

Válaszok Dr. Battistig Gábor, az MTA doktora, bíráló észrevételeire, az általa feltett kérdésekre

Mindenekelőtt nagyon köszönöm a bíráló gondos munkáját, elismerő szavait és pozitív véleményét.

Feltett kérdéseire, észrevételeire a következő válaszokat adom:

A magreakciók pontos méréséhez milyen mintákat, a rezonancia szélességéhez képest vastag vagy vékony mintákat használt? A rezonancia energiájának pontos megállapításához vékony minták alkalmazása esetleg előnyösebb lehetett volna? A magreakciós mérésekből megállapított nyaláb energiastabilitás hogyan függ a nyaláb energiájától?

Az energiakalibrációs mérésekhez használt két (p, γ) magreakció rezonancia-energiái és -szélességei a következők voltak:

$^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ ($E_p = 991,756 \pm 0,017$ keV, $\Gamma = 70$ eV) [M. Shamsuzzoha Basunia, Nucl. Data Sheets 114 (2013) 1189]
 $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ ($E_p = 1747,6 \pm 0,9$ keV, $\Gamma = 135$ eV) [F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 523 (1991) 1]

A céltárgyak makroszkopikus mértékkel mérve vékonyak, de a rezonanciák szélességéhez képest vastagok:

Al esetén: Advent RM Ltd.; 750 nm, $\Delta E \sim 40$ keV,

^{13}C esetén: 99%-ra dúsított izotópot tartalmazó grafit Ta hátlapra párologtatva; ~ 180 nm, $\Delta E \sim 6$ keV.

A rezonanciagöbe a dolgozat 10. ábráján mutatott platóval rendelkezik, a rezonanciaenergia helye a felfutó él közepe. Vékony (a rezonancia szélességéhez képest is vékony) céltárgy esetén ez a pont felel meg a rezonancia csúcsának. Amennyiben nem sikerül elegendő vékonyságú céltárgyat készíteni, ez a csúcs nem lesz kellően jól meghatározott. Egy ilyen vékony target azonban túlságosan kis gamma hozamot adna, ami nem előnyös. A fentebb említett vastag céltárgy készítése és használata kényelmesebb, a mérés gyorsabb és pontosabb energiameghatározást eredményez.

A másik két felhasznált reakció a következő volt:

$^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ ($E_p = 1880,43 \pm 0,08$ keV) [G. Audi et al., Nucl. Data Sheets 120 (2014) 1]
 $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ ($E_p = 3235,55 \pm 0,29$ keV) [G. Audi et al., Nucl. Data Sheets 120 (2014) 1]

A ^{13}C céltárgy azonos volt a (p, γ) reakcióhoz készített mintával. Lítium céltárgyként vastag Ta hátlapra párologtatott $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastag LiF réteget használtunk; ~ 378 nm, $\Delta E \sim 13$ keV.

A nyaláb energiastabilitása 1 MeV energiánál kb 400 eV, 4 MeV-nél kb 1-2 keV. Az energiastabilitást nagymértékben befolyásolja a terminálfeszültség stabilitása. Ezt jellemzi a TV rövidtávú stabilitása (ripple) és a hosszútávú stabilitása. A rövidtávú stabilitás közvetlenül is mérhető a CPU (capacitive pickup unit) segítségével. A ripple specifikációját 1500 kV TV-re adja meg a gyártó cég (<25 V). A gyakorlatban ennél jobb ripple értékeket mértünk, és gyakran ellenőrizzük is. Mivel azonban nem mindig ennél a terminálfeszültségnél mérünk, ezért készítettem egy ripple mérés sorozatot a terminálfeszültség függvényében, és egyenes arányosságot kaptam. A hosszútávú stabilitás specifikációja $<\pm 200$ V / óra GVM módban, és $<\pm 30$ V / 4 óra SLITS módban (tehát résáram stabilizálással) a $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ reakcióval mérve $E_p = 1880,43 \pm 0,08$ keV energiánál. A rezonancia visszamérések tapasztalataink alapján még a nagy energiáknál is ± 1 keV körül szórtak.

A gyorsító energiakalibrációját ilyen alaposan még a gyártó cégnél sem végezték el soha.

Az energiastabilitás energiafüggésénél sokkal fontosabbnak tartottuk azt, hogy a tartálybontással járó karbantartások után az SF₆ szigetelőgáz nyomása nem állítható be elég pontosan az előző ismert értékűre, hanem csak közelítőleg. Ezért ellenőriztük a kalibrációt egy energiánál (a leggyorsabb Li(p,n) mérésnél 1880 keV-nél) a szigetelőgáz nyomásának függvényében. A különböző szigetelőgáz-nyomás módosítja a rotációs voltmérő kalibrációját, mert a terminál és a GVM közötti dielektrikum sűrűsége megváltozik. Ezért a pontos energiameghatározáshoz különböző tartálynyomások esetén mindig új energiakalibráció szükséges.

A nanoszondához tervezett mérőkamrában milyen vákuumot lehet létrehozni? Van valamilyen lehetőség a kamrán belüli, ionsugár segített szénlerakódás minimalizálására? A nanopozicionáló mintatartó használatakor mi a scannelési stratégia – a minta felületé csak egyszer vagy többször járja be az ionsugár? A második esetben a mintatartó visszatérési pontossága is jelentősen befolyásolja a laterális felbontóképességet. Mi az alkalmazott mintatartó visszatérési pontossága? A nyaláb fényességére számított, illetve mért mérőszámok mellől hiányoznak az egységek, habár a szövegben korábban megadja ezeket, de jó lett volna az értékekhez is beírni. A következő szerepel az értekezésben: „A protonokhoz szükséges kvadrupól gerjesztőáramok ismeretében azt is kiszámítottuk, hogy nehezebb ionokat, pl. He⁺, He²⁺, C²⁺, C³⁺ és O²⁺, O³⁺ is fogunk tudni fókuszálni.” Sikerült ezeket kísérletileg is igazolni?

A nanoszonda vákuumkamrában a tipikus végvákuum $8 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-7}$ mbar tartományban van. Természetesen minden lehetőséget megragadtunk a vákuum javításának érdekében, pl. a csavarok tengelyét kis átmérővel átfürtük így a zsákfuratok végében nem marad bent levegő, a hosszú vékony nyalábcsatorna cső mindkét végén megfelelő szívósebességet biztosítunk, stb.

A kamrán belülré helyezhető hidegújj, eddig ilyenre nem volt igény, de kialakítható.

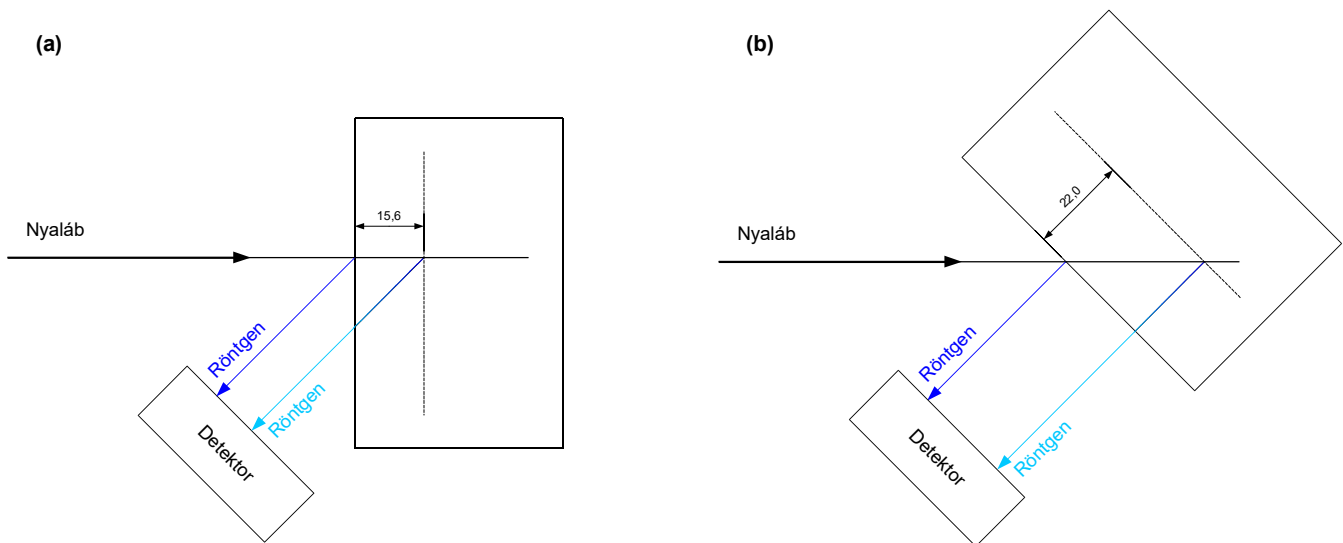
A minták pásztázása *beam scanning* és *stage scanning* üzemmódban is megoldható. A nyaláb pásztázása gyorsabb, de a pásztázható terület kisebb. A minta mozgatással megvalósított pásztázás lényegesen nagyobb területet képes lefedni, viszont lassabb. Egyszeri vagy többszöri végigpásztázás is kiválasztható szoftveresen. Az előbbivel elkerülhetők az esetleges visszaállási hibák (de a Smaract stage visszaállási pontossága kiváló, eddig ez nem okozott gondot), az utóbbi viszont segít kiátlagolni a nyaláb esetleges időbeli ingadozását (ez sem jelentős, a nyaláb árama nagyságrendekkel stabilabb, mint azt a régi Van de Graaff gyorsítónál megszokhattuk: „olyan stabil, mintha az árammérő műszerre rá lenne festve a mutató”). A Smaract stage visszaállási pontosságát nehéz mérni, mert annyira jó. A gyártó specifikációja szerint 1 nm. Ezt nehéz elhinni, de ennek még a tízszerese is bőven megfelel minden igénynek.

Fényesség: A szokásos mértékegységek „A rad⁻² m⁻² eV⁻¹”, illetve „pA mrad⁻² μm⁻² MeV⁻¹”. A mérőszám e két egység esetében – a prefixumok összeszorzásával beláthatóan – éppen azonosnak adódik. Mivel ezek a mértékegységek elég hosszúak, és a szövegben alaposan körüljártam ezt a témát, ezért a későbbiekben csak a mérőszámot írtam ki. Valóban kellett volna az egyik mértékegységet minden esetben odaírnom.

A nehézionokkal történő fókuszálásra a nanoszonda beüzemelése óta még nem volt felhasználói igény, és a saját tervezett nanoszondás alkalmazások sorában is még vannak előtte más megoldandó feladatok, ezért nem történtek még ilyen mérések. A csehországi tapasztalatok alapján a felsorolt ionok mágneses merevsége lehetővé fogja tenni ezek fókuszálását.

Milyen mélységtartományból kaphatunk összetétel információt a vizsgált mintáról? A 20. ábrán elemtérképeket látunk, a Ni feliratú térképen csak a Ni koncentráció vagy a Ni+Fe összetétel látszik (a leírásból nem világos)? Deutérium nyaláb alkalmazása esetén milyen biztonságtechnikai problémák jelentkezhetnek? A 31. oldal első bekezdésében felsorolt magreakciók esetében detektálta-e a (d,p γ) magreakcióban szimultán megjelenő protont is? Milyen plusz információt adhat, mikor érdemes a protont is detektálni?

Az információs mélység függ a protonenergiától, a minta összetételétől és az alkalmazott abszorbensektől. A tipikus mélységtartomány néhány tíz mikron. Az alábbi ábrán látható, hogy a jellemzően alkalmazott 135° detektor-nyaláb elrendezés esetén nagyobb információs mélység érhető el, ha a minta normálisa a röntgendetektor felé néz, mint a nyalábra merőleges esetben. Ugyanis a röntgengerjesztési hatáskeresztmetszet a mélységgel csak lassan változik, a legtöbb vastag minta esetében mélyebbre jutnak el a protonok, mint ahonnan még ki tudnak jutni a röntgen fotonok. A mélyebb rétegekből a detektor felé haladó röntgen fotonok a minta anyagában abszorpciót szenvednek (az abszorbens fóliával elért detektálási határfok növelési céllal alkalmazott abszorpciótól megkülönböztetve ezt a jelenséget önabszorpciónak nevezik). Az önabszorpciót a minta összetétele (mátrixeffektus) és a detektálandó röntgenenergia határozza meg. Így az ábra (b) részén látható esetben az információs mélység az (a) esetnél – a $\sin 45^\circ$ -ből adódóan – 1,4-szer nagyobb. Az ábrán a csökkenő röntgen intenzitást a kék szín világosabb árnyalatával jeleztem.



Szemléltető ábra a PIXE információs mélység magyarázatához

A dolgozatban a 20. ábrán az elemtérkép sarkában is fel kellett volna tüntetnem, hogy az a térkép a Ni K_α + Fe K_β intenzitástérképe. Az ábra szövegében viszont így szerepel. Megjegyzés: egy későbbi munkában valódi elemtérképek kiértékelésével is foglalkoztunk (true elemental mapping), ezzel a módszerrel – gyakorlatilag pixelenként kiértékelve a spektrumokat – pontos térképek nyerhetők, vagyis elkerülhetők a különböző elemek közeli energiájú vonalai által okozott „szellemképek”.

Deuteron nyalábok csak megfelelően kialakított sugárvédelmi körülmények között használhatók. Erre az 5 MV-os Van de Graaff gyorsító épület falai, a kialakított távvezérlésű mérő-adatgyűjtő rendszerek, és egyéb műszaki megoldások alkalmasak voltak. Az új Tandetron gyorsító esetén ez a lehetőség már

nincs meg, mert az épületet sem így alakítottuk ki, és a gyártó sem vállalt felelősséget deuteron gyorsítására. (Maga a gyorsító természetesen alkalmas lenne rá, de a kialakított környezet miatt nincs engedélyeztetve a hatóságoknál.) Ugyanakkor emiatt minden más mérés esetén könnyű a hozzáférés, sokkal egyszerűbb a bejutás, a mérésvezérlés, az adatgyűjtés.

A 31. oldal első bekezdésében felsorolt magreakciók esetében csak a gamma fotonokat detektáltuk. A szén meghatározásához a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ magreakciót használtuk a 3089 keV energiájú gamma-vonalnál, az oxigén meghatározásához pedig a $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}\gamma)^{17}\text{O}$ reakciót a 871 keV vonalnál. A nitrogén elemterképek felvételéhez a jobb statisztika elérése érdekében a 7200–8600 keV közötti gamma-energiatartományt integráltuk. Ez tartalmazza a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma)^{15}\text{N}$ magreakció 7299 keV és 8310 keV energiájú vonalait, valamint az utóbbi csúcs első és második kiszökési csúcsát is.

Egy PIGE spektrumban detektált gamma-sugárzás nem tartalmaz mélységi információt, míg a magreakcióból származó részecskék igen. (A PIGE módszernél mélységi információt rezonancia-reakciók alkalmazásával, az ionnyaláb energiájának változtatásával lehet elérni.) A magreakciókból származó részecskék energiája az anyag fékezőképességének megfelelően változik a mélység függvényében, így a kapott részecskecsúcs kiszélesedik, alakja megváltozik. A (d,p) reakciók előnye, hogy pozitív Q-értékük következtében a protoncsúcs a visszaszórás csúcsoktól jól elkülönülve – azoknál nagyobb energián – jelenik meg, így a kiértékelését a háttér nem zavarja.

Az Al_2O_3 esetében milyen a kapilláris átmérők átlagos mérete és méreteloszlása? Az egyes más irányítottágú doménekben a méreteloszlás azonos? A következő állítás szerepel „Igazoltam, hogy egy-egy doménon belül a kapillárisok a 15 μm -es mélységig végig párhuzamosak, a feltételezéseknek megfelelően.” Kérem magyarázza meg, hogy falak párhuzamossága melyik mérésből és hogyan adódik. A kapillárisok vizsgálatakor fellép-e és számít-e az ionok csatornából való kiszóródása és a többszörös szórás miatti irányváltozás? Van-e a csatornahatáshoz hasonló becsatornázódás?

A kapillárisok átmérőjének átlaga ~ 215 nm (szórása ~ 5 nm), a köztük lévő távolság átlaga ~ 450 nm (szórása ~ 5 nm). Ezt SEM fényképek alapján határoztam meg. A kapillárisok készítéséhez használt elektrokémiai szintézis egy önszerveződő folyamat. Ennek egyik jellemző tulajdonsága az, hogy a kialakított nanokapillárisok átmérői jó közelítéssel azonosnak tekinthetők.

A különböző domének közötti átmérők azonosságára is ugyanezt állíthatjuk, bár ez a 21.b ábrán csak kvalitatív módon látható a kis nagyítású SEM képen. Nagyobb nagyítással több különböző doménon is készítettünk képeket, és ezek méretei is igazolták ezt az állítást.

Az egy doménon belüli kapillárisok párhuzamossága a 27. ábra alapján érthető meg. Az ábra a részén az látható, hogy a detektort energiavesztés nélkül elérő ionoknak a kapillárisokon úgy kellett áthaladniuk, hogy nem érintették a kapilláris falát, tehát a nyaláb iránya és a kapilláris tengelye párhuzamos volt. Ha a kapillárisok nem lennének párhuzamosak egy doménon belül, akkor egyszerre csak egyetlen kapilláris lenne a nyalábbal egyező irányú. Emiatt az energiavesztés nélküli ionok (a b ábrán az E_0 csúcs) hozama sokkal kevesebb lenne. A csúcsterület aránya az összes ionok számához viszonyítva egyenlő a 26.a ábrán látható nagy nagyítású SEM képen a lyukak területének és az összterületnek a hányadosával. Ez azt jelenti, hogy egy doménon belül minden kapilláris egy irányba mutat, tehát energiavesztés nélküli átvitelt biztosít.

A kapillárisok tengelyével nem párhuzamosan érkező ionok a vákuumból belépnek az Al_2O_3 anyagába. Az anyagban jelentős irányváltoztatás nélkül fokozatosan lassulnak. Ennek oka az, hogy a nukleáris ütközések száma elhanyagolhatóan kevés az elektronokkal történő ütközésekhez viszonyítva. Egy ion-elektron ütközés során a tömegek aránya miatt csak csekély energiavesztéséget szenved az ion, ezért

több ezer ilyen ütközés során veszíti el az energiáját. A minta teljes vastagsága annyi, hogy a 2 MeV energiájú protonok nem állnak meg benne, ezért a nagyszögű rugalmas visszaszórástól eltekintve szinte az összes proton áthalad a mintán valamennyi energiavesztéssel. Az energiavesztés nélküli ionok a nanokapillárisokon párhuzamosan áthaladók, a maximális energiavesztésű ionok a teljes útukon a tömbi anyagban áthaladók, a két szélsőérték közöttiek pedig a kapillárisokat keresztező ionok. A STIM energiavesztési spektrumból látható volt, hogy a maximális energiavesztésnél valóban nem fordult elő kisebb energiájú átjutó ion, ez az energia még bőven az elektronika vágási szintje fölött volt. Nemcsak a visszaszóródó ionok száma csekély, de a kapilláris felületéről előre kis szögben szóródó ionok száma is elhanyagolhatóan kicsi az összes beérkező ionok számához viszonyítva.

A csatornahatáshoz hasonló jelenséggel is részletesen foglalkoztunk más kapillárisokban néhány évvel később, azonban ezek a cikkek nem képezték a tézispontjaim alapját. Az eredményeket Nagy Gyula PhD hallgatóm téziseiben és értekezésében foglalta össze. A tapasztalataink azt mutatták, hogy az ionok eltérítéséhez a kapilláris szigetelő anyagának lokális elektrosztatikus feltöltődése szükséges. Ebben az esetben létrejön az ún. ionterelés (ion guiding) jelenség. Ez csak elegendő feltöltődési idő elteltével következik be, ebben a témában viszont csak a prompt átvitelt vizsgáltuk, az időfüggést nem.

A többszörös szórás és a laterális eltérés jelensége milyen hatással van a kialakuló struktúrára? A PWB módszernél a szükséges protonfluens $30\text{--}150\text{ nC/mm}^2$. Ahhoz, hogy ezt a fluens megfelelő idő alatt az anyagba lehessen juttatni, a fókuszált nyaláb áramsűrűsége meglehetősen nagy lehet. Okoz ez melegedést, lokálisan nagyon magas hőmérsékletet a rezisztanyagban? Az alapvetően szigetelő rezisztanyagban a protonbesugárzás roncsolja a kémiai kötések. A töltésmonitorozásra kidolgozott módszernél a nagy fluensek esetében nem alakulhatnak ki lokális vezető csatornák a felület és a hordozó között a nagymértékű roncsolás következtében? Esetleg ez is befolyásolhatja a szekunder elektron hozamot? A 68. oldal utolsó bekezdésében a zárójelben szereplő ionfluensek mértékegysége helyesen cm^{-2} . A CO_2 kezelés milyen mechanizmussal növeli meg a CR-39 érzékenységét?

A többszörös szórás természetesen kiszélesíti a struktúrákat. Ennek a jelentősége azonban kisebb, mint a primér protonnyom körül kialakuló mintegy 10 nm átmérőjű hengerben megálló delta elektronok által okozott roncsolás. [Ld.: C.N.B. Udalagama, A.A. Bettiol and F. Watt, *A Monte Carlo study of the extent of proximity effects in e-beam and p-beam writing of PMMA*, NIMB 260 (2007) 384.] Elektronnyalábos litográfia esetén sokkal nagyobb a többszörös szóródás jelentősége, ez okozza a közelhatás jelenségét (proximity effect).

Melegedés: igen, a protonok által leadott hő jelentős is lehet. Ennek egyik következménye az, hogy míg SU-8 anyagban végzett elektronnyalábos litográfia esetén a térhálósodás kialakulásához szükséges a besugárzás utáni hőkezelés (Post Exposure Bake, PEB); protonok esetében ez a lépés elhagyható, mert a hőkezelés *in situ* megtörténik, és létrejön a térhálósodás, megkeményedik az anyag. [A hőhatás vizsgálatával egy másik munkánkban is foglalkoztunk: S.Z. Szilasi, E. Baradács, I. Daruka, P. Raics, Cs. Cserhádi, E. Dobos, I. Rajta: *PMMA melting under proton beam exposure*, NIMB 231 (2005) 419.]

Töltésmonitorozás: igen, megjelenik ez a hatás, és módosítja is a szekunderelektron-hozamot. De ez csak annyira nagy fluenseknél okoz eltérést a lineáris jellegtől, ami már jóval a PBW-hoz szükséges fluens fölött van.

Valóban a 68. oldal utolsó bekezdésében a zárójelben szereplő ionfluensek mértékegysége cm^{-2} , sajnos tévesen m^{-2} szerepel. Ez elírás.

CO_2 kezelés mechanizmusa: Erre vonatkozóan van néhány hipotézis, de legjobb tudomásom szerint ezek eddig még nem nyertek bizonyítást.

PMMA esetében nagyobb törésmutató változás érhető el esetleg nehézion besugárással? Függetlenül a törésmutató változás a besugárzó ion tömegétől? Az 57. ábrán bemutatott hatótávolság ábrán az ionok eloszlása látszik pályájuk végén. A kiszélesedésben mennyire játszik szerepet a többszörös szórás (multiple scattering) jelenség és ez hogyan függ az anyag összetételétől? A PDMS tömörödése vizsgálatok történt-e más felületi vizsgálat a polimerben bekövetkező kémiai és/vagy szerkezeti változások megfigyelésére (pl. FT-IR, Raman)? A „Megmutattam, hogy besugárzás hatására keletkező tömörödés PDMS-ben sokkal jeletősebb (~2 μm), mint PMMA-ban (~200 nm)” [D4].” állítást szerencsésebb lenne átfogalmazni, a tömörödés százalékos értékét megadni, mert az állításban szereplő értékek csak a kísérletben alkalmazott mintára, besugárási paraméterekre igazak.

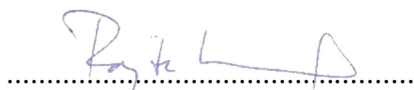
Törésmutató változás: PMMA-ban nehézionok hatására kialakuló törésmutató változást eddig nem vizsgáltuk. Véleményem szerint valóban nagyobb változásnak kell keletkeznie a protonok által okozotthoz képest. A törésmutató változás az ion tömegétől, energiájától, az alkalmazott fluenstől, és természetesen az anyagtól is függ. Így pl. megmutattuk, hogy protonbesugárással PDMS-ben nagyobb törésmutató változás érhető el, mint PMMA-ban. Továbbá azt is megmutattuk, hogy a törésmutatóhoz hasonlóan az anyag tömörödése is jelentős, ez esetben a protonok és nitrogén ionok hatását is vizsgáltuk PDMS-ben.

Hatótávolság: egy ion pályájának a végét az a pont jelenti, ahol a bombázó ion többszörös szóródás hatására fokozatosan lelassulva végül megáll. Ezen pontok felülettől mért távolsága (tehát a z koordinátája) egy statisztikus eloszlással jellemezhető, ezt nevezzük longitudinális straggling-nek. Ez függ a céltárgy anyagának összetételétől, a bombázó ionok tömegétől, energiájától. A SRIM programmal számos más mennyiség mellett a longitudinális straggling is számolható.

PDMS tömörödés és más vizsgálatok: igen, sokféle egyéb vizsgálat is történt, ezeket a következő publikációban írtuk le (ami azonban nem képezi a tézispontok alapját): S.Z. Szilasi, R. Huszánk, D. Szikra, T. Váczi, I. Rajta, I. Nagy: *Chemical changes in PMMA as a function of depth due to proton beam irradiation*, Materials Chemistry and Physics 130 (2011) 702. Ebben a munkában a vékony mintákat infravörös spektrométerrel vizsgáltuk univerzális csillapított teljes visszaverődés (universal attenuated total reflectance, UATR) és transzmissziós módusban; míg a vastag mintákat konfokális mikro-Raman spektrométerrel analizáltuk. A vizsgálatok eredményeképpen az ionok által okozott kémiai változásokra nyertünk információt.

A D4 tézispontot valóban lehetett volna másképpen is megfogalmazni. A dolgozat szövegében van is egy ilyen mondat a 84. oldalon: „2 MeV energiájú protonokkal nagy fluenssel és nagy vonaltávolsággal a tömörödés mértéke elérheti a behatolási mélység ~6%-át.” SRIM számítások szerint a 2 MeV energiájú protonok hatótávolsága az alkalmazott PDMS-ben ~80 μm , PMMA-ban pedig ~70 μm . Az elérhető tömörödés PDMS-ben ~2 μm , PMMA-ban ~200 nm. PDMS-re a hivatkozott ~6% mintegy 4,8 μm tömörödést jelent, ami az aszimptota függvényekkel illesztve nyerhető legnagyobb érték. PMMA-ban viszont százalékosan kifejezve csak mintegy 0,3% tömörödés volt elérhető. Az anyagok tömörödése nagymértékben függ az ionok paraméterein túl az anyag összetételétől, sűrűségétől, és szerkezetétől is.

Debrecen, 2021. augusztus 30.



Rajta István