számolt értékekkel is összehasonlítottam

A felsorolt radioizotópok közül leginkább a ^{65}Zn (244.26 nap, 1115.55 keV 50.6%) és a ^{58}Co (70.86 nap, 810.775 keV 99%) a legalkalmasabbak a radioizotópos nyomjelzés és a vékonyréteg aktiváció céljaira. Ennek a két izotópnak az általam meghatározott hatáskeresztmetszeteit közlöm a 98. és a 99. ábrákon.



98. ábra ^{65}Zn keletkezése deuteron bombázással cink céltárgyon



99. ábra $^{58m+g}\text{Co}$ keletkezése deuteron bombázással cink céltárgyon

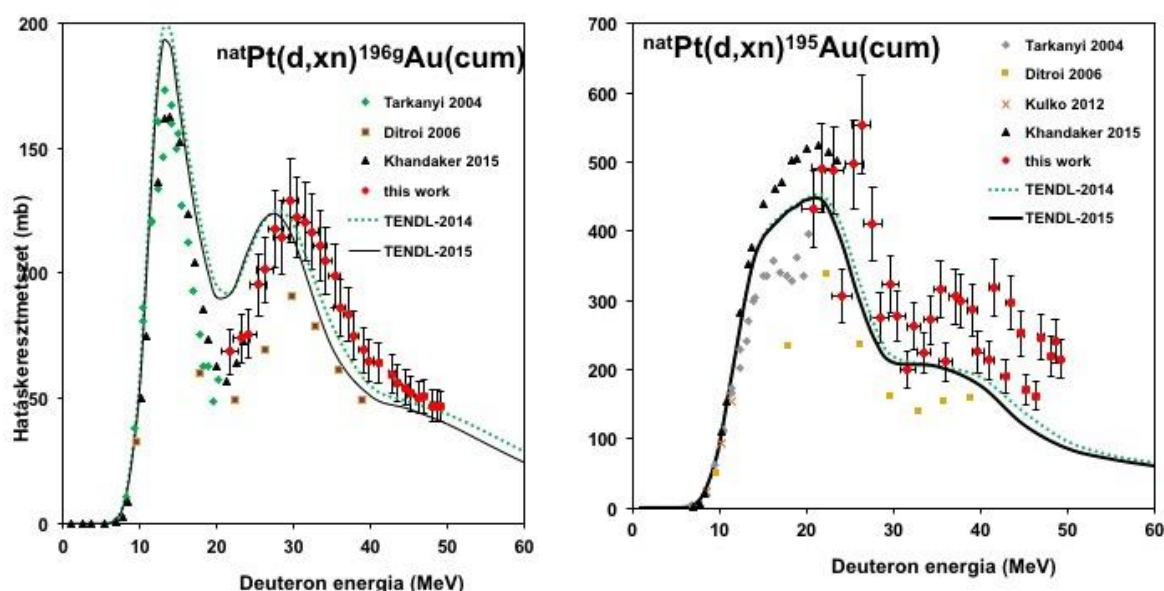
Az új méréseim mindkét esetben új kísérleti hatáskeresztmetszet értékeket szolgáltatottak a 27 MeV feletti energia tartományban. A korábbi irodalmi értékekkel van egyezés az átfedő

szakaszokon. A modell kód eredményei a görbe menetét képesek rekonstruálni, különösen a ^{58}Co esetén, de mennyiségileg rossz értéket adnak.

A számos reakció hatáskeresztmetszeten kívül a mért radioizotópokra hozamgörbéket is számoltam, amelyek az adott radioizotóp termelésének tervezését teszik lehetővé.

2.4.4.4 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK PLATINÁN

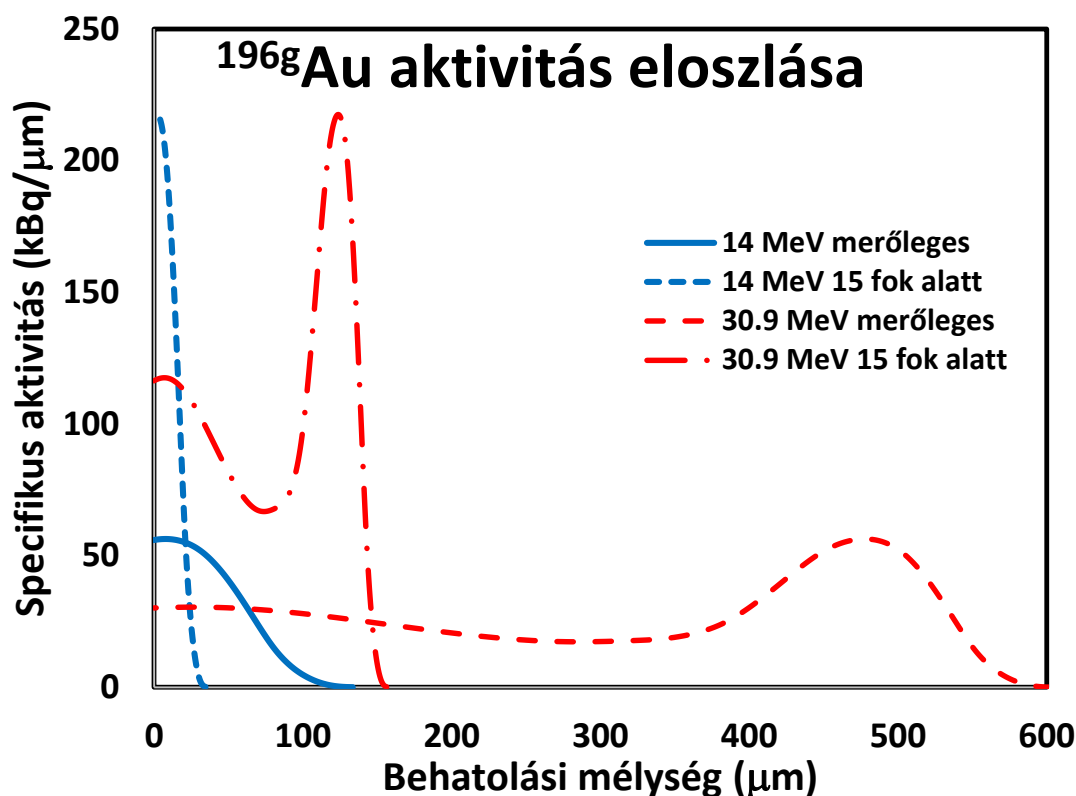
A platinán deuteron aktiválással keltett magreakciók hatáskeresztmetszetét is két különböző mérőszorozatban határoztam meg [167, 168], 21 MeV-ig a VUV CGR-560-as ciklotronján és 50 MeV-ig a Louvain-i CGR-930-as ciklotronon. A fóliacsomagok mindkét esetben párhuzamos mérések céltárgyaival voltak összecsomagolva. A vizsgálataim során a $^{\text{nat}}\text{Pt}(\text{d},\text{xn})^{191,192,193,194,195,196\text{m}2,196\text{g},198\text{g},199}\text{Au}$, $^{\text{nat}}\text{Pt}(\text{d},\text{x})^{188,189,191,195\text{m},197\text{m},197\text{g}}\text{Pt}$ és $^{\text{nat}}\text{Pt}(\text{d},\text{x})^{189,190,192,194\text{m}2}\text{Ir}$ magreakciókra és radioaktív reakciótermékekre kaptam értékelhető adatokat és határoztam meg hatáskeresztmetszeteiket rájuk. A keletkezett radioaktív reakciótermékek közül felezési idejük és gamma-vonalaik alapján számos radioizotóp alkalmas lenne nyomjelzésre, de legtöbbjüknek elég magas a küszöbenergiája, ezért nagyobb energiájú gyorsítóra van szükség az előállításukhoz. Mindent összevetve (felezési idő, gamma-vonalak, hatáskeresztmetszet) a $^{186\text{g}}\text{Au}$ radioizotóp tűnik a legalkalmasabbnak a nyomjelzéses technikához. Összehasonlításképpen még bemutatok néhány közel alkalmas radioizotópra kapott hatáskeresztmetszetet is ($^{195\text{g}}\text{Au}$: jó hatáskeresztmetszet, hosszú felezési idő (186.01 nap) DE alacsony energiájú és kis intenzitású gamma-vonalak (98.86 KeV 11.21%, 129.74 keV 0.84%)). Az irídium radioizotópok, noha van köztük alkalmas felezési idejű, nagyon alacsony hatáskeresztmetszeteik miatt kiesnek.



100. ábra A $^{196\text{g},195}\text{Au}$ keltés kísérleti hatáskeresztmetszetei platinán

A 100. ábrán a bemutatott hatáskeresztmetszetek már javított változatai a korábbi irodalmi értékeknek és meglehetősen jó egyezést mutatnak a TENDL adatbázisokból vett TALYS 1.6 számolások eredményeivel.

A ^{196}gAu hatáskeresztmetszete alapján meghatároztam a mélységi eloszlásokat több különböző esetre, amelynek az eredménye a 101. Ábrán látható.



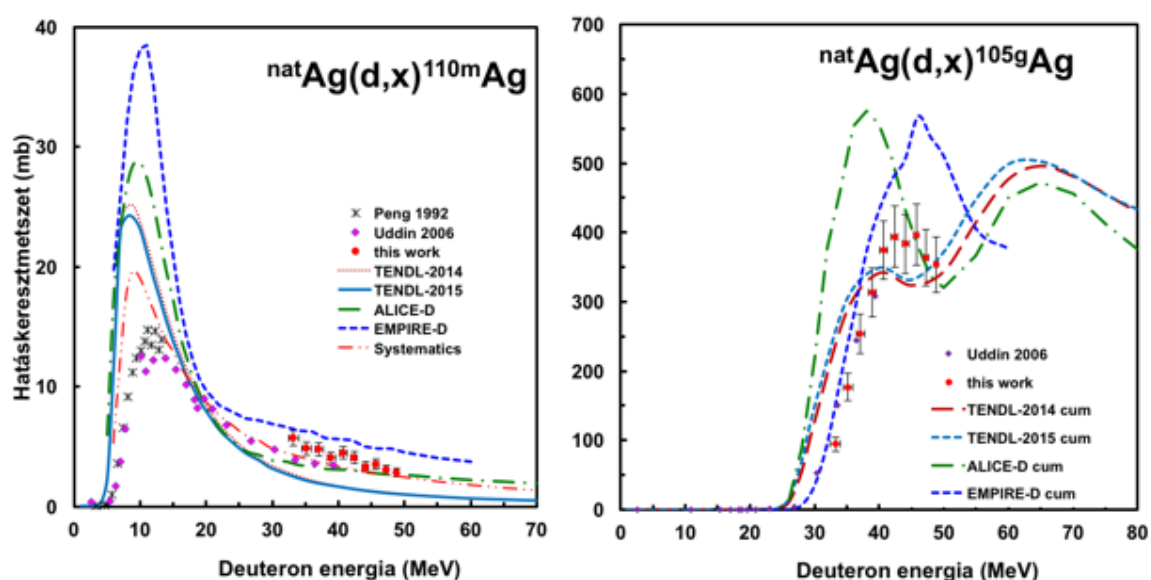
101. ábra A ^{196}gAu radioizotóp mélységi eloszlása platínában különböző deutron bombázó energiák és beesési szögek mellett

A 101. ábrán előállítottam az ideális besugárzási energiának megfelelő görbéket merőleges beesésre és 15° alatti besugárzáshoz. Látható, hogy a felszín közelében mindkét esetben van egy állandó specifikus aktivitású szakasz, ami merőleges besugárzáskor nagyobb és kis szög alatti besugárzáskor természetesen kisebb. Ezzel szemben a specifikus aktivitás nagysága, ami fontos paraméter az érzékenység szempontjából, lapos szög alatti besugárzás esetén jelentősen megnő. Ugyanezen két paraméter mellett a maximális energiájú besugárzást is bemutatom, ahol látható, hogy az aktivitás nagy része el van „temetve” és a felület közeli kopások esetén nem változik. Ennek a megoldásnak is van azonban alkalmazási lehetősége, pl. törés vagy meg nem engedett mértékű kopás elérése esetén az aktivitás változás hirtelen megnő.

2.4.4.5 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK EZÜSTÖN

Ezt a kísérletsorozatot is több lépcsőben végeztem el. Az első sorozat mérést a japán Tohoku egyetem ciklotronján végeztem 40 MeV-es bombázó energiával és a $^{105,106\text{m},110\text{m}}\text{Ag}$ és a $^{107,109}\text{Cd}$ magreakciókra határoztam meg hatáskeresztmetszet és hozam adatokat [169]. A második mérésorozatot a Louvain-i ciklotronon végeztem max. 50 MeV deutron energiával [170]. Ebben az esetben a $^{105,104}\text{Cd}$, $^{110\text{m},108\text{m},106\text{m},105\text{g},104\text{g}}\text{Ag}$, ^{101}Pd és a $^{105,101\text{m}}\text{Rh}$

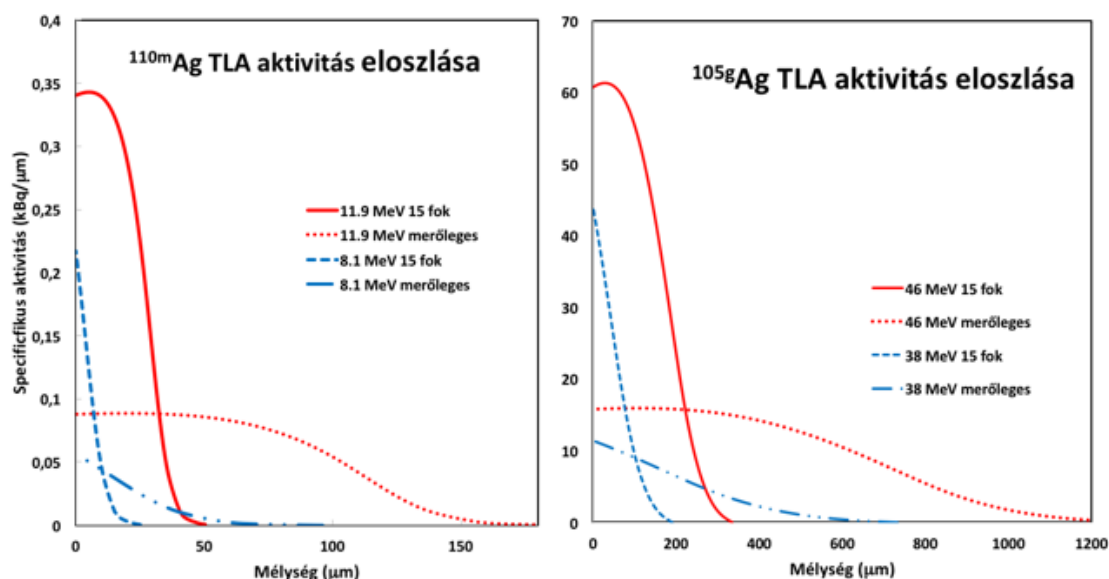
magreakciókra vonatkozó hatáskeresztmetszet és hozam adatokkal egészítettem ki a korábbi mérési eredményeimet a 30-50 MeV energia tartományban. Mindkét esetben a szokásos fóliacsomag módszert használtam különböző összeállításokban és mindkét kísérlet sorozatnál több csomagot is besugároztam különböző energiákon a vizsgált energia tartomány jobb lefedésére. A kísérlet során energia csökkentő fóliák helyett párhuzamos kísérletek céltárgyait helyeztem el a fóliacsomagokban. A kísérleti eredményeimet az irodalmi adatokon kívül összehasonlítottam a TALYS (közvetlenül és a TENDL on-line adatbázis adatain keresztül) az ALICE-D és az EMPIRE-D elméleti magreakció modell kódok eredményeivel. Az ezüstből keletkező radioizotópoknak számos alkalmazási területe van. A ^{107}Cd , ^{109}Cd és az $^{110\text{m}}\text{Ag}$ orvosi és ipari alkalmazásokban játszik fontos szerepet [171], míg a rövid felezési idejű $^{107\text{m}}\text{Ag}$ ($T_{1/2} = 44.3$ s) és a $^{109\text{m}}\text{Ag}$ ($T_{1/2} = 39.6$ s), amelyeket a nukleáris orvosi gyakorlatban használnak és a $^{107}\text{Cd} - ^{107\text{m}}\text{Ag}$ és $^{109}\text{Cd} - ^{109\text{m}}\text{Ag}$ generátor rendszereken keresztül alkalmazzák őket. A keletkező radioizotópok közül a $^{105\text{g}}\text{Ag}$ (41.29 nap, 280.4 keV, 30.2%, 344.5 keV 41.4%,...) és a $^{110\text{m}}\text{Ag}$ (249.83 nap, 657.8 keV 95.6%, 884.7 keV 75%) reakció termékeket vizsgáltam meg és találtam alkalmasnak a vékonyréteg aktivációs és radioaktív nyomjelzéses feladatok megoldására. A jelen disszertációban az ezekre az izotópokra vonatkozó kísérleti hatáskeresztmetszeteket mutatom be.



102. ábra A radioizotópos nyomjelzésre használható $^{nat}\text{Ag}(d,x)^{105\text{g},110\text{m}}\text{Ag}$ kísérletileg meghatározott hatáskeresztmetszetei összehasonlítva a korábbi mérések eredményivel és az elméleti magreakció modell kód számításokkal

A 102. ábrából látható, hogy az újonnan mért hatáskeresztmetszetek új adatokkal járulnak hozzá a hatáskeresztmetszet adatbázisokhoz, illetve jó egyezést mutatnak a meglévő irodalmi adatokkal az átfedő energiatartományban. Az ábrán látható a modell kódok eltérő viselkedése is. Míg a $^{110\text{m}}\text{Ag}$ esetén mindhárom modell kód hasonlóan adja meg a hatáskeresztmetszet görbe menetét bár eltérő amplitúdóval, addig a $^{105\text{g}}\text{Ag}$ -hez tartozó ábrán az ALICE-D és az EMPIRE-D eltérő maximum helyeket határoz meg. A többi azonosított izotóp

hatáskeresztmetszetére is hasonlóan jól egyező eredményeket kaptam. A kapott hatáskeresztmetszetekből az integrális fizikai hozamokat is meghatároztam a legtöbb keletkező izotópra.



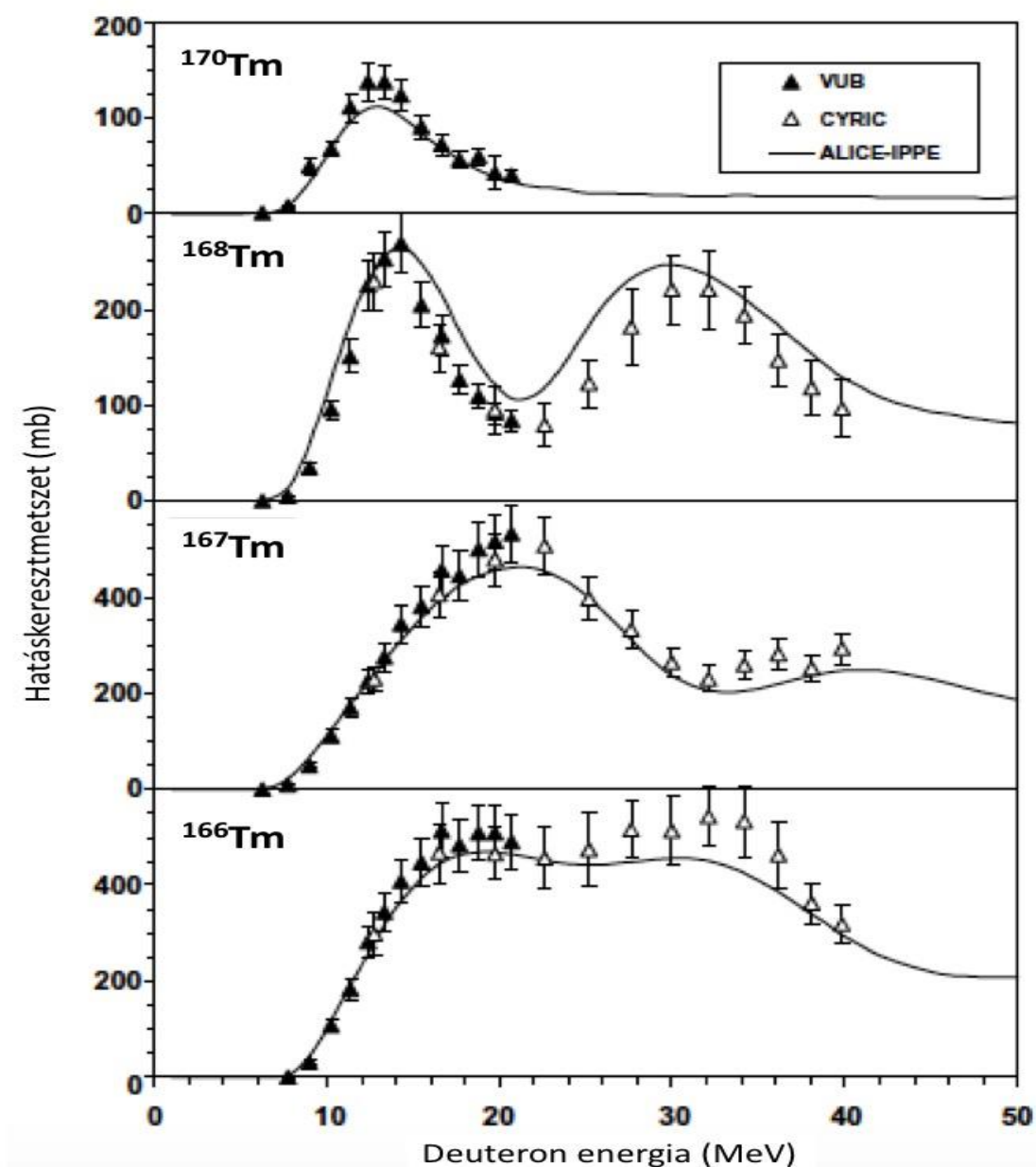
103. ábra A ^{110m}Ag és a ^{105g}Ag radioizotópok aktivitásának mélységi eloszlása különböző energiákon és beesési szögek alatt. Mindkét esetben 1 óra 1 μA besugárzási paraméterekkel számoltam

A 103. ábrán látható mélységi eloszlás görbéket úgy határoztam meg, hogy mindkét esetben vettem először az állandó (vagy homogén) eloszláshoz tartozó ideális energiákat (11.9 illetve 46 MeV) és kiszámoltam az ezekhez tartozó kopásgörbéket merőleges beesés illetve 15° -os beesési szögeknél. Látható, hogy a kis szög alatti besugárzás drasztikusan megnöveli a fajlagos aktivitást, de egyidejűleg csökkenti azt a mélységet, amelyben a homogenitás feltétele adott. Az adott feladathoz illesztve tehát jól beállíthatók a mélység/fajlagos aktivitás paraméterek. Ugyanezek az ábrák látható még a lineáris mélységi eloszlás létrehozása, amely kisebb fajlagos aktivitást és kisebb mélységet jelent, de van amikor a feladat éppen ezeket a paramétereket kívánja meg.

2.4.4.6 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK ERBIUMON

Az erbium nem egy szokásos ötvözőanyag a műszaki gyakorlatban és önmagában sem használják ilyen célra, de más irányú (orvosi célú izotópok előállításának vizsgálata) kutatási feladatok során kiderült, hogy van olyan belőle keletkező reakciótermék, amely paraméterei alapján jól használható lenne radioaktív izotópos nyomjelzésre [172]. A besugárzásokat 40 MeV deuteron energiáig végeztem el és a brüsszeli VUB és a Senai, Japán CYRIC ciklotronjait használtam. A mérések kiértékelése során a $^{163,165,166,167,168,170}\text{Tm}$ és a ^{171}Er magreakciók termékeit tudtam azonosítani és adtam meg rájuk hatáskeresztmetszet és hozam adatokat. Valamennyi általam nyert adat új volt, nem találtam rájuk korábbi irodalmi hivatkozást. Az eredményeket az ALICE-IPPE elméleti magreakció modell kód számításaival hasonlítottam össze. A felezési idejük szerint a $^{167,168,170,171}\text{Tm}$ radioizotópok is megfelelnek radioaktív nyomjelzési célra, de a ^{171}Tm -et a 66 keV-es (alacsony energia) nagyon kicsi

intenzitású gamma-vonala kizárja (ezt az izotópot nem is tudtam mérni a jelen kísérletekben), és a ^{170}Tm -nél (84.26 keV 2.48%) sem sokkal jobb az értékek, noha hatáskeresztmetszet alapján négy Tm izotóp is szóba jöhetne (104. ábra).



104. ábra Túlium radioizotópokra vezető magreakciók hatáskeresztmetszete erbium céltárgyon deuteron bombázással

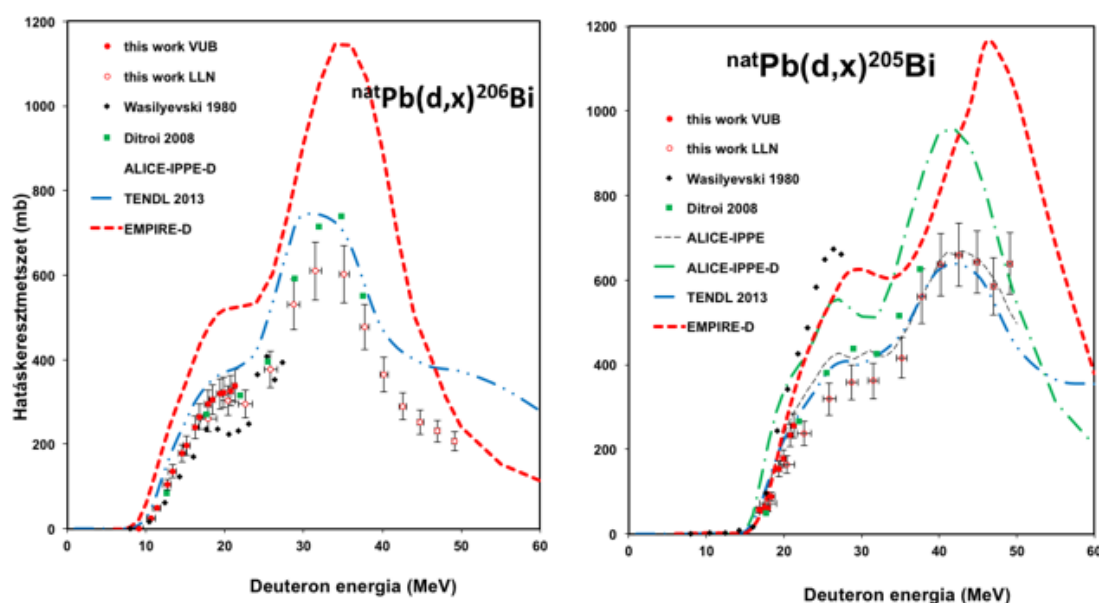
A 104. ábrán a különböző laboratóriumokban teljesen különböző eszközökkel és beállításokkal elvégzett mérések jól illeszkednek egymáshoz és egyeznek az átfedő energiatartományban. A ^{168}Tm -nál a hosszabb felezési idő (93.1 nap) és az alacsonyabb energián elhelyezkedő hatáskeresztmetszet maximum jelent előnyt, míg a ^{167}Tm -nál magasabb hatáskeresztmetszet érték. Mindkét radioizotóp előállítható a debreceni ciklotron energiatartományában is. A ^{166}Tm nagy hatáskeresztmetszettel és nagyon széles maximummal rendelkezik, de felezési ideje túl

alacsony a radioizotópos nyomjelzés céljaira. Ezekre az izotópokra és az összes többi azonosított radioizotópra integrális hozamgörbéket is határoztam meg.

2.4.4.7 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK ÓLMON

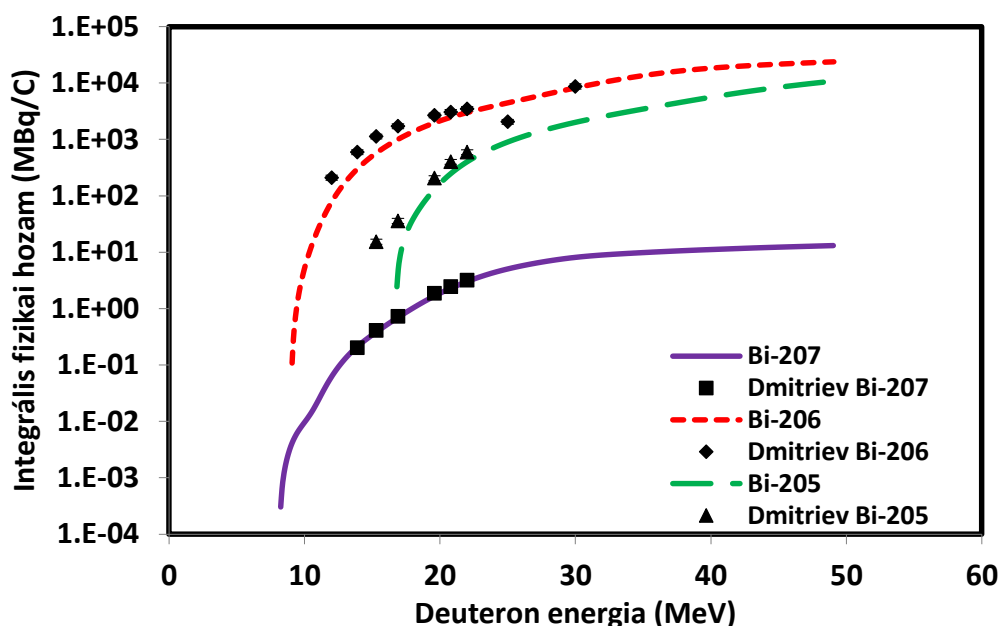
Az ólom mint ötvöző, de még gyakrabban mint önálló szerkezeti anyag előfordul a műszaki gyakorlatban de a magfizikai kísérletekben is. Éppen ezért a rajta lejátszódó magreakciók ismerete nagy fontossággal bír. Az ólom deuteronos gerjesztésére vonatkozó eredményeim is több kísérletsorozatból származnak. Besugárzásokat végeztem a Tohoku Egyetem ciklotronján [173] valamint a brüsszeli és a Louvain-i ciklotronon [174] is ólom céltárgyakon. A vizsgálatok során a $^{nat}\text{Pb}(d,x)^{207,206,205,204,203,202}\text{Bi}$, $^{203\text{cum},202\text{m},201\text{cum}}\text{Pb}$ és $^{202\text{cum},201\text{cum},200}\text{Tl}$ magreakciókat és termékeiket azonosítottam és adtam meg rájuk hatáskeresztmetszet és hozam értékeket. A kapott kísérleti hatáskeresztmetszet értékeket a TALYS (TENDL), ALICE-D és EMPIRE-D elméleti magreakció modell kódok eredményeivel vetettem össze és a hatáskeresztmetszet adatokból a gyakorlati célokra jobban használható hozamgörbéket számoltam.

A keletkező ^{207}Bi felezési ideje (31.55 év) túl nagy a radioaktív izotópos nyomjelzés céljaira, ami tárolási és így sugárvédelmi problémákat vet fel. A felezési időben még megfelelő ^{203}Tl pedig túl alacsony energiájú (39.5 keV) gamma-vonala miatt esik ki. A szóba jöhető nyomjelző jelöltek a ^{205}Bi (15.31 nap, 703.45 keV 31.1%, 987.66 keV 16.1%,...) és a ^{206}Bi (6.243 nap, 803.1 keV, 99%,...) radioizotópok. Az ezekre meghatározott hatáskeresztmetszetek láthatók a 105. ábrán.



105. ábra A $^{206,205}\text{Bi}$ keletkezésére vezető deuteron indukált magreakciók hatáskeresztmetszete ólmon

A 105. ábrán szereplő hatáskeresztmetszetek új eredményeket adnak, különösen a magasabb energiás tartományban. A mért hatáskeresztmetszeteim szokatlanul jó egyezést mutatnak a TENDL-2013 on-line adatbázisból vett TALYS számolások eredményivel, míg a többi modell kód erősen eltérő eredményt ad. A két izotóp keletkezési hatáskeresztmetszete nagyságrendileg hasonló, a ^{206}Bi előnye, hogy alacsonyabb energián van a maximuma. Az alkalmazási célra legmegfelelőbb reakció kiválasztását az általam számolt hozam görbék még könnyebbé teszik.



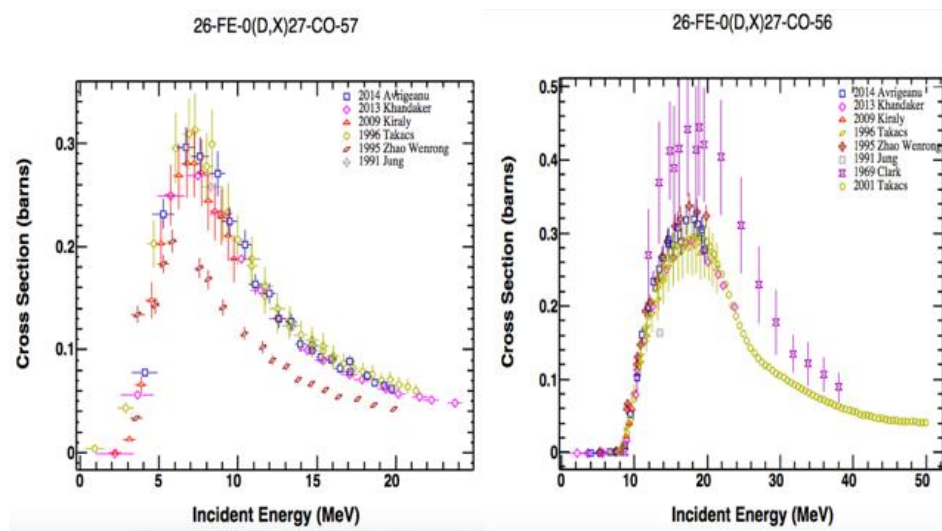
106. ábra Radioizotópos nyomjelzés szempontjából szóba jöhető izotópok integrális hozamgörbéi

A 106. ábrán bemutatott hozamgörbéket összehasonlítva azt mondhatjuk, hogy a két kiválasztott radioizotóp megfelelően nagy hozammal termelhető a vékonyréteg aktivációs nyomjelzés céljaira. Az is látszik, hogy a ^{206}Bi termelése alacsonyabb energián indul, tehát kisebb gyorsítóberendezéseken is termelhető. Az ábrán összehasonlítottam még a mért hatáskeresztmetszetekből számolt értékeimet az irodalomban található hozammérések eredményeivel, és minden esetben jó egyezést találtam.

2.4.4.8 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK VASON

A vas, mint már az előző fejezetek egyikében is említésre került, a legfontosabb, a műszaki gyakorlatban használt elem, amire különösen fontos a magfizikai adatok ismerete. Mivel az eddigi gyakorlatom szerint szinte minden ötvözet tartalmaz kisebb nagyobb százalékban vasat, a szerkezeti anyagok felaktiválódása szempontjából is fontos szerepe van a vason lejátszódó magreakciók ismeretének. Az irodalmat tanulmányozva arra jutottam, hogy ezeket a reakciókat már többen mérték különböző energia tartományokban, de vannak olyan részek, mint például a küszöbenergia közelébe eső tartomány, ahol ezek az adatok hiányosak.

A besugárzásokat a debreceni ciklotronon végeztem a maximási 10 MeV nyalábenergiával. Ez az energia alacsonynak tűnik az eddigi kísérletekben használt energiákhoz képest, de a bemutatott ábrákból ki fog tűnni, hogy gyakorlatilag az összes, radioizotópos nyomjelzésre alkalmas radioaktív izotópot létrehozó magreakció maximuma ezen az energiatartományon belül van. A mérések során a $^{55,56,57,58}\text{Co}$ és a $^{52,54}\text{Mn}$ radioizotópokra kaptam hatáskeresztmetszeteket [175]. Ezek közül a $^{56,57}\text{Co}$ a vékonyréteg aktivációs kopásvizsgálatokban leggyakrabban használt radioizotópok, de a ^{58}Co és a ^{54}Mn használata is előfordul ezen a területen. Mivel ezeket a reakciókat azóta is többen megmérték, az EXFOR adatbázisból vett legfrissebb adatokat mutatom be.

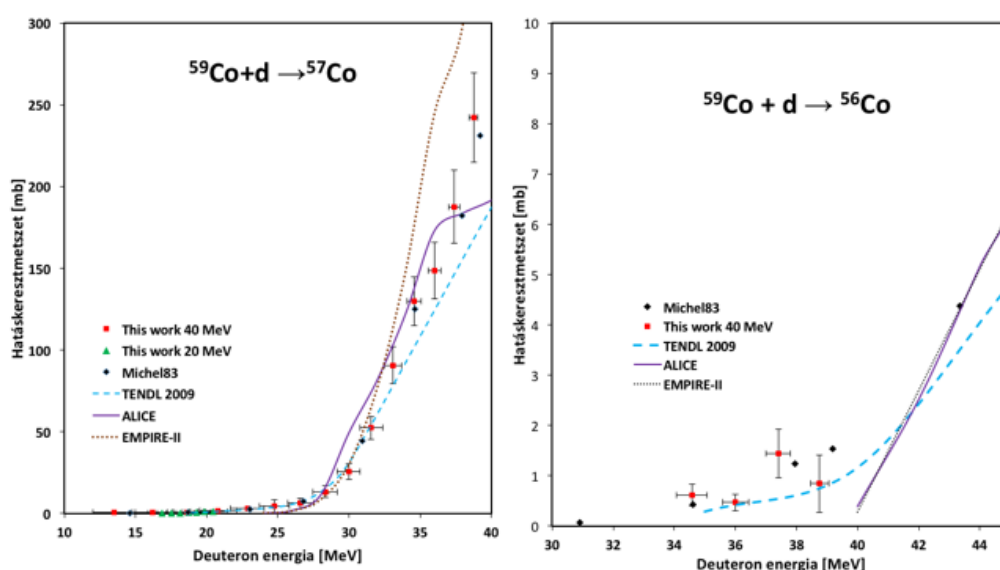


107. ábra $^{57,56}\text{Co}$ radioizotópok keletkezése vas céltárgy deuteron bombázásával

A 107. ábrán látszik, hogy a különböző laboratóriumok mérései között jelentős eltérések vannak. A NAÜ Magadatok Szekciója időnként felülvizsgálja az egyes adatsorok helyzetét és újra számolja az úgynevezett „ajánlott” illesztést a legújabb mérések és értékelések alapján.

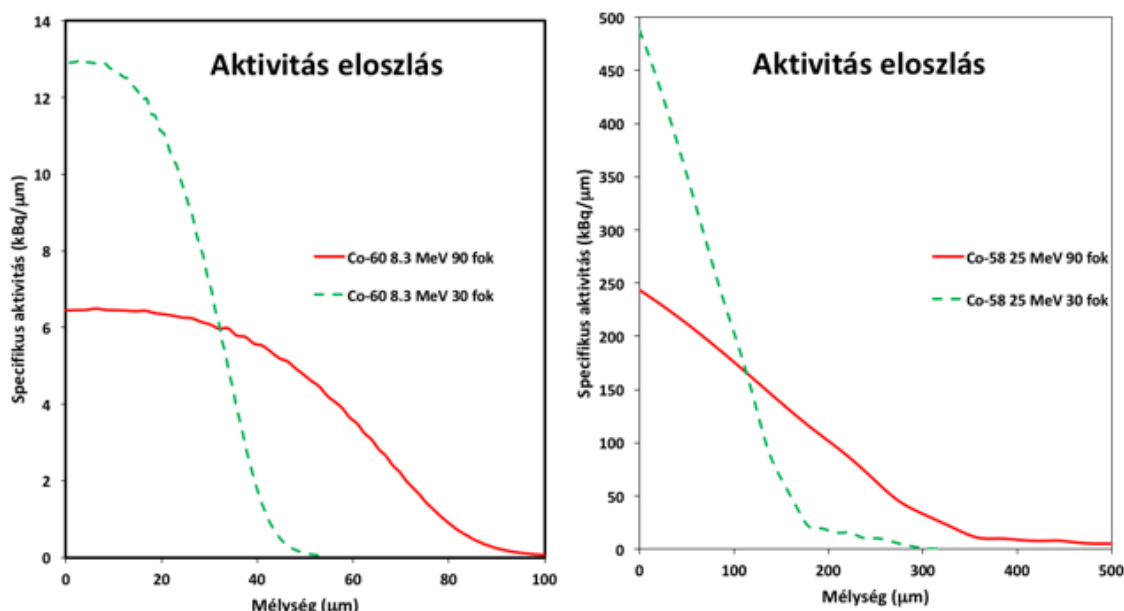
2.4.4.9 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK KOBALTON

A kobalt is szerepel a műszaki szerkezeti anyagok gyakori ötvözői között. A keletkezett radioaktív izotópokat számos területen használják. Ezek közül a legismertebb a ^{60}Co , amelyet viszont töltötttrészecske aktivációval csak kísérleti célra érdemes előállítani, az orvosi és ipari célra használt igen nagy aktivitású ^{60}Co forrásokat reaktorokban állítják elő. A $^{58,55}\text{Co}$ radioizotópokat az orvosi kutatásban és a radio-biológiában használják, míg az $^{57,56}\text{Co}$ izotópok inkább az ipari gyakorlatban kapnak szerepet. Egyes kobalt izotópok, mint a ^{57}Co és a ^{60}Co standard radioaktív kalibrációs forrásként is szerepelnek. A mért hatáskeresztmetszeteket a két legfontosabb radioizotópra, a ^{57}Co -ra és a ^{56}Co -ra mutatom be.



108. ábra Deuteron aktivációval kobalt céltárgyban keletkezett radioizotópok reakció hatáskeresztmetszete

A 108. ábrából látszik, hogy a radioaktív izotópok előállítása szempontjából a kobalton lejátszódó magreakciók nem versenyképesek a vas céltárgyon lejátszódó reakciókkal szemben (107. ábra), csak abban az esetben, ha maga a kobalt az az elem, amit aktiválni kell. Mivel ezeknek a radioizotópoknak inkább a vas alapanyaggal kapcsolatban van szerepe, a mélységi eloszlás görbéket a ^{58}Co és kifejezetten a kobaltra jellemző ^{60}Co izotópokra mutatom be.



109. ábra ^{60}Co és ^{58}Co radioizotópok mélység eloszlása deuteron bombázás után különböző energiákon és beesési szögek mellett (5 óra 5 μA)

A 109. ábra bal oldalán a homogén (állandó) eloszlás eléréséhez szükséges optimális energiát választottam (8.3 MeV) minek következtében a felszín közelében egy 12 (30°) illetve 24 (90°) mm vastagságú homogén aktivitású réteg keletkezett. Mivel az összes aktivitás nem függ a besugárzás szögétől, a nem merőleges besugárzás esetén a specifikus aktivitás mindig nagyobb, mint a merőleges esetben. Mivel a ^{58}Co hatáskeresztmetszetén nem található lokális maximum a vizsgált energiatartományban, ezért benne csak lineáris aktivitás eloszlást lehet létrehozni (jobb oldali ábra). A jóval nagyobb specifikus aktivitás a nagyobb hatáskeresztmetszetnek köszönhető a választott nagyobb energián. Ez esetben a linearitás mélységére lehet megállapításokat tenni, ami 140 (30°) illetve 270 (90°) μm 2%-os hibahatáron belül.

2.4.4.10 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK MANGÁNON

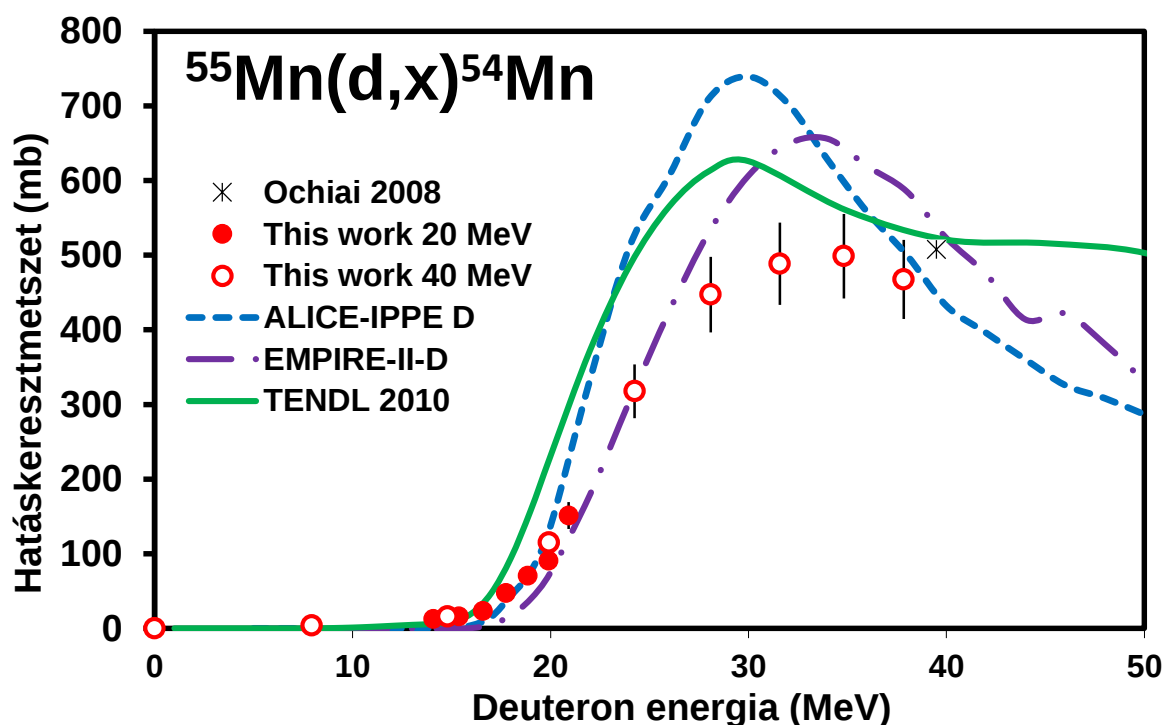
A magfizikai gyorsítóberendezések egyes alkotórészeit rozsdamentes anyagból készítik, ami mindig tartalmaz néhány százalék mangánt. A műszaki gyakorlatban nagy fontosságú alumínium-réz ötvözeteknek is az egyik kulcsfontosságú alkotórésze a mangán. Számos más szerkezeti anyagban is megtalálható a mangán ötvöző, és az újonnan épülő nagyenergiájú deuteron gyorsítók jelenléte is megkövetelte a mangánon lezajló deuteron gerjesztéses folyamatok vizsgálatát [176]. A fóliacsomag módszert alkalmazva 21 MeV-es (VUB ciklotron) és 40 MeV-es (CYRIC ciklotron) deuteron nyalábokkal sugároztam be a fóliacsomagokat titán illetve alumínium monitor és energiacsökkentő fóliákat használva. A kapott eredményeket az ALICE-D, EMPIRE-D és a TALYS (TENDL) elméleti magreakció modell kódok által

szolgáltatott becslésekkel hasonlítottam össze. A spektrumok mérése és az adatok kiértékelése során a $^{56,54,52}\text{Mn}$ és a ^{51}Cr radioizotópokat azonosítottam és határoztam meg a hatáskeresztmetszeteket. Ezek közül a felezési ideje és a gamma-vonalai alapján a ^{56}Mn kivételével mindegyik alkalmas radioaktív nyomjelzésre (5.táblázat).

5. táblázat Deuteron gerjesztés során a mangán céltárgyban keletkező radioizotópok

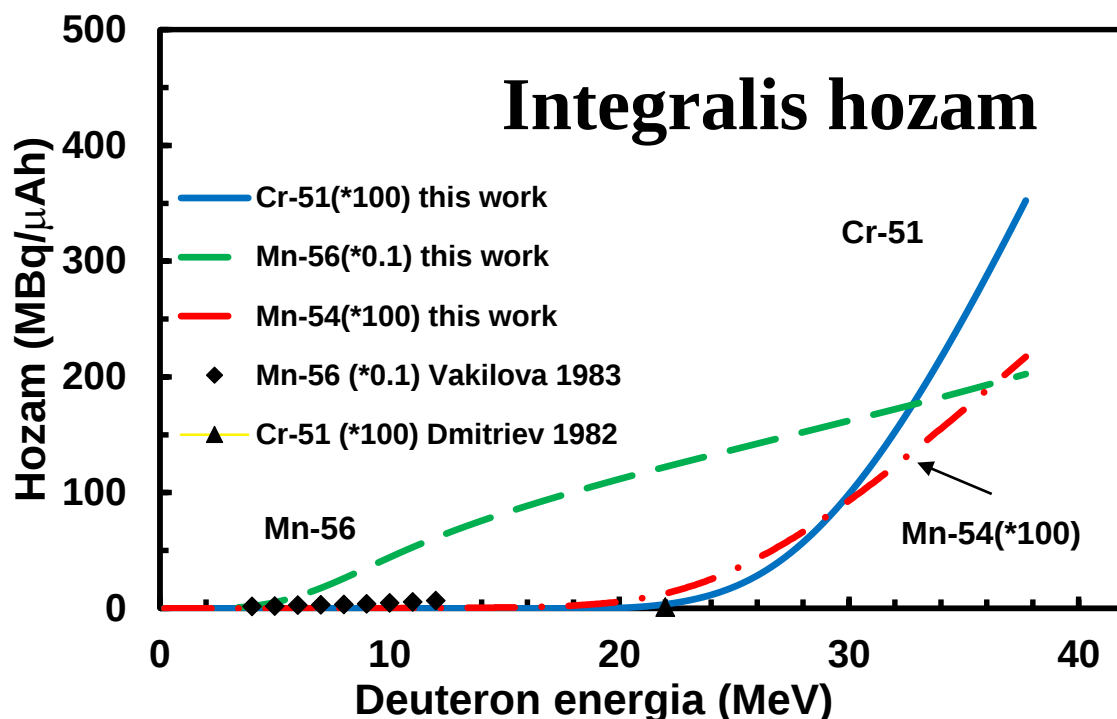
Radioizotóp	Felezési idő	E_γ (keV)	I_γ (%)	Résztevő magreakciók	Q-érték (MeV)
^{56}Mn	2.5789 óra	846.754	98.9	$^{55}\text{Mn(d,p)}$	5.046
		1810.72	27.2		
^{54}Mn	312.05 nap	834.848	99.976	$^{55}\text{Mn(d,p2n)}$	-12.451
^{52}Mn	5.591 nap	744.233	90.0	$^{55}\text{Mn(d,p4n)}$	-33.444
		935.544	94.5	$^{52}\text{Fe decay}$	-36.600
		1434.092	100.0		
^{51}Cr	27.701 nap	320.0824	9.91	$^{55}\text{Mn(d,2p4n)}$	-39.989

A kapott hatáskeresztmetszetek közül a következő ábrán a ^{54}Mn -ét mutatom be, mivel az összes mért radioizotóp közül ez a legalkalmasabb a vékonyréteg aktivációs kopásvizsgálatokra.



110. ábra A ^{54}Mn keletkezésére vezető magreakció hatáskeresztmetszete mangán céltárgyon

A 110. ábrán a két méréssorozat eredményei jól illeszkednek egymáshoz, valamint az alacsony energiás szakaszon (< 25 MeV) az EMPIRE-D modell kód elfogadhatóan adja meg a hatáskeresztmetszet menetét és nagyságát. Ezen energia érték felett viszont mindegyik modell kód túlbecsüli a kísérleti értékeket.



111. ábra A $^{nat}\text{Mn}+d$ magreakciók hatáskeresztmetszetből számolt hozamgörbéi

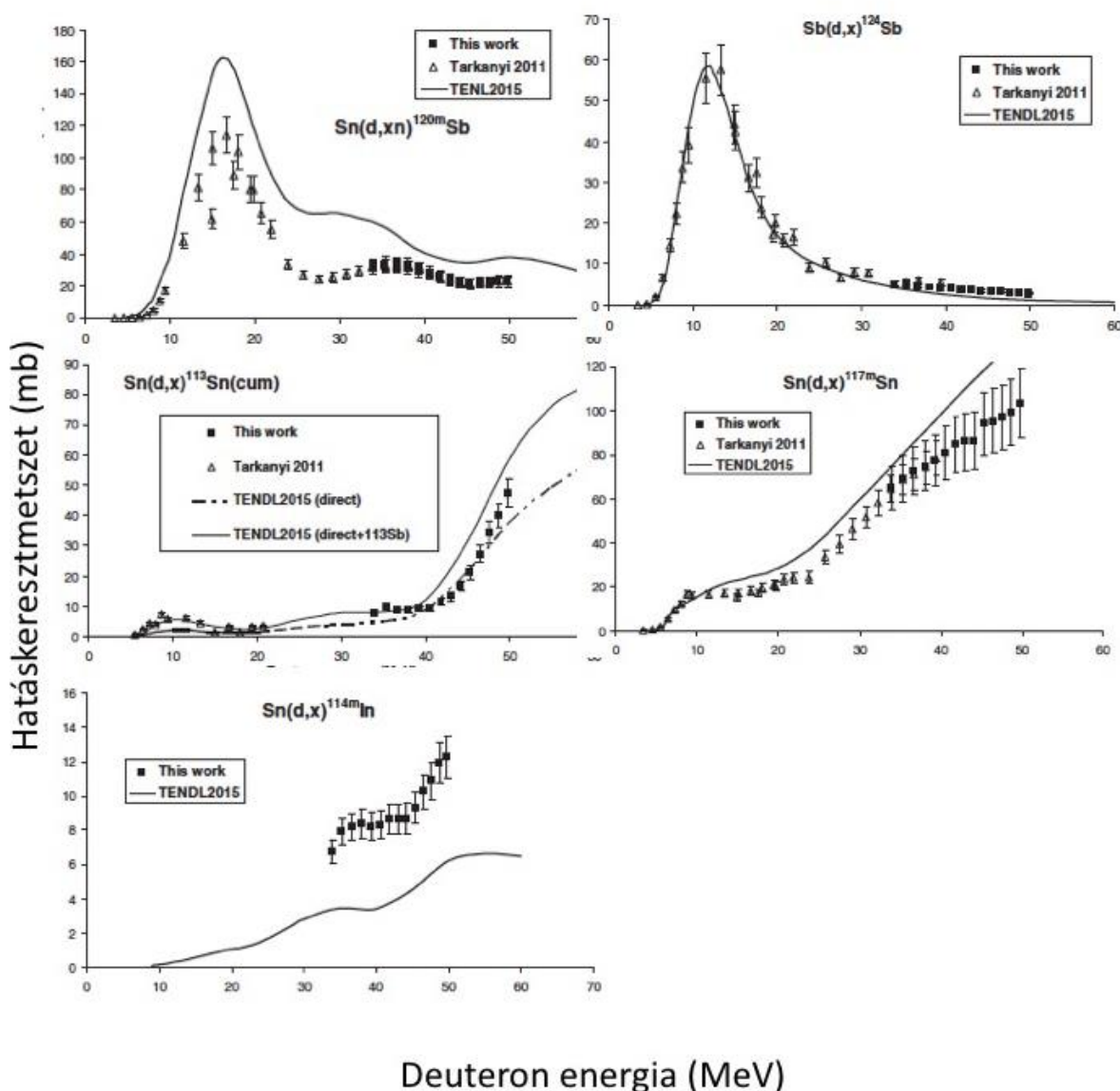
A 111. ábrából látható, hogy a mangánon deuteron bombázással elért hozamok nem nagyok, és a keletkező izotópok gyakorlatilag ugyanazok, mint a vason. Ezért a mangánt mint alternatív nyomjelző forrást csak akkor célszerű alkalmazni, amikor az alapanyag egyáltalán nem tartalmaz vasat.

2.4.4.11 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK ÓNON

Az ón izotópon lejátszódó deuteron gerjesztéses magreakciók vizsgálatára is több kísérletsorozatot végeztem. A brüsszeli VUB ciklotron 20 MeV-es deuteron nyalábján, a sendai Tohoku egyetem CYRIC laboratóriumának ciklotronjával 40 MeV-es deuteron nyalábon [177] és a Louvan-i ciklotronnal 50 MeV-es deuteron nyalábon [178]. Mindegyik esetben a fóliacsomag módszert használtam, az adott alapanyag és a monitorfóliák mellett egyes kísérletekben az energia csökkentő fóliák helyett egy párhuzamos kísérlet céltárgyfóliáit helyezve a fóliacsomagba. A mérési adatok kiértékelés során a ^{110m}In , ^{110g}In , ^{111}In , ^{113m}In , ^{114m}In , ^{115m}In , ^{110}Sn , ^{113}Sn , ^{117m}Sn , ^{125m}Sn , ^{125g}Sn , ^{115}Sb , ^{116m}Sb , ^{117}Sb , ^{118m}Sb , ^{120m}Sb , ^{122}Sb , ^{124}Sb és az ^{125}Sb radioizotópokat azonosítottam és határoztam meg rájuk a hatáskeresztmetszeteket. A kapott kísérleti eredményeket összehasonlítottam az ALICE-D, EMPIRE-D, TALYS (aktuális TENDL könyvtár) elméleti magreakció modell kódok eredményeivel és az EAF (European Activation File) könyvtárban szereplő adatokkal is. A felezési idejük és a gamma-energiájuk alapján a ^{120m}Sb (5.76 nap, 197.25 keV 98%, 1023.06

keV 99%, 1171.44 keV 100%), a ^{124}Sb (60.3 nap, 602.79 keV, 98%), a ^{113}gSn (115.09 nap, 391.7 keV 64%), a $^{117\text{m}}\text{Sn}$ (14 nap, 158.56 keV 86%) és az $^{114\text{m}}\text{In}$ (49.51 nap, 190.27 keV 16%) lehetnek alkalmasak a radioizotópos nyomjelzésre. Az ezekre kapott hatáskeresztmetszeteket egy összefoglaló ábrán mutatom be.

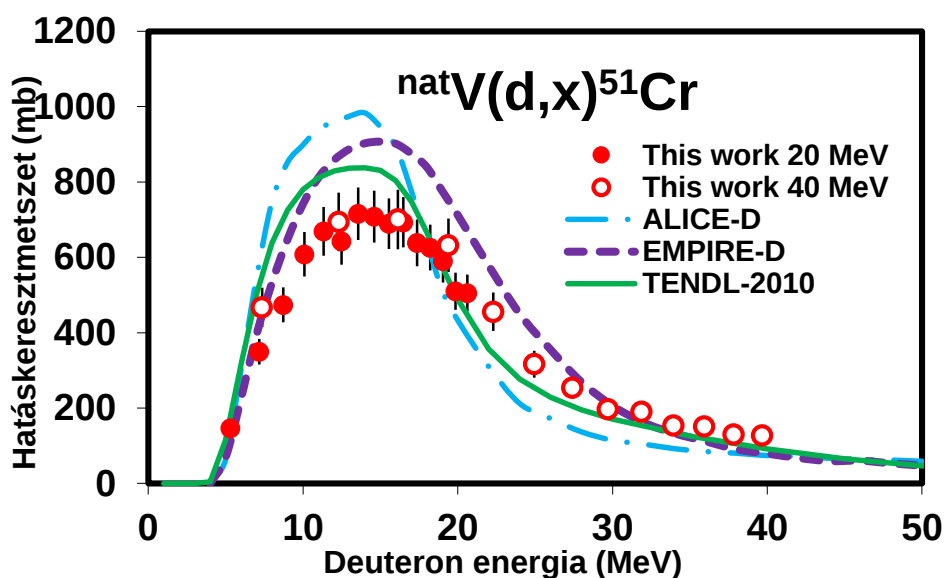
A 112. ábrából látszik, hogy a legalkalmasabb nyomjelző radioizotóp a $^{120\text{m}}\text{Sb}$, mind hatáskeresztmetszete, mind energia skálája alapján. A debreceni ciklotron éppen csak a hatáskeresztmetszet görbe legalsó szakaszát éri el. Ebből a szempontból a ^{124}Sb éppúgy szóba jöhet, mivel közel hasonló hatáskeresztmetszetű szakasza esik a 10 MeV-es határ alá. A ^{113}Sn és a $^{117\text{m}}\text{Sn}$ ón izotópok hatáskeresztmetszete kb. egy nagyságrenddel kisebb még magasabb energián is, és nem tartalmaz lokális maximumot a vizsgált energiatartományban. Az $^{114\text{m}}\text{Sn}$ hatáskeresztmetszete még egy nagyságrenddel kisebb.



112. ábra Radioizotópos nyomjelzésre alkalmas izotópok kísérleti hatáskereszt deuteron gerjesztéssel természetes ónon

2.4.4.12 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK VANÁDIUMON

A vanádium szintén fontos ötvöző és önálló szerkezeti anyag is a műszaki gyakorlatban. A vanádiumból deuteron aktiválással keletkező radioizotópok vizsgálatára is több mérésorozatot végeztem a brüsszeli és a sendai ciklotronokon 21 MeV illetve 40 MeV deuteron energiákon [179]. A vanádium a 99.75%-os 50-es tömegszámú stabil izotópjával monoizotópnak tekinthető. A besugárzásokhoz 8.4 μm -es nagy tisztaságú vanádium fóliákat használtam céltárgyként és titán illetve alumínium fóliákat monitor illetve energiacsökkentő fóliaként. A mérések során a ^{51}Cr , ^{48}V , $^{48,47,46}\text{Sc}$ és a ^{47}Ca radioizotópok hatáskeresztmetszetét határoztam meg. A kapott kísérleti hatáskeresztmetszeteket a korábbi irodalmi adatokon kívül összehasonlítottam még az ALICE-D, EMPIRE-D és a TALYS (TENDL adatbázis) elméleti magreakció modell kódok által számolt eredményekkel. A vizsgált radioizotópok közül valamennyi legalább néhány napos felezési idejű és nyomjelzési szempontból megfelelő gamma-vonalai vannak, ezért a vékonyréteg aktivációs technikára való alkalmasságukat a hatáskeresztmetszetük dönti el.



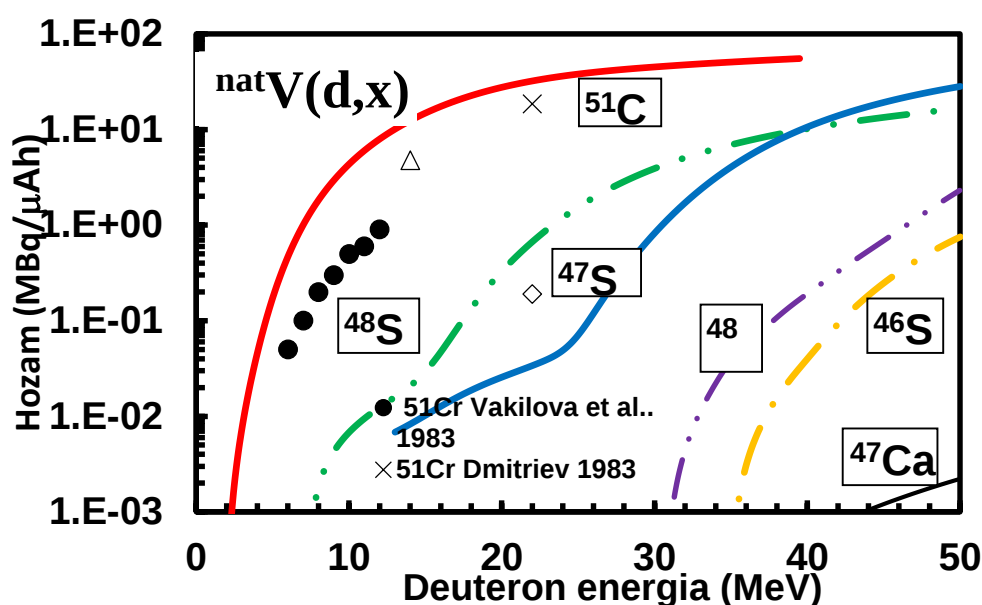
113. ábra A ^{51}Cr előállítására vezető magreakció hatáskeresztmetszete vanádiumon

Az 113. ábrán a legnagyobb és ezért a legalkalmasabbnak tűnő hatáskeresztmetszetet mutatom be (^{51}Cr). A többi azonosított radioizotóp hatáskeresztmetszete legalább egy nagyságrenddel kisebb és a magasabb energiák irányába csúszik el. A ^{51}Cr izotóp a debreceni ciklotronnal is előállítható deuteron bombázással. A hatáskeresztmetszetekből integrális fizikai hozamokat határoztam meg. Az egyik ilyen, a ^{51}Cr izotópot is tartalmazó hozamgörbéket együttesen mutató grafikon látható az ábrán.

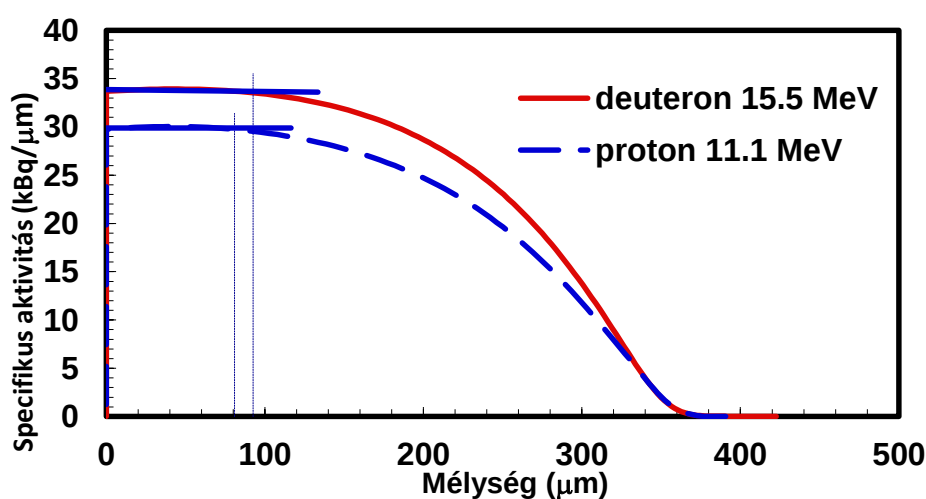
A 114. ábrán látható, hogy minden tekintetben a ^{51}Cr a legjobb jelölt a radioizotópos nyomjelzésre. Hozama messze a legmagasabb és még ha azt is figyelembe vesszük, hogy az egyetlen 320 keV-es gamma-vonala csak 10%-os abszolút intenzitású, akkor is kedvezőbben állítható elő, mint az utána következő ^{48}Sc . Az is előnyére szolgál, hogy hozama vagy hatáskeresztmetszete jóval alacsonyabb energián indul, mint a többi itt szereplő radioizotópé,

ezért kisebb gyorsítókön is termelhető, illetve a mintában kisebb mélységben fog radioaktív nyomjelzett réteget létrehozni.

A kísérleti deuteron hatáskeresztmetszetek segítségével meghatározható a keletkezett aktivitás mélységi eloszlása. Lokális maximummal rendelkező hatáskeresztmetszetek esetén, ha a feladat feltételei ennek nem mondanak ellen, akkor célszerű a besugárzó energiát úgy beállítani, hogy a bombázó nyaláb a minta felszínét valamivel a hatáskeresztmetszet maximumának megfelelő energia felett érje. Így kihasználva a maximum tetejének viszonylagos lapos voltát, u.n. homogén aktivitás eloszlás hozható létre bizonyos mélységig. Erre mutat egy példát a 115. ábra a ^{51}Cr aktivitás eloszlását felhasználva vanádiumban deuteron bombázás hatására.



114. ábra Vanádiumon deuteron bombázással előállított radioizotópok hozama a bombázó energia függvényében

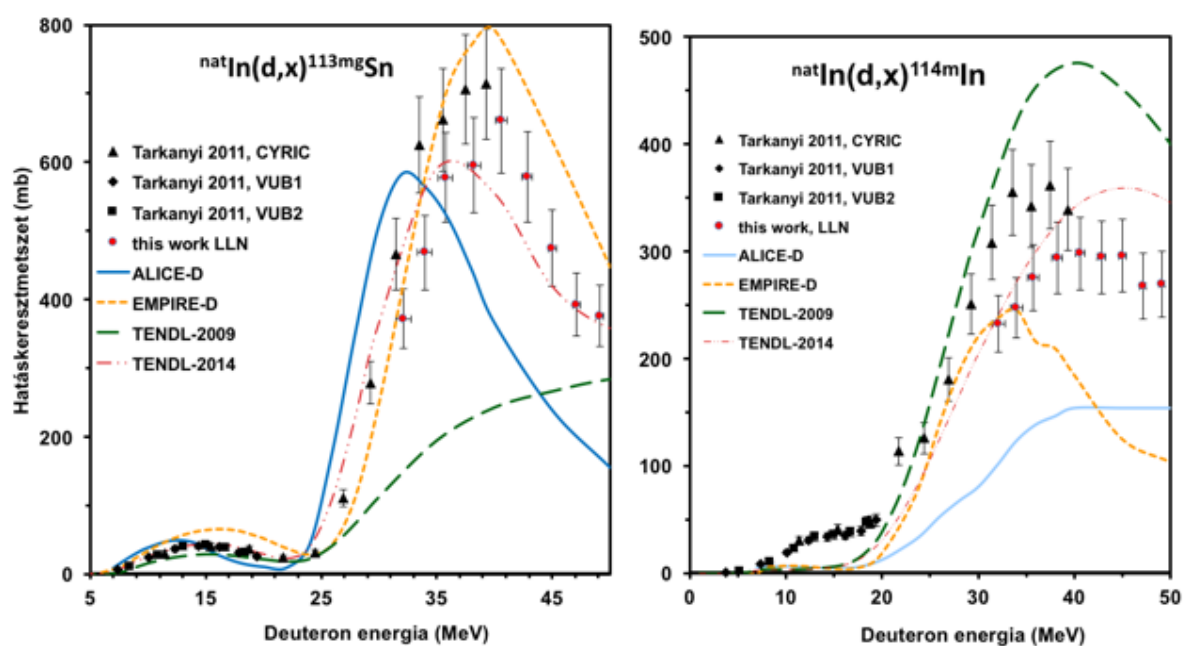


115. ábra ^{51}Cr radioizotóp mélységi eloszlása vanádiumban deuteron illetve proton bombázás hatására

A 115. ábrán az látható, hogy a 15.5 MeV energiájú protonok és a 11.1 MeV energiájú protonok kb. azonos mélységben hoznak létre ^{51}Cr aktivitáseloszlást. A deuteronok által létrehozott eloszlás a felszín közelében nagyobb fajlagos aktivitást mutat és a homogenitás is nagyobb mélységbe nyúlik le (kb. 10 μm -el mélyebbre).

2.4.4.13 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK INDIUMON

Az indium nem tartozik a szerkezeti anyagok ötvözői közé, bár a magfizikai berendezések és eszközök készítésénél is előfordul. A vizsgálatok egy részét orvosi célú radioizotópok előállításának vizsgálata érdekében végeztem [180], és emellett megvizsgáltam az egyes keletkező izotópok ipari/technikai alkalmazásának lehetőségét is [181]. Ezek az eredmények is több kísérletsorozat kiértékeléséből álltak össze. A besugárzásokat a Tohoku Egyetem ciklotronjával (40 MeV) és a Louvain-i ciklotronon (50 MeV) végeztem fóliacsomag módszerrel. A kapott hatáskeresztmetszeteket összehasonlítottam a korábbi irodalmi adatokkal, valamint az ALICE-D, EMPIRE-D és a TALYS (TENDL) elméleti magreakció modell kódok által számolt becslésekkel. Az adatok kiértékelése során a $^{113,110}\text{Sn}$, $^{116\text{m},115\text{m},114\text{m},113\text{m},111,110\text{g},109}\text{In}$ és a ^{115}Cd radioizotópokra adtam meg kísérleti hatáskeresztmetszetet. A keletkezett radioizotópok közül a $^{113\text{g}}\text{Sn}$ (115.09 nap, 391.7 keV 65%) és a $^{114\text{m}}\text{In}$ (49.51 nap, 190.3 keV 15.6%) látszottak a legalkalmasabbnak.



116. ábra Az indium deuteron bombázással keltett $^{113\text{mg}}\text{Sn}$ és a $^{114\text{m}}\text{In}$ radioizotópok hatáskeresztmetszetei

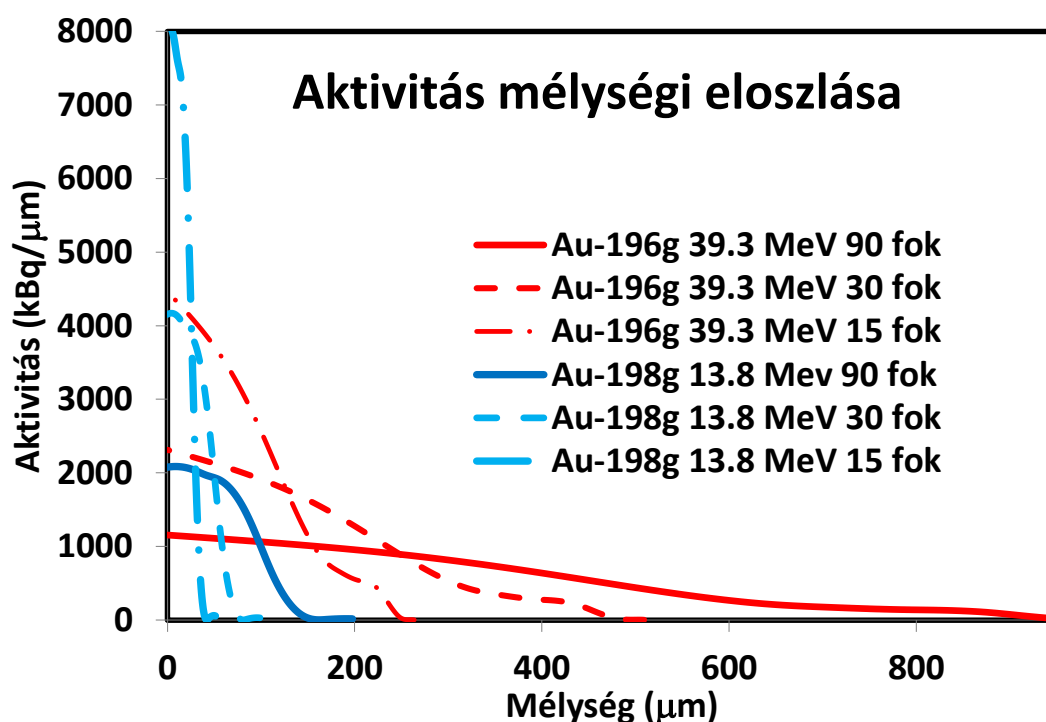
A 116. ábrán szereplő mindkét izotópra elegendően nagy a hatáskeresztmetszet a radioaktív nyomjelzők gazdaságos előállítására, de a nagy hatáskeresztmetszet csak magasabb deuteron energián jelentkezik. Az ábrán ugyan az is látszik, hogy mindkét görbének van egy kis hatáskeresztmetszetű része, ami 10 MeV alá esik, azaz kis hozammal a debreceni ciklotronon is előállítható.

2.4.4.14 DEUTERONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK EGYÉB CÉLTÁRGYANYAGOKON

Szisztematikus vizsgálataim során részt vettem még számos egyéb kísérletben, amelyek célja elsősorban orvosi célú radioizotópok előállítása vagy nyáláb monitorizálásra alkalmas anyagok tanulmányozása volt. Ezekből a vizsgálatokból is sikerült olyan eredményeket nyerni, amelyek használhatónak bizonyultak a radioaktív nyomjelzés kutatásának területén.

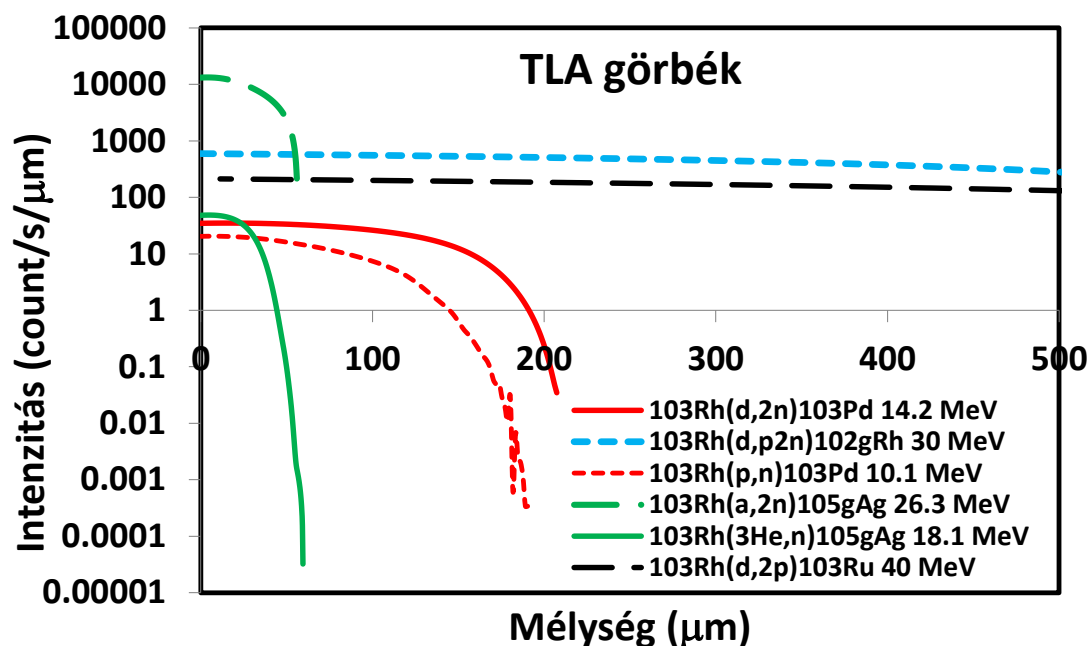
Ezek a vizsgálatok kiterjedtek a higany [182], arany [183, 184], ródium [185, 186], gallium [187], itterbium [188, 189], szamárium [190], neodímium [191], tantál [192], gadolínium [193, 194], diszprózium [195], titán [196], terbium [197], cérium [198], rénum [199], nikkel [200], molibdén [201], xenon [202], palládium [203], kripton [204], holmium [205], ittrium [206], kadmium [207, 208], erbium [172], praeodímium és túlium [209, 210] és wolfram [211] céltárgy anyagokra.

A fent felsorolt vizsgálatokból a radioizotópos nyomjelzés szempontjából releváns eredményeket foglalom össze röviden az alábbiakban.



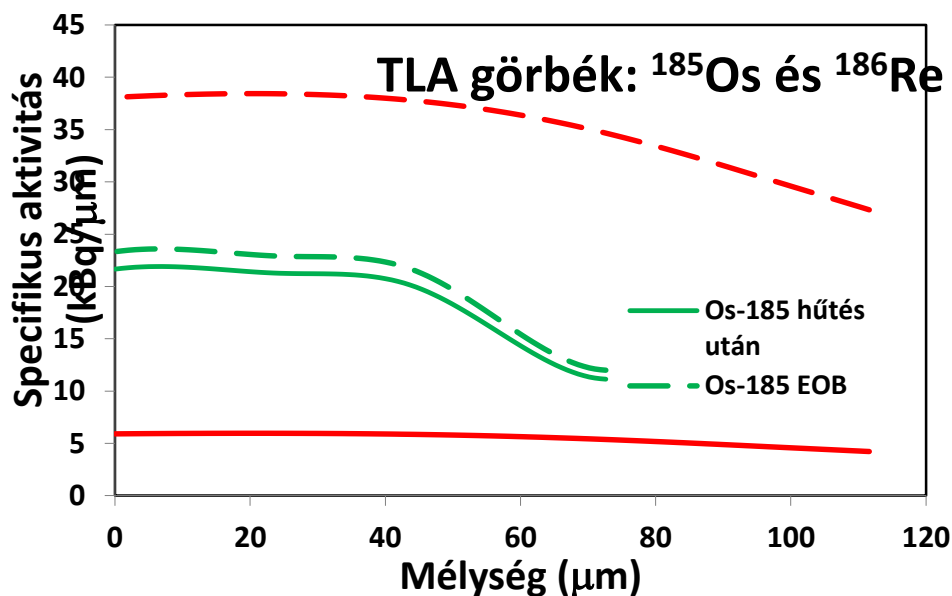
117. ábra $^{196g,198g}\text{Au}$ radioizotópok mélységi eloszlása arany deuteron aktiválásakor különböző energiákon és beesési szögek alatt

A 117. ábrán a két, vékonyréteg aktivációra legalkalmasabb arany deuteron aktiválásával keletkező radioizotóp mélységi eloszlása látható mindkét esetben azon az energián, amelyik a legalkalmasabb a felszín közeli homogén eloszlás előállítására. A különböző szögek alatti besugárzások más-más mélységben hoznak létre aktivitás eloszlást és más lesz a specifikus aktivitás a felszín közelében. Így a legkülönbözőbb feladatra alkalmas aktivitás eloszlást rétre lehet hozni.



118. ábra Ródiumon, különböző részecskével és energiákkal létrehozott radioizotópok mélységi eloszlása

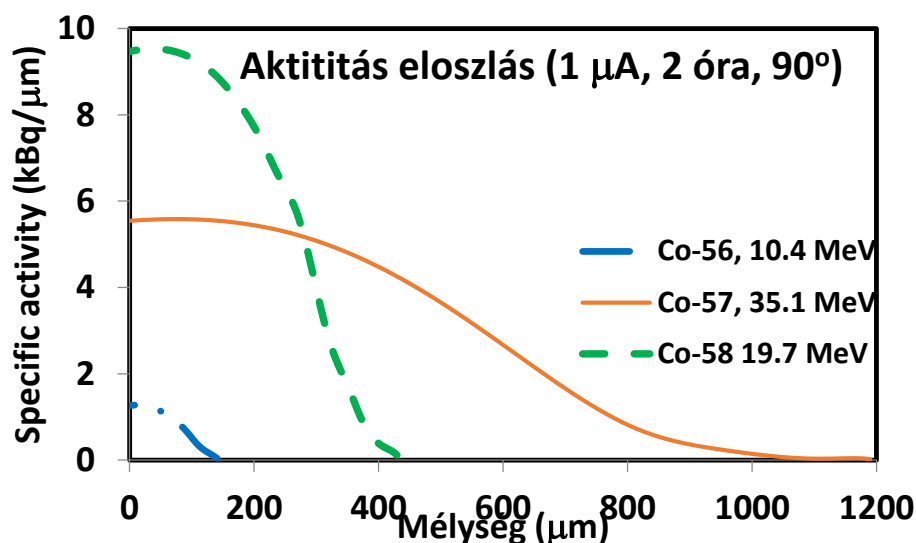
A 118. Ábrán összehasonlítottam a ^{103}Rh különböző könnyű ionokkal való bombázással keltett radioizotópok mélységi eloszlás görbéjét. A különböző összeállításokkal 50-1000 μm közötti mélységekben lehet aktivitást létrehozni három nagyságrendet átfogó specifikus aktivitásokkal, ami igen széles körű feladatoknak való megfelelést tesz lehetővé.



119. ábra ^{186}Re (15 MeV) és ^{185}Os (13.8 MeV) mélységi eloszlásai réniumban (1 μA 1 óra besugárzás, ill. 10 nap hűtési idő)

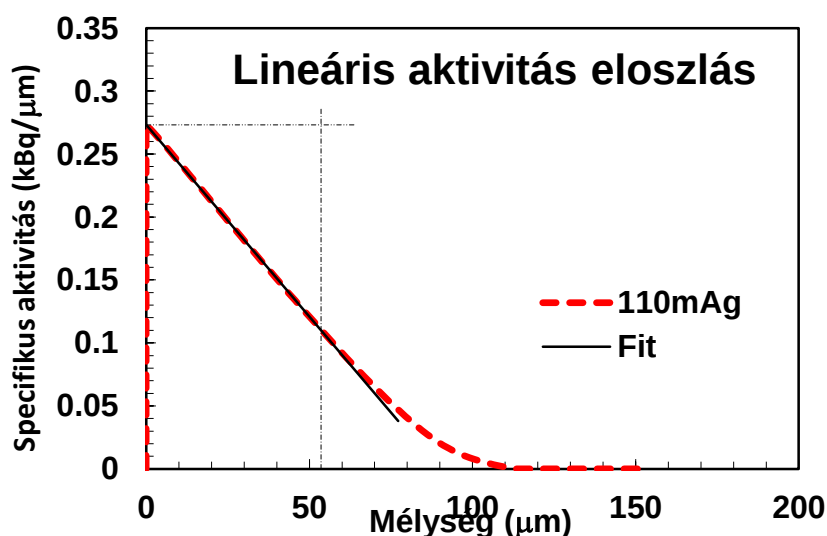
A 119. ábrán két réniumban deuteron bombázással keletkezett izotóp mélységi eloszlása látható a homogén eloszlás eléréséhez szükséges ideális belépő energiákon. Látszik, hogy a

hosszabb felezési idejű ^{185}Os esetén hosszabb vizsgálatokat lehet végezni, még a rövidebb felezési idejű ^{186}Re -nél már 10 nap várakozási (hűtési idő) is jelentős aktivitás csökkenést okoz, ezért ez az izotóp csak rövid időtartamú vizsgálatokra alkalmas.



120. ábra Kobalt izotópok mélységi eloszlása nikkelen deuteron aktiválással

A 120. ábrán a nikkel alapanyag aktiválásával a homogén eloszlás létrehozására alkalmas energiákkal létrehozott $^{56,57,58}\text{Co}$ eloszlások láthatók. Ebben az esetben azt szeretném kihangsúlyozni, hogy a feladat által megkívánt mélységben különböző izotópokkal és energiákkal lehet létrehozni a nyomjelző eloszlást. A 121. ábrán látható aktivitás eloszlás létrehozásához a lineáris eloszláshoz szükséges optimális bombázó energiát választottam (10.1 MeV) a $^{110\text{m}}\text{Ag}$ előállításához palládiumon. Az 1%-on belüli linearitás 53 μm mélységig teljesül, a teljes behatolási mélység 100 μm felett van.



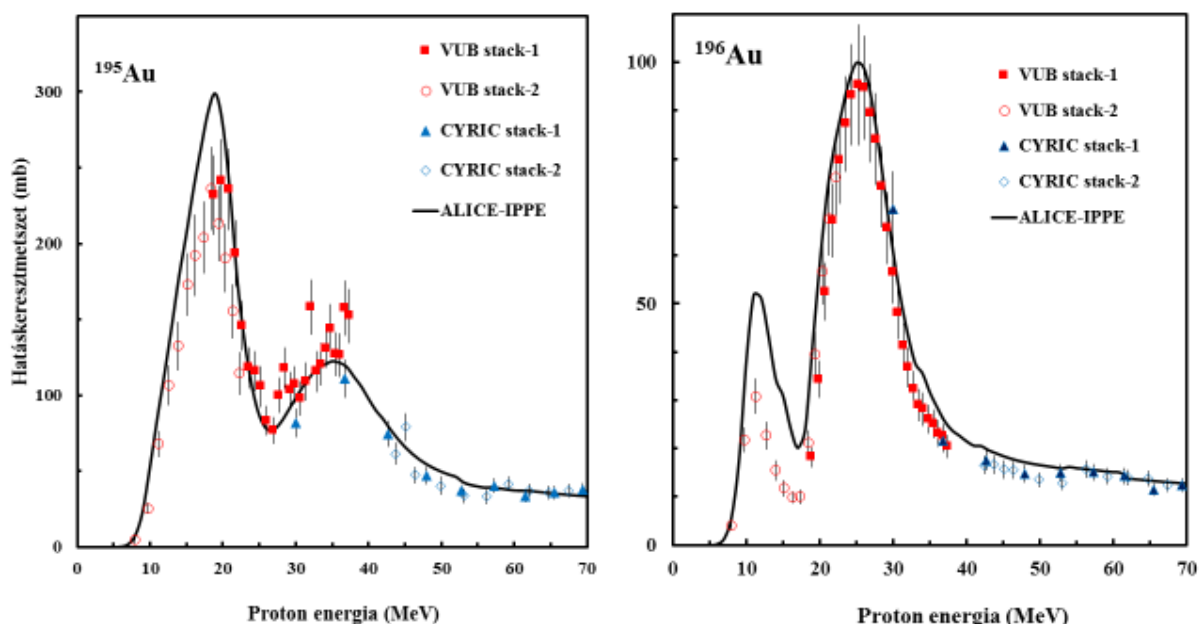
121. ábra $^{110\text{m}}\text{Ag}$ radioizotóp aktivitás eloszlása palládiumban 10.1 MeV-es deuteronok 1 órás 2 μA -es besugárzása hatására

2.4.5 MAGREAKCIÓK PROTON GERJESZTÉSSEL

A proton gerjesztéses magreakciók hatáskeresztmetszetei nem utolsó sorban a proton gyorsítók szélesebb körű elterjedtsége miatt, de a reakciók alacsonyabb küszöbe és szélesebb körű felhasználása miatt is jobban meg vannak mérve, az adatbázisok teljesebbek mint a deuteron, ^3He , vagy alfa-részecskék által gerjesztett magreakciók esetében. Ennek ellenére számos olyan céltárgyanyagot találtam az évek során, amelyre az adatbázisokban a hatáskeresztmetszetek hiányoztak, nem voltak pontosak, vagy ellentmondásosak voltak.

2.4.5.1 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK PLATINÁN

A protonok által gerjesztett magreakciók hatáskeresztmetszetét platina céltárgyon a Tohoku Egyetem (Japán) és a brüsszeli VUB gyorsítóin vizsgáltam 70, 38 és 23 MeV bombázó energiákon fóliacsomag módszerrel. A mérések során a $^{\text{nat}}\text{Pt}(p,x)^{191,192,193,194,195,196\text{m},196\text{m}_2,198\text{g}}\text{Au}$, $^{\text{nat}}\text{Pt}(p,x)^{188,189,191,195}\text{Pt}$ és a $^{\text{at}}\text{Pt}(p,x)^{188,189,190,192,194\text{m}}\text{Ir}$ magreakciókat és a belőlük keletkezett radioizotópokat tudtam azonosítani [212]. A proton nyalábok monitorizálására réz és alumínium fóliákat használtam a csomagban. A kapott kísérleti eredményeket az ALICE-IPPE elméleti magreakció modell kód számításaival hasonlítottam össze. Mint azt már az előző fejezetek egyikében megállapítottam, a platinából számos olyan elegendően hosszú felezési idejű radioizotóp keletkezik, ami alkalmas radioaktív nyomjelzésre: $^{195\text{g}}\text{Au}$ (186.098 nap), $^{196\text{g}}\text{Au}$ (6.183 nap), ^{189}Ir (13.2 nap), ^{190}Ir (11.78 nap), $^{192\text{g}}\text{Ir}$ (73.827 nap). Ezek az izotópok különböző gamma-energiákkal és intenzitásokkal rendelkeznek, amelyek még válogatási feltételként szerepelhetnek a megfelelő nyomjelző izotóp kiválasztásánál. A fenti négy radioizotóp közül a hatáskeresztmetszeteik alapján a két arany izotóp bizonyult alkalmasnak vékonyréteg aktivációs vizsgálatokra.



122. ábra Platina+proton reakcióval előállított arany izotópok kumulatív hatáskeresztmetszete

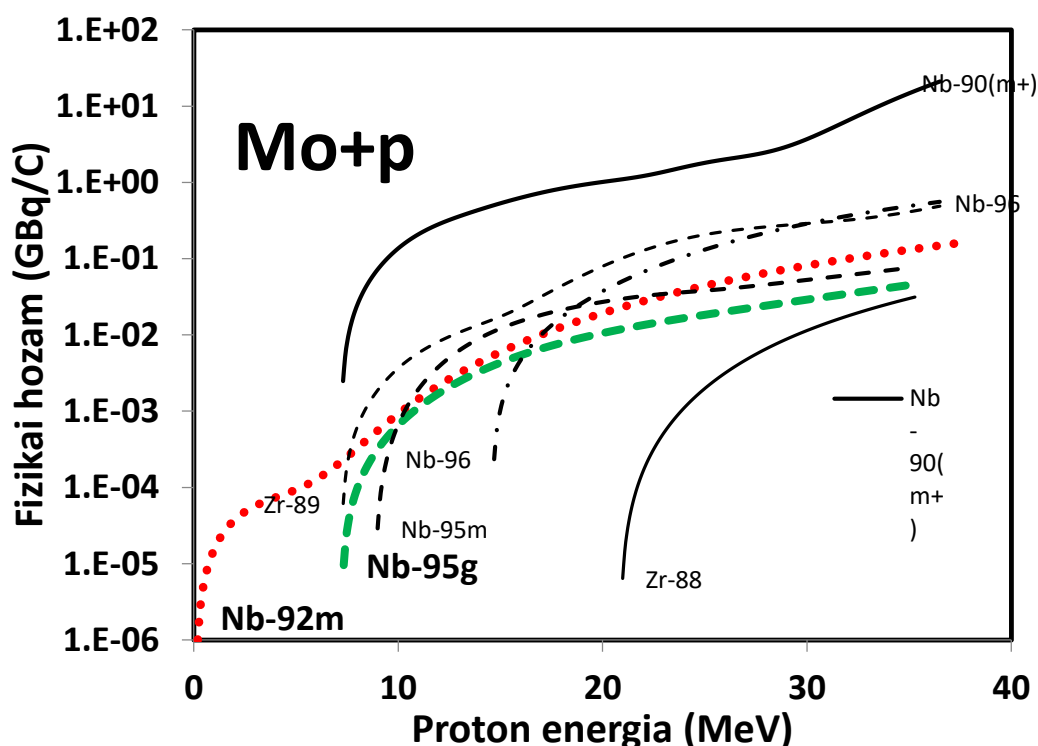
A 122. ábrán látható hatáskeresztmetszeteket a rövidebb felezési idejű metastabil állapotok teljes elbomlása után mértem, ezért ezek a hatáskeresztmetszetek kumulatívak. Ezt a tényt az

adott izotópok felhasználása során (megfelelően hosszú hűtési idő megadása) is figyelembe kell venni. Az ábrából látszik, hogy mindkét magreakció működik a debreceni ciklotron energiatartományában (20 MeV).

2.4.5.2 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK MOLIBDÉNEN

Molibdénen a belőle termelhető ^{99}Mo és $^{99\text{m}}\text{Tc}$ orvosi gyakorlatban tapasztalt rendkívüli fontossága miatt számos mérést végeztem [213]. Ezek a mérések elsősorban az orvosi izotópokat célozták meg, de sikerült adatokat nyerni az ipari célra alkalmas radioizotópokra is [214-216]. Összevetve a keletkezett izotópok ($^{93\text{m}}\text{Tc}$, $^{93\text{g}}\text{Tc}(m+)$, $^{94\text{m}}\text{Tc}$, $^{94\text{g}}\text{Tc}$, $^{95\text{m}}\text{Tc}$, $^{95\text{g}}\text{Tc}$, $^{96\text{g}}\text{Tc}(m+)$, $^{99\text{m}}\text{Tc}$, $^{90}\text{Mo}(\text{cum})$, $^{93\text{m}}\text{Mo}$, $^{99}\text{Mo}(\text{cum})$, $^{90}\text{Nb}(\text{cum})$, $^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{95\text{m}}\text{Nb}$, $^{95\text{g}}\text{Nb}$, ^{96}Nb , $^{88}\text{Zr}(\text{cum})$ és $^{89}\text{Zr}(\text{cum})$) felezési idejét és gamma-energiáit a fenti $^{95\text{g}}\text{Nb}$ és $^{92\text{m}}\text{Nb}$ a legalkalmasabbak a radioizotópos nyomjelzésre.

A 123. ábrán összefoglaltam a szóba jöhető izotópokra a kísérleti hatáskeresztmetszetekből számolt integrális fizikai hozamokat. A két fenti jelölt görbéit kiemeltem. Ebből látszik, hogy a hozam nagyságában csak a rövidebb felezési idejű izotópok előzik meg őket (^{90}Nb , ^{96}Nb és ^{89}Zr), valamint a reakciók már egész alacsony energián elindulnak, ami lehetővé teszi a debreceni ciklotronon való előállításukat.

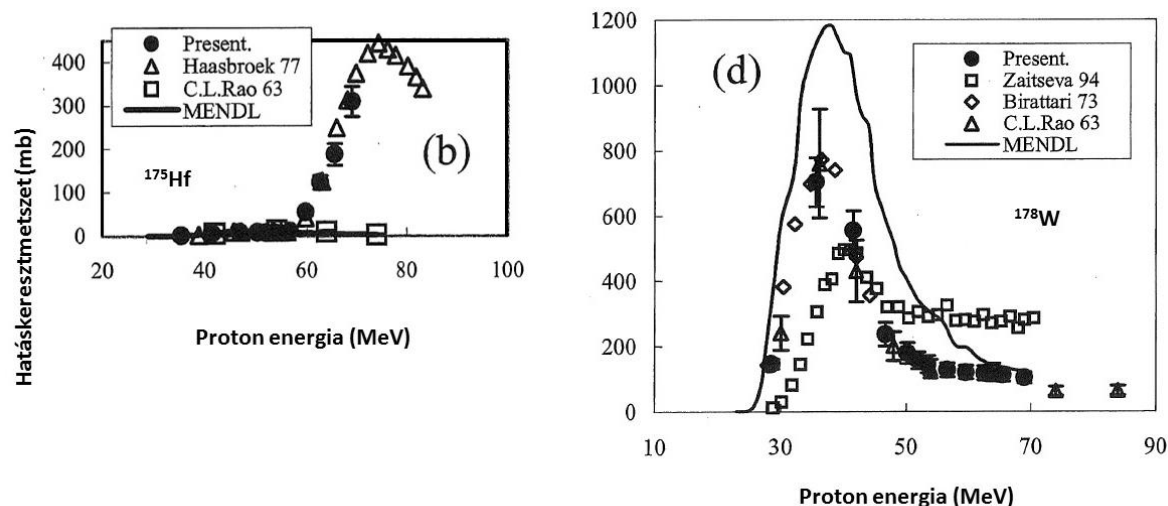


123. ábra Mo proton bombázásával keltett radioizotópok integrális hozama

2.4.5.3 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK TANTÁLON

Erre az anyagra a Tohoku Egyetem (CYRIC) ciklotronján végeztem méréseket a 28-70 MeV proton energia tartományban. A mérések során a $^{175,176,177,180}\text{Ta}$, $^{173,175}\text{Hf}$, ^{178}W és ^{179}Lu radioizotópokat azonosítottam és adtam meg rájuk kísérleti hatáskeresztmetszetet [217]. Ezek közül felezési idejük alapján a ^{175}Hf (70 nap, 343.4 keV 84%) és a ^{178}W (21.6 nap, nincs gamma) alkalmas radioaktív nyomjelzésre. A ^{178}W csak a 2.45 órás felezési idejű leányelemének gamma-vonalain keresztül detektálható.

A 124. ábrán ennek a két radioizotópnak a keletkezésére vonatkozó kísérleti hatáskeresztmetszeteket mutatom be. A kísérleti adatokat a korábbi méréseken kívül a MENDL [37, 218] adatbázisban szereplő értékekkel hasonlítottam össze. Az ábrából látszik, hogy mindkét magreakció elegendően nagy hatáskeresztmetszettel rendelkezik, de a ^{175}Hf csak igen magas proton energiával (> 60 MeV) állítható elő, de még a ^{178}W hatáskeresztmetszete is a közepes energiájú ciklotronok energiatarományába esik.

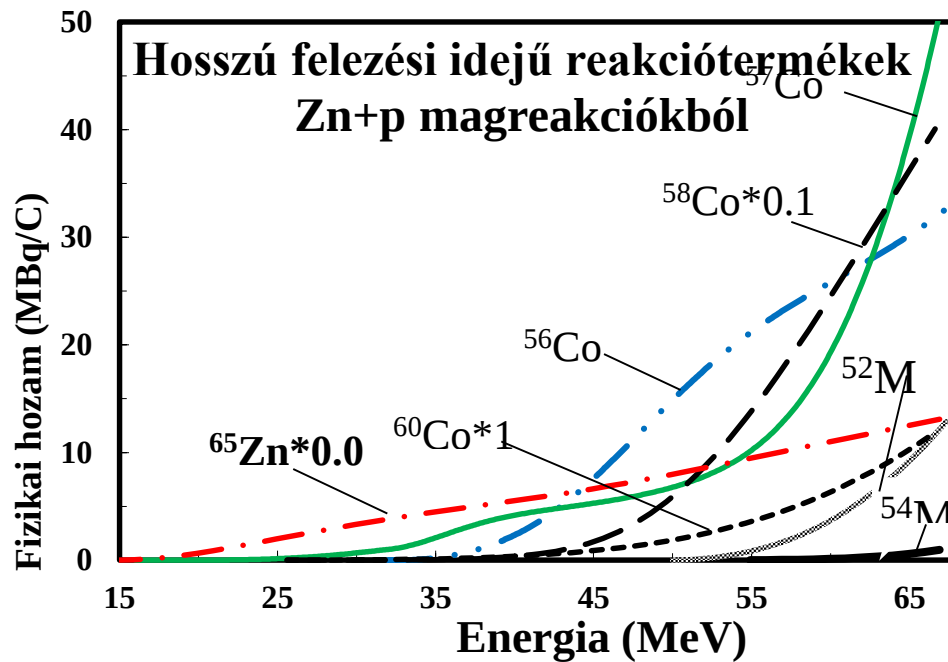


124. ábra A Ta+p hatására keletkezett ^{175}Hf és ^{178}W mért hatáskeresztmetszetei

2.4.5.4 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK CINKEN

Az orvosi izotópok termelési szempontjából a cink is egy fontos alapanyag, amelyet már sokan vizsgáltak más szempontokból. A besugárzásokat a Tohoku Egyetem ciklotron laboratóriumában (CYRIC) 70 MeV-es proton energiával fóliacsomag módszerrel, réz és alumínium monitorfóliák felhasználásával. A mérések során a $^{66,67}\text{Ga}$, $^{62,65,69\text{m}}\text{Zn}$, ^{64}Cu , ^{57}Ni , $^{55,56,57,58}\text{Co}$ és a $^{52,54}\text{Mn}$ radioizotópokra tudtam hatáskeresztmetszetet meghatározni.

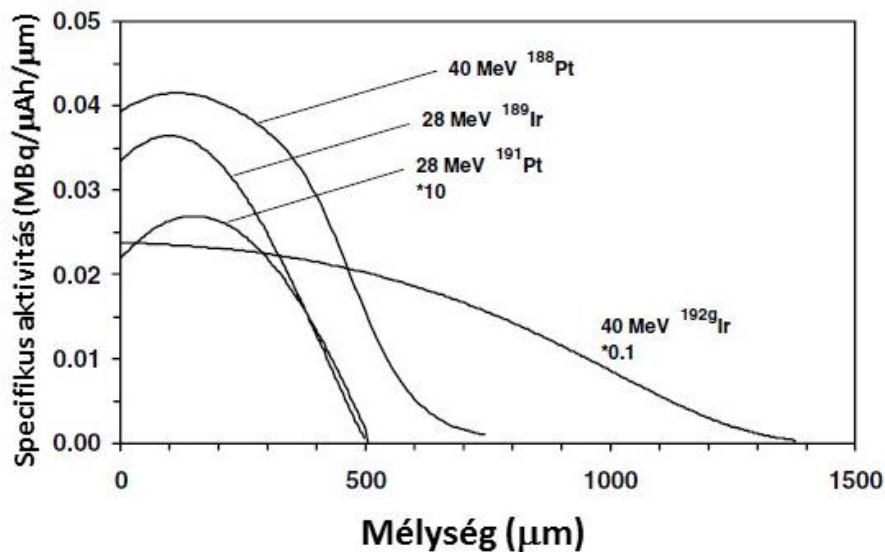
A keletkezett radioizotópok közül a ^{65}Zn (144.06 nap, 1115.5 keV 50.6%) az, ami a cinkre jellemző izotóp és megfelel a vékonyréteg aktivációs követelményeknek. Ezen kívül természetesen a $^{56,57,58,60}\text{Co}$ és a $^{52,54}\text{Mn}$ is nyomjelzésre alkalmas radioizotóp, de ezek könnyen keletkezhetnek a cink mellett a vascsoport elemeit is tartalmazó ötvözőkön vagy szennyezőkön. A hosszú felezési idejű radioizotópokra a mért hatáskeresztmetszetekből számolt hozamokat a 125. ábrán mutatom be, amiből látszik, hogy a kiválasztott ^{65}Zn hozama messze a legnagyobb és az ezt létrehozó magreakció kezdődik a legalacsonyabb energián.



125. ábra Radioizotópos nyomjelzésre alkalmas izotópok hozama cinken proton bombázással

2.4.5.5 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK IRÍDIUMON

Az irídium mérésére szolgáló proton besugárzásokat a brüsszeli és a sendai ciklotronokon végeztem 70, 50 és 36 MeV nyalábenergiákkal, réz és alumínium monitor fóliákat használva a fóliacsomag módszerrel. A mérések során a $^{nat}\text{Ir}(p,xn)^{188,189,191}\text{Pt}$, $^{nat}\text{Ir}(p,x)^{185,186g,188,189,190g,192g}\text{Ir}$ és a $^{nat}\text{Ir}(p,x)^{185}\text{Os}$ magreakciókat és reakciótermékeiket sikerült azonosítanom. A kapott hatáskeresztmetszeteket a korábbi irodalmi adatokon kívül az ALICE-IPPE elméleti magreakció modell kóddal végzett számítások eredményeivel hasonlítottam össze [219].

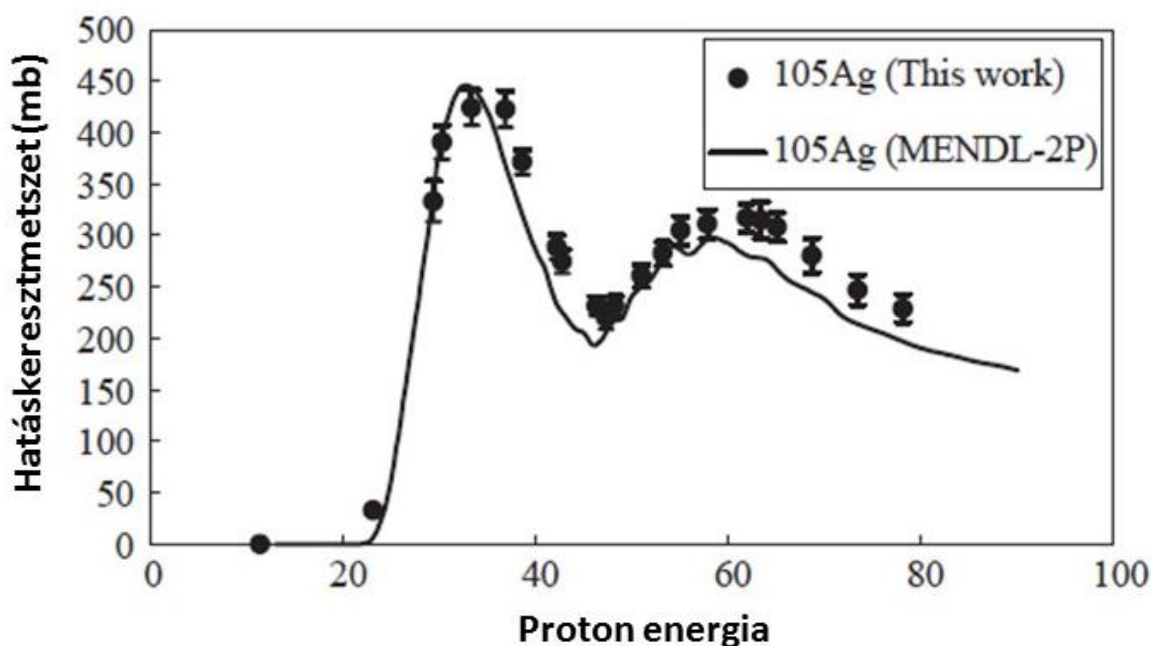


126. ábra Irídium proton bombázásával keltett radioizotópok aktivitás eloszlása különböző energiákon

Mivel a vékonyréteg aktivációs nyomjelzésre valamennyi, a 126. ábrán szereplő izotóp alkalmas, azt vizsgáltam, hogy az előállíthatóságuk alapján melyik lehet a kedvezőbb választás. Sajnálatos módon 20 MeV proton energia alatt egyik, a kísérletben azonosított radioizotóp sem állítható elő irídiumon. A 30-40 MeV-es energiatartományban is csak a 126. ábrán szereplő izotópok. Ezek közül is az ^{192}gIr -nak van a leghosszabb felezési ideje, ami alkalmassá teszi egy hosszú idejű kopásvizsgálatra.

2.4.5.6 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK EZÜSTÖN

Az ezüst vizsgálatát az iparilag alkalmazható izotópokon kívül a belőle termelhető orvosi célú izotópok is indokolták, pl. a ^{103}Pd , $^{101\text{m}}\text{Rh}$. A méréseket a sendai CYRIC ciklotronján végeztem 11-80 MeV proton energia tartományban. Fóliacsomag módszert használva 80, 70 és 50 MeV energiákon sugároztam be az 50 és 300 μm -es ezüst fóliákból, 54 μm -es réz monitor fóliákból és 100 és 1000 μm -es alumínium fóliákból álló csomagokat. A kapott eredményeket az ALIVE-IPPE elméleti magreakció modell kód eredményeivel és a MENDL-2P adatbázisban [218] található értékekkel hasonlítottam össze. A mérések során a $^{106\text{m}},^{105}\text{Ag}$, $^{103},^{101},^{100}\text{Pd}$, $^{105},^{102},^{101\text{m}},^{100},^{99}\text{Rh}$ és a ^{97}Ru radioizotópokat azonosítottam és határoztam meg rájuk hatáskeresztmetszet értékeket [220]. Összevetve a felezési idők, a gamma-energiák és a mért hatáskeresztmetszet értékeit a ^{105}Ag bizonyult a legalkalmasabbnak a radioizotópos nyomjelzés céljaira.

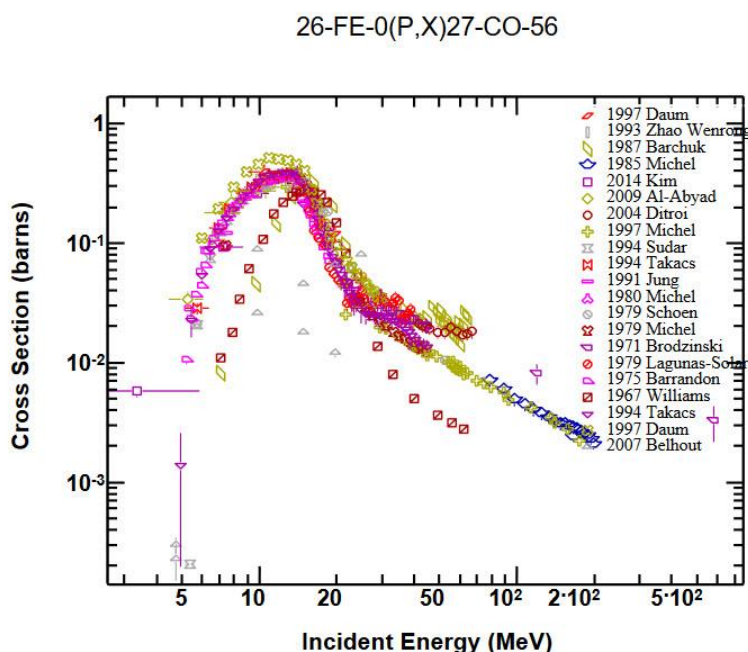


127. ábra A $^{nat}\text{Ag}(p,x)^{105}\text{Ag}$ kísérleti hatáskeresztmetszete

A 127. ábrán a $^{nat}\text{Ag}(p,x)^{105}\text{Ag}$ magreakcióra kapott mért hatáskeresztmetszet látható összehasonlítva a MENDL-2P adatbázisban található értékekkel. Az egyezés jónak mondható. A hatáskeresztmetszetnek lokális maximumai vannak, nagy hatáskeresztmetszettel, ami alkalmassá teszi a homogén aktivitás eloszlás létrehozására. Energiában viszont közepes és nagyenergiájú gyorsítókra van szükség a kívánt mennyiségű aktivitások előállítására.

2.4.5.7 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK VASON

A vas a szerkezeti anyagokban leggyakrabban előforduló elem, ezért a rajta lejátszódó magreakciók vizsgálatát nagy pontossággal kell elvégezni. Ezt a mérést is a sendai ciklotronon végeztem, fóliacsomag módszerrel. A csomag több mint hetven fóliát tartalmazott, a vason kívül réz és alumínium monitor illetve energiacsökkentő fóliákkal együtt. A $^{55,56,57}\text{Co}$, $^{52,54}\text{Mn}$, ^{48}V , $^{48,51}\text{Cr}$, ^{52}Fe és ^{47}Sc radioizotópok keletkezésére határoztam meg hatáskeresztmetszeteket [221]. Mivel a vason protonnal keltett radioizotópok közül a ^{56}Co domináns, nagyságrendekkel több termelődik belőle, mint a többi radioizotópból, ezért vas esetén proton aktivációval csak a ^{56}Co -tal érdemes foglalkozni. Ezt a hatáskeresztmetszetet előttem és utánam is többen megmérték, a hatáskeresztmetszetre az EXFOR-ban található értékeket adom meg a következő ábrán (amely már tartalmazza az én méréseim eredményeit is [221]), ezzel is hangsúlyozva, hogy ez az egyik legfontosabb magreakció a vékonyréteg aktivációs technika alkalmazása szempontjából.



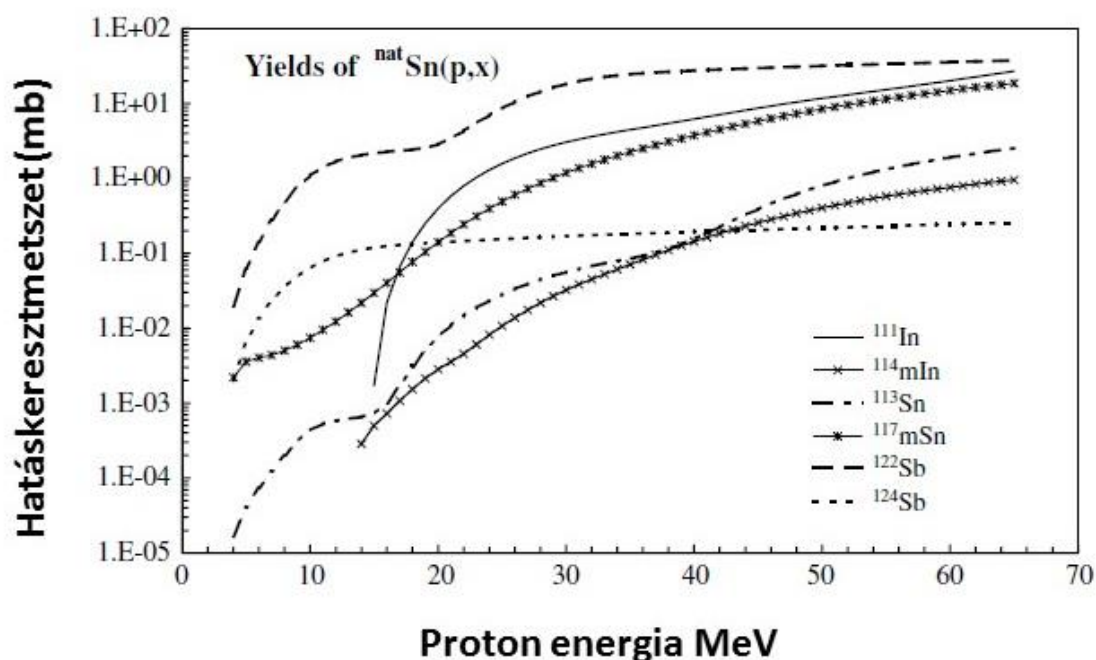
128. ábra A $^{nat}\text{Fe}(p,x)^{56}\text{Co}$ magreakciók hatáskeresztmetszete vason

Annak ellenére, hogy a 128. ábrán szereplő magreakció az egyik legjobban és legtöbbször megmért magreakciónak számít, számos esetben láthatunk az ábrán erősen eltérő értékeket, ezért a NAÜ adatbázis tartalmát időszakonként felülvizsgálják és a mérések kritikai értékelése után létrehoznak egy u.n. ajánlott hatáskeresztmetszet görbét.

2.4.5.8 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK ÓNON

Az ón céltárgyra irányuló kísérleteket a brüsszeli VUB ciklotronján és a sendai CYRIC ciklotronján végeztem el 32 illetve 70 MeV proton energiákat használva [222]. Az ón céltárgy fóliák vastagsága 55 μm illetve 12 μm , még a 100, 500 és 1000 μm -es alumínium valamint 12

μm -es titán és 54 μm -es réz fóliákat használtam a nyaláb energiájának fokozatos csökkentésére, egyúttal a kilökődött reakciótermékek megfogására valamint a nyaláb monitorizálására. Újonnan határoztam meg hatáskeresztmetszeteket a ^{109}In , ^{110}In , ^{111}In , $^{114\text{m}}\text{In}$, ^{113}Sn , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{115}Sb és a $^{120\text{m}}\text{Sb}$ radioizotópokra és a $^{116\text{m}}\text{Sb}$, ^{117}Sb , $^{118\text{m}}\text{Sb}$, ^{122}Sb és a ^{124}Sb reakciótermékekre kapott eredményeket összehasonlítottam a korábbi irodalmi adatokkal az átfedő energiatartományban. A kapott hatáskeresztmetszeteket összehasonlítottam még az ALICE-IPPE elméleti magreakció modell kód számításaival. Az azonosított radioizotópok közül az ^{124}Sb (60. 2 nap, 602.72 keV 98%), a ^{122}Sb (2.7 nap, 564.2 keV 71%), a $^{120\text{m}}\text{Sb}$ (5.76 nap, 197.25 keV 88%, 1023.06 keV 99%, 1171.44 keV 99%), a $^{117\text{m}}\text{Sn}$ (14 nap, 158.56 keV 86.3%), a ^{113}Sn (115.1 nap, 391.71 keV 64.2%) a legalkalmasabbak a radioizotópos nyomjelzésre a felezési idejük és a gamma-vonalaik alapján. A nagyszámú jelölt miatt ebben az esetben az összesített hozamgörbéket adom meg, amelyek egyszerűbbé teszik az összehasonlítást.



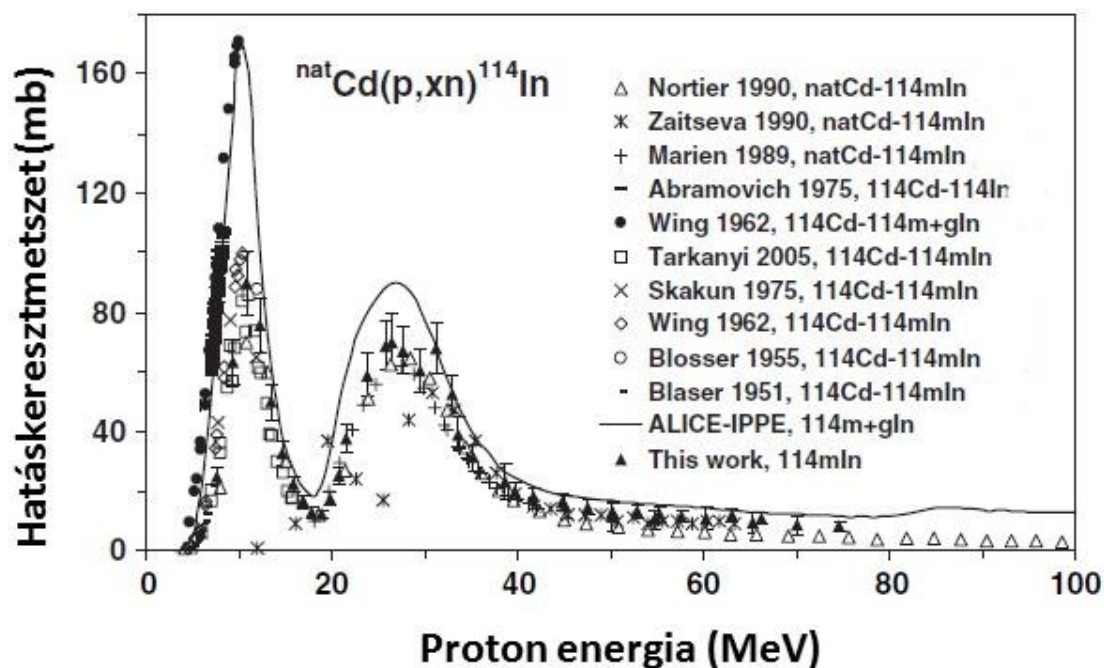
129. ábra Protonbombázással keltett magreakciók hatáskeresztmetszetből számolt hozamgörbéi

A 129. ábrából látható, hogy legmagasabb hozama a ^{122}Sb előállítását eredményező magreakciónak van, és egyúttal ez a reakció indul a legalacsonyabb energián. Egyébként valamennyi itt szereplő radioizotóp termelése elkezdődik 20 MeV alatt, a hozamokban viszont nagyságrendi különbségek vannak, ezért a 20 MeV alatti energián még az ^{124}Sb jöhet szóba.

2.4.5.9 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK KADMIUMON

A kadmiumra vonatkozó méréseket is több helyen végeztem. Egyrészt a brüsszeli VUB ciklotronon, másrészt a sendai CYRIC ciklotronján 33, 70 illetve 80 MeV proton energiákkal. Vékony, 15.6 μm vastag Cd fóliákat használtam a fóliacsomagban vegyítve a monitorként és energiacsökkentőként használt réz és alumínium fóliákkal [223]. A mérések során a $^{nat}\text{Cd}(p,xn)^{107\text{g},108\text{m},108\text{g},109\text{g},110\text{m},110\text{g},111\text{g},112\text{m},113\text{m},114\text{m},115\text{m},116\text{m}}\text{In}$, $^{nat}\text{Cd}(p,x)^{107,109,111\text{m},115\text{g}}\text{Cd}$ és a

$^{nat}\text{Cd}(p,x)^{104g,105g,106m,110m,111g,113g}\text{Ag}$ magreakciók radioaktív termékeit azonosítottam és határoztam meg rájuk hatáskeresztmetszetet. Ezek közül csak a $^{109,110,111,113,114}\text{In}$ izotópokra volt irodalmi hatáskeresztmetszet, a többi újonnan meghatározott érték volt. Az eredményeket összehasonlítottam az ALICE-IPPE elméleti magreakció modell kód számításaival. A fémes kadmium vagy kadmiumot mint ötvözt tartalmazó anyagok vizsgálatára az itt mért izotópok közül a ^{114m}In (49.51 nap, 1190.29 keV, 15.6%) radioizotóp bizonyult a legalkalmasabbnak, figyelembe véve a felezési idejét, a gamma-vonalainak energiáját és intenzitását, valamint a hatáskeresztmetszet nagyságát, beleértve a küszöbenergiát is, ahol a reakció elindul.



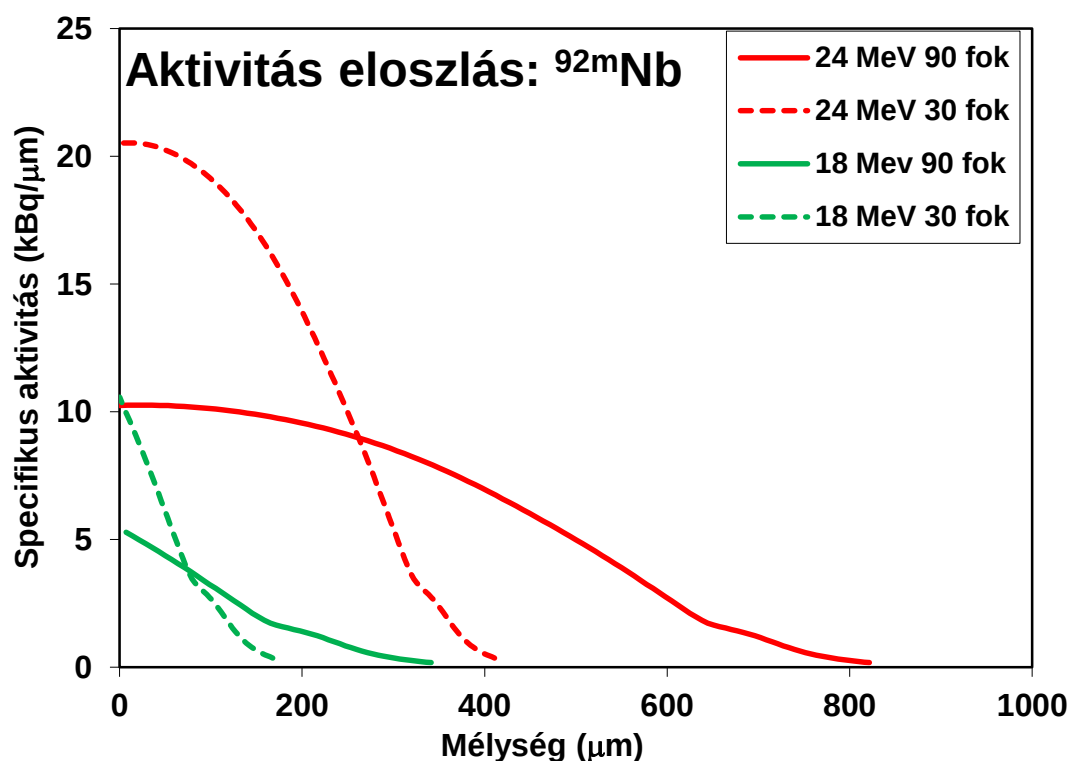
130. ábra A kadmiumon proton bombázással keltett, ^{114m}In izotópot eredményező magreakció kísérleti hatáskeresztmetszete

Az általam mért értékek a 130. ábrán jó egyezést mutatnak a korábbi mérések eredményeivel, és a hatáskeresztmetszet görbének a 20 MeV alatti energiatartományban vékonyréteg aktivációs vizsgálatokra kifejezetten alkalmas lokális maximuma van.

2.4.5.10 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK NIÓBIUMON

A nióbbium egy modern szerkezet anyag, amely a magfizikai kísérleti eszközök készítése során egyre gyakrabban fordul elő, mivel könnyen megmunkálható, magas olvadáspontú és a tantál után a második legjobb anyag a korrózióállóság szempontjából (ötvözetekben) [224]. Az eredmények ezúttal is több kísérletből álló sorozatból származtak, amelyeket a debreceni, a brüsszeli és a sendai ciklotronokon végeztem 70, 27, 28 és 18 MeV-es proton nyalábokon fóliacsomag módszerrel [225, 226]. A kapott eredményeket az ALICE-IPPE és egyes esetekben az EMPIRE-II elméleti magreakció modell kódok által számoltakkal hasonlítottam össze. Az eredmények kiértékelés után a $^{93}\text{Nb}(p,x)^{90,93m}\text{Mo}$, $^{92m,91m,90}\text{Nb}$, $^{86,88,89}\text{Zr}$, $^{86,87m,g,88}\text{Y}$ és ^{85}Sr reakciótermékeket azonosítottam a különböző energiatartományokban és határoztam meg rájuk hatáskeresztmetszetet illetve hozamot. A fenti radioizotópok közül a ^{92m}Nb (11.15 nap, 934.53 keV, 99%), a ^{88}Zr (83.4 nap, 392.9 keV 97.3%), és a ^{88}Y (106.65 nap, 898.04 keV

93.7%, 1836.06 keV 99.2%) alkalmasak radioizotópos nyomjelzésre. Ezek közül a hatáskeresztmetszet és az energiatartomány alapján a ^{92m}Nb a legalkalmasabb a debreceni ciklotronon való vékonyréteg aktivációs vizsgálatokra.



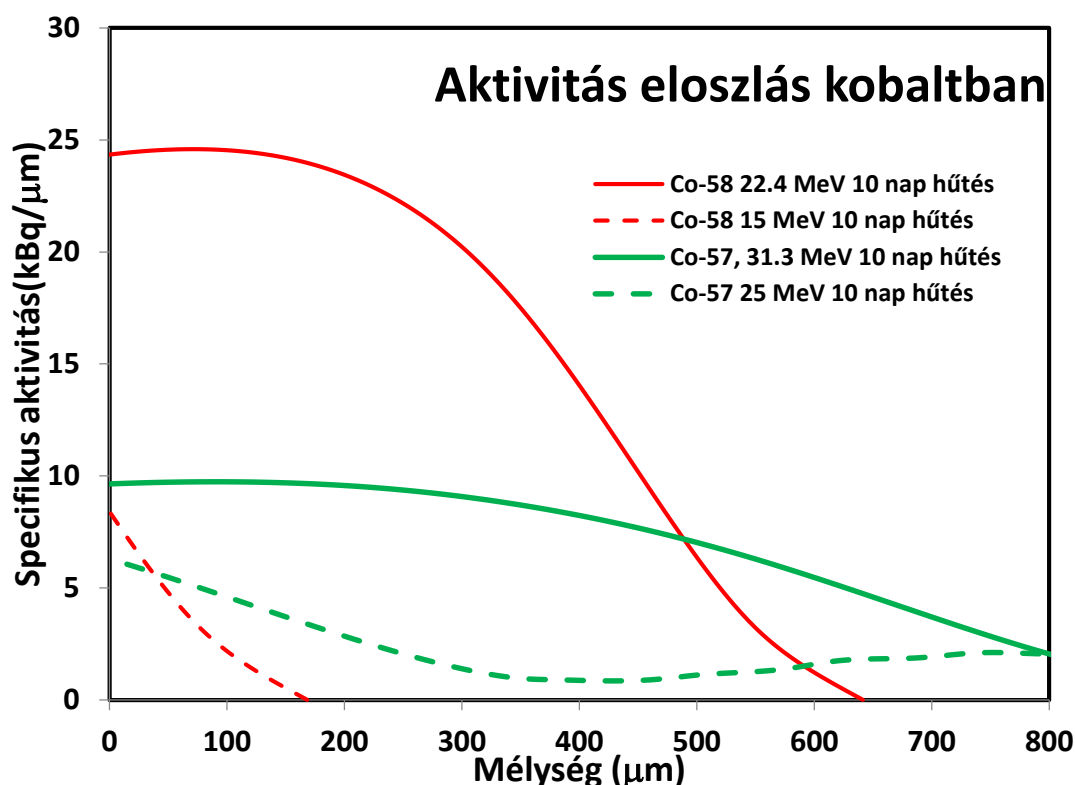
131. ábra Nióbiumban proton besugárással előállított ^{92m}Nb aktivitásának mélységi eloszlása különböző bombázó energiákon és beesési szögek alatt

A 131. ábrán bemutatott mélységi eloszlások közül a 24 MeV-es besugáráshoz tartozik az ideális homogén eloszlás, amely merőleges besugárzás esetén kb. 80, 30 fokos beesés esetén kb. 25 μm mélységig 2%-os pontosságon belül állandó értéken marad. A teljes aktivitás e két esetben 800, illetve 400 μm mélységben oszlik el. A másik két görbe a debreceni ciklotron maximális 18 MeV-es proton energiájához tartozik. Ezekben az esetekben „csak” lineáris menetű aktivitás eloszlás érhető el a felszín közelében. A linearitás itt is kb. olyan mélységekben teljesül, mint a nagyobb energiájú „homogén” esetekben, de itt a teljes aktivitás kevesebb mint fele mélységben található meg, mint a homogén eloszlású eseteknél.

2.4.5.11 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK KOBALTON

A kobalt alapanyagot kapott kísérleteket is a brüsszeli VUB és a sendai CYRIC ciklotronjain végeztem 70 illetve 37 MeV bombázó energiákkal [227, 228]. A mérések során az azonosított $^{55,56,57,58}\text{Co}$, ^{51}Cr , $^{52,54,56}\text{Mn}$ és $^{56,57}\text{Ni}$ radioizotópokra határoztam meg a hatáskeresztmetszeteket. A kapott kísérleti hatáskeresztmetszeteket a TALYS (TENDL) és az EMPIRE 3.1 elméleti magreakció modell kódok eredményeivel hasonlítottam össze. Ezek nagy része, legalábbis a napos vagy annál nagyobb felezési idejűek alkalmasak a vékonyréteg aktivációs technikával való nyomjelzésre. Tényleges alkalmazhatóságukat ezután a

hatáskeresztmetszetük és az energiatartományuk alapján lehet eldönteni. A fenti csoportból ezek alapján a ^{58}Co és a ^{57}Co bizonyult a legalkalmasabbnak.



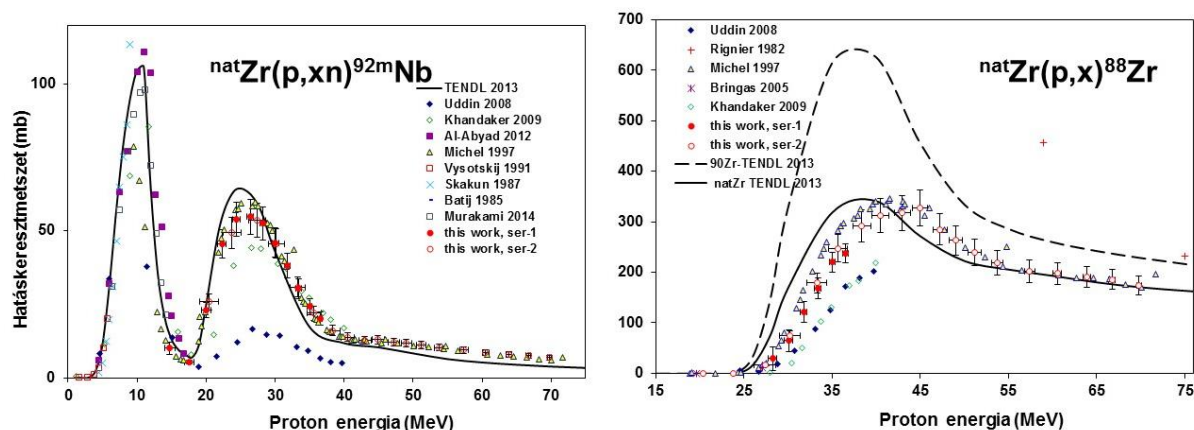
132. ábra A $^{57,58}\text{Co}$ radioizotópok aktivitás eloszlása kobaltban különböző energiájú proton besugárzások hatására (1 óra, 2 μA , 10 nap hűtés a besugárzás vége után)

A 132. ábrán látható görbecsoportban két radioizotóp (^{57}Co és ^{58}Co) mélységi aktivitás eloszlását adtam meg oly módon, hogy a nagyobb energiájú görbe az ideális, a felszín közelében állandó aktivitás eloszlást mutat (^{58}Co esetében 22.4 MeV, ^{57}Co -nál 31.3 MeV), természetesen a különböző bombázó energia és hatáskeresztmetszet miatt különböző mélységeken. A második görbe pár a lineáris eloszlású aktivitást mutatja (^{58}Co esetében 15 MeV, ^{57}Co -nál 25 MeV bombázó energiáknál).

2.4.5.12 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK CIRKÓNIUMON

A cirkónium protonnal indukált magreakcióinak vizsgálatához használtam a debreceni ciklotron 18 MeV-es protonnyalábját, valamint a brüsszeli VUB ciklotronját és a sendai CYRIC ciklotronját azok teljes energia tartományában (70 MeV) [229, 230]. A cirkónium céltárgyként 100 μm körüli nagytisztaságú Zr fóliákat használtam monitorizálásra, valamint a nyaláb energiájának csökkentésére titán és alumínium fóliákat helyeztem a fóliacsomagba. Minden esetben több fóliacsomagot sugároztam be különböző energiákon, valamint a fóliacsomagok párhuzamos kísérletek céltárgy fóliáit is tartalmazták. A nyalábáramot a legtöbb esetben alacsonyan tartottam, mert a cirkónium és a monitorok nem voltak érzékenyek a hőterhelésre, de a párhuzamos kísérletek céltárgyai között voltak olyanok, amelyek igen. A mérések során a ^{96}Nb , $^{95\text{m}}\text{Nb}$, $^{95\text{g}}\text{Nb}$, $^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{91\text{m}}\text{Nb}$, ^{90}Nb , ^{95}Zr , ^{89}Zr , ^{88}Zr , ^{86}Zr , ^{88}Y , $^{87\text{m}}\text{Y}$, $^{87\text{g}}\text{Y}$ és a ^{86}Y radioizotópok gamma-vonalait azonosítottam és határoztam meg rájuk

hatáskeresztmetszet értékeket a 70 MeV-ig menő energiatartományban. A fenti magreakció termékek közül számos olyan van, amely felezési ideje és gamma-vonalainak energiája és intenzitása alapján alkalmas a vékonyréteg aktivációs nyomjelzésre. Ezek közül a legalkalmasabbak a: ^{95g}Nb (34.991 nap, 765.803 keV, 99.81%), a ^{92m}Nb (10.15 nap, 934.44 keV, 99.15%), a ^{95}Zr (64.032 nap, 724.192 keV 44.27%, 756.725 keV 54.38%), a ^{88}Zr (83.4 nap, 392.87 keV 97.29%) és az ^{88}Y (106.627 nap, 898.042 keV 93.7%, 1836.063 keV 99.2%). Az általam mért hatáskeresztmetszeteket megvizsgálva a felsorolt izotópok közül csak a ^{92m}Nb és a ^{88}Zr rendelkezik olyan nagy hatáskeresztmetszettel, ami a reális időn belüli kellő aktivitás létrehozását lehetővé teszi.

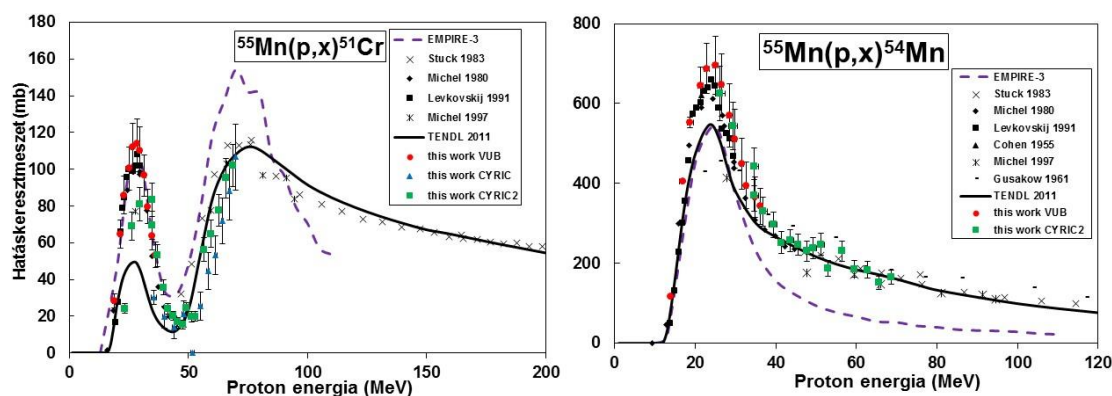


133. ábra A proton aktiválás hatására keletkezett ^{92m}Nb és ^{88}Zr hatáskeresztmetszete cirkónium céltárgyon

A 133. ábrából látható, hogy a ^{88}Zr nagyobb hatáskeresztmetszettel állítható elő, viszont csak a ^{92m}Nb állítható elő a debreceni ciklotron energia tartományában. Ezen kívül az egyik lokális maximuma is a 20 MeV alatti energiatartományba esik. A méréseim eredménye a legtöbb korábbi méréssel egyezik, a TENDL elfogadható közelítést ad mind a görbe menetére, mind a nagyságára.

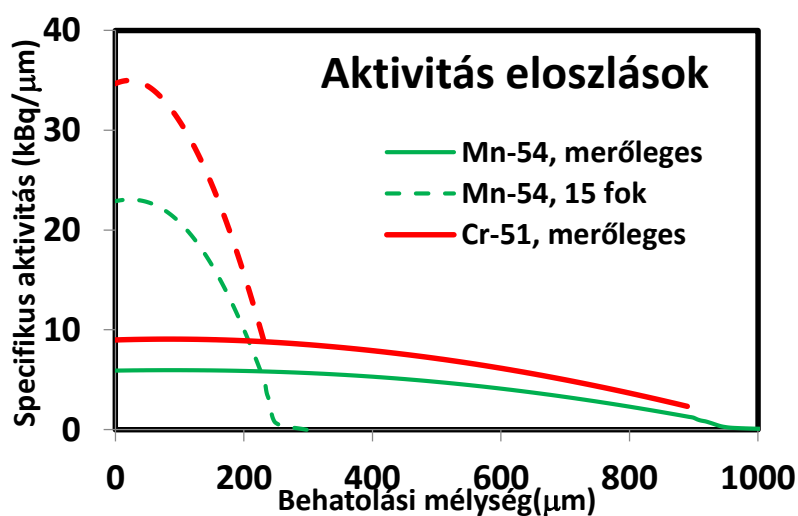
2.4.5.13 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK MANGÁNON

A mangán alapanyag vizsgálatát is több lépcsőben végeztem el, egyrészt a brüsszeli VUB ciklotronon 37 MeV proton energiával a teljes energia tartományban, másrészt a sendai CYRIC ciklotronján 70 MeV-es proton nyalábbal a 23 MeV-ig terjedő energia tartományban [231]. A kisebb energiájú besugárzásoknál titán, a nagy energiájú besugárzásoknál pedig alumínium monitor fóliákat használtam. A besugárzások után minden egyes fóliát 3 illetve 4 alkalommal mértem meg az egyes radioizotópok bomlásának követésére. A mérési adatok kiértékelése után a $^{55}\text{Mn}(p,x)^{54,52g}\text{Mn}$, ^{51}Cr és a ^{48}V magreakciók radioaktív termékeit azonosítottam és határoztam meg a hatáskeresztmetszeteiket és hozamaikat. Abban a szerencsés helyzetben voltam, hogy a fenti reakció termékek közül valamennyi alkalmas vékonyréteg aktivációs nyomjelzésre, azonban a különböző felezési idejük miatt különböző várható időtartamú méréssorozatokra. A hatáskeresztmetszetek nagyságát és energiatartományát is figyelembe véve a fenti izotópok közül a ^{51}Cr -el és a ^{54}Mn -el érdemes foglalkozni, mint nyomjelzővel.



134. ábra A mangán proton gerjesztésével keletkezett ^{51}Cr és ^{54}Mn radioizotópok mért hatáskeresztmetszete

A 134. ábrán a két legalkalmasabb nyomjelző radioizotópra kapott hatáskeresztmetszet görbék láthatók összehasonlítva a korábbi mérések irodalmi adataival és az elméleti magreakció modell kódok eredményeivel. A korábbi mérésekkel jó egyezés mutatkozik, még a modell kódok a görbe alakját jól adják vissza, de az értékei csak bizonyos esetekben egyeznek a kísérleti értékekkel. Például az EMPIRE jó egyezést mutat a hatáskeresztmetszet első maximumára, de 50 MeV felett már a TENDL egyezik jobban az adatainkkal a ^{51}Cr esetében. A ^{54}Mn esetében a maximum értéket mindkét kód azonos módon alábecsüli, de 40 MeV felett a TENDL elfogadható egyezést mutat. A két izotóp közül a ^{54}Mn -nek van 20 MeV alatti része, ami alkalmassá teszi a debreceni ciklotronon való előállításra. A 135. ábrán látható „kopásgörbék” az ideális homogén eloszlás elérésére alkalmas energiákon készültek (ami a két izotópra közel azonos). Az ábrából látszik, hogy azonos besugárzási körülmények között a ^{51}Cr -ből lehet nagyobb specifikus aktivitást elérni. A behatolási mélységek közel azonosak azonos beesési szög esetén. A ^{54}Mn esetén a homogenitás mélysége 51 μm , még a ^{51}Cr -nál csak 44 μm 15°-os beesés esetén.

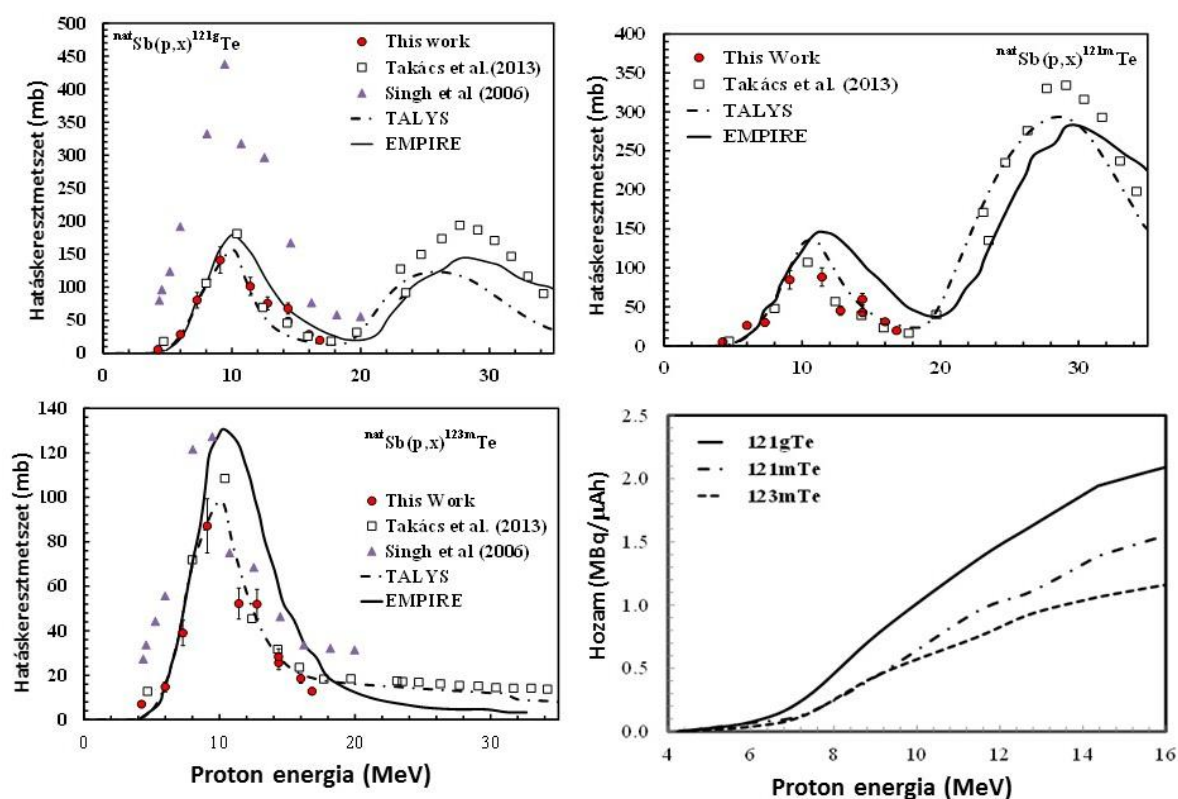


135. ábra A ^{54}Mn és a ^{51}Cr radioizotópok aktivitásának mélységi eloszlásai proton aktiválással mangánban (1 óra 2 μA besugárzás, 10 nap hűtési idő, 25.1 illetve 25 MeV bombázó energia)

2.4.5.14 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK ANTIMONON

Az antimon vizsgálatához szükséges besugárzásokat kizárólag a debreceni ciklotronon végeztem, a maximális, 17 MeV-es proton energiával [232]. A besugárzott minták ülepítési eljárással [233] készültek 25 μm -es alumínium hátlapra, és a nyaláb irányából még egy 10 μm -es alumínium fóliával voltak letakarva. Ezzel egyúttal a kilökődött magok megfogását is megoldottam. A mérések során a $^{121\text{g}}\text{Te}$ (19.17 nap, 573.139 keV 80.4%), a $^{121\text{m}}\text{Te}$ (164.2 nap, 212.189 keV 81.5%) és a $^{123\text{m}}\text{Te}$ (119.2 nap, 159. keV 84%) radioizotópokat azonosítottam és adtam meg rájuk hatáskeresztmetszetet. Tekintve, hogy a méréseket a debreceni ciklotronon végeztem, az összes hatáskeresztmetszetenek van 20 MeV alatti része.

A 136. ábrán az összes 20 MeV proton energia alatt keletkező radioizotóp hatáskeresztmetszete és a negyedik részábrán a három reakció hozamának összehasonlítása látható. Látható, hogy mindhárom reakciónak lokális maximuma van a debreceni ciklotron energiatartományán belül, és ennek a maximumnak az értéke is minden esetben 100 mbarn felett van, ezért mindegyik alkalmas radioaktív nyomjelzésre és vékonyréteg aktivációs vizsgálatra.

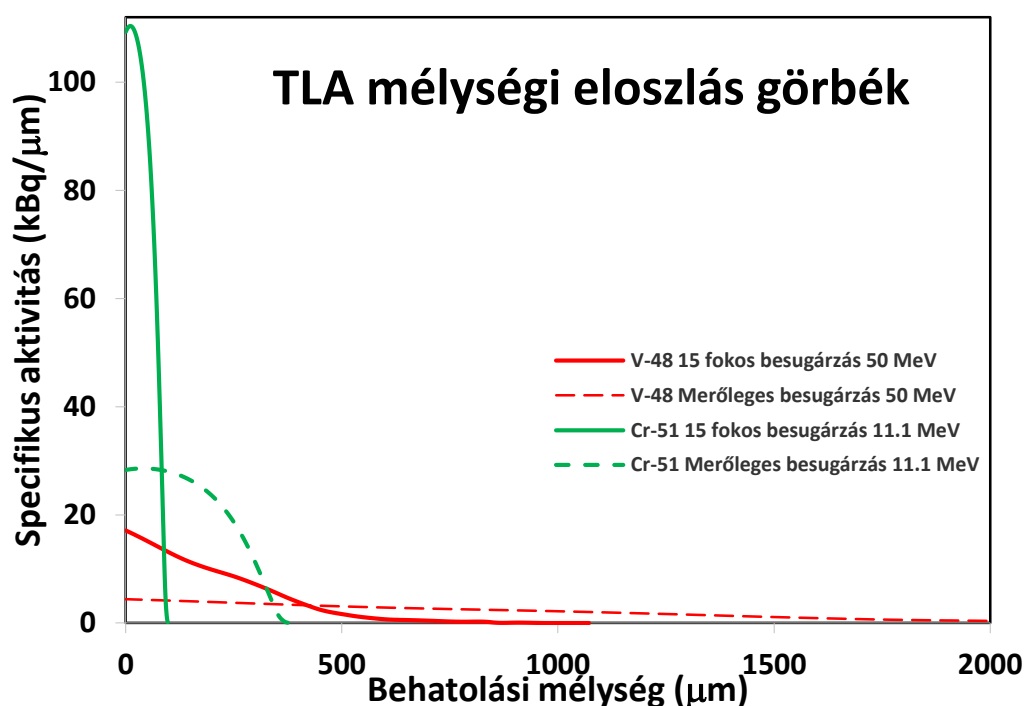


136. ábra Az antimonon proton besugárzással keletkezett tellúr izotópok hatáskeresztmetszete és hozama

2.4.5.15 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK VANÁDIUMON

A vanádiumra vonatkozó kísérleteket a louvani (LLN) ciklotron 65 MeV-es proton nyalábján végeztem [234] 65 MeV-es proton nyalábbal. A fóliacsomag a 100 μm -es vanádiumon kívül

még különböző vastagságú alumínium monitor és energiacsökkentő fóliákat, és egy párhuzamos kísérlet céltárgy fóliáit is tartalmazta. Az egymás után következő anyagok úgy voltak összeválogatva, hogy a céltárgyfóliákból való kilökődést is vizsgálni lehessen. Az adatok kiértékelése után a $^{51,48}\text{Cr}$, ^{48}V , $^{48,47,46,44\text{m},44\text{g},43}\text{Sc}$ és a $^{43,42}\text{K}$ radioizotópokra tudtam hatáskeresztmetszetet meghatározni. A felsorolt radioizotópok közül a ^{48}V (15.97 nap, 983.5 keV 99.98%, 1312.1 keV 98.2%), a ^{46}Sc (83.8 nap, 889.3 keV 99.98%, 1120.5 keV 99.99%) és a ^{47}Sc (3.35 nap, 159.4 keV 68.3%) a legalkalmasabb a vékonyréteg aktivációs nyomjelzésre. Meg kell említeni, hogy a ^{51}Cr gamma-vonalának intenzitása miatt (< 10%) kiesik a szűrőn, ennek ellenére több anyagnál ez a leginkább használatos nyomjelző izotóp, mivel jóval nagyobb a hatáskeresztmetszete, mint a többi potenciális jelölté és a hatáskeresztmetszetének maximuma 10 MeV körül van, ami azt jelenti, hogy a teljes hatáskeresztmetszet csúcs beleesik a debreceni ciklotron energiatartományába [234].

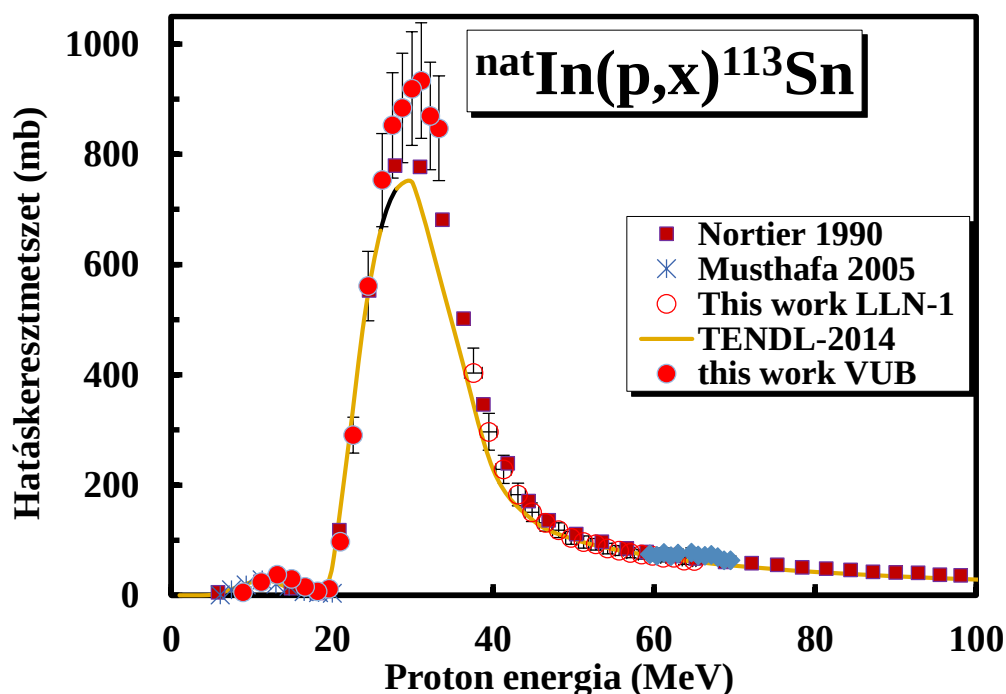


137. ábra ^{48}V és ^{51}Cr mélységi eloszlása vanádium proton bombázásakor különböző energiákon. 1 óra besugárzás 1 μA nyalábárammal, 10 nap hűtési idő

A 137. ábrán két nyomjelzésre potenciálisan alkalmas radioizotóp mélységi aktivitás eloszlását mutatom be különböző energiákon és különböző beesési szögek mellett. A ^{48}V nagyenergiás (50 MeV) besugárzása lineáris eloszlást eredményezett a felszín közelében, igen nagy behatolási mélységekkel 1 mm illetve 2 mm 15 illetve 90 foknál. A görbék linearitása is több száz mikrométerig terjed. A ^{51}Cr esetén a homogén eloszlás eléréséhez szükséges ideális 11.1 MeV-es protonokkal történt a besugárzás, jóval nagyobb specifikus aktivitás érhető el belőle kisebb össz-mélységben. Ezekben az esetekben a homogenitás 21 μm a 15°-os besugárzásnál és 81 μm a merőleges beesésnél. Mivel az ábra 1 órás besugárzásra és 1 μA -es nyalábáramra vonatkozik, mindkettő növelhető akár egy nagyságrenddel is, ami azt jelenti, hogy a ^{48}V használhatósága csak idő és ezzel összefüggésben az anyagi ráfordítás függvénye.

2.4.5.16 PROTONOK ÁLTAL KELTETT MAGREAKCIÓK INDIUMON

Az indiumon kapott eredmények is több kísérletsorozatból kapott adatok alapján állnak össze. Besugárzásokat végeztem indium céltárgyakon a sendai CYRIC ciklotronján 70 MeV-es nyalábenergiával, valamint a louivani ciklotronon 65 MeV-es protonokkal [235]. A fóliacsomagok az 50 μm -es indium céltárgyfóliákon kívül tartalmaztak még különböző vastagágú alumínium fóliákat monitorizálási és energiacsökkentési célra, valamint párhuzamos kísérletek céltárgyfóliáit. Mérési adatok kiértékelése során a $^{113,111,110}\text{Sn}$, $^{115\text{m},114\text{m},113\text{m},112\text{m},111\text{g},110\text{g}}\text{In}$ és a $^{111\text{m},109}\text{Cd}$ radioizotópokat azonosítottam és határozom meg hatáskeresztmetszet és hozamgörbéket rájuk. A kapott kísérleti eredményeket a korábbi irodalmi adatokon kívül összehasonlítottam még a TALYS(TENDL) elméleti magreakció modell kód által számolt eredményekkel. A felsorolt izotópok közül az $^{113\text{g}}\text{Sn}$ (113.1 nap, 391.7 keV 65%) teljesíti azokat a feltételeket leginkább, amelyeket a nyomjelzésre használt radioizotóptól elvárunk.



138. ábra Indium proton aktiválásával keletkezett ^{113}Sn kísérleti hatáskeresztmetszete

A 138. ábrából látszik, hogy ^{113}Sn keletkezése már 20 MeV alatti energián elkezdődik, sőt, ebben az energiatartományban a homogén eloszlás előállítására alkalmas lokális maximuma van, ennek értéke viszont több mint egy nagyságrenddel kisebb, mint a 33 MeV körül található második maximumé. Ennek ellenére a fentebb említett idő és áram sokszorozás alkalmazásával a kívánt aktivitás előállítható.

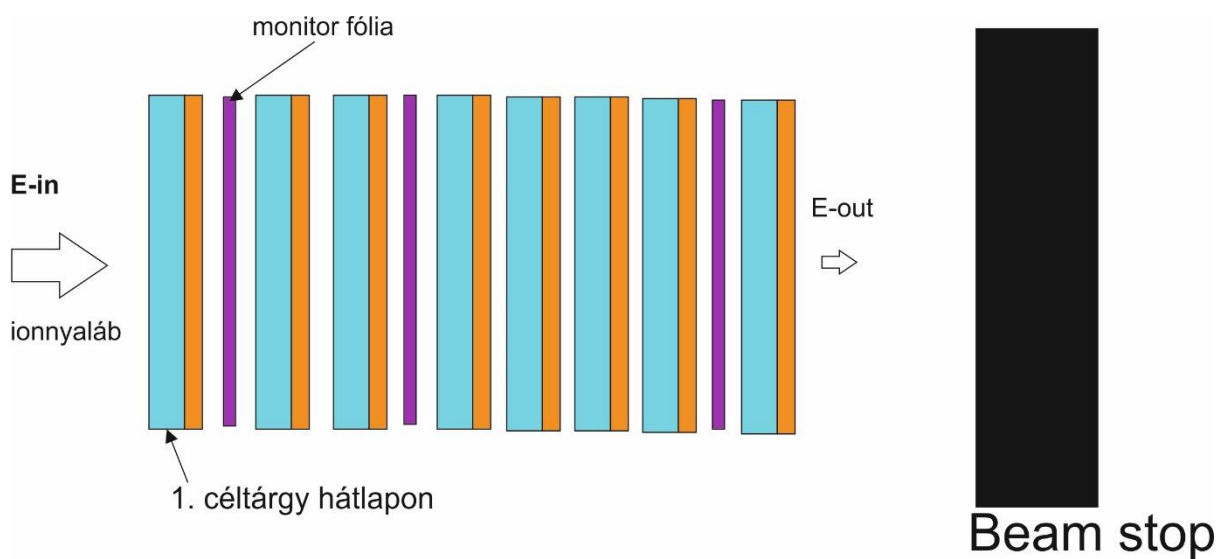
2.4.5.17 PROTONOK ÁLTAL KELTETT EGYÉB VIZSGÁLT MAGREAKCIÓK

Az előző alfejezetekben felsorolt alapanyagokon kívül csoportunk számos más anyagon is végzett proton aktivációs vizsgálatokat, amelyek nem tartoznak ugyan a jelen disszertáció témakörébe, de születtek belőlük olyan részeredmények, amelyek felhasználhatók a radioaktív nyomjelzés területén is.

Ezek a vizsgálatok kiterjedtek a rubídium [236](40,41), ittrium [237](61), wolfram [238, 239](74), palládium [240, 241](79, 181), holmium [242](92), erbium [243](94), xenon [244](104), itterbium [245](106), bárium [246](110), túlium [247](128), réniom [248](135), diszpróziom [249](139), tallium [250](140), nikkel [251](148), gallium [187](161), számárium [252](167), arany [253](172) és higany [254](176) céltárgy anyagokra.

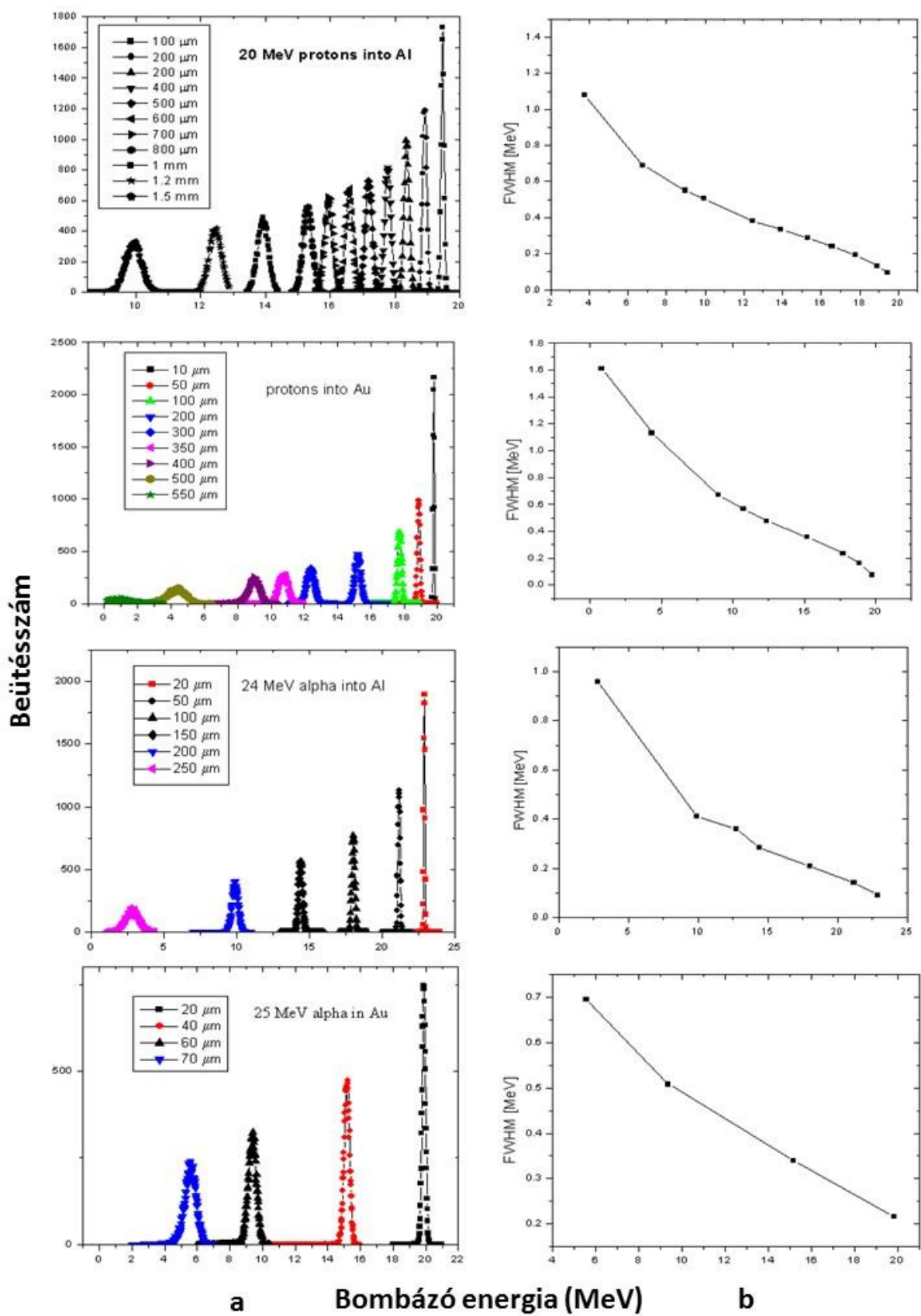
2.4.6 AZ ENERGIABIZONYTALANSÁG VÁLTOZÁSA FÓLIACSOMAG BESUGÁRZÁSOKNÁL

A hatáskeresztmetszetek mérésére vonatkozó előző fejezetekben gyakran megemlítsük, hogy a kísérleti leírásban, hogy a mérésekhez az u.n. fóliacsomag módszert (stacked foil) használtam. Ennek a módszernek az előnye, hogy egyetlen (vagy néhány) besugárzással le lehet fedni egy magreakció teljes energiatartományát azáltal, hogy a nyaláb az egymás után helyezett különböző vastagságú céltárgyfóliákban fokozatosan veszít energiájából, és így a soron következő fólia már egy kisebb energián lejátszódó magreakciót valósít meg. Ez egy teljes esetenként száznál is több céltárgyfóliából álló csomagot jelent, ami a kísérletre fordított gyorsítódót jelentősen csökkenti. Ebből következik a módszer hátránya is, nevezetesen a fóliák számának (össz-vastagságának) növekedésével a nyaláb energiabizonytalansága fokozatosan növekszik. Ennek a kérdésnek a tanulmányozására végeztem számításokat, amelynek eredményei megjelennek az egyes hatáskeresztmetszetek energiaskálájának megjelenítésekor.

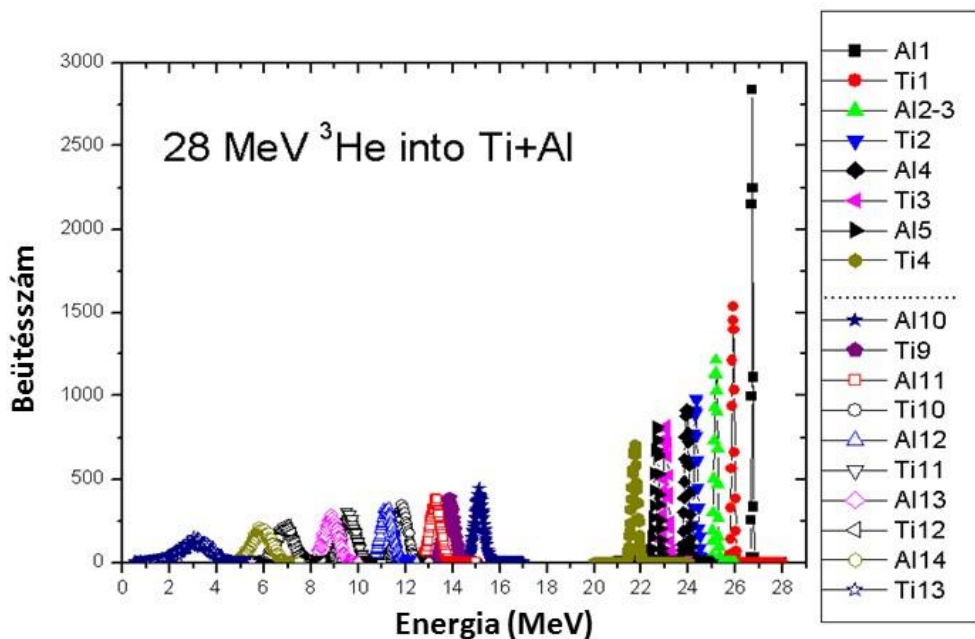


139. ábra Fóliacsomag besugárzásának sematikus rajza

A 139. ábrán egy ilyen fóliacsomag besugárzásának sematikus rajza látható, ahol a csomagban vannak céltárgyfóliák, hátlapok, monitor fóliák, és a belépő nyaláb, a fóliák, számától, vastagságától és anyagától függő mértékben veszít energiájából, vagy esetleg teljesen elnyelődik. Az ionnyalábok és az anyag kölcsönhatásának ismeretéből világos, hogy az n -edik fóliába belépő nyalábnak a straggling, szórás és a céltárgyanyag inhomogenitása miatt nagyobb lesz az energiaszórása, mint az $(n-1)$ -edik fóliánál. Ennek demonstrálására különböző céltárgy anyagokon, különböző bombázó részecskékkal és bombázó energiákkal végeztem számításokat a nyaláb kiszélesedés becslésére. A számításokhoz a saját fejlesztésű (STOPPING) és a SRIM [11] kódot is felhasználtam.



140. ábra Különböző energiájú és fajtájú ionok energia kiszélesedése különböző fóliacsomagokon való áthaladásakor a. energiaeloszlás, b. félérték szélesség



141. ábra ^3He bombázó nyaláb energia kiszélesedése Al-Ti fóliacsomagban

A 140. ábrán azonos anyagú, különböző vastagságú fóliákon való áthaladás során ábrázoltam a bombázó nyalábok energia kiszélesedését spektrum formában (a.), valamint a félérték szélesség változásának megadásával (b.). A négy sorozat ábra átfogja a teljes skálát, azaz könnyű ion (proton) könnyű és nehéz magokon (Al, Au), valamint nehezebb ion (^4He) könnyű és nehéz magokon (Al, Au). Az ábrák skálái energiában vannak megadva, ami a különböző ion-atom kombinációknál egészen eltérő vastagságot jelenthetnek, amit az ábrára feltett céltárgyvastagságok is mutatnak.

A valós helyzetek demonstrálására a 141. ábrán bemutatok egy ismétlődő fóliapárból álló csomagon végzett számítás eredményét. Az ábrán látszik, hogy a teljes elnyelődés előtt az utolsó céltárgy fóliában a nyaláb energia eloszlásának félérték szélessége már 1 MeV körül van. Felhasználva a számítások tapasztalatait gyakran kötöttem kompromisszumot az igényelt és felhasznált nyalábidő, és az energia pontossága között a fóliacsomag végén. Ez azt jelentette, hogy magas nyaláberergia esetén, amikor a nyaláb sok fólián, azaz nagyobb vastagságon keresztül hatolva veszítette csak el energiáját, inkább több kisebb fóliacsomagot állítottam össze és azokat lépcsőzetesen emelkedő energián sugároztam be. Ezáltal két független besugárzásban a fóliacsomagok energiaskálája átfedésbe került, ami egy belső konzisztencia ellenőrzést is jelentett a méréseim során.

2.5 OVOSI CÉLÚ RADIOIZOTÓPOK ELŐÁLLÍTÁSA

Munkám során a magfizikai adatok mérésének leggyakoribb célja volt az orvosi célú radioizotópok előállításával kapcsolatos magfizikai adatok mérése. Ebből nagyszámú közlemény és összefoglaló munka is született [255]. Az orvosi célú izotópokat két nagy csoportra oszthatjuk, nevezetesen a diagnosztikai célú és a terápiás célú radioizotópok. Az alkalmazások több mint 90%-át a diagnosztika teszi ki, és ebből is nagy részt szakít ki az eddig

többnyire nukleáris reaktorokban termelt $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ generátor. A gyakoriságban utána következő ^{18}F egy rövid felezési idejű PET izotóp, ami a kis gyorsítókön is napi rutinban termelhető [256-258]. Emellett nagyon kicsinek látszik, de manapság feltörekvően van a terápiás radioizotópok használata. A Nemzetközi Atomenergia Ügynökség ajánlásai [259] alapján a következő területeken van szükség további kutatásokra:

- Monitor reakciók (könnyű ionokra a kérdéses energia tartományokban)
- Diagnosztikai és terápiás célú γ -emitterek (pl. $^{123,121}\text{I}$, ^{123}Cs , ^{123}Xe , ^{51}Cr , $^{186,188}\text{Re}$, $^{99\text{m,g}}\text{Tc}$, $^{90\text{m,g}}\text{Y}$, ^{99}Mo)
- Pozitron emitterek (pl. ^{52}Fe , ^{55}Co , ^{61}Cu , $^{66,68}\text{Ga}$, ^{90}Nb , ^{89}Zr , ^{73}Se , ^{76}Br , ^{86}Y , ^{89}Zr , $^{94\text{m}}\text{Tc}$, $^{110\text{m}}\text{In}$, ^{120}I)
- Generátorok (pl. $^{62}\text{Zn}/^{62}\text{Cu}$, $^{68}\text{Ge}/^{68}\text{Ga}$, $^{72}\text{Se}/^{72}\text{As}$, $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$)
- Terápiás célú α -emitterek (pl. ^{225}Ra , $^{225,227}\text{Ac}$, ^{230}U , ^{227}Th)
- Terápiás elektron és röntgen sugárzó izotópok (pl. ^{131}Cs , ^{178}Ta)

Csoportunk a fent felsorolt osztályozásba tartozó radioizotópok termelésére vonatkozó magfizikai adatokat már hosszú ideje tanulmányozza [255].

Mivel a diagnosztikában már nagyszámú és könnyen előállítható radioizotóp létezik, és van is használatban az orvosi gyakorlatban, ezért komoly előrelépés a terápiás célú radioizotópok területén várható.

Az orvosi izotópok ciklotronon való termelésével kapcsolatban részt vettem egy, a NAÜ által támogatott CRP programban gáz és folyadék céltárgyak tervezésével és működtetésével kapcsolatban, amelynek eredményeként egy sorozat kötet született a NAÜ kiadásában [260].

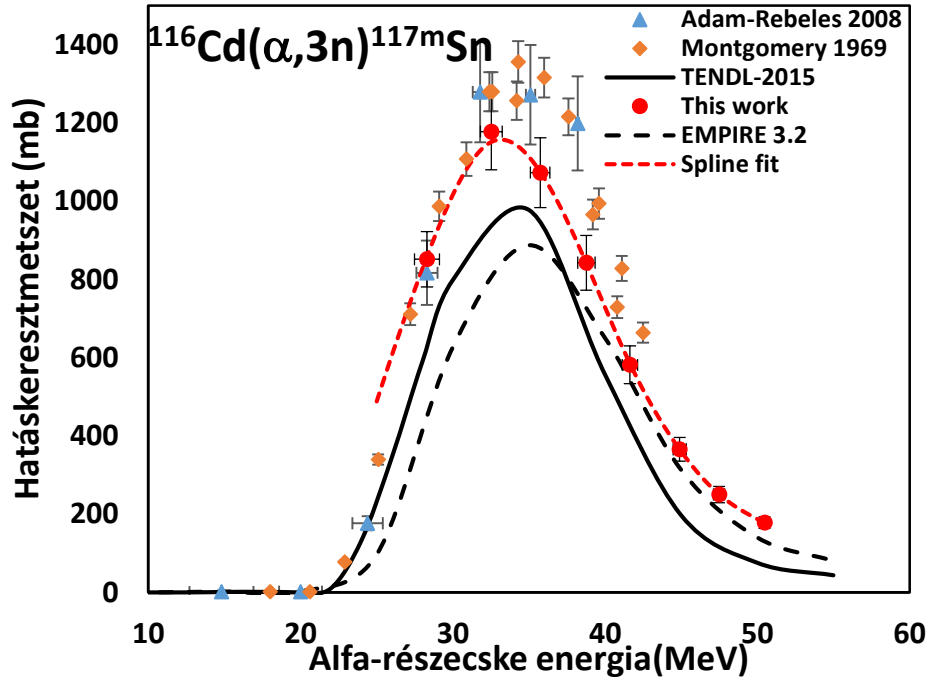
2.5.1 A $^{117\text{m}}\text{Sn}$, AZ ÚJ „TERANOSZTIKUS” RADIOIZOTÓP

A terápiás és diagnosztikus radioizotópok csoportjában van néhány olyan izotóp, amelyek egyszerre alkalmazhatók mindkét célra. Ezek egyike a $^{117\text{m}}\text{Sn}$, amely számos olyan egyedi jó tulajdonsággal rendelkezik, amely egyedülállóvá teszi ezen a területen. Használják fájdalomcsökkentésre csont áttétek kialakulása esetén [261], mikro-áttétek, leukémia és limfóma kezelésére [262] és képzőképzésre is [263] és vannak nem-onkológiai célú orvosi alkalmazásai is [264, 265]. A $^{117\text{m}}\text{Sn}$ egy konverziós elektron emitter radioizotóp 14 napos felezési idővel és $E_{CE} = 126.82 \text{ keV}$ (65.7%), 129.36 keV (11.65%) és 151.56 keV (26.5%) legerősebb konverziós elektronjaival [38]. Ezzel a $^{117\text{m}}\text{Sn}$ sokkal alkalmasabb terápiás és fájdalomcsökkentő eszköz csont áttétek esetén, mint a sokkal gyakrabban használt β^- emitterek [261], mivel jóval rövidebb effektív hatótávolsága miatt nem tesz kárt az érzékeny csontvelőben. A legerősebb gamma-vonala ($E_\gamma = 158.56 \text{ keV}$ (86.4%)) alkalmassá teszi diagnosztikai képzőképzésre való használatra. Használhatóságát alátámasztja még az is, hogy számos molekula jelezhető vele gazdaságosan [263]. Ezekre az izotópokra vezették be a „teranosztikus” kifejezést, ami a terápia és a diagnosztika összevonásából ered.

A $^{117\text{m}}\text{Sn}$ termelésére használt legáltalánosabb módszer az $(n,n'\gamma)$ reakció reaktorban [266], amely alacsony specifikus aktivitású végterméket eredményez [267]. Lehetséges még előállítani antimon céltárgyon nagyenergiájú proton aktivációval, ami hordozómentes végterméket ad [268], és alkalmas nukleáris medicinában való felhasználásra, de a $^{113\text{m}}\text{Sn}$

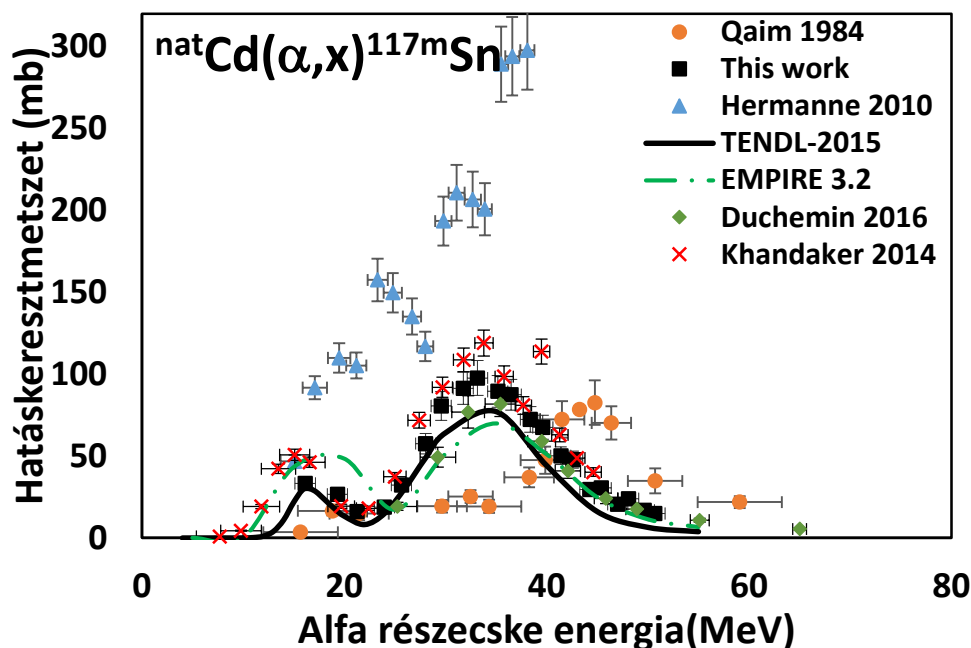
szennyezés elkerülése a cél-izotóp termelésének rovására megy. A $^{117\text{m}}\text{Sn}$ különböző előállításai lehetőségeiről számos munka jelent meg [263, 269, 270], de többnyire a termeléshez használható numerikus adatok nélkül. A legalkalmasabb magreakciónak a $^{117\text{m}}\text{Sn}$ termelésére orvosi célokra az alfa-részecske gerjesztés bizonyult mind természetes, mind dúsított ^{116}Cd céltárgyon [271], mivel az alfa-részecskék a legalkalmasabbak a magas-spinű izomer állapotok gerjesztésére. A $^{117\text{m}}\text{Sn}$ izomer spin-paritás értéke $11/2^-$. Ebben az esetben az izomer arány nagy és a magas spinű állapotok keltése előnyt élvez. A $^{117\text{m}}\text{Sn}$ izotópot előállító ($\alpha, 3n$) magreakció a kadmium 116-os izotópján játszódik le, 21 MeV-nél valamivel nagyobb küszöbenergiától kezdődően. Természetesen a legnagyobb tisztaságú hordozómentes végterméket dúsított ^{116}Cd -ből lehet előállítani, ezért az első körben megvizsgáltam a dúsított izotópon lejátszódó magreakció hatáskeresztmetszetét a meglévő ellentmondások feloldására és az energia tartomány kiterjesztésére 51 MeV-ig.

A kísérleteket a japán RIKEN Nishina Center K70 ciklotronján végeztem el több fóliacsomag besugárzásával [272]. Átlagosan 21.9 μm -es dúsított kadmium fóliákat használtam, amelyek elektromos kiválasztással lettek 12 μm -es réz hátlapra felvíve. A ^{116}Cd (^{106}Cd :0.0006, ^{108}Cd :0.0003, ^{110}Cd :0.0024, ^{111}Cd :0.0029, ^{112}Cd :0.0049, ^{113}Cd :0.0049, ^{114}Cd :0.0147, ^{116}Cd :0.9707) dúsítással rendelkező természetes (^{106}Cd :0.0125, ^{108}Cd :0.0089, ^{110}Cd :0.1251, ^{111}Cd :0.1281, ^{112}Cd :0.2413, ^{113}Cd :0.1222, ^{114}Cd :0.2872, ^{116}Cd :0.0747) kadmiumhoz képest. A réz hátlapok monitorként szerepeltek, de néhány titán fóliát is elhelyeztem a csomagban további monitorokként. A nyalábenergiát TOF (Time of Flight) technikával 51.2 MeV-ben határozták meg. A kapott eredményeket a TALYS (TEND-2015) és az EMPIRE 3.2 (Malta) elméleti magreakció modell kódok által adott becslésekkel hasonlítottam össze. A legfontosabb radioizotópra, a $^{117\text{m}}\text{Sn}$ -re kapott eredményeim a 142. ábrán láthatók. Az általam mért értékek 42 MeV felett teljesen újak. 30 MeV alatt kísérleti eredményeim jól egyeznek a korábbi adatokkal [271, 273], a maximum környékén a korábbi adatok erős szórást mutatnak, még a görbe leszálló szakaszán alacsonyabb értékeket mértem a korábbiaknál. Az elméleti modell kódok alacsonyabb értékeket adnak a kísérleti adatoknál, és a maximum helyének megadásánál is eltolódás látható. A mérések fő célján kívül még új hatáskeresztmetszet adatokat határoztam meg a $^{117\text{m}}\text{In}$ és $^{117\text{g}}\text{In}$ -ra, amelyek szintén a ^{116}Cd -n termelődve 116 illetve 43 perc felezési idővel lebomlanak, β^- bomlás és belső konverzió útján kismértékben szintén hozzájárulnak a $^{117\text{m}}\text{Sn}$ keletkezéséhez. Ezen kívül meghatároztam a $^{116\text{m}},^{115\text{m}}\text{In}$ és a $^{115\text{m,g}}\text{Cd}$ hatáskeresztmetszeteket ^{116}Cd -n, amelyek részben teljesen, de a 42 MeV feletti szakaszon mindegyikük új volt. A korábbi kísérletekkel jó egyezést tapasztaltam az átfedő energia tartományban, de az elméleti magreakció modell kódok nagyon eltérő eredményeket adtak. Továbbá a mért hatáskeresztmetszetekből integrális fizikai hozamokat számoltam a lejátszódó magreakciókra, amelyet összehasonlítottam a kevés meglévő irodalmi adattal. Ezeken kívül, orvosi izotópról lévén szó, megvizsgáltam az esetleges szennyezők jelenlétét és lebomlását a végső termékben, mivel a dúsított kadmium is tartalmazta a kadmium stabil izotópjait nagyon kis mennyiségekben. Megállapítottam, hogy figyelembe véve az előforduló szennyezők felezési idejét és bomlási módjait, valamint magreakcióik küszöbértékeit, arra a megállapításra jutottam, hogy lehetséges a $^{117\text{m}}\text{Sn}$ termelésének optimalizálása dúsított ^{116}Cd céltárgyon a lehetséges szennyezők minimalizálásával.



142. ábra A $^{116}\text{Cd}(\alpha,3n)^{117\text{m}}\text{Sn}$ magreakció kísérleti hatáskeresztmetszete összehasonlítva a korábbi mérések eredményeivel valamint a magreakció modell kódok becsléseivel

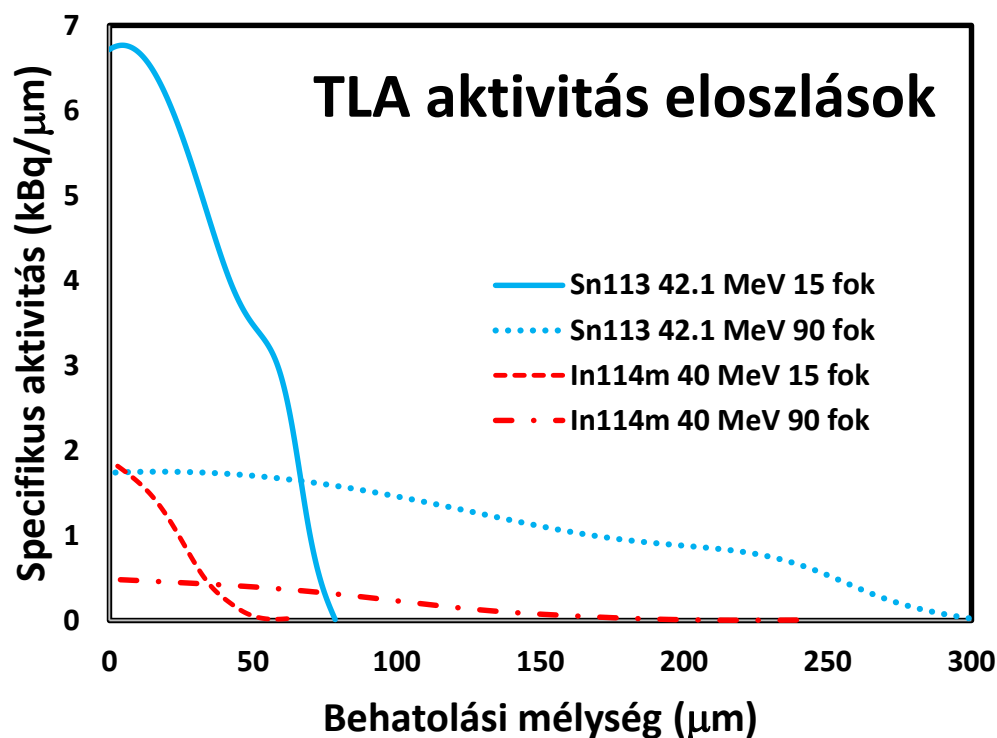
Mivel egyedi kísérletek, orvosi vizsgálat vagy terápiás kezelés elvégzésére nem feltétlenül szükséges a költséges dúsított céltárgy használata, megvizsgáltam a $^{117\text{m}}\text{Sn}$ előállításának lehetőségét természetes izotópösszetételű kadmium céltárgyon is [274]. A kísérleteket most is a RIKEN Nishina center ciklotronján végeztem, a céltárgyak ezúttal nagytisztaságú kadmium fóliák voltak köztük titán monitor fóliákkal. A mérések során az $^{117\text{m}}\text{Sn}$ hatáskeresztmetszetén kívül hatáskeresztmetszeteket és a hozamokat határoztam meg a ^{113}Sn , ^{110}Sn , $^{117\text{m,g}}\text{In}$, $^{116\text{m}}\text{In}$, $^{115\text{m}}\text{In}$, $^{114\text{m}}\text{In}$, $^{113\text{m}}\text{In}$, ^{111}In , $^{110\text{m,g}}\text{In}$, $^{109\text{m}}\text{In}$, $^{108\text{m,g}}\text{In}$, $^{115\text{g}}\text{Cd}$ és a $^{111\text{m}}\text{Cd}$ radioizotópokra, amelyeket összehasonlítottam a korábbi mérések irodalomban szereplő eredményeivel valamint a TALYS (TENDL-2015) és az EMPIRE 3.2 (Malta) elméleti magreakció modell kódok által számolt értékekkel. A 143. ábrán látható mérési eredményeink jó egyezést mutatnak a legújabb irodalmi adatokkal [275, 276], de jelentős eltérést mutatnak két másik korábbi méréssel szemben [277, 278]. A modell kódok ebben az esetben a görbe menetét jól írják le, sőt, még a kísérleti eredményekhez is közeli értékeket adnak. A többi mért radioizotópnál voltak olyanok, ahol a kísérleti eredmények jelentős szórást mutattak egymáshoz képest (pl. ^{113}Sn , $^{114\text{m}},^{110\text{m}}\text{In}$, ...) és voltak olyanok, ahol jó egyezést tapasztaltam (pl. ^{110}Sn , $^{115\text{m}}\text{In}$, ...).



143. ábra A $^{nat}\text{Cd}(\alpha, x)^{117m}\text{Sn}$ magreakció kísérleti hatáskeresztmetszete összehasonlítva az irodalmi adatokkal és a modell kódok eredményeivel

Külön ábrázoltam az Sn és az In radioizotópokra számolt hozamokat, amelyeket összehasonlítottam az irodalmi adatokkal, ahol az esetek többségében jó egyezést tapasztaltam.

Mivel a keletkező izotópok közül az ^{113}Sn (115,1 nap, 391.7 keV 65%) és a ^{114m}In (49.5 nap, 190.3 keV, 16%) alkalmas lehet vékonyréteg aktivációs technikára és radioizotópos nyomjelzésre, valamint a kadmium, az orvosi izotópok előállítására szolgáló céltárgyon kívül jelentős szerkezeti anyag és ötvöző is, megvizsgáltam ezen két radioizotóp ilyen irányú felhasználási lehetőségeit is. Az eredmények a 144. ábrán láthatók. Mindegyik görbe a homogén aktivitás eloszlás eléréséhez szükséges optimális bombázó energiákhoz tartozik. Az ábra szerint az ön izotópból lehet nagyobb fajlagos aktivitást előállítani közel azonos energiájú besugárzásokkal. A 15° alatti besugárzás az elérhető fajlagos aktivitást kb. négyszeresére növeli, és egyúttal csökken a behatolási mélység és a homogén aktivitású szakasz is. Ezek az értékek az egyes esetekben a következők: ^{113}Sn esetén 15° -os besugárzásnál 10.1 μm a homogén szakasz (1%) 80 μm teljes behatolási mélység mellett, még ezek az értékek 39 és 300 μm merőleges besugárzásnál. Ugyanezen értékek a ^{114m}In esetén: 12.2 és 60 μm (15°), valamint 47.2 és 250 μm (90°). A 144. ábra azt igazolja, hogy az éppen felmerülő feladat igényei szerint a vizsgálati mélységet és a specifikus aktivitást igen széles tartományban lehet változtatni.



144. ábra ^{113}Sn és $^{114\text{m}}\text{In}$ radioizotópok aktivitás eloszlása kadmiumban alfa-részecske besugárzás hatására (1 óra, 2 μA , a besugárzás végén mérve)

3 ÖSSZEFOGLALÁS

A jelen disszertáció teljes egészében olyan anyagra épült, ami valamilyen módon kapcsolódik töltött részecske gyorsítók használatához. Ez a lista az ATOMKI Van de Graaff generátorával kezdődött, folytatódott más, külföldi elektrosztatikus gyorsítókön végzett munkákhoz, majd az ATOMKI ciklotronjához és végül annak energiatartományát kinőve külföldi nagyobb gyorsítókhoz is. Munkám túlnyomó része anyagvizsgálati módszerek kidolgozására, fejlesztésére és felhasználására épült. Ezen kívül jelentős időt fordítottam az ezekhez a módszerekhez szükséges magfizikai adatok mérésére, értelmezésére és értékelésére, valamint adatbázisokban való elhelyezésére. A metodológiai vizsgálatokból működő alkalmazásokat fejlesztettem ki, amelyek számos hosszantartó belföldi és külföldi együttműködést eredményeztek, valamint lehetővé tették nemzetközi konzorciumokban való részvételünket.

A munkám kezdetén elektrosztatikus és ciklikus gyorsítókön végezhető analitikai módszereket fejlesztettem és alkalmaztam mind a debreceni, mind külföldi gyorsító berendezéseken. Munkám során megmaradtam a 100 MeV alatti u.n. közepes energiájú gyorsítók tartományában. Mivel PhD témám a kisenergiájú ionsugaras analitikai módszerekre és azok alkalmazására épült, természetes folytatásként következett a debreceni ciklotron üzembe helyezésével a nagyobb energiát igénylő töltött részecske aktivációs analízisre való továbblépés. Ezt a munkát és fejlesztést mindvégig a debreceni ciklotron mellett végeztem. Az elért metodikai eredményeket számos hazai kutatóintézeti és ipari partner szakterületén felmerült problémák megoldásánál alkalmaztam és hasznosítottam. Megvalósítottam a

többcélú analitikai vákuumkamrában való mérés lehetőségét, valamint újdonságként a levegőre kihozott nyalábon történő besugárzást és mérést.

Az aktivációs besugárzási technika és a hozzátartozó mérőrendszer megléte arra ösztönzött, hogy ennek felhasználási területét szélesítsem. Így jutottam el a radioaktív nyomjelzéses technikához, amelyet számos, az együttműködő partnerektől kapott problémák kapcsán továbbfejlesztettem, és így született meg a vékonyréteg aktivációs analízis és az az alapján végzett kopásvizsgálat témaköre. Az ebben a témában végzett első kutatások során világossá vált, hogy pontos magfizikai adatok nélkül sok esetben nehézségekbe ütközünk. Ezért az orvosi célú izotópokkal párhuzamosan szisztematikus méréssorozatban végeztem az ipari célú radioizotópok hatáskeresztmetszetének és termelési hozamának kísérleti meghatározását és a kapott eredmények kritikai összehasonlítását más laboratóriumok hasonló eredményeivel. Sok esetben eredményeink teljesen újak voltak. Egy méréssorozatból általában több szakterület részére is szolgáltatam új adatokat (főként orvosi célú izotópokra), de jelen munkámban csak az ipari, nyomjelzési célú radioizotópokkal kapcsolatban elért eredményeimet emelem ki.

Vizsgálataink egy másik célja volt az elméleti magreakció modell kódok teljesítő képességének vizsgálata. A mért kísérleti hatáskeresztmetszeteket, legyen szó orvosi, ipari vagy nyomjelzésre szolgáló radioizotópokról, mindig összehasonlítottam a rendelkezésre álló elméleti eredményekkel. Ezek a kódok az ALICE, a TALYS és az EMPIRE kódok az évek során fejlődő változatai voltak. Az ALICE eredményeket együttműködő partnereink állították elő, a TALYS kódot magam futtattam vagy a kritikailag módosított eredményeit a TENDL online adatbázis aktuális verziójából vettem, az EMPIRE alkalmazásában mélyebb ismeretekre tettem szert, és ezeket az eredményeket többször saját futtatásból kaptam, és sokszor együttműködő partnereink által módosított speciális változatok eredményeit használtam (pl. EMPIRE-D, ALICE-D). A számolási eredmények összehasonlítása a kísérleteink eredményével támpontot adott a kód és a mögötte levő elméletek fejlesztőinek a módosítási irányokra.

Munkám során a könnyű bombázó ionok (p , d , ${}^3\text{He}$, α) által keltett magreakciókat vizsgáltam elsősorban szilárd céltárgyakon, de az orvosi izotópok termelésével kapcsolatban folyadék és gáz céltárgyak vizsgálatában is végeztem kutatásokat [260].

A ritkán használatos és napjainkban igen költségessé vált ${}^3\text{He}$ bombázó részecskével elsősorban a más úton elő nem állítható radioizotópok magreakcióit vizsgáltam. Ezeket a vizsgálatokat saját munka keretében Ti, Fe, Pt Sn és V céltárgyakon mértem, és a gyorsító (Debrecen, Turku) és részecske energiatartományában lejátszódó összes magreakció és keletkező izotóp adatait vizsgáltam és adtam meg rájuk hatáskeresztmetszet és hozam adatokat. Az eredmények jelentős része új volt vagy pontosabb értéket adott, illetve segített eldönteni az irodalomban található ellentmondásokat.

Az alfa bombázó részecskékkel keltett magreakciók már gyakrabban előfordulnak, itt igyekeztem nagyobb energiák felé is elmenni külföldi gyorsítók felhasználásával. Új eredményeket értem el a Nb, Fe Ta és Mo céltárgyakon lejátszódó magreakciók terén nyomjelzésre alkalmas radioizotópok előállítására vonatkozó kísérleti adatok mérésében.

Ezekon kívül számos olyan orvosi izotóp vizsgálatában vettem részt, amelyek nem tartoznak a jelen disszertáció témakörébe.

A deuteronokkal keltett magreakciók vizsgálata az orvosi és ipari célú radioizotópok előállításán kívül nagy fontossággal bír a jövő fúziós reaktorainak anyagain lezajló aktivációs folyamatok tanulmányozásában. Méréseim során új (részben) hatáskeresztmetszet és hozam adatokat határoztam meg Nb, Zr, Zn, Pt, Ag, Er, Pb, Fe, Co, Mn, Sn V és In céltárgyakra, valamint további nagyszámú céltárgyanyag mérésében vettem részt, amely mérések nem elsősorban nyomjelzési célú izotópok előállítására irányultak.

A leggyakrabban használt, és a leginkább hozzáférhető bombázó részecske a proton volt (a kis gyorsítókön is hozzáférhető). Amikor egy radioizotóp előállíthatósága a kérdés, első körben a protonnal való aktivációt kell megvizsgálni. Részben új hatáskeresztmetszeteket és hozamokat határoztam meg Pt, Mo, Ta, Zn, Ir, Ag, Fe, Sn, Cd, Nb, Co, Zr, Mn, Sb, V és In céltárgyakon nyomjelzésre alkalmas radioizotópokra vonatkozó adatok mérése érdekében, valamint számos más izotópra kaptam eredményeket.

Mivel a hatáskeresztmetszet méréseket csaknem teljesen a fóliacsomag módszer segítségével végeztem, megvizsgáltam a fóliacsomagban lejátszódó energiavesztéseket és az energia kiszélesedést a bombázó nyaláb áthaladása során és ennek hatását a hatáskeresztmetszet görbe pontosságára.

Módszert és berendezést dolgoztam ki olyan anyagok nyomjelzésére, amelyek nem aktiválhatók a saját anyagukban szereplő elemek alapján. Ez a módszer a másodlagos implantáció, ahol meghatároztam a használható magreakciók körét és adatait, valamint méréseket végeztem az aktivitás eloszlások meghatározására.

A vékonyréteg aktivációs kopásvizsgálat során felmerült feladatok megoldásával kapcsolatban kidolgoztam az eljárásokat nagyfelületű vagy görbült mintafelületek aktiválására. Konkrét feladatokat oldottam meg alumínium ötvözetek és acélból készült alkatrészek kopásvizsgálatával kapcsolatban különböző módszerekkel.

A rendkívül költséges, sok adminisztrációt és engedélyezést igénylő radioaktív izotópszállítás kiküszöbölése érdekében az együttműködő partnerek között kidolgoztam a szabadforgalmú (mentességi) szint alatti aktivitású radioizotópokkal való kopásvizsgálatot. Kísérleteket végeztem szóba jöhető radioizotópokkal és kidolgoztam a szabadforgalmi szint mérését izotópok keverékét tartalmazó mintákban.

Az orvosi izotópok előállítása terén az egyidejűleg diagnosztikai és terápiás célra is használható radioizotópok vizsgálatát tűztem ki célul saját kutatási területként. Ezek közül az egyik legperspektívikusabbnak számító ^{117m}Sn radioizotóp vizsgálatával kezdtem alfa-részecske gerjesztéssel. A vizsgálatokat mind dúsított, mind természetes izotópösszetételű céltárgyakon megmértem és részlegesen új eredményeket kaptam, illetve hozzájárultam a meglévő adatok pontosításához. Az orvosi izotópok termelésében gyakran használt nagyáramú folyadék és gáz céltárgyakkal kapcsolatban részt vettem egy NAÜ CRP programban, amelynek

eredményeképp egy NAÜ által kiadott sorozatkötetben foglaltam össze az erre vonatkozó új eredményeket és ajánlásokat.

4 KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Végezetül szeretnék köszönetet mondani szüleimnek, akik ezen a pályán elindítottak és választásomat támogatták. Köszönetet mondok családomnak, feleségemnek és három fiamnak, akiknek munkám miatt sokszor hosszabb időszakokra nélkülözniük kellett, valamint a dolgozat kritikai átnézéséért is. Köszönettel tartozom első fizikatanárainak, Csörgő Ferencnek, Kotormán Mihálynak és Dr. Dézsi Zoltánnénak, akik sajnos már nem lehetnek közöttünk, azért a lelkes oktatásért, amivel megszerettették velem a fizikát. Köszönetet szeretnék még mondani még első témavezetőmnek néhai Dr. Mahunka Imrének, aki bevezetett a kísérleti fizika tényleges alkalmazásába és figyelemmel kísérte TDK, diploma és PhD dolgozataim készítését. Köszönetemet fejezem még ki Dr. Csikai Gyulának a munka átnézéséért és külön köszönetemet fejezem ki Dr. Kiss Árpádnak a dolgozat részletes átnézéséért, kritikai megjegyzéseiért és hasznos tanácsaiért. Végül de nem utolsó sorban köszönetet mondok kollégáimnak és társszerzőimnek, akik munkámat segítették.

5 HIVATKOZÁSOK

- [1] J.D. Cockcroft, E.T.S. Walton, Experiments with High Velocity Positive Ions, Proceedings of the Royal Society of London, 136 (1932) 619-632.
- [2] R.J. Van de Graaff, A 1,500,000 volt Electrostatic Generator., Proceedings of the American Physical Society, 38 (1931) 1919.
- [3] G.-A. Voss, Rolf Wideröe Phys Today, 50 (1997) 78.
- [4] E.O. Lawrence, M.S. Livingston, Minutes of the Washington Meeting, Phys. Rev. A, 37 (1931) 1707.
- [5] J.L. Heilbron, R.W. Seidel, Lawrence And His Laboratory: A History of the Lawrence Berkeley Laboratory, University of California Press, Los Angeles, CA, 1989.
- [6] S.E. Hunt, The development and application of the Van de Graaff accelerator, Physics Education, 2 (1967) 140.
- [7] J. Erő, Statikus gyorsító-berendezések, Fizikai Szemle, 4 (1958) 103.
- [8] Explain Van de Graaff generator, in, <http://www.thebigger.com/physics/electrostatics/explain-van-de-graff-generator/>.
- [9] P. Schmor, Review of Cyclotrons for the Production of Radioactive Isotopes for Medical and Industrial Applications, Reviews of Accelerator Science and Technology, 4 (2011) 103-116.
- [10] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, The Stopping and Ranges of Ions in Solids, Pergamon, New York, 1985.
- [11] J.F. Ziegler, SRIM-2013 <http://www.srim.org/#SRIM>, in, 2013.
- [12] G. Deconninck, Introduction to radioanalytical physics, Elsevier Scientific Pub. Co. ; distribution for the U.S.A. and Canada, Elsevier/North-Holland, Amsterdam ; New Yorké New York, 1978.
- [13] G. Amsel, C. Heitz, M. Menu, Mev Ion-Beam Techniques - an Outline, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 14 (1986) 30-37.
- [14] I. Uzonyi, I. Rajta, L. Bartha, A.Z. Kiss, A. Nagy, Realization of the simultaneous micro-PIXE analysis of heavy and light elements at a nuclear microprobe, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 181 (2001) 193-198.
- [15] S.A.E.E. Johansson, J.L.E. Campbell, K.G.E. Malmqvist, Particle-Induced X-Ray Emission Spectrometry (PIXE), Wiley, 1995.
- [16] J.A. Maxwell, J.L. Campbell, W.J. Teesdale, The Guelph PIXE software package, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 43 (1989) 218-230.
- [17] I.A.E. AGENCY, Intercomparison of PIXE Spectrometry Software Packages (including companion diskette), INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, 2003.
- [18] L. Zolnai, G. Szabo, Pixase - a Computer Package for Evaluation of Pixe Spectrum Series .1. Spectrum Evaluation, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 34 (1988) 118-121.
- [19] G. Szabo, L. Zolnai, Pixase - a Computer Package for Evaluation of Pixe Spectrum Series .2. Calculation of the Effective Cross-Sections for X-Ray-Production, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 36 (1989) 88-92.
- [20] B.H. Kusko, M. Menu, T. Calligaro, J. Salomon, PIXE at the Louvre Museum, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 49 (1990) 288-292.
- [21] Rutherford Backscattering Spectroscopy, in: Atomic and Nuclear Analytical Methods: XRF, Mössbauer, XPS, NAA and B63Ion-Beam Spectroscopic Techniques, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2007, pp. 91-141.

- [22] L.G. Earwaker, Rutherford backscattering and nuclear reaction analysis, *Vacuum*, 45 (1994) 783-803.
- [23] G. Vizkelethy, Nuclear Reaction Analysis and Proton-Induced Gamma Ray Emission, in: *Characterization of Materials*, John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [24] M.A. Nastasi, J.W. Mayer, Y. Wang, *Ion beam analysis : fundamentals and applications*, CRC Press, 2014.
- [25] Nuclear Reaction Analysis and Particle-Induced Gamma-Ray Emission, in: H.R. Verma (Ed.) *Atomic and Nuclear Analytical Methods: XRF, Mössbauer, XPS, NAA and B63Ion-Beam Spectroscopic Techniques*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2007, pp. 269-293.
- [26] IAEA, IBANDL Ion Beam Analysis Nuclear Data Library <https://www-nds.iaea.org/exfor/ibandl.htm>, in, IAEA NDS, Vienna, Austria, 2014.
- [27] K. Strijckmans, Charged Particle Activation Analysis, in: R. Hellborg, D. Brune (Eds.) *Surface characterisation: a practical approach*, Scandinavian Scientific Press & VCH, Weinheim, 1997, pp. 1.
- [28] H. Erramli, Charged Particle Activation Analysis, in: *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, John Wiley & Sons, Ltd, 2006.
- [29] E.A. Schweikert, Charged Particle Activation Analysis, *Anal Chem*, 52 (1980) 827A-844A.
- [30] J.R. Tesmer, M. Nastasi, *Handbook of modern ion beam materials analysis*, Materials Research Society, Pittsburgh, Pennsylvania, 1995.
- [31] L.C. Feldmann, J.W. Mayer, S.T. Picraux, *Materials Analysis by Ion Channeling*, Academic Press,, New York, 1982.
- [32] G. Giitz, K. Gartner, *High Energy Ion Beam Analysis of Solids*, Akademie-Verlag, Berlin, 1988.
- [33] J.R. Tesmer, M. Nastasi, Oxygen Depth-Profile Channeling of Radiation-Damaged High-Tc Thin-Film Superconductors, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 45 (1990) 476-479.
- [34] G. Deamaly, *Channeling Theory, Observation and Applications*, Wiley, New York, 1973.
- [35] J. Lindhard, Comprehensive theory of channeling, *Mat.-Fys. Medd.: K. Dan Vidensk. Selsk.*, 34 (1965) 1.
- [36] D.S. Gemmell, A good general review of channeling, *Rev. Mod. Phys.*, 46 (1974) 129.
- [37] IAEA, MENDL Medium Energy Nuclear Data Library, in, IAEA, http://www-nds.iaea.org/public/mendl2p/mendl2p_new.dat, 1994.
- [38] NuDat, NuDat2 database (2.6), in, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, 2014.
- [39] E. Browne, R.B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*, John Wiley & Sons, New York, 1986.
- [40] R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky, P.C. Young, S. Goriely, T. Belgia, A.V. Ignatyuk, A.J. Koning, S. Hilaire, V.A. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M.B. Chadwick, T. Fukahori, Z.G. Ge, Y.L. Han, S. Kailas, J. Kopecky, V.M. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E.S. Soukhovitskii, P. Talou, RIPL - Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations, *Nucl. Data Sheets*, 110 (2009) 3107-3213.
- [41] L.P. Ekström, R.B. Firestone, WWW Table of Radioactive Isotopes, database version 2/28/99 in, <http://ie.lbl.gov/toi/index.htm> 1999.
- [42] G. Erdtmann, W. Soyka, *The Gamma Rays of the Radionuclides*, Verlag Chemie, Weinheim, New-York, 1979.
- [43] R.B. Firestone, L.P. Ekström, WWW Table of Radioactive Isotopes Version 2.1, in, 2004.
- [44] N. Otuka, E. Dupont, V. Semkova, B. Pritychenko, A.I. Blokhin, M. Aikawa, S. Babykina, M. Bossant, G. Chen, S. Dunaeva, R.A. Forrest, T. Fukahori, N. Furutachi, S. Ganesan, Z. Ge, O.O. Gritzay, M. Herman, S. Hlavač, K. Katō, B. Lalremruata, Y.O. Lee, A. Makinaga, K. Matsumoto, M. Mikhaylyukova, G. Pikulina, V.G. Pronyaev, A. Saxena,

O. Schwerer, S.P. Simakov, N. Soppera, R. Suzuki, S. Takács, X. Tao, S. Taova, F. Tárkányi, V.V. Varlamov, J. Wang, S.C. Yang, V. Zerkov, Y. Zhuang, Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC), Nucl. Data Sheets, 120 (2014) 272-276.

[45] G. von Hevesy, Adventures in radioisotope research: the collected papers of George Hevesy, Pergamon Press, 1962.

[46] P. Fehsenfeld, C. Eifrig, R. Kubat, Application of RNB for high sensitive wear diagnostics in medicine technique and industry, Nucl Phys A, 701 (2002) 235c-239c.

[47] F. Ditrói, P. Fehsenfeld, A.S. Khanna, I. Konstantinov, I. Majhunka, P.M. Racolta, T. Sauvage, J. Thereska, The thin layer activation method and its applications in industry, in: IAEA TECDOC-924, Vienna, 1997.

[48] F. Ditrói, D. Eberle, M. Jech, A. Kleinrahm, C. Lenauer, T. Sauvage, P. Brisset, J. Thereska, Radiation technologies for wear, erosion, corrosion measurement, IAEA, Vienna, Austria, 2017.

[49] F. Ditrói, J.D. Meyer, R. Michelmann, D. Kislat, K. Bethge, Investigation of Silicon Width (P, P') Resonance Scattering in (110) Channeling Direction, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 89 (1994) 164-167.

[50] J.D. Meyer, R.W. Michelmann, F. Ditrói, K. Bethge, Investigation of the Electronic-Energy Loss of Light-Ions for Materials Analysis, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 89 (1994) 186-190.

[51] F. Ditrói, J.D. Meyer, R.W. Michelmann, K. Bethge, Computer-Simulation of Channeling in Si and GaAs Crystals, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 99 (1995) 182-186.

[52] J.D. Meyer, R.W. Michelmann, F. Ditrói, K. Bethge, Nuclear-Reaction Channeling, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 99 (1995) 440-443.

[53] F. Ditrói, J.D. Meyer, R.W. Michelmann, K. Bethge, Application of the combined channeling method at higher ion energies on cyclotron, Mater Sci Forum, 248- (1997) 361-364.

[54] F. Ditrói, J.D. Meyer, R.W. Michelmann, K. Bethge, Investigation of (100) silicon samples on cyclotron beams with channeling method, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 139 (1998) 253-257.

[55] F. Ditrói, J.D. Meyer, K. Stiebing, S. Biri, K. Bethge, Investigation of charge-state modifications under channeling conditions by highly charged heavy projectiles, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 161 (2000) 111-114.

[56] J.D. Meyer, S. Biri, F. Ditrói, O. Hohn, S. Runkel, K. Stiebing, Assessment of pulse height defect in passivated implanted planar Si detectors used for channeling measurements with slow, highly charged heavy projectiles, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 190 (2002) 379-382.

[57] J. Stockl, T. Suta, F. Ditrói, H.P. Winter, F. Aumayr, Separation of potential and kinetic electron emission for grazing impact of multiply charged Ar ions on a LiF(001) surface, Phys Rev Lett, 93 (2004) -.

[58] C.S. Murthy, G.R. Srinivasan, Binary-Collision-Cascade Simulation of Hyperchannelling of High-Energy Helium-Ions in Silicon, Phys Rev B, 47 (1993) 1256-1264.

[59] J. Lindhard, Notes on Atomic Collisions, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. , 34 (1965) 14.

[60] P. Sigmund, U. Haagerup, Bethe Stopping Theory for a Harmonic-Oscillator and Bohr Oscillator Model of Atomic Stopping, Phys. Rev. A, 34 (1986) 892-910.

[61] H. Esbensen, J.A. Golovchenko, Energy-Loss of Fast Channeled Particles, Nucl Phys A, 298 (1978) 382-396.

[62] S. Namiki, H. Nitta, Y.H. Ohtsuki, Quantum-Theory of Local Stopping Power for Fast Channeled Ions, Phys Rev B, 37 (1988) 1448-1454.

- [63] I. Gertner, M. Meron, B. Rosner, Electronic-Energy Loss of Ions in Solids in Energy-Range 10-104 Kev-Nucleon, *Phys. Rev. A*, 18 (1978) 2022-2029.
- [64] A. Desalvo, R. Rosa, Dielectric Calculation of Energy-Loss to Valence-Electrons of Channeled Protons in Silicon, *J Phys C Solid State*, 10 (1977) 1595-1608.
- [65] H.H. Andersen, J.F. Ziegler, Hydrogen stopping powers and ranges in all elements. The stopping and ranges of ions in matter, Volume 3., Pergamon Press, New York, 1977.
- [66] K. Lenkheit, C. Trikalinos, L.L. Balashov, N.M. Kabachnik, V.I. Shulga, *Phys. Status Solidi B*, 161 (1990) 513.
- [67] J. Sólyom, Fundamentals of the physics of solids II. Electronic properties, Springer, 2008.
- [68] M. Deutsch, Electronic charge distribution in crystalline silicon, *Phys Rev B*, 45 (1992) 646-657.
- [69] N.M. Kabachnik, V.N. Kondratev, O.V. Chumanova, The Impact-Parameter Dependence of Electron Stopping in Proton Collisions with Gas and Solid Atoms, *Phys Status Solidi B*, 145 (1988) 103-116.
- [70] G. Della-Mea, A.V. Drigo, S.L. Russo, P. Mazzoldi, G.G. Bentini, *Radiat Eff Defect S*, 13 (1972) 115.
- [71] J.W. Mayer, E. Rimini, *Ion Beam Handbook for Materials Analysis* Academic Press, New York, 1977.
- [72] K. Bethge, Detection and Profiling of Light-Elements in Different Condensed Matter Matrices, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 10-1 (1985) 633-638.
- [73] A. Mader, J.D. Meyer, K. Bethge, Lattice Location of Implanted Carbon in Gaas, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 68 (1992) 149-153.
- [74] H. Hebert, T. Schenkel, J.D. Meyer, R.W. Michelmann, K. Bethge, Localization and Mobility of Oxygen in Monocrystalline Gaas by Channeling-Nra, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 89 (1994) 95-99.
- [75] W.N. Lennard, G.R. Massoumi, P.F.A. Alkemade, I.V. Mitchell, S.Y. Tong, Revisiting the C-12(D,P)C-13 Reaction Cross-Section Using Condensed Gas Targets, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 61 (1991) 1-7.
- [76] J. Krauskopf, J.D. Meyer, K. Bethge, in: *IKF Annual Report*, 1986, pp. 43.
- [77] W.K. Chu, J.W. Mayer, M.A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry*, Academic Press, New York, 1978.
- [78] E. Uggerhøj, Channeling in the GeV-region, *Nuclear Instruments and Methods*, 170 (1980) 105-113.
- [79] F. Ditrói, S. Takács, F. Tárkányi, A debreceni ciklotron ipari alkalmazási lehetőségeinek áttekintése, *Atomki Közlemények* 27 (1985) 123-134.
- [80] F. Ditrói, I. Mahunka, S. Takács, *Ciklotron az iparban*, *Korszerű technológiák*, 16 (1988) 23.
- [81] I. Mahunka, S. Takács, F. Ditrói, *Ciklotronra alapozott nukleáris módszerek és alkalmazásaik kopásvizsgálatok nukleáris technikával*, *Csepeli Műszaki-Közgazdasági Szemle* 28 (1988) 43.
- [82] S. Takács, F. Ditrói, M. Pankotai, P. Fodor, Microelemental Measurement of Tomato Plants by Using Pixe and Icp Methods, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 49 (1990) 195-197.
- [83] S. Takács, F. Ditrói, I. Mahunka, Trace-Element Analysis by Using the Direct Cpa Method, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 10-1 (1985) 1051-1053.
- [84] F. Ditrói, I. Mahunka, S. Takács, S.S. Elnasr, Trace-Element Analysis of Motor Oil by Cpa Method on External Proton-Beam, *J Radioan Nucl Ch Ar*, 130 (1989) 263-268.
- [85] S. Takács, F. Ditrói, I. Mahunka, Investigation of Aluminum Made by Powder-Metallurgy by Using the Cpa Method, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 43 (1989) 99-100.

- [86] S. Takács, F. Ditrói, I. Mahunka, Measurement of oxide-layer thickness of internal granules in high-purity aluminium, *Acta Physica Hungarica* 65 (1989) 355.
- [87] F. Ditrói, S. Takács, I. Mahunka, Z. Gemesi, Trace-Element Study of Glass Samples by Using Activation Methods, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 50 (1990) 62-64.
- [88] F. Ditrói, S. Takács, I. Mahunka, P. Mikecz, G. Toth, Determination of Oxygen in High-Purity Gallium by Using Charged-Particle Activation-Analysis, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 68 (1992) 166-169.
- [89] J. Fitschen, R. Beckmann, U. Holm, H. Neuert, Yield and Production of F-18 by He-3 Irradiation of Water, *Appl. Radiat. Isot.*, 28 (1977) 781-784.
- [90] T.W. Conlon, B.H. Armitage, Application of Energetic Ion-Beams in Study of Wear and Porosity, *Wear*, 34 (1975) 409-418.
- [91] T.W. Conlon, Thin-Layer Activation - Current Applications to Wear and Corrosion Measurements and Future Potential in Studies of Surface-Treatment and Sputtering, *Tribol Int*, 12 (1979) 60-64.
- [92] T. Delvigne, A. Chevalier, G. Dubois, M. Escuriol, P. Fehsenfeld, A. Kleinrahm, M. Lemenestrel, R. Monnot, S. Pommier, Use of the Thin-Layer Activation Technique to Measure Online Aeronautical Components Wear, *Mem Etud Sci Rev Met*, 89 (1992) 317-323.
- [93] B.B. Bhattacharyya, S. Jetley, B. Ivkovic, *Wear*, 48 (1978) 399.
- [94] B. Pritychenko, A. Sonzogni, Q-value calculator, in, NNDC, Brookhaven National Laboratory, 2003.
- [95] L. Vasvary, F. Ditrói, S. Takács, Z. Szabo, J. Szucs, J. Kundrak, I. Mahunka, Wear Measurement of the Cutting Edge of Superhard Turning Tools Using Tla Technique, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 85 (1994) 255-259.
- [96] M. Hoffmann, K. Abbas, T. Sauvage, G. Blondiaux, L. Vincent, M.F. Stroosnijder, (7)Be recoil implantation for ultra-thin-layer-activation of medical grade polyethylene: Effect on wear resistance, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 183 (2001) 419-424.
- [97] O. Lacroix, T. Sauvage, G. Blondiaux, Methodological aspects of recoil nuclei implantation technique applied in tribology or corrosion studies, *Application of Accelerators in Research and Industry - Proceedings of the Fourteenth International Conference, Pts 1 and 2*, (1997) 969-972.
- [98] O. Lacroix, T. Sauvage, G. Blondiaux, L. Guinard, Ultra thin layer activation by recoil implantation of radioactive heavy ions: Applicability in wear and corrosion studies, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 122 (1997) 262-268.
- [99] L. Vincent, T. Sauvage, O. Lacroix, J. Fradin, M. Saillard, Ultra thin layer activation by implantation of recoil radioactive nuclei: Experiments and simulations, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 161 (2000) 115-119.
- [100] F. Ditrói, I. Mahunka, Thin layer activation of non-metallic materials by using nuclear implantation, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 113 (1996) 415-419.
- [101] F. Ditrói, I. Mahunka, Investigation of the recoil implantation for thin layer activation and wear measurements, *Wear*, 219 (1998) 78-83.
- [102] F. Ditrói, S. Takács, F. Tárkányi, M. Reichel, M. Scherge, A. Gerve, Thin layer activation of large areas for wear study, *Wear*, 261 (2006) 1397-1400.
- [103] R.W. Schulte, J.D. Slater, C.J. Rossi Jr., J.M. Slater, Value and Perspectives of Proton Radiation Therapy for Limited Stage Prostate Cancer, *Strahlentherapie und Onkologie*, 176 (2000) 3-8.
- [104] S. Takács, F. Ditrói, F. Tárkányi, Homogeneous near surface activity distribution by double energy activation for TLA, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 263 (2007) 140-143.

- [105] M. Dienwiebel, K. Pohlmann, M. Scherge, Origins of the wear resistance of AlSi cylinder bore surfaces studies by surface analytical tools, *Tribol Int*, 40 (2007) 1597-1602.
- [106] A. Hermanne, F. Tárkányi, S. Takács, R. Adam-Rebeles, A. Ignatyuk, Activation cross sections for deuteron induced reactions on Si up to 50 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 285 (2012) 43-48.
- [107] E. Corniani, M. Jech, F. Ditrói, T. Wopelka, F. Franek, TLA and wear quantification of an aluminium-silicon-copper alloy for the car industry, *Wear*, 267 (2009) 828-832.
- [108] J.F. Archard, Contact and rubbing of flat surfaces, *J Appl Phys*, 24 (1953) 981-988.
- [109] J.A. Williams, Wear modelling: analytical, computational and mapping: a continuum mechanics approach, *Wear*, 225 (1999) 1-17.
- [110] E. Corniani, M. Jech, T. Wopelka, F. Ditrói, F. Franek, A. Pauschitz, High-resolution wear analysis of a ball-on-disc contact using low-activity radioactive isotopes, *P I Mech Eng C-J Mec*, 226 (2012) 319-326.
- [111] T. Kobayashi, E. Suzuki, Y. Uchiyama, Pin-on-disk type wear testing device, in, Google Patents, 1990.
- [112] F. Ditrói, S. Takács, F. Tárkányi, E. Corniani, R.W. Smith, M. Jech, T. Wopelka, Sub-micron wear measurement using activities under the free handling limit, *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 292 (2012) 1147-1152.
- [113] European-Commission, Basic safety standards for the protection of the health of workers and the general public, in: Official Journal of the European Commission, 1996, pp. 19.
- [114] F. Ditrói, S. Takács, F. Tárkányi, A. Fenyvesi, J. Bergman, S.J. Heselius, O. Solin, Investigation of the charged particle nuclear reactions on natural boron for the purposes of the thin layer activation (TLA), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 103 (1995) 389-392.
- [115] IAEA, EXFOR DATABASE <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>, in, 2014.
- [116] T. Inoue, S. Tanaka, Production of Be-7 from Proton-Bombardment of Light-Elements, *J Inorg Nucl Chem*, 38 (1976) 1425-1427.
- [117] V.N. Aleksandrov, The production of Be-7 at middle energy protons interaction with light nuclei., *Vopr.Atomn.Nauki i Tekhn.,Ser.Yad..Fiz..Issledo.*, 8 /16 (1990) 17.
- [118] P. Albert, G. Blondiaux, J.L. Debrun, A. Giovagnoli, M. Valladon, Handbook of Nuclear Activation Data, IAEA, Vienna, 1987.
- [119] F. Ditrói, S. Takács, F. Tárkányi, I. Mahunka, Study of the C-nat(He-3,2 alpha)Be-7 and Be-9(He-3,alpha n)Be-7 nuclear reactions and their applications for wear measurements, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 103 (1995) 412-414.
- [120] T. Mikumo, R. Seki, Z. Tagishi, M. Furukawa, H. Yamaguchi, *Phys. Lett.*, 23 (1966) 586.
- [121] D.R.F. Cochran, J.D. Knight, *Phys. Rev.*, 128 (1962) 1281.
- [122] F. Ditrói, M.A. Ali, F. Tárkányi, I. Mahunka, Investigation of the ^3He induced reactions on natural Ti for the purpose of activation analysis and nuclear implantation, in: G. Reffo, A. Ventura, C. Grandi (Eds.) International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Italian Physical Society, Trieste, Italy, 1997, pp. 1746.
- [123] F. Ditrói, F. Tárkányi, M.A. Ali, L. Ando, S.J. Heselius, S.B. Yu, Y.X. Zhuang, M.G. Mustafa, Investigation of He-3-induced reactions on natural Ti for nuclear analytical and radionuclide production purposes, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 168 (2000) 337-346.
- [124] R. Weinreich, H.J. Probst, S.M. Qaim, Production of Chromium-48 for Applications in Life Sciences, *Appl. Radiat. Isot.*, 31 (1980) 223-232.

- [125] F. Tárkányi, F. Szelecsényi, P. Kopecky, in: Proceedings of International Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Jülich, Germany, 1991, pp. 529.
- [126] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, Excitation functions of He-3-particle induced nuclear reaction on iron, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 211 (2003) 312-318.
- [127] J.-P. Hazan, M. Blann, Phys. Rev. , 137 (1965) 1202.
- [128] C.B. Fulmer, I.R. Williams, W.C. Palmer, G. Kinred, Phys. Rev. C, 6 (1972) 1720.
- [129] M. Al-Abyad, F. Tarkanyi, F. Ditroi, S. Takacs, Excitation function of He-3 induced nuclear reactions on Pt-nat up to 26 MeV, Appl. Radiat. Isot., 72 (2013) 73-82.
- [130] F. Tárkányi, S. Takács, K. Gul, A. Hermanne, M.G. Mustafa, M. Nortier, P. Oblozinsky, S.M. Qaim, B. Scholten, Y.N. Shubin, Z. Youxiang, Beam monitor reactions (Chapter 4). Charged particle cross-section database for medical radioisotope production: diagnostic radioisotopes and monitor reactions. , in: TECDOC 1211, IAEA, 2001, pp. 49.
- [131] A.I. Dityuk, A.Y. Konobeyev, V.P. Lunev, Y.N. Shubin, New version of the advanced computer code ALICE-IPPE, in: INDC (CCP)-410, IAEA, Vienna., 1998.
- [132] M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson, P. Oblozinsky, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, V. Zerkin, EMPIRE: Nuclear reaction model code system for data evaluation, Nucl. Data Sheets, 108 (2007) 2655-2715.
- [133] A. Koning, S. Hilaire, M. Duijvestijn, What is TALYS? , in, 2015.
- [134] A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn, TALYS-1.0, in: O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, S. Leray (Eds.) International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, EDP Sciences, Nice, France, 2007, pp. 211.
- [135] A.J. Koning, D. Rochman, TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library, in: <http://www.talys.eu/tendl-2013/>, Nuclear Research and Consultancy Group (NRG), Petten, The Netherlands, 2013.
- [136] S.P. Catan, S.R. Guevara, M. Marvin-DiPasquale, C. Magnavacca, I.M. Cohen, M. Arribere, Methodological considerations regarding the use of inorganic Hg-197(II) radiotracer to assess mercury methylation potential rates in lake sediment, Appl. Radiat. Isot., 65 (2007) 987-994.
- [137] G. Lowenthal, P. Airey, Practical Application of Radioactivity and Nuclear Radiations, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom., 2001.
- [138] B.M. Ali, M. Al-Abyad, U. Seddik, S.U. El-Kameesy, F. Ditroi, S. Takacs, F. Tarkanyi, Measurement and theoretical analysis of the excitation functions for He-3 induced reactions on Sn-nat, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 362 (2015) 93-102.
- [139] A.J. Koning, D. Rochman, S. van der Marck, J. Kopecky, J.C. Sublet, S. Pomp, H. Sjostrand, R. Forrest, E. Bauge, H. Henriksson, O. Cabellos, S. Goriely, J. Leppanen, H. Leeb, A. Plompen, R. Mills, TENDL-2014: TALYS-based evaluated nuclear data library, in, www.talys.eu/tendl2014.html, 2014.
- [140] A.J. Koning, D. Rochman, Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System, Nucl. Data Sheets, 113 (2012) 2841.
- [141] B.M. Ali, M. Al-Abyad, U. Seddik, S.U. El-Kameesy, F. Ditroi, S. Takacs, F. Tarkanyi, Experimental investigation and theoretical calculation for He-3 induced nuclear reactions on vanadium, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 373 (2016) 76-79.
- [142] A.H.M. Solieman, M. Al-Abyad, F. Ditrói, Z.A. Saleh, Experimental and theoretical study for the production of ⁵¹Cr using p, d, ³He and ⁴He projectiles on V, Ti and Cr targets, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 366 (2016) 19-27.

- [143] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, M. Al-Abyad, M.G. Mustafa, Y. Shubin, Y. Zhuang, New data and evaluation of He-3-induced nuclear reactions on Cu, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 196 (2002) 215-227.
- [144] M. Al-Abyad, F. Tarkanyi, F. Ditroi, S. Takacs, Excitation function of He-3-particle induced nuclear reactions on natural palladium, Appl. Radiat. Isot., 94 (2014) 191-199.
- [145] D. Morgan, D. Shea, The Helium-3 Shortage: Supply, Demand, and Options for Congress, in, Congressional Research Service, 2010.
- [146] E. Daum, Second Milestone Meeting of European Laboratories on the Development of Ferritic/Martensitic Steels for Fusion Technology, in: FZKA Wissenschaftliche Berichte, FZKA, Karlsruhe, 1997, pp. 6.
- [147] F. Tárkányi, F. Ditrói, F. Szelecsényi, M. Sonck, A. Hermanne, Measurement and evaluation of the excitation functions for alpha particle induced nuclear reactions on niobium, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 198 (2002) 11-31.
- [148] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, F. Szelecsényi, A. Hermanne, M. Sonck, Activation cross-sections of alpha induced nuclear reactions on iron up to 40 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 207 (2003) 381-394.
- [149] J. De Reuck, P. Santens, K. Strijckmans, I. Lemahieu, E.T.F.A. Related, Cobalt-55 positron emission tomography in vascular dementia: significance of white matter changes, J Neurol Sci, 193 (2001) 1-6.
- [150] P. Bernhardt, E. Forssell-Aronsson, L. Jacobsson, G. Skarnemark, Low-energy electron emitters for targeted radiotherapy of small tumours, Acta Oncol, 40 (2001) 602-608.
- [151] M. Sonck, J. VanHoyweghen, A. Hermanne, Determination of the external beam energy of a variable energy. Multiparticle cyclotron, Appl. Radiat. Isot., 47 (1996) 445-449.
- [152] V.N. Levkovskii, The cross-sections of activation of nuclides of middle-range mass ($A=40-100$) by protons and alpha particles of middle range energies ($E=10-50$ MeV), Inter-Vesy, Moscow, 1991.
- [153] F.S. Houck, J.M. Miller, Phys. Rev., 123 (1961) 231.
- [154] F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, F. Ditrói, L. Ando, S.J. Heselius, J. Bergman, New experimental data on excitation functions for practical applications of alpha induced nuclear reactions on Ta up to 30 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 211 (2003) 22-32.
- [155] N.L. Singh, S. Mukherjee, D.R.S. Somayajulu, Nonequilibrium Analysis of (Alpha, Xn) Reactions on Heavy-Nuclei, Nuovo Cimento A, 107 (1994) 1635-1645.
- [156] P.P. Dmitriev, G.A. Molin, Yields of Re-181, Re-182m, Re-182, Re-183, Re-184m, Re-184, and Re-1186 in the Bombardment of Tungsten by Protons and Deuterons, and Tantalum by Alpha-Particles, At. Energy (N. Y., NY, U. S.), 48 (1980) 150-152.
- [157] M. Ismail, Pramana J. Phys., 50 (1998) 181.
- [158] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, Wear measurement using radioactive tracer technique based on proton, deuteron and alpha-particle induced nuclear reactions on molybdenum, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 290 (2012) 30-38.
- [159] F. Ditrói, A. Hermanne, F. Tárkányi, S. Takács, A.V. Ignatyuk, Investigation of the α -particle induced nuclear reactions on natural molybdenum, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 285 (2012) 125-141.
- [160] F. Ditrói, F. Tárkányi, M.A. Ali, Investigation of deuteron induced nuclear reactions on niobium, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 161 (2000) 172-177.
- [161] F. Tárkányi, A. Hermanne, F. Ditrói, S. Takács, B. Király, M. Baba, T. Ohtsuki, S.F. Kovalev, A.V. Ignatyuk, Production of longer lived radionuclides in deuteron induced reactions on niobium, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 255 (2007) 297-303.

- [162] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Activation cross sections of deuteron induced reactions on niobium in the 30–50 MeV energy range, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 373 (2016) 17–27.
- [163] A.V. Ignatyuk, Phenomenological systematics of the (d,p) cross sections, http://www-nds.iaea.org/fendl3/000pages/RCM3/slides//Ignatyuk_FENDL-3%20presentation.pdf, in: IAEA (Ed.), Vienna, 2011.
- [164] A.J. Koning, D. Rochman, J. Kopecky, J.C. Sublet, E. Bauge, S. Hilaire, P. Romain, B. Morillon, H. Duarte, S. van der Marck, S. Pomp, H. Sjostrand, R. Forrest, H. Henriksson, O. Cabellos, G. S., J. Leppanen, H. Leeb, A. Plompen, R. Mills, TENDL-2015: TALYS-based evaluated nuclear data library,, in, https://tendl.web.psi.ch/tendl_2015/tendl2015.html, 2015.
- [165] F. Tárkányi, A. Hermanne, S. Takács, F. Ditrói, A.I. Dityuk, Y.N. Shubin, Excitation functions for production of radioisotopes of niobium, zirconium and yttrium by irradiation of zirconium with deuterons, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 217 (2004) 373–388.
- [166] F. Tárkányi, S. Takács, F. Ditrói, A. Hermanne, M. Sonck, Y. Shubin, Excitation functions of deuteron induced nuclear reactions on natural zinc up to 50 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 217 (2004) 531–550.
- [167] F. Tárkányi, S. Takács, F. Ditrói, A. Hermanne, Y.N. Shubin, A.I. Dityuk, Activation cross-sections of deuteron induced reactions on platinum, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 226 (2004) 490–498.
- [168] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, Extension of activation cross section data of long lived products in deuteron induced nuclear reactions on platinum up to 50 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, (2017) submitted for publication.
- [169] M.S. Uddin, M. Baba, M. Hagiwara, F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, A. Hermanne, Experimental studies of the deuteron-induced activation cross-sections on Ag-nat, *Appl. Radiat. Isot.*, 64 (2006) 1013–1019.
- [170] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Activation cross sections of deuteron induced reactions on silver in the 33–50 MeV energy range, *Appl. Radiat. Isot.*, 120 (2017) 60–65.
- [171] X.G. Long, X.F. Peng, F.Q. He, M.T. Liu, Production of Cd-107 and Cd-109 by Deuteron Bombardment of Silver, *Appl. Radiat. Isot.*, 42 (1991) 1234–1236.
- [172] F. Tárkányi, A. Hermanne, B. Király, S. Takács, F. Ditrói, M. Baba, T. Ohtsuki, S.F. Kovalev, A.V. Ignatyuk, Study of activation cross-sections of deuteron induced reactions on erbium: Production of radioisotopes for practical applications, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 259 (2007) 829–835.
- [173] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, M.S. Uddin, M. Hagiwara, M. Baba, A. Ignatyuk, S.F. Kovalev, Investigation of excitation functions of deuteron induced nuclear reactions on lead, *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 276 (2008) 835–841.
- [174] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Excitation functions of Pb-nat(d,x) Bi-206, Bi-205, Bi-204, Bi-203, Bi-202, Pb-203cum, Pb-202m, Pb-201cum and Tl-202cum, Tl-201cum reactions up to 50 MeV, *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 300 (2014) 1267–1279.
- [175] B. Király, S. Takács, F. Ditrói, F. Tárkányi, A. Hermanne, Evaluated activation cross sections of longer-lived radionuclides produced by deuteron induced reactions on natural iron up to 10 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 267 (2009) 15–22.
- [176] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of deuteron induced nuclear reactions on manganese up to 40 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 269 (2011) 1878–1883.
- [177] F. Tárkányi, F. Ditrói, A. Hermanne, S. Takács, B. Király, M. Baba, A.V. Ignatyuk, Experimental study of the excitation functions of deuteron induced reactions on ^{nat}Sn up to 40 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 269 (2011) 405–416.

- [178] A. Hermanne, F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, Extension of the excitation functions of deuteron induced reactions on natSn up to 50 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 391 (2017) 1-9.
- [179] F. Tarkanyi, F. Ditroi, S. Takacs, A. Hermanne, M. Baba, A.V. Ignatyuk, Investigation of activation cross-sections of deuteron induced reactions on vanadium up to 40 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 269 (2011) 1792-1800.
- [180] F. Tárkányi, A. Hermanne, B. Király, S. Takács, F. Ditrói, M. Baba, A.V. Ignatyuk, Investigation of activation cross sections of deuteron induced reactions on indium up to 40 MeV for production of a Sn-113/In-113m generator, Appl. Radiat. Isot., 69 (2011) 26-36.
- [181] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Extension of the energy range of experimental activation cross-sections data of deuteron induced nuclear reactions on indium up to 50 MeV, Appl. Radiat. Isot., 105 (2015) 26-31.
- [182] A. Hermanne, F. Tárkányi, S. Takács, F. Ditrói, Z. Szücs, Activation cross sections of deuteron-induced nuclear reactions on mercury up to 50 MeV, J. Radioanal. Nucl. Chem., 308 (2015) 221-239.
- [183] F. Tárkányi, A. Hermanne, F. Ditrói, S. Takács, R.A. Rebeles, A.V. Ignatyuk, New data on cross-sections of deuteron induced nuclear reactions on gold up to 50 MeV and comparison of production routes of medically relevant Au and Hg radioisotopes, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 362 (2015) 116-132.
- [184] F. Tárkányi, F. Ditrói, A. Hermanne, S. Takács, B. Király, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of deuteron induced nuclear reactions on gold up to 40 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 269 (2011) 1389-1400.
- [185] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, A.V. Ignatyuk, Study of activation cross-sections of deuteron induced reactions on rhodium up to 40 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 269 (2011) 1963-1972.
- [186] A. Hermanne, F. Tarkanyi, S. Takacs, F. Ditroi, Extension of activation cross section data of deuteron induced nuclear reactions on rhodium up to 50 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 362 (2015) 110-115.
- [187] A. Hermanne, R. Adam-Rebeles, F. Tarkanyi, S. Takacs, F. Ditroi, Proton and deuteron induced reactions on Ga-nat: Experimental and calculated excitation functions, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 359 (2015) 145-154.
- [188] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, A. Hermanne, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of longer lived products of deuteron induced nuclear reactions on ytterbium up to 40 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 304 (2013) 36-48.
- [189] F. Tarkanyi, F. Ditroi, S. Takacs, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, New data on activation cross section for deuteron induced reactions on ytterbium up to 50 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 336 (2014) 37-44.
- [190] F. Tárkányi, A. Hermanne, S. Takács, F. Ditrói, J. Csikai, A.V. Ignatyuk, Cross sections of deuteron induced reactions on Sm-nat for production of the therapeutic radionuclide Sm-145 and Sm-153, Appl. Radiat. Isot., 91 (2014) 31-37.
- [191] F. Tárkányi, S. Takács, F. Ditrói, A. Hermanne, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of deuteron induced nuclear reactions on neodymium up to 50 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 325 (2014) 15-26.
- [192] A. Hermanne, L. Daraban, F. Tárkányi, S. Takács, F. Ditrói, A. Ignatyuk, R.A. Rebeles, M. Baba, Excitation functions for some W, Ta and Hf radionuclides obtained by deuteron irradiation of Ta-181 up to 40 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 267 (2009) 3293-3301.

- [193] F. Tárkányi, A. Hermanne, S. Takács, F. Ditrói, J. Csikai, A.V. Ignatyuk, Cross-section measurement of some deuteron induced reactions on ^{160}Gd for possible production of the therapeutic radionuclide ^{161}Tb , *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, DOI 10.1007/s10967-013-2507-x (2013).
- [194] F. Tárkányi, S. Takács, F. Ditrói, J. Csikai, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of deuteron induced reactions on Gd-nat up to 50 MeV, *Appl. Radiat. Isot.*, 83 (2014) 25-35.
- [195] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, J. Csikai, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of long lived products of deuteron induced nuclear reactions on dysprosium up to 50 MeV, *Appl. Radiat. Isot.*, 83 (2014) 18-24.
- [196] A. Hermanne, F. Tarkanyi, S. Takacs, F. Ditroi, N. Amjed, Excitation functions for production of Sc-46 by deuteron and proton beams in Ti-nat: A basis for additional monitor reactions, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 338 (2014) 31-41.
- [197] F. Tárkányi, S. Takács, F. Ditrói, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of longer lived radioisotopes of deuteron induced nuclear reactions on terbium up to 50 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 316 (2013) 183-191.
- [198] F. Tarkanyi, S. Takacs, F. Ditroi, J. Csikai, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Activation cross-section measurement of deuteron induced reactions on cerium for biomedical applications and for development of reaction theory, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 316 (2013) 22-32.
- [199] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of deuteron induced nuclear reactions rhenium up to 40 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 296 (2013) 92-101.
- [200] N. Amjed, F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, H. Yuki, Activation cross-sections of deuteron induced reaction of natural Ni up to 40 MeV, *Appl. Radiat. Isot.*, 82 (2013) 87.
- [201] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, B. Király, A. Hermanne, M. Sonck, M. Baba, A.V. Ignatyuk, Investigation of activation cross-sections of deuteron induced nuclear reactions on ^{nat}Mo up to 50 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 274 (2012) 1-25.
- [202] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Excitation functions of deuteron induced reactions on natXe: new data up to 20 MeV, *Applied radiation and isotopes : including data, instrumentation and methods for use in agriculture, industry and medicine*, 70 (2012) 2344-2354.
- [203] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, M. Baba, Activation cross-sections of deuteron induced reactions on natural palladium, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 270 (2012) 61-74.
- [204] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, R. Dóczy, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Study of excitation function of deuteron induced reactions on ^{nat}Kr up to 20 MeV, *Appl. Radiat. Isot.*, 70 (2012) 574-582.
- [205] F. Tárkányi, A. Hermanne, S. Takács, F. Ditrói, B. Király, S.F. Kovalev, A.V. Ignatyuk, Experimental study of the Ho-165(d, 2n) and Ho-165(d, p) nuclear reactions up to 20 MeV for production of the therapeutic radioisotopes Er-165 and Ho-166g, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 266 (2008) 3529-3534.
- [206] M.S. Uddin, M. Baba, M. Hagiwara, E. Tárkányi, F. Ditrói, Experimental determination of deuteron-induced activation cross sections of yttrium, *Radiochim. Acta*, 95 (2007) 187-192.
- [207] F. Tárkányi, B. Király, F. Ditrói, S. Takács, J. Csikai, A. Hermanne, M.S. Uddin, M. Hagiwara, M. Baba, T. Ido, Y.N. Shubin, S.F. Kovalev, Activation cross sections on cadmium: Deuteron induced nuclear reactions up to 40 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 259 (2007) 817-828.
- [208] A. Hermanne, F. Tarkanyi, S. Takacs, F. Ditroi, Extension of activation cross-section data of deuteron induced nuclear reactions on cadmium up to 50 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 385 (2016) 19-29.

- [209] A. Hermanne, F. Tárkányi, S. Takács, F. Ditrói, M. Baba, T. Ohtshuki, I. Spahn, A.V. Ignatyuk, Excitation functions for production of medically relevant radioisotopes in deuteron irradiations of Pr and Tm targets, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 267 (2009) 727-736.
- [210] A. Hermanne, F. Tarkanyi, S. Takacs, F. Ditroi, Extension of excitation functions up to 50 MeV for activation products in deuteron irradiations of Pr and Tm targets, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 383 (2016) 81-88.
- [211] F. Tárkányi, S. Takács, F. Szelecsényi, F. Ditrói, A. Hermanne, M. Sonck, Excitation functions of deuteron induced nuclear reactions on natural tungsten up to 50 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 211 (2003) 319-330.
- [212] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, J. Csikai, A. Hermanne, M.S. Uddin, M. Hagiwara, M. Baba, Y.N. Shubin, A.I. Dityuk, Activation cross-sections of light ion induced nuclear reactions on platinum: proton induced reactions, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 226 (2004) 473-489.
- [213] Technopolis-Group., Radioisotopes in medicine. Foresight of the use of reactor isotopes until 2025, http://www.technopolis-group.com/resources/downloads/life_sciences/EN_Radioisotopes_in_Medicine_final.pdf, in: Technopolis Report, Amsterdam, 2008.
- [214] M.S. Uddin, M. Hagiwara, F. Tárkányi, F. Ditrói, M. Baba, Experimental studies on the proton-induced activation reactions of molybdenum in the energy range 22-67 MeV, Appl. Radiat. Isot., 60 (2004) 911-920.
- [215] F. Tárkányi, F. Ditrói, A. Hermanne, S. Takács, A.V. Ignatyuk, Investigation of Activation Cross Sections of Proton Induced Nuclear Reactions on ^{nat}Mo up to 40 MeV: New data and evaluation, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 280 (2012) 45-73.
- [216] S. Takács, F. Ditrói, M. Aikawa, H. Haba, N. Otuka, Benchmark experiment for the cross section of the Mo-100(p,2n)Tc-99m and Mo-100(p,pn)Mo-99 reactions, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 375 (2016) 60-66.
- [217] M.S. Uddin, M. Hagiwara, N. Kawata, T. Itoga, N. Hirabayashi, M. Baba, F. Tárkányi, F. Ditrói, G. Csikai, Measurement of excitation functions of the proton-induced activation reactions on tantalum in the energy range 28-70MeV, Journal of Nuclear Science and Technology, Supplement 4(2004) 160.
- [218] Y.N. Shubin, V.P. Lunev, A.Y. Konobeyev, A.I. Dityuk, MENDL-2P ProtonReaction data library for Nuclear activation (Medium Energy Nuclear Data Library), in: IAEA (Ed.) NDS-204, IAEA, Vienna, 1998.
- [219] F. Tárkányi, B. Király, F. Ditrói, S. Takács, J. Csikai, A. Hermanne, M.S. Uddin, A. Hagiwara, M. Baba, T. Ido, Y.N. Shubin, A.I. Dityuk, Activation cross sections of proton induced nuclear reactions on iridium, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 239 (2005) 293-302.
- [220] M.S. Uddin, M. Hagiwara, M. Baba, F. Tárkányi, F. Ditrói, Experimental studies on excitation functions of the proton-induced activation reactions on silver, Appl. Radiat. Isot., 62 (2005) 533-540.
- [221] F. Ditrói, F. Tárkányi, G. Csikai, M.S. Uddin, M. Hagiwara, M. Baba, Investigation of activation cross sections of the proton induced nuclear reactions on natural iron at medium energies, in: R.C. Haight, P. Talou, T. Kawano (Eds.) International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, AIP, Santa Fe, USA, 2004, pp. 1011.
- [222] A. Hermanne, F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, R.A. Rebeles, M.S. Uddin, M. Hagiwara, M. Baba, Y. Shubin, S.F. Kovalev, Experimental study of the excitation functions of proton induced reactions on Sn-nat up to 65 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 247 (2006) 180-191.
- [223] F. Tárkányi, B. Király, F. Ditrói, S. Takács, J. Csikai, A. Hermanne, M.S. Uddin, M. Hagiwara, A. Baba, T. Ido, Y.N. Shubin, S.F. Kovalev, Activation cross-sections on cadmium: Proton induced nuclear reactions up to 80 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 245 (2006) 379-394.
- [224] Y. Murayama, S. Hanada, Sci. Technol. Adv. Mater. , 3 (2001) 145.

- [225] F. Ditrói, S. Takács, F. Tárkányi, M. Baba, E. Corniani, Y.N. Shubin, Study of proton induced reactions on niobium targets up to 70 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 266 (2008) 5087-5100.
- [226] F. Ditrói, A. Hermanne, E. Corniani, S. Takács, F. Tárkányi, J. Csikai, Y.N. Shubin, Investigation of proton induced reactions on niobium at low and medium energies, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 267 (2009) 3364-3374.
- [227] F. Ditrói, S. Takács, F. Tárkányi, R.W. Smith, M. Baba, Investigation of Proton and Deuteron Induced Reactions on Cobalt, *J Korean Phys Soc*, 59 (2011) 1697-1700.
- [228] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, Activation cross-sections of longer lived products of proton induced nuclear reactions on cobalt up to 70 MeV, *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 298 (2013) 853.
- [229] M. Al-Abyad, A.S. Abdel-Hamid, F. Tarkanyi, F. Ditrói, S. Takacs, U. Seddik, I.I. Bashter, Cross-section measurements and nuclear model calculation for proton induced nuclear reaction on zirconium, *Appl. Radiat. Isot.*, 70 (2012) 257-262.
- [230] F. Tarkanyi, F. Ditrói, S. Takacs, A. Hermanne, M. Al-Abyad, H. Yamazaki, M. Baba, M.A. Mohammadi, New activation cross section data on longer lived radio-nuclei produced in proton induced nuclear reaction on zirconium, *Appl. Radiat. Isot.*, 97 (2015) 149-169.
- [231] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, Activation cross-sections of longer lived products of proton induced nuclear reactions on manganese up to 70 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 308 (2013) 34.
- [232] A. Elbinawi, M. Al-abyad, E. Abd-Elmageed Karima, F. Hassan Khaled, F. Ditrói, Proton induced nuclear reactions on natural antimony up to 17 MeV, in: *Radiochim. Acta*, 2016, pp. 221.
- [233] K.F. Hassan, S.M. Qaim, Z.A. Saleh, H.H. Coenen, Alpha-particle induced reactions on (nat)sb and (121)sb with particular reference to the production of the medically interesting radionuclide (124)i, *Appl. Radiat. Isot.*, 64 (2006) 101-109.
- [234] F. Ditrói, F. Tarkanyi, S. Takacs, A. Hermanne, Activation cross-sections of proton induced reactions on vanadium in the 37-65 MeV energy range, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 381 (2016) 16-28.
- [235] F. Tarkanyi, F. Ditrói, A. Hermanne, S. Takacs, M. Baba, Investigation of activation cross sections of proton induced reactions on indium up to 70 MeV for practical applications, *Appl. Radiat. Isot.*, 107 (2016) 391-400.
- [236] T. Ido, A. Hermanne, F. Ditrói, Z. Szucs, I. Mahunka, F. Tárkányi, Excitation functions of proton induced nuclear reactions on Rb-nat from 30 to 70 MeV. Implication for the production of Sr-82 and other medically important Rb and Sr radioisotopes, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 194 (2002) 369-388.
- [237] M.S. Uddin, M. Hagiwara, M. Baba, F. Tárkányi, F. Ditrói, Experimental studies on excitation functions of the proton-induced activation reactions on yttrium, *Appl. Radiat. Isot.*, 63 (2005) 367-374.
- [238] F. Tárkányi, S. Takács, F. Szelecsényi, F. Ditrói, A. Hermanne, M. Sonck, Excitation functions of proton induced nuclear reactions on natural tungsten up to 34 MeV, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 252 (2006) 160-174.
- [239] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, A. Hermanne, New measurements of excitation functions of $^{186}\text{W}(p,x)$ nuclear reactions up to 65 MeV. Production of a $^{178}\text{W}/^{178\text{m}}\text{Ta}$ generator, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 391 (2017) 27-37.
- [240] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, I. Mahunka, J. Csikai, A. Hermanne, M.S. Uddin, M. Hagiwara, M. Baba, T. Ido, Y. Shubin, A.I. Dityuk, Measurement of activation cross sections of the proton induced nuclear reactions on palladium, *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 272 (2007) 231-235.
- [241] F. Tarkanyi, F. Ditrói, S. Takacs, J. Csikai, A. Hermanne, M.S. Uddin, M. Baba, Activation cross sections of proton induced nuclear reactions on palladium up to 80 MeV, *Appl. Radiat. Isot.*, 114 (2016) 128-144.

- [242] F. Tárkányi, A. Hermanne, S. Takács, F. Ditrói, B. Király, S.F. Kovalev, A.V. Ignatyuk, Experimental study of the Ho-165(p,n) nuclear reaction for production of the therapeutic radioisotope Er-165, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 266 (2008) 3346-3352.
- [243] F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, F. Ditrói, B. Király, M. Baba, T. Ohtsuki, S.F. Kovalev, A.V. Ignatyuk, Study of activation cross sections of proton induced reactions on erbium for practical applications, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 266 (2008) 4872-4876.
- [244] F. Tárkányi, A. Hermanne, S. Takács, R.A. Rebeles, P. Van den Winkel, B. Király, F. Ditrói, A.V. Ignatyuk, Cross section measurements of the $^{131}\text{Xe}(p,n)$ reaction for production of the therapeutic radionuclide ^{131}Cs , Appl. Radiat. Isot., 67 (2009) 1751-1757.
- [245] F. Tárkányi, A. Hermanne, S. Takács, F. Ditrói, B. Király, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, A.V. Ignatyuk, Activation cross sections of proton induced nuclear reactions on ytterbium up to 70 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 267 (2009) 2789-2801.
- [246] F. Tárkányi, F. Ditrói, B. Király, S. Takács, A. Hermanne, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, A.V. Ignatyuk, Study of activation cross sections of proton induced reactions on barium: Production of Ba-131 $\rightarrow$ Cs-131, Appl. Radiat. Isot., 68 (2010) 1869-1877.
- [247] F. Tárkányi, A. Hermanne, S. Takács, F. Ditrói, I. Spahn, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of proton induced nuclear reactions on thulium in the 20-45 MeV energy range, Appl. Radiat. Isot., 70 (2012) 309-314.
- [248] F. Ditrói, F. Tarkanyi, S. Takacs, A. Hermanne, H. Yamazaki, M. Baba, A. Mohammadi, A.V. Ignatyuk, Investigation of activation cross-section data of proton induced nuclear reactions on rhenium, Appl. Radiat. Isot., 77 (2013) 103-109.
- [249] F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, Activation cross-sections of longer lived products of proton induced nuclear reactions on dysprosium up to 36 MeV, Ann Nucl Energy, 62 (2013) 375-381.
- [250] F. Tárkányi, F. Ditrói, A. Hermanne, S. Takács, R. Adam-Rebeles, N. Walravens, O. Cichelli, A.V. Ignatyuk, Investigation of activation cross-sections of proton induced nuclear reactions on natTl up to 42MeV: Review, new data and evaluation, Appl. Radiat. Isot., 74 (2013) 109-122.
- [251] N. Amjed, F. Tarkanyi, A. Hermanne, F. Ditrói, S. Takacs, M. Hussain, Activation cross-sections of proton induced reactions on natural Ni up to 65 MeV, Appl. Radiat. Isot., 92 (2014) 73-84.
- [252] F. Tárkányi, A. Hermanne, S. Takács, F. Ditrói, J. Csikai, A.V. Ignatyuk, Cross-sections of deuteron induced reactions on natSm for production of the therapeutic radionuclide ^{145}Sm and ^{153}Sm , Appl. Radiat. Isot., submitted (2013).
- [253] F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne, Activation cross sections of proton induced nuclear reactions on gold up to 65 MeV, Appl. Radiat. Isot., 113 (2016) 96-109.
- [254] A. Hermanne, F. Tárkányi, S. Takács, F. Ditrói, Z. Szücs, K. Brezovcsik, Experimental cross-sections for proton induced nuclear reactions on mercury up to 65 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 378 (2016) 12-24.
- [255] F. Ditrói, F. Tarkanyi, S. Takacs, A. Hermanne, New developments in the experimental data for charged particle production of medical radioisotopes, J. Radioanal. Nucl. Chem., 305 (2015) 247-253.
- [256] S.M. Qaim, Nuclear data for medical applications: an overview, Radiochim. Acta, 89 (2001) 189-196.
- [257] S.M. Qaim, Recent Advances in Nuclear Data Research for Medical Applications, J Korean Phys Soc, 59 (2011) 1965-1970.
- [258] S.M. Qaim, The present and future of medical radionuclide production, Radiochim. Acta, 100 (2012) 635-651.

- [259] D. Paraskevi, Nuclear Data Development and Dissemination at IAEA, in: Workshop of Improved Nuclear Decay Data, Antwerp, Belgium, 2013.
- [260] I. Al-Jammaz, A.H. Al-Rayyes, J.S. Chai, F. Ditrói, H.-S. M., M. Jensen, D. Kivrakdal, R.J. Nickles, F. Oberndorfer, R. Rebeles, T. Ruth, D. Schleyer, H. Schweikert, O. Solin, A. Soyulu, P. Van den Winkel, Cyclotron produced radionuclides: Operation and maintenance of gas and liquid targets., IAEA, Vienna, Austria, 2012.
- [261] B.E. Zimmerman, J.T. Cessna, F.J. Schima, The standardization of the potential bone palliation radiopharmaceutical $^{117m}\text{Sn}(+4)\text{DTPA}$, Applied radiation and isotopes : including data, instrumentation and methods for use in agriculture, industry and medicine, 49 (1998) 317-328.
- [262] R.P.E. Baum, Therapeutic Nuclear Medicine, Springer, Berlin, Heidelberg, 2014.
- [263] F.F. Knapp, A. Dash, Radiopharmaceuticals for therapy, Springer, India, 2016.
- [264] N.R. Stevenson, G. St George, J. Simon, S.C. Srivastava, D.W. Mueller, G.R. Gonzales, J.A. Rogers, R.K. Frank, I.M. Horn, Methods of producing high specific activity Sn-117m with commercial cyclotrons, J. Radioanal. Nucl. Chem., 305 (2015) 99-108.
- [265] J. Simon, J.A. Rogers, K. Frank, D.W. Mueller, N.R. Stevenson, Sn-117m labeled annexin for vulnerable plaque, Abstr Pap Am Chem S, 245 (2013).
- [266] L.F. Mausner, S. Mirzadeh, T.E. Ward, Nuclear data for production of ^{117m}Sn for biomedical application, in: International Conference on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, USA, 1985, pp. 733-737.
- [267] S.C. Srivastava, Y.G. Toporov, E.A. Karelin, F.Z. Vakhmetov, O.I. Andreev, I.V. Tshelishev, Y.S. Popov, Optimization of the reactor production of high-specific activity tin-117m for bone pain treatment and bone cancer therapy, Eur J Nucl Med Mol I, 31 (2004) S481-S481.
- [268] S.V. Ermolaev, B.L. Zhuikov, V.M. Kokhanyuk, A.A. Abramov, N.R. Togaeva, S.V. Khamianov, S.C. Srivastava, Production of no-carrier-added Sn-117m from proton irradiated antimony, J. Radioanal. Nucl. Chem., 280 (2009) 319-324.
- [269] S.M. Qaim, Nuclear data for medical radionuclides, J. Radioanal. Nucl. Chem., 305 (2015) 233-245.
- [270] S.M. Qaim, I. Spahn, B. Scholten, B. Neumaier, Uses of alpha particles, especially in nuclear reaction studies and medical radionuclide production, Radiochim. Acta, 104 (2016) 601-624.
- [271] R. Adam-Rebeles, A. Hermanne, P. Van den Winkel, F. Tárkányi, S. Takács, L. Daraban, Alpha induced reactions on (^{114}Cd) and (^{116}Cd) : An experimental study of excitation functions, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 266 (2008) 4731-4737.
- [272] F. Ditrói, S. Takács, H. Haba, Y. Komori, M. Aikawa, Z. Szűcs, M. Saito, Excitation function of the alpha particle induced nuclear reactions on enriched ^{116}Cd , production of the ^{117m}Sn theranostic isotope, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 385 (2016) 1-8.
- [273] D.M. Montgomery, N.T. Porile, Reactions of ^{116}Cd with intermediate energy ^3He and ^4He ions, Nucl Phys A, 130 (1969) 65-76.
- [274] F. Ditrói, S. Takacs, H. Haba, Y. Komori, M. Aikawa, Cross section measurement of alpha particle induced nuclear reactions on natural cadmium up to 52 MeV, Appl. Radiat. Isot., 118 (2016) 266-276.
- [275] C. Duchemin, M. Essayan, A. Guertin, F. Haddad, N. Michel, V. Métivier, How to produce high specific activity tin-117 m using alpha particle beam, Appl. Radiat. Isot., 115 (2016) 113-124.
- [276] M.U. Khandaker, K. Kim, M. Lee, G. Kim, Investigation of activation cross-sections of alpha-induced nuclear reactions on natural cadmium, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 333 (2014) 80-91.
- [277] S.M. Qaim, H. Dohler, Production of Carrier-Free Sn-117m, Appl. Radiat. Isot., 35 (1984) 645-650.

[278] A. Hermanne, L. Daraban, R.A. Rebeles, A. Ignatyuk, F. Tárkányi, S. Takács, Alpha induced reactions on ^{nat}Cd up to 38.5 MeV: Experimental and theoretical studies of the excitation functions, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 268 (2010) 1376-1391.