

OPTIKAI HULLÁMVEZETŐK KÉSZÍTÉSE IONIMPLANTÁCIÓ SEGÍTSÉGÉVEL

Pszota Gábor 

egyetemi docens, Miskolci Egyetem GÉIK, Fizikai és Elektrotechnikai Intézet, Fizikai Tanszék
3515 Miskolc-Egyetemváros, e-mail: gabor.pszota@uni-miskolc.hu

Bányász István 

egyetemi docens, Miskolci Egyetem GÉIK, Fizikai és Elektrotechnikai Intézet, Fizikai Tanszék
3515 Miskolc-Egyetemváros, e-mail: istvan.banyasz@uni-miskolc.hu

Absztrakt

Annak érdekében, hogy az optoelektronikai eszközöknél az optikai komponenseket miniaturizálni lehessen, újfajta módszereket kellett kifejleszteni azok gyártásához. Vannak azonban olyan anyagok, amelyeknek optikai tulajdonságai nagyon kedvezőek lennének, de a jelenlegi módszerekkel nem lehetséges azok használata, ugyanis fizikai vagy kémiai károsodást szenvednek a gyártási folyamat során. Az ilyen anyagoknál megfelelő alternatívát jelenthet az ionok implantációján alapuló módszer. A nagy energiájú ionokkal történő besugárzás ugyanis bizonyítottan megváltoztatja az anyag optikai és szerkezeti tulajdonságait. Ezzel lehetőség nyílik például optikai hullámvezetők létrehozására, ha egy előre meghatározott területét sugározzuk be a mintának. Ez történhet úgy, hogy egy előre elkészített speciális szili-konmaszk segítségével rajzoljuk ki a kívánt geometriát, vagy mikronyaláb használatával közvetlenül is beírható a mintába a megfelelő alakzat. Ebben a cikkben az említett két módszerrel kapcsolatos legutóbbi eredményeket tekintjük át.

Kulcsszavak: optikai hullámvezető, ionimplantáció, ionmikronyaláb, integrált optikai elemek

Abstract

In order to be able to miniaturize the optical components of opto-electronic devices, new methods had to be developed for their production. However, there are materials whose optical properties would be very favourable, but it is not possible to use them with current methods, because they suffer physical or chemical damage during the process. For such materials, a method based on ion implantation can be a suitable alternative. Irradiation with high-energy ions has been proven to change the optical and structural properties of the material. This makes it possible, for example, to create optical waveguides if a predetermined area of the sample is irradiated. This can be done by drawing the desired geometry with the help of a pre-made special silicone mask, or by using a microbeam, the appropriate shape can be written directly into the sample. In this article, we review the recent results related to these two methods.

Keywords: optical waveguide, ion implantation, ion microbeam, integrated optical elements

1. Bevezetés

A mindennapi élet szinte minden területén megtalálhatók a fotonika tudományterület eredményeit hasznosító megoldások. A fotonika az optikának az a területe, melynek során a fényt, vagyis fotonokat hasznosítanak különböző mérnöki alkalmazásokhoz az elektromos áram, vagyis az elektronok helyett, illetve

azokkal kombinálva. A tudományterület az 1960-as években kezdett kialakulni a lézer felfedezése után, majd következtek a hasonló felfedezések, mint például a lézertióda vagy az optikai szál. A modern ipar, a távközlés, illetve az orvostudomány mind-mind olyan terület, amely nem lenne képes a megszokott módon működni az ilyen eszközök nélkül. Az alkalmazási területek között megtalálható még a járműipar, mérés- és érzékeléstechnológia, hadászat, légi közlekedés, űrtechnológia, és informatika, valamint kulcsfontosságúnak bizonyulhat a fotonika a kvantumszámítógépek terén is (Kashiwazaki et al., 2023). Az integrált fotonikai eszközök megjelenése az utóbbi évtizedekben ahhoz hasonló jelentőséggel bír az optikai területén, mint az integrált áramkörök megjelenése az elektronika esetében.

Mostanra a fotonikai eszközök nagyrészt standardizáltak, az optikai chipek legyártásához megvan a kialakult technológiák. Nagyszámú olyan kristályt és üveget fedeztek fel, amelyek alkalmasak alapanyagok, és belőlük optoelektronikai eszközök készíthetők. Egy ideje már a további fejlődés az alapvető optikai komponensek fejlesztéséből, az előnyösebb alapanyagok megtalálásából és a gyártási technológiák korszerűsítéséből áll. Az anyagokat mindig úgy kell megválasztani, hogy a készítendő eszköz tulajdonságai a lehető legjobbak legyenek. Ha például optikai erősítőre van szükség, akkor a ritkaföldfémionokkal aktivált oxidüvegek jelentik a megfelelő választást. Azonban az alapanyagok egy része esetében például az optikai hullámvezetők előállítása nehezen kivitelezhető, mert mechanikai vagy kémiai sérülések keletkeznek a megmunkálás folyamata közben. Ezek a hullámvezetők olyan tartományok az alapanyagként szolgáló minta térfogatában, amelynek törésmutatóját valamilyen behatás segítségével megnövelik a környező anyag törésmutatójához képest. Így ez a térfogat mind a laterális, mind a vertikális irányban korlátozza a fény terjedését a teljes visszaverődés jelensége révén. A másik alternatíva, amikor felületi kiemelkedések keletkeznek a processzálás eredményeként, és ez a térfogat szolgál hullámvezetőként. Sokszor ennek a két jelenségnek a kombinációja teszi lehetővé a hullámok vezetését az adott anyagban, amelynek az elnyelési tulajdonságai hőkezeléssel javíthatók. Az így létrehozott csatorna hullámvezetők kapcsolókban, nyalábosztókban vagy erősítőkben használhatók. Ahhoz, hogy az ilyen hullámvezetőket el tudjuk képzelni, elég csak az optikai szálak működésére gondolni, ahol a nagyobb törésmutatójú anyagot kisebb törésmutatójú levegő vagy egyéb anyag veszi körbe, és emiatt a fény teljes visszaverődést szenved, tehát a hullámvezető anyagából nem képes kilépni.

Mivel az elektronikai chipek mérete nagyon hirtelen lecsökkent a 10 nanométeres mérettartományba, a korábbi több száz nanométeres nagyságrendbe eső megmunkálási folyamatokat lehetővé tevő berendezések elavultakká váltak. Ezek a létesítmények némi átalakítással alkalmassá tehetők a fotonikai eszközök legyártására. Az ilyen integrált optikai és optoelektronikai eszközöknek alapvető összetevői a hullámvezetők és az optikai rácsok (Lifante, 2003; Hunsperger, 2002). A hullámvezetők gyártásához több különböző technika alkalmazható: fémionok diffundáltatása az optikai anyagokba (Hukriede et al., 2001), ionsere végrehajtása (Ramponi et al., 2001; Yip et al., 1985), szol-gél technikák alkalmazása (Najafi et al., 1998), ionnyalábos implantáció/besugárzás (Townsend, 1998), epitaxiális réteg felvitele porlasztással (Yin et al., 1982), molekulanyalábos epitaxia (Yamashiki et al., 2003), lézerimpulzusos párologtatás (Wang et al., 1998) és kémiai párologtatás (Bruno et al., 1991).

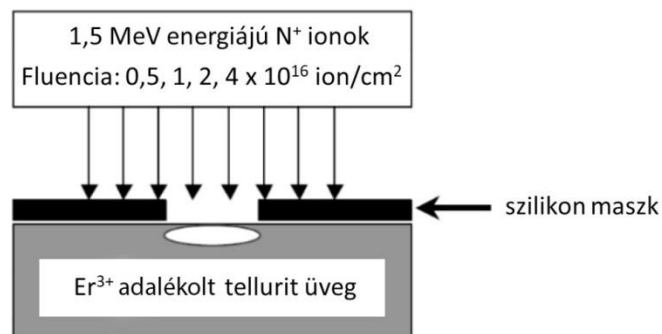
Az ionnyalábos implantáció (Berneschi et al., 2007; Khánh et al., 2009; Bányász et al., 2019; Bányász et al., 2022; Townsend et al., 1994; Bonfigli et al., 2003; Petit et al., 2008) egy nagyon előnyös módszer az optikai hullámvezetők előállítására, mert segítségével az anyag törésmutató-profilja nagyon jól szabályozható, és nagyon sokféle anyag esetében használható. Az ionnyalábbal implantált optikai hullámvezetők általában vagy megtartják a nem implantált közeg optikai tulajdonságait, például az optikai lumineszcencia spektrumát, vagy megfelelő hőkezelés után visszanyerik azokat. Az elmúlt 50 évben száznál is több különböző anyagban hoztak létre hullámvezetőket ionok implantációjával. Az im-

plantált ionok energiája néhány száz keV és néhány MeV között volt. Hiába azonban az eltelt fél évszázad, az ionnyaláb-implantáció továbbra sem tekinthető elterjedt technológiának. Azon kívül, hogy szükség van egy részecskegyorsítóra a megvalósításhoz, további problémát okoz, hogy viszonylag nagy fluens értékekre (10^{15} – 10^{17} ion/cm²) van szükség a törésmutató megfelelő megváltoztatásához. Ez különösen érvényes olyankor, amikor az ionok tömege és mozgási energiája kicsi, ezért volt fontos előrelépés a gyors nehéz „swift heavy” ionok alkalmazása (Aithal et al., 1997). Ezek olyan nagy tömegű és nagy energiájú ionok, amelyeknél az elektronokkal történő rugalmatlan ütközések dominálnak a fékezési folyamat során, és az atommagokkal történő rugalmatlan ütközések jóval kisebb energiavesztést eredményeznek. Általában ez azt jelenti, hogy az ionok energiája meghaladja az 1 MeV/u értéket, ahol u az atomi tömeg egység. Ilyen ionokat használva a szükséges fluens értékek jóval kisebbek, és a 10^{11} – 10^{13} ion/cm² tartományba esnek. A Tandetron-gyorsítók kifejlesztésével lehetővé vált a gyors nehéz ionok alkalmazása, előtte főleg kis és közepes tömegű ionokat használtak nagyjából 5 MeV mozgási energia alatt, melyeket Van de Graaff-gyorsítókkal gyorsítottak fel.

Az ionokkal bombázott közegben a törésmutató megváltozását az elektromos és nukleáris kölcsönhatás okozza, attól függően, hogy melyik kölcsönhatás dominál az adott ion lefékezésekor. Az optikai hullámvezetők létrehozására két megközelítés használható. Az egyiknél maszkot helyeznek el a besugárzott közeg felületén, amely csak a szabadon hagyott területeken engedi meg az ionok implantációját. A maszk anyaga a lefedett területeken elnyeli a bombázó ionokat. A másik lehetőség, amely lehetővé vált az ionmikronyalábok előállításával, hogy közvetlenül beleírják a mintába a kívánt mintázatot a befogott mintát mozgatva a nyaláb előtt. Ezzel az implantáció folyamatának ideje nagyban csökkenthető, és nincs szükség maszk készítésére. Általában fókuszált proton vagy héliumion-nyalábot szoktak használni erre a célra.

2. Szilikonmaszk használata

A módszer lényege, hogy az ionok implantációjához használt makronyalábot úgy használják a nyaláb méreténél jóval kisebb struktúrák létrehozására, hogy a nyalábnak csak egy kis részét engedik át, a minta felületére egy előre elkészített szilikon maszkot helyezve.



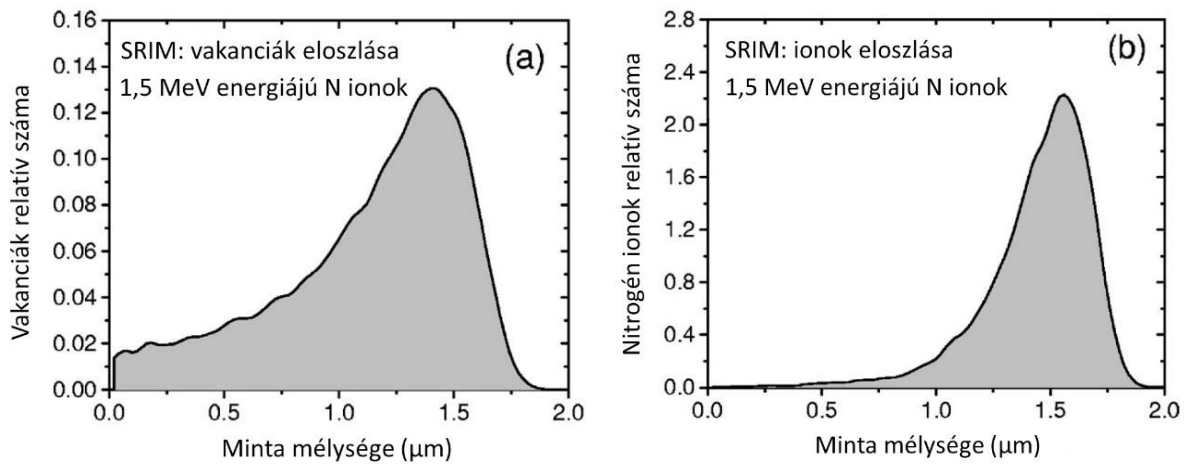
1. ábra. Szilikonmaszk használata az ionnyaláb egy részének blokkolására

Eredeti ábra forrása: Bányász et al., 2022.

Berneschi és társai (Berneschi et al., 2007) egy 75 μm vastagságú polírozott maszkot helyeztek el egy erbiumionokkal adalékolt telluritüvegen úgy, hogy két szilikonlapkát 24 μm szélességű hosszúkás

rés meghagyásával illesztettek össze (1. ábra). Az így előkészített mintát ezután egy Van de Graaff gyorsítóból származó 1,5 MeV energiájú nitrogén ionokkal sugározták be.

A besugárzási fluens nagysága $0,5 \cdot 10^{16}$, $1 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{16}$ és $4 \cdot 10^{16}$ ion/cm² volt. A különböző fluens értékekkel létrehozott hullámvezetőket úgy alakították ki ugyanazon a mintán, hogy a mintát a maszk alatt mindig egy fél milliméteres lépéssel odébb mozgatták. A kialakuló vakanciák helyét és a nitrogén-ionok behatolási mélységét a SRIM- (Stopping and Range of Ions in Matter – Ionok lefékeződése és behatolási mélysége az anyagban) kóddal számították ki, és ennek alapján a maximális behatolási mélység 2 μ m volt, az ionok és vakanciák sűrűségének pedig 1,5 μ m környékén volt maximuma (2. ábra).



2. ábra. (a) Oxigén- és tellúrvakanciák eloszlása volfrám-tellurit üvegben a minta mélységének függvényében a SRIM-szimuláció szerint
(b) Az implantált nitrogénionok eloszlása a minta mélységének függvényében a SRIM-szimuláció szerint

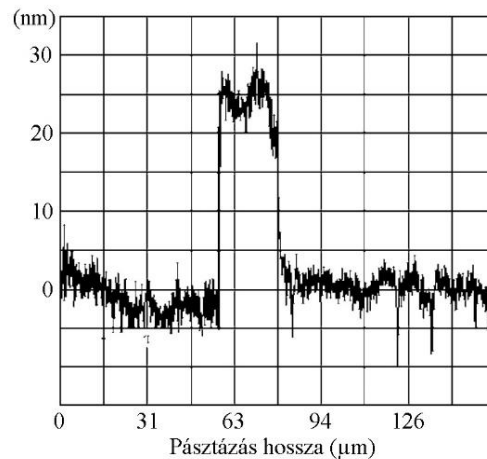
Eredeti ábrák forrása: Berneschi et al., 2007

Ebben a mélységben volt várható tehát a törésmutató megváltozása. A hibákkal kapcsolatos paraméterek és a törésmutató megváltozása közti összefüggést a Lorentz–Lorenz-egyenlet Wei-adaptációja (Townsend, 1998) írja le:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2-1)(n^2+2)}{6n^2} \left[-\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + F \right], \quad (1)$$

ahol ΔV a térfogat változása, $\Delta \alpha$ a kötés polarizálhatósága, és F egy szerkezeti tényező. Az ion-implantációnak a törésmutatóra kifejtett hatása általában a nukleáris roncsoláson keresztül realizálódik. Ez az anyagok nagy részénél a térfogat megnövekedésével és a sűrűség csökkenésével jár együtt, így a törésmutató változása negatív. Ilyen esetekben az ionimplantált tartomány optikai „gátként” működik, negatív törésmutató-változással, hasonlóan ahhoz, ahogyan az optikai szálból sem képes a fény kijönni a teljes visszaverődés jelensége miatt. Ez a térfogatváltozás ténylegesen megfigyelhető volt a besugárzás után, a profilométeres vizsgálat (3. ábra) ugyanis egy 25 nanométeres kiemelkedést mutatott a besugárzott tartomány környékén. A besugárzás miatti ionizációs folyamatok azonban szintén hatással vannak a törésmutató változására a $\Delta \alpha$ és F tagokon keresztül, ugyanis kémiai reakciók léphetnek fel a minta anyagával, és átrendeződhetnek az abban lévő kötések. Ez pozitív törésmutató-változást hozhat létre,

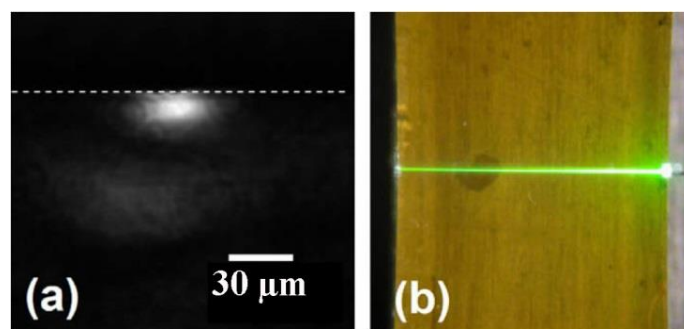
amely ellensúlyozhatja a térfogatnövekedés miatti negatív változást. Ilyen esetben a besugárzási tartomány rendelkezik nagyobb törésmutatóval a környezetétől, így automatikusan bekorlátozza a fény terjedését mind a laterális, mind a vertikális irányokban. A hullámvezető tulajdonság teszteléséhez egy többmódusú optikai szálat csatlakoztattak egy lencse segítségével a minta széléhez, annak felpolírozása után.



3. ábra. Profilométeres pásztázási kép a telluritüveg felületéről a hullámvezetőre merőlegesen haladva. A nagyjából 25 nm magasságú kiemelkedés a besugárzás helyén keletkezett.

Eredeti ábra forrása: Berneschi et al., 2007

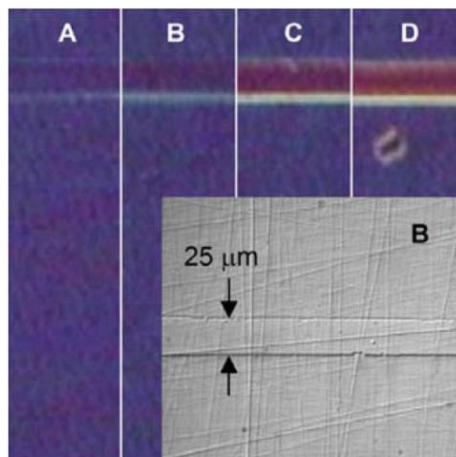
A fény terjedésének bekorlátozását a 4. ábrán látható közelítér-felvétel demonstrálja, amely egy 633 nanométeres lézerefény áthaladásáról készült egy későbbi vizsgálat során (Khánh et al., 2009). A legjobb hullámvezető hatást az $1 \cdot 10^{16}$ ion/cm² fluens esetében sikerült elérni. A terjedést sikerült bekorlátozni mind a vertikális, mind a laterális irányokban. A hullámvezető mentén megfigyelhető zöldfrekvencia-felkonvertálás 980 nanométeres pumpálás esetén szintén a fény terjedésének bekorlátozását bizonyítja.



4. ábra. (a) A hullámvezető közeli tér képe 633 nanométeres lézergusár esetén. A fény terjedése jól láthatóan be van korlátozva 2 dimenzióban (b) Az erbiumionok zöldfrekvencia felkonvertálása a hullámvezető mentén 980 nanométeres pumpálás esetén.

Eredeti képek forrása: Khánh et al., 2009

Ebből következőleg az első téves következtetés az volt, hogy az eredő törésmutató-változás a besugárzás hatására pozitív. Ennek azonban a további vizsgálatok (Khánh et al., 2009) során elvégzett törésmutató-mérés ellentmondott, hiszen az implantált tartomány negatív törésmutató-változást mutatott a környező érintetlen üveghez képest. A törésmutató változásának vizsgálatához sík hullámvezetőket is létrehoztak az üvegben, hogy m-vonal spektroszkópiás mérésekre is lehetőség nyíljon. Ekkor szilikonmaszk nélkül sugározták be az üveget $1 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{16}$, $4 \cdot 10^{16}$ és $8 \cdot 10^{16}$ ion/cm² fluensekkel. Az üveg implantációval nem érintett részein a törésmutató $2,041 \pm 0,001$ és $2,001 \pm 0,001$ volt 635, illetve 980 nm hullámhossznál. Három vezetési módust lehetett megfigyelni 635 nm esetén, és egy módust 980 nanométernél. A legkisebb mért törésmutató $1,9814 \pm 0,0005$ volt 635 nm-nél, és $1,9589 \pm 0,0005$ volt 980 nm-nél. A laterális irányban történő hullámvezetés úgy magyarázható meg ebben az esetben, hogy a hullámvezető két oldalán nullától a teljes mélységig megtörtént a nitrogénionok implantációja. Ez azért volt lehetséges, mert a rés két oldalán a maszk felülete nem volt tökéletesen merőleges a mintára, hanem szöveget zárt be a függőlegessel, és így a falról visszaverődő ionok egy változó vastagságú ferde réteget hoztak létre a mintában. Ezen árnyékolási jelenség hatására a különböző vastagságú szilikonrétegen még áthatoló nitrogénionok a teljes mélységtartományban hoztak létre csökkentett törésmutatójú tartományt, mindkét oldalról bekorlátozva a fény terjedését. A függőleges irányban alulról az implantált tartomány, fentről pedig a levegő szolgált optikai gátként a nagyobb törésmutatójú érintetlen üveg körül. Az implantált csíkok ellenőrzésére interferenciás fáziskontraszt-mikroszkópot (általános nevén interphako) használtak reflexiós módban (5. ábra).

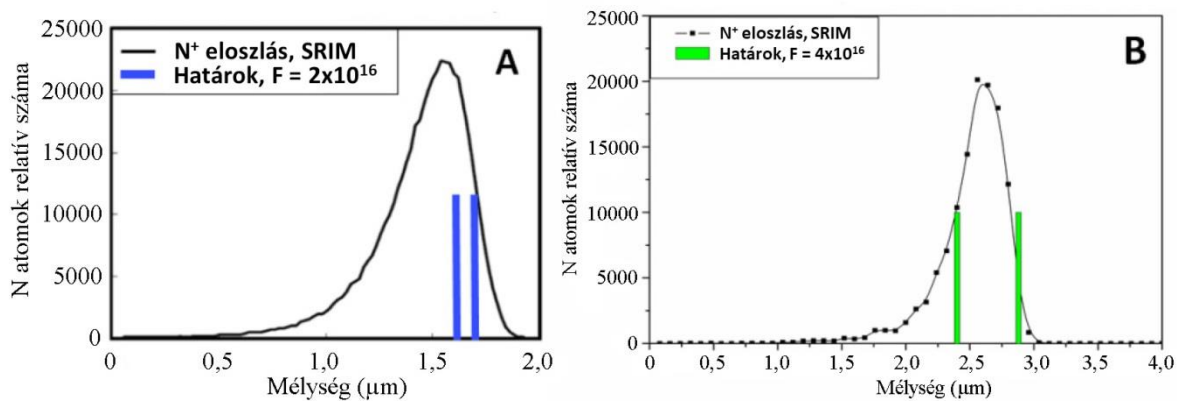


5. ábra. Interferenciás fáziskontraszt-mikroszkópos felvétel a nitrogénionokkal implantált mintákról. Az A, B, C és D szegmensek az alkalmazott $0,5$, 1 , 2 és $4 \cdot 10^{16}$ ion/cm² fluens értékeknek felelnek meg. A „B” jelű mintáról hagyományos optikai mikroszkópos kép is készült, amely a kisebb képen látható.

Eredeti ábra forrása: Khánh et al., 2009

Az interferenciás fáziskontraszt-mikroszkópos felvételen egyértelműen látható a csíkok mentén az optikai úthosszak megváltozása, amely a felületi morfológia és a törésmutató változásának együttes eredményeként realizálódik. Mivel a felület polírozásából származó karcok látszanak az optikai mikroszkópos képen, de nem jelennek meg a fáziskontraszt-mikroszkópos felvételen, így elmondható, hogy a fáziskontraszt-mikroszkópos vizsgálat érzékenyebb a törésmutató megváltozására, mint a felületi morfológia változására. Bányász és társai (Bányász et al., 2022) később kiegészítették a vizsgálatokat,

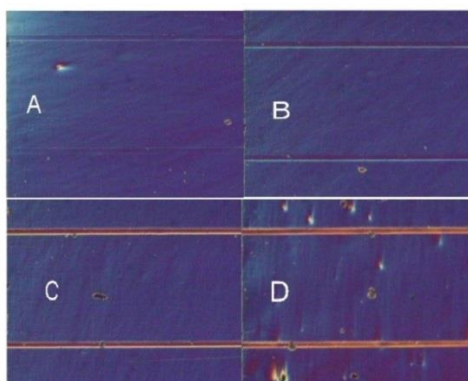
és az 1,5 MeV energiájú nitrogénionok mellett, 3,5 MeV energiájú nitrogénionokkal is besugározták az erbiumionokkal adalékolt üveget szilikonmaszk használatával. Az alkalmazott fluens értékek ugyanúgy $0,5 \cdot 10^{16}$, $1 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{16}$ és $4 \cdot 10^{16}$ ion/cm² voltak. A nitrogénionok behatolási mélységének eloszlását ismét a SRIM-kód segítségével határozták meg mindkét energia esetében, de ez esetben a törésmutató mélységi eloszlását is meghatározták sík hullámvezetőkön végrehajtott spektrális ellipszometriai mérésekből. A 6.A ábrán a két kék sáv, a 6.B ábrán pedig a két zöld sáv a csökkentett törésmutatójú lezáró réteg határait mutatják.



6. ábra. Nitrogénionok mélyégi eloszlása a SRIM-kód alapján (A) 1,5 MeV energiájú nitrogénionok implantációja $2 \cdot 10^{16}$ ion/cm² fluens értékkel. A kék sávok a lezáró réteg határai a spektrális ellipszometriai mérések alapján. (B) 3,5 MeV energiájú nitrogénionok implantációja $4 \cdot 10^{16}$ ion/cm² fluens értékkel. A zöld sávok a lezáró réteg határai a spektrális ellipszometriai mérések alapján.

Eredeti ábrák forrása: Bányász et al., 2022

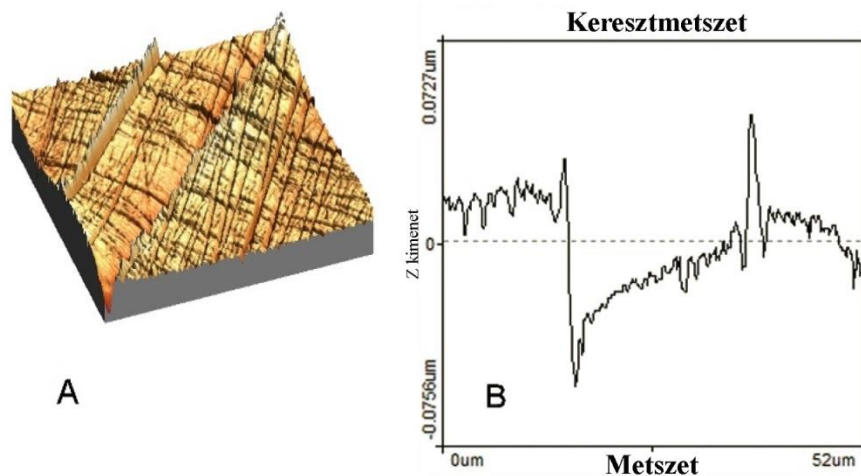
Látható, hogy az 1,5 MeV energiájú nitrogénionok 2 μm maximális mélységig hatoltak be az üvegbe, és az eloszlás maximuma 1,5 μm környékén volt. Az ennek következtében kialakuló hullámvezető vastagsága 1,6 μm, a kék sávok által határolt lezáró réteg vastagsága pedig 0,1 μm volt.



7. ábra. Polarizációs mikroszkóppal készített felvételek az 1,5 MeV energiájú nitrogénionokkal készített csatorna hullámvezetőről. Az ionok implantációja egy szilikonmaszkon lévő 25 μm széles résen történt, a fluens értékek pedig $0,5 \cdot 10^{16}$, $1 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{16}$ és $4 \cdot 10^{16}$ ion/cm² voltak az A–D képeken.

Eredeti képek forrása: Bányász et al., 2022

A 3,5 MeV energiájú nitrogénionok kb. 3 μm maximális mélységig hatoltak be az üvegbe, az eloszlásuk maximuma pedig 2,6 μm mélységben volt. A kialakuló hullámvezető vastagsága 2,4 μm , a lezáró réteg vastagsága pedig 0,4 μm volt. Az implantált csatorna hullámvezetőket egy Nikon polarizációs mikroszkóppal is megvizsgálták reflexiós üzemmódban (7. ábra). Az optikai úthosszban fellépő változás ezeken színbeli eltérésként azonosítható. Látható, hogy az implantált ionok fluensét növelve az optikai úthossz változása is növekszik, és ennek forrása a törésmutató változása és a felületi morfológiában bekövetkező változás. Ezúttal atomerő-mikroszkópos vizsgálatra is sor került az 1,5 MeV energiájú nitrogénionokkal készített hullámvezetők esetében (8. ábra).



8. ábra. Atomerő-mikroszkópos felvétel (A) és keresztirányú profil (B) egy csatorna hullámvezetőről, amelyet 1,5 MeV energiájú nitrogénionok implantációjával állítottak elő egy speciális szilikonmaszkon keresztül erbiumionokkal adalékolt telluritüvegben. Eredeti ábrák forrása: Bányász et al., 2022

Az atomerő-mikroszkóppal készített keresztirányú profilon jól lehet látni a csatorna hullámvezető környékén létrejövő aszimmetrikus magasságváltozást. A széleken a minta kiemelkedése figyelhető meg, míg a hullámvezető helyén az anyag összetömörül. Ez a $2 \cdot 10^{16}$ ion/cm² fluens érték esetében készített felvétel ellentmond a 3. ábrán látható morfológiának, amelyen 25 nm magasságú kiemelkedés látható a profilométeres vizsgálatnál $1 \cdot 10^{16}$ ion/cm² fluens alkalmazásakor. Ez magyarázatul szolgálhat arra az eredményre, hogy a hullámvezető tulajdonságok $1 \cdot 10^{16}$ ion/cm² fluens értéknél bizonyultak a legkedvezőbbnek.

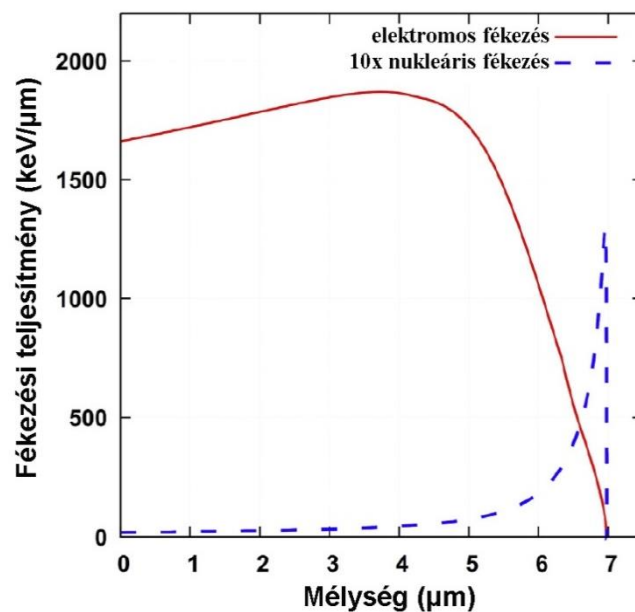
3. Közvetlen írás mikronyaláb segítségével

Ha a nyaláb mérete kellően kicsi, akkor nincs szükség maszk alkalmazására a csatorna hullámvezető előállításához. Így a folyamat jóval egyszerűbb és gyorsabb, hiszen mindössze a mintát kell mozgatni a mikronyaláb előtt egy előre meghatározott koreográfia alapján. Roberts és von Bibra kvarcüvegben hoztak létre csatorna hullámvezetőket fókuszált protonnyaláb segítségével (Roberts et al., 1996). Az alkalmazott $\lambda = 632,5$ nm hullámhosszon sikerült 0,5 dB/cm terjedési veszteséget elérniük. A fényimpulzus gyengülését az alábbi képlettel lehet dB egységben meghatározni:

$$\text{Gyengülés (dB)} = 10 \cdot \lg \frac{I_{be}(W)}{I_{ki}(W)} \quad (2)$$

Bettioli és társai szintén protonnyalábot használtak, hogy csatorna hullámvezetőket hozzanak létre Foturan fényérzékeny üvegben (Bettioli et al., 2006). A 2 MeV energiájú protonokkal 10^{14} ion/cm² fluens érték mellett 8,3 dB/cm terjedési veszteséget értek el $\lambda = 632,5$ nm hullámhosszon. Később ugyanez a csoport erbiummal adalékolt hullámvezető erősítőket hozott létre 2 MeV energiájú protonmikronyalábal sugározva be egy erbiummal és itterbiummal adalékolt IOG-1 foszfát lézerveget (Liu et al., 2004). A legkisebb terjedési veszteség 0,8 dB/cm volt $\lambda = 1300$ nm hullámhosszon, miután hőkezelést hajtottak végre az implantált mintán.

Bányász és társai 11 MeV energiájú szénionok implantációjával hozott létre csatorna hullámvezetőket erbiummal adalékolt volfrám-tellurit üvegben (Bányász et al., 2019). Az így kapott hullámvezetők egymódusú terjedést tettek lehetővé a telekommunikációban használatos C jelzésű hullámhossztartományban (1530–1565 nm). Az ionnyaláb mérete $8 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$ volt, és ez $8 \mu\text{m}$ szélességű, 9 mm hosszúságú csatorna hullámvezetők létrehozását tette lehetővé, miközben a mintát különböző sebességekkel mozgatták a nyaláb előtt. A sebesség változtatásával a besugárzás fluens értékét tudták befolyásolni az $1 \cdot 10^{14}$ és $5 \cdot 10^{14}$ ion/cm² közötti tartományban. A nukleáris és elektromos kölcsönhatások révén fellépő energiaveszteséget a DEPTH-kód (Szilágyi et al., 1994) és a ZBL'95 fékezési teljesítmények (Ziegler et al., 2010) alapján számították ki (9. ábra).



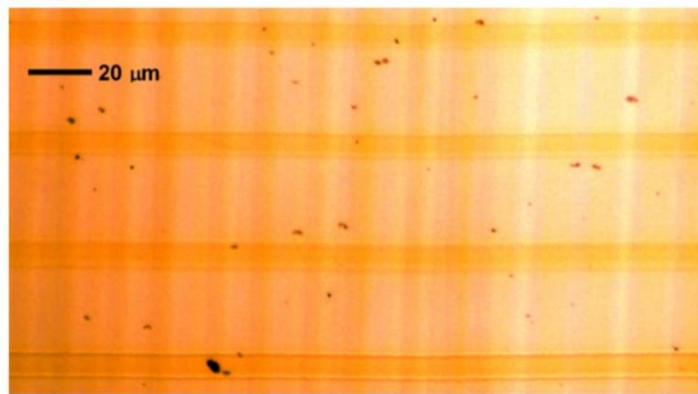
9. ábra. Elektromos (folytonos vonal) és nukleáris (szaggatott vonal) energiaveszteség a minta mélységének függvényében. Az erbiummal adalékolt volfrám-tellurit üveget 11 MeV energiájú szénionokkal sugározták be. Az átláthatóság kedvéért a nukleáris energiaveszteség tízszeresét ábrázolták.

Eredeti ábra forrása: Bányász et al., 2019

A 9. ábrán jól látható, hogy az elektromos fékezés lassan emelkedik, és kb. $3,8 \mu\text{m}$ mélységben éri el a maximumát, amely nagyjából 15-szöröse a nukleáris fékezési teljesítmény maximumának. Ez utóbbi egy keskeny csúccsal rendelkezik $6,9 \mu\text{m}$ mélységnél. Az Olivares és társai által kifejlesztett modell (Olivares et al., 2005) alapján a kis fluens értékek mellett végzett implantáció, amennyiben nagy

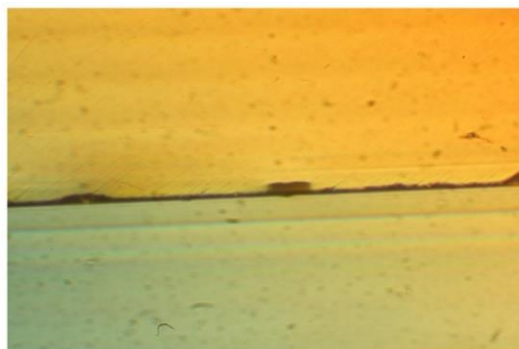
tömegű és nagy energiájú ionokat használnak, egy részlegesen amorfizált réteget hoz létre az elektronikus energiaveszteség széles csúcsa körül, amelyben az anyag törésmutatója lecsökken. Ezáltal az üveg felszíne és ez a réteg optikai „gátként” funkcionál, és a fény terjedése ezek közé korlátozódik.

Az előállított csatorna hullámvezetőket először interferenciás fáziskontraszt-mikroszkóppal vizsgálták meg (10. ábra), hogy ellenőrizzék az implantált hullámvezetők homogenitását. A terjedés lehetséges módusait $\lambda = 1540$ nm hullámhossznál vizsgálták meg, a belépési veszteséget pedig $\lambda = 1400$ nm-nél mérték, az erbium abszorpciós sávján kívül (Berneschi et al., 2007). A 10. ábrán látható négy hullámvezető közül a legalsó bizonyult a legjobbnak, tehát a veszteség a legnagyobb fluens érték, $4,6 \cdot 10^{14}$ ion/cm² esetében volt a legkisebb. A csatolási és terjedési veszteségeket a fény intenzitásának mérésével határozták meg a hullámvezetők kimeneti végének keresztmetszete mentén. Közvetlenül az implantáció után a legkisebb terjedési veszteség is 14 dB/cm volt, amely nem tenné lehetővé a hullámvezető gyakorlati hasznosítását, ugyanis (2) alapján minden centiméteren negyedére csökken a fény intenzitása.



10. ábra. Interferenciás fáziskontraszt-mikroszkópos felvétel a 11 MeV energiájú szénionokat tartalmazó fókuszált nyalábbal besugárzott, erbiummal adalékolt volfrám-tellurit üvegről. A fluens értéke $4,6 \cdot 10^{14}$ ion/cm² volt az alsó hullámvezető esetében és $1,4 \cdot 10^{14}$ ion/cm² a többinél. Eredeti kép forrása: Bányász et al., 2022

Egy 30 perces hőkezelés 150 °C hőmérsékletű levegőn azonban a veszteséget 1,5 dB/cm értékre csökkentette. A lépésként végrehajtott hőkezelés során, valamint a hőmérséklet növelésével további javulást már nem tudtak elérni, tehát ezek a körülmények jelentették az optimális paramétereket. Az intenzitásmérésekből kiderült, hogy bár a hullámvezető megfelelően bekorlátozza a fény terjedését a vertikális irányban, a horizontális irányban ez kevésbé valósul meg az implantált tartomány és a körülötte lévő érintetlen üveg törésmutatói közti kicsi eltérés miatt. A profilometriás mérések a 3. ábrán látható kiemelkedéshez hasonló elváltozásokat jeleztek, de a 25 nm-nél itt jóval nagyobb, 70-80 nm, a legnagyobb fluens esetében pedig 110 nm magasságú kiemelkedések jöttek létre. Egy későbbi vizsgálat (Bányász et al., 2022) során kiderült, hogy a minta polírozott szélén transzmissziós módban készített interferenciás fáziskontraszt-mikroszkópos felvétel nagyon jól megmutatja az implantált csatorna hullámvezetők keresztmetszetét (11. ábra). Amint az a 11. ábrán is jól látható, a szénionok implantációjával létrehozott hullámvezető a vertikális irányban az előre megjósolt mérettel rendelkezik, a laterális irányban viszont jóval nagyobb a kiterjedése, mint az a 8 μm szélességű mikronyaláb alapján várható lenne.



11. ábra. Interferenciás fáziskontraszt-mikroszkópos felvétel a 11 MeV energiájú szénionokat tartalmazó fókuszált nyalábbal besugárzott, erbiummal adalékolt volfrám-tellurit üveg széléről. A hullámvezető a kép közepén helyezkedik el, és merőleges a lap síkjára, szélessége 15 µm, magassága pedig 3,3 µm, amely jól egyezik a SRIM-szimuláció által megjósolt értékkel.

Eredeti kép forrása: Bányász et al., 2022

4. Összefoglalás

Amint az a felsorolt eredmények alapján látható, az anyagok optikai tulajdonságainak ionok implantációja révén előidézett megváltoztatása egy alkalmazható alternatívát jelent az egyéb módszerek mellett. Ennek jelentősége különösen kiemelkedő azoknál az anyagoknál, amelyeknél a többi módszer nem használható a minta kémiai és fizikai roncsolása miatt. Mind a szilikonmaszkoz alkalmazó megoldás, mind pedig a mikronyalábbal végzett közvetlen írás reális megoldásnak bizonyult arra, hogy egy jól definiálható tartományban negatív törésmutató-változás jöjjön létre az anyagban. Mivel a terjedés vertikális bekorlátozása mindkét esetben az előre megjósolt módon valósult meg, sík hullámvezetők létrehozására mindkét módszer teljes mértékben alkalmas. A laterális irányban viszont nehezebben valósítható meg, hogy a hullámvezető teljes magasságában csökkentett törésmutatójú felület határolja be a csatorna hullámvezető magját. Ez a szilikonmaszkos módszer esetében a vizsgálatok alapján, és az ehhez kapcsolódó lehetséges magyarázat szerint a maszk árnyékoló hatása miatt létrejöhett. A mikronyalábbal történő implantáció esetében viszont egyértelműen kisebb mértékű volt a terjedés laterális irányú bekorlátozása az elvártakhoz képest. Bár itt az árnyékoló hatás véletlenül jelentkezett a szilikonmaszk szélének függőlegestől eltérő orientációja miatt, ezt a jövőben esetleg szándékosan is elő lehet idézni, és kihasználni a csatorna hullámvezetők tökéletesítésére.

Irodalom

- [1] Kashiwazaki, T., Yamashita, T., Enbutsu, K., Kazama, T., Inoue, A., Fukui, K., Endo, M., Umeki, T., & Furusawa, A. (2023). Over-8-dB squeezed light generation by a broadband waveguide optical parametric amplifier toward fault-tolerant ultra-fast quantum computers. *Appl. Phys. Lett.*, 122 (23), 234003, pp. 1–6, <https://doi.org/10.1063/5.0144385>
- [2] Lifante, G. (2003). *Integrated Photonics: Fundamentals*. JohnWiley and Sons Ltd. <https://doi.org/10.1002/0470861401>
- [3] Hunsperger, R. G. (2002). *Integrated Optics: Theory and Technology*. Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-38843-2>

- [4] Hukriede, J., Kip, D., Kratzig, E. (2001). Permanent narrow-band reflection holograms for infrared light recorded in $\text{LiNbO}_3\text{:Ti:Cu}$ channel waveguides. *Appl. Phys. B.*, 72, pp. 749–753. <https://doi.org/10.1007/s003400100564>
- [5] Ramponi, R., Marangoni, M., Osellame, R. (2001). Dispersion of the ordinary refractive-index change in a proton-exchanged LiNbO_3 waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 78 (15), pp. 2098–2100. <https://doi.org/10.1063/1.1359136>
- [6] Yip, G. L., Albert, J. (1985). Characterization of planar optical waveguides by K^+ -ion exchange in glass. *Opt. Lett.*, 10 (3), pp. 151–153, <https://doi.org/10.1364/OL.10.000151>
- [7] Najafi, S. I., Touam, T., Sara, R., Andrews, M. P., Fardad, M. A. (1998). Sol-gel glass waveguide and grating on silicon. *J. Lightwave Technol.*, 16 (9), pp. 1640–1646. <https://doi.org/10.1109/50.712247>
- [8] Townsend, P. D. (1998). Development of ion implantation for optical applications. *Vacuum*, 51 (2), pp. 301–304, [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(98\)00179-1](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(98)00179-1)
- [9] Yin, Z. Y., Garside, B. K. (1982). Low-loss GeO_2 optical waveguide fabrication using low deposition rate rf sputtering. *Appl. Opt.*, 21 (23), pp. 4324–4328. <https://doi.org/10.1364/AO.21.004324>
- [10] Yamashiki, T., Tsuda, K. (2003). Low-loss waveguides of benzylidene-aniline derivatives by organic molecular beam heteroepitaxy. *Opt. Lett.*, 28 (5), pp. 316–318. <https://doi.org/10.1364/OL.28.000316>
- [11] Wang, K.-M., Shi, B.-R., Cue, N., Zhu, Y.-Y., Xiao, R.-F., Lu, F., Li, W., Liu, Y.-G. (1998). Waveguide laser film in erbium-doped by pulsed laser deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 73(8), pp. 1020–1022, <https://doi.org/10.1063/1.122071>
- [12] Bruno, F., del Guidice, M., Recca, R., Testa, F. (1991). Plasma-enhanced chemical vapor deposition of low-loss SiON optical waveguides at 1.5- μm wavelength. *Appl. Opt.*, 30 (31), pp. 4560–4564, <https://doi.org/10.1364/AO.30.004560>
- [13] Berneschi, S., Conti, G. N., Bányász, I., Watterich, A., Khanh, N. Q., Fried, M., Pászti, F., Brenci, M., Pelli, S., Righini, G. C. (2007). Ion beam irradiated channel waveguides in Er^{3+} -doped tellurite glass. *Appl. Phys. Lett.*, 90 (12), 121136, pp. 1–3, <https://doi.org/10.1063/1.2717085>
- [14] Khanh, N. Q., Berneschi, S., Bányász, I., Brenci, M., Fried, M., Conti, G. N., Pászti, F., Pelli, S., Righini, G. C., Watterich, A. (2009). Fabrication of channel waveguides in Er^{3+} -doped tellurite glass via N^+ ion implantation. *NIM-B*, 267 (12–13), pp. 2327–2330. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2009.03.042>
- [15] Bányász, I., Szilágyi, E., Rajta, I., Nagy, G. U. L., Pelli, S., Conti, G. N., Berneschi, S., Havránek, V., Vosecek, V., Nagy, N., Szabó, Z., Veres, M., Speghini, A. (2019). Fabrication of low loss channel waveguide in tungsten-tellurite glass by 11 MeV carbon ion microbeam for telecom C band. *Opt. Mater. X*, 4, 100035, pp. 1–5, <https://doi.org/10.1016/j.omx.2019.100035>
- [16] Bányász, I., Rajta, I., Nagy, Gy. U. L., Khanh, N. Q., Havránek, V., Vosecek, V., Fried, M., Szabó, Z., Veres, M., Holomb, R., Himics, L., Tichy-Rács, É. (2022). Characterisation of channel waveguides fabricated in an Er^{3+} -doped tellurite glass using two ion beam techniques. *Chemosensors*, 10 (8), pp. 337–353, <https://doi.org/10.3390/chemosensors10080337>

- [17] Townsend, P. D., Chandler, P. J., Zhang, L. (1994). *Optical Effects of Ion Implantation*. Cambridge University Press, <https://doi.org/10.1017/CBO9780511599781>
- [18] Bonfigli, F., Jacquier, B., Montereali, R. M., Moretti, P., Mussi, V., Nichelatti, E., Somma, F. (2003). Concentration of F_2 and F_3^+ defects in He^+ implanted LiF crystals determined by optical transmission and photoluminescence measurements. *Opt. Mater.*, 24 (1–2), pp. 291–296. [https://doi.org/10.1016/S0925-3467\(03\)00137-X](https://doi.org/10.1016/S0925-3467(03)00137-X)
- [19] Petit, V., Moretti, P., Camy, P., Doualan, J. L., Moncorgé, R. (2008). Active waveguides produced in Yb^{3+} :CaF₂ by H^+ implantation for laser applications. *J. Alloys Compd.*, 451 (1–2), pp. 68–70. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2007.04.120>
- [20] Aithal, P. S., Nagaraja, H. S., Rao, P. M., Avasthi, D. K., Sarma, A. (1997). Effect of high energy ion irradiation on electrical and optical properties of para-hydroxy acetophenone. *J. Appl. Phys.*, 81 (11), pp. 7526–7528, <https://doi.org/10.1063/1.365294>
- [21] Roberts, A., von Bibra, M. L. (1996). Fabrication of buried channel waveguides in fused silica using focused MeV proton beam irradiation. *J. Light. Technol.*, 14 (11), pp. 2554–2557. <https://doi.org/10.1109/50.548154>
- [22] Bettiol, A. A., Rao, S. V., Teo, E. J., van Kan, J. A., Watt, F. (2006). Fabrication of buried channel waveguides in photosensitive glass using proton beam writing. *Appl. Phys. Lett.*, 88 (17), p. 171106. <https://doi.org/10.1063/1.2198798>
- [23] Liu, K., Pun, E. Y. B., Sum, T. C., Bettiol, A. A., van Kann, J. A., Watt, F. (2004). Erbium-doped waveguide amplifiers fabricated using focused proton beam writing. *Appl. Phys. Lett.*, 84 (5), pp. 684–686, <https://doi.org/10.1063/1.1644922>
- [24] Szilágyi, E., Pászti, F. (1994). Theoretical calculation of the depth resolution of IBA methods. *NIM-B*, 85 (1–4), pp. 616–620, [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(94\)95893-9](https://doi.org/10.1016/0168-583X(94)95893-9)
- [25] Ziegler, J. F., Ziegler, M. D., Biersack, J. P. (2010). SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010). *NIM-B*, 268 (11–12), pp. 1818–1823, <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>
- [26] Olivares, J., García, G., García-Navarro, A., Agulló-López, F., Caballero, O., García-Cabanes, A. (2005). Generation of high-confinement step-like optical waveguides LiNbO₃ by swift heavy ion-beam irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, 86 (18), p. 183501, <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>