

Serényi Miklós

A katódporlasztás lehetőségei az
optoelektronikában

doktori értekezés

Budapest

2010

TARTALOMJEGYZÉK

Bevezetés-célkitűzések	1
1. Plazma alkalmazása fizikai rétegleválasztásra	3
1.1. A katódporlasztás technikája	3
1.1.1. Egyenfeszültségű (DC) porlasztás	3
1.1.2. Rádiófrekvenciás (RF) porlasztás	4
1.1.3. Magnetronos porlasztás	5
1.1.4. Reaktív porlasztás	5
1.2. Porlasztás a gyakorlatban	6
2. Szilíciumnitrid (SiN) porlasztása gázkeverékkel	9
2.1. Nemsztöchiometrikus SiN leválasztása antireflexiós réteg számára	9
2.2. Szilícium-oxinitrid (SiON) réteg előállítása	11
3. Amorf szilícium (a-Si) és szilícium-oxinitrid vékonyrétegek	15
3.1. Az a-Si és SiON rétegekből álló szerkezet porlasztása; a-Si vizsgálata ellipszometriával	15
3.2. Az a-Si és SiON rétegekből álló szerkezet TEM vizsgálata	18
3.3. SiON/a-Si struktúrák alkalmazása	22
4. Hidrogént tartalmazó amorf SiGe réteg	25
4.1. Az a-SiGe:H alapú Schottky dióda	25
4.2. a-SiGe:H réteg napelemek számára	30
5. A hidrogén szerepe az amorf Si/Ge multirétegekben	35
5.1. Diffúzió amorf Si/Ge szerkezetben - előzmények	35
5.2. Az a-Si/Ge:H multirétegek előállítása, hőkezelése	37
5.3. Az a-Si/Ge:H multirétegek AFM és TEM vizsgálata	42
6. Az antireflexiós réteg növekedésének <i>in situ</i> kontrollja	48
7. Rövid impulzusok generálása lézerdiódával	52
7.1. Lézerdióda működtetése külső rezonátorban	53
7.2. Az emisszió hullámhosszának változtatása	55
8. Összefoglalás - az eredmények hasznosítása	58
8.1. Új tudományos eredmények	58
8.2. Az eredmények hasznosítása	61
Köszönetnyilvánítás	63
Az értekezésben kifejtett, új tudományos eredményeimet tartalmazó publikációk jegyzéke	64
Az értekezés tárgykörében készített egyéb közlemények és előadások	65
Hivatkozott irodalom	67

Bevezetés-célkitűzések

Gyártástechnológiájuk tökéletesedésével a 0,5-2 μm hullámhossztartományban működő félvezető lézerek a fotonika minden területén elterjedtek, az optoelektronika legfontosabb eszközévé váltak. Különös jelentőségük van a spektroszkópia, távközlés, valamint a digitális optikai adat-átvitel, illetve -tárolás területén történő felhasználásoknak. A lézerdiódák alkalmazásának egyik szempontja az, hogy a fényük által biztosított 10^{14} Hz körüli vivőfrekvenciák rendkívül nagy sáv szélességgel járnak az adatátvitelhez. Nem kevésbé fontos tény, hogy a lézerdiódák fénye elektromosan rendkívül egyszerűen modulálható, és jó hatásfokkal csatolható be a fényvezető szálba. A kutatók törekvése tehát arra irányult, hogy minél rövidebb, pikoszekundum körüli ($1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$) időtartamú, változtatható hullámhosszú impulzusokat állítsanak elő, a lehető legnagyobb ismétlődési frekvenciával. Nyilvánvaló követelmény az, hogy a modulált fény koherencia-tulajdonságai ne romoljanak.

1984 őszén, a stuttgarti Max Planck Intézet (MPI für Festkörperforschung) ösztöndíjával, *Prof. E. O. Göbel* vezetésével külső rezonátorba helyezett félvezető lézer segítségével néhányszor 10 ps időtartamú impulzusokat állítottunk elő. A lézerdióda áramának modulációja módusszinkronizált gázlézer által vezérelt GaAs alapú fotonikus kapcsoló segítségével történt [*1]. A kísérletek során nyilvánvalóvá vált, hogy a 80-as évek elején publikált [1-5] impulzus időtartamoknál jobb eredményeket csak akkor érhetünk el, ha a lézerdióda által kibocsátott fényt maradéktalanul a külső rezonátorba tudjuk csatolni. Az optikai csatolás akkor működik hatékonyan, ha a dióda rezonátor felőli oldalát antireflexiós bevonattal látjuk el. Mivel a lézerdiódák optikai erősítési tartománya széles (néhányszor 10 nm), a külső rezonátorba hullámhossz-szelektív elemet (optikai rács, interferenciaszűrő) helyezve egy egyszerűen hangolható koherens fényforrást kapunk.

Az első antireflexiós rétegek *H.U. Habermeiernek*, a MPI technológiai osztályvezetője segítségével készültek. A rétegleválasztás ZrO_2 elektronsugaras elpárologtatásával történt, a vastagság ellenőrzésére a szokásos rezgőkvarcos monitor szolgált. Az így készült bevonat antireflexiós tulajdonsága, a réteg törésmutatójának nem megfelelő értéke, valamint a vastagságmérés bizonytalansága miatt elégtelennek bizonyult. 1985 tavaszán azt a javaslatot tettem, hogy a kívánt rétegvastagság elérését, a lézerdióda elektro-optikai paramétereinek a technológiai folyamat alatt történő megváltozásának mérésével, *in situ* kontrolláljuk. A javasolt mérési összeállítás megvalósításához egy házilag épített katódporlasztó (*sputter*) berendezést bocsátottak rendelkezésemre, amivel szilíciumnitrid (SiN) réteget lehetett porlasztani. A vállalkozásom sikeres kimenetelére koránt sem volt biztosíték: egyrészt a porlasztás technológiája számomra ismeretlen volt; másrészt egy olyan sztatikus töltésekre érzékeny eszköz, mint egy diódalézer, kisülési térben való működtetésére korábban még nem volt példa.

A próbálkozásomat sok növesztési kísérlet, valamint a rétegvastagság kontrolljára szolgáló mérési összeállítás megfelelően érzékennyé tétele után, végül is siker koronázta: a SiN rétegekkel a lézer működési hullámhosszán, reprodukálható módon 0,01% maradék reflexiójú bevonatokat tudtam készíteni. Az eljárás megbízhatóságát jelzi, hogy a porlasztási folyamat alatt egyetlen egy lézerdióda sem hibásodott meg. A külső rezonátorhoz csatolt antireflexiós rétegekkel bevont lézerekkel a rövid impulzusok előállítását célzó kísérletek

eredményesen zárultak [*2-*8]. A rendszer dinamikájával és a hangolhatóságával kapcsolatos eredményeket 1993-ban, kandidátusi értekezésben foglaltam össze [*11].

1989-ben az MTA MFKI-ban egy Leybold Heraeus Z400-as porlasztó berendezést állítottunk üzembe, melynek használata során a SiN porlasztása során szerzett tapasztalataimat kamatoztatni tudtam; egy sor, integrált optikában, fotonikában és elektronikában alkalmazott amorf réteget állítottam elő. Munkámat három célkitűzés motiválta, melyek az alább felsorolt pontokban foglalhatóak össze:

- Az elérendő céljaim között elsőként említem, a különböző hullámhosszakon működő LED-ek (*Light Emitting Diode*), félvezető lézerek és detektorok számára reflexiócsökkentő, illetve növelő bevonatok technológiájának kidolgozását és alkalmazását. A technológiával szembeni követelmény az, hogy egy egyedi eszköz is preparálható legyen, úgy, hogy az ne okozza az eszköz élettartamának csökkenését.
- Másik – nem kevésbé fontos – célkitűzésem, az olcsó, és nem utolsósorban környezetbarát katódporlasztási technológia segítségével, optikai hullámvezetők, fotonikában használatos passzív és aktív anyagok (pl. vékonyréteg-napelem abszorpciós rétege) előállítása jelentette.
- A katódporlasztási technológiában rejlő, további lehetőségek, például a leválasztott rétegek növesztés közbeni adalékolásának megoldása, illetve magának a folyamatnak vizsgálata képezte kutatómunkám harmadik motiváló tényezőjét.

A doktori értekezésem célja az általam katódporlasztással előállított rétegrendszerekkel kapcsolatos munka ismertetése. A rétegek leválasztására használt technika ismertetése után az eredményeket technológiai aspektus szerint csoportosítottam; külön tárgyalom azokat az anyagokat, melyeket *egy targetből* egy gáz, illetve gázkeverék plazmájával lehet porlasztani (SiN, SiON, a-Si). Ezt követően az összetett, illetve *két targetből* előállítható SiGe rétegek és Si/Ge rétegrendszereket ismertetem. Az értekezés tárgyát képező munka korai szakaszának mozgatórugója a lézerdiódák rezonátorfelületének alacsony maradék reflexiót biztosító rétegbevonási-technológiájának kidolgozása volt. Az itt elért eredmények időtállóan bizonyultak, sőt a hangolható félvezető lézerek antireflexiós rétegének vastagságkontrolljára az általam javasolt *in situ* módszert, mind kísérleti, mind *kommerciális* szinten általánosan használják. Ezért az értekezés végén a külső rezonátorhoz csatolt lézerdiódákkal kapcsolatos eredményeim közül az általam legjelentősebbeknek tartottakra ismételtén kitérek.

Az értekezésben ismertetett munka folyamán a mérés technika sokat fejlődött. Elegendő csupán arra gondolni, hogy a 90-es évek elején, az adatgyűjtő eszközök, a számítógépek csak korlátozott mennyiségben és minőségben álltak rendelkezésre. Időközben egyre bonyolultabb és kifinomultabb vizsgálati módszerek váltak hozzáférhetővé, és ezeket, egy adott probléma megértéséhez szükséges mértékben, igyekeztem alkalmazni. Ezért az alkalmazott mérési és kiértékelési eljárásokat, a probléma megértéséhez szükséges mértékben, fejezetenként külön fogom tárgyalni. Az értekezésnek nem célja a vizsgálati módszerek, mint pl. a spektrállandóság (SE), *Rutherford* visszaszórásos analízis (RBS), a keresztmetszeti elektronmikroszkópia (TEM), a *Röntgen* diffrakció (XRD), vagy pedig a porlasztott rétegek felhasználásával készült diódák feszültség-áram karakterisztikájának részletes értelmezése; ezeket a kapcsolódó publikációk tartalmazzák. Itt elsősorban a leválasztott rétegek alkalmazása szempontjából fontos fizikai paraméterek kerülnek bemutatásra.

1. Plazma alkalmazása fizikai rétegleválasztásra

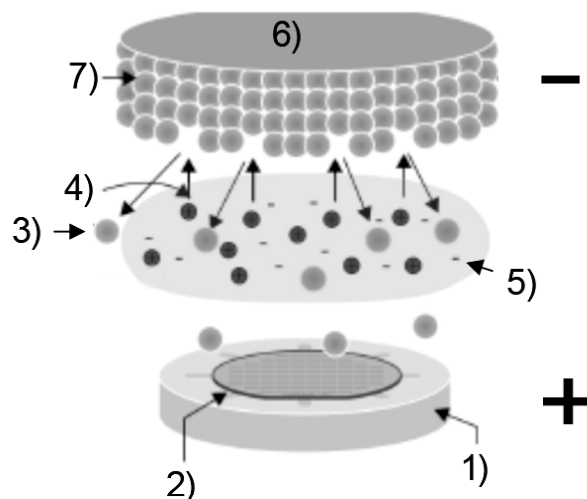
A műszaki életben plazmának valamilyen gáz ionizált állapotát nevezzük, függetlenül attól, hogy az ionizáció milyen módon jött létre. A katódporlasztás alapja egy ritkított térben, két elektróda között létrehozott önfenntartó villamos kisülés, a plazma létrehozása. Ebben a ritkított térben az elektronok felgyorsulnak és ütköznek a gázatomokkal, amelyekről további elektronokat szakítanak le. Az így keletkezett pozitív ionok az erőter gyorsításának hatására a katódba csapódnak és amennyiben energiájuk nagyobb a kötési energiánál, abból szekunder részecskék formájában atomokat, molekulákat szakítanak ki. A kilökött részecskék többnyire semlegesek, az ionokon több-kevesebb ütközés után a pozitív vagy földelt elektródán leválnak.

A terület az elektronikai technológia szakemberei által jól ismert és kutatott szakterülete, ezért ennek tárgyalása itt a teljesség igénye nélkül történik; az általam használt berendezés és annak működtetésének ismertetése kissé részletesebb lesz.

1.1. A katódporlasztás technikája

Elektronikai technológiában különböző vékonyrétegek előállításra a plazmakisülés ionizált gázmolekuláinak elektródákat porlasztó hatását közvetve hasznosítják. A porlasztási technológia fajtái, többek között: egyenfeszültségű (DC) diódás, rádiófrekvenciás (RF), magnetronos, reaktív porlasztás [6]. Porlasztásra, ha nem valamely vegyület előállítása a cél, nemesgáz, általában argon-ionokat alkalmazunk, míg reaktív porlasztásra reaktív gázokat tisztán, esetleg argonba keverve használjuk.

1.1.1. Egyenfeszültségű (DC) porlasztás



1.1. ábra. A katódporlasztás vázlata. 1) mintatartó, 2) szubsztrát, 3) levált részecskék, 4) ionok, 5) elektronok, 6) katód, 7) target.

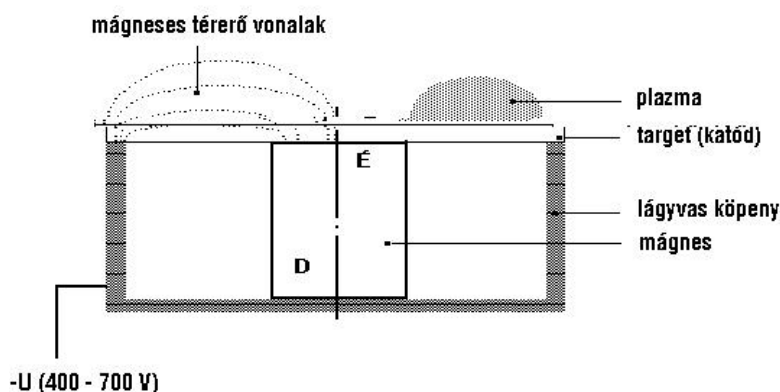
A DC porlasztás a vékonyrétegek előállítására szolgáló legrégebbi eljárás. A porlasztandó anyagot (target) néhány kV negatív feszültségre kötjük, a hordozók (szubsztrát) általában földpotenciálú „anódon” helyezkednek el (1.1. ábra). Az inert argon gáz nyomása kb. 1 Pa, ekkor a kialakuló kisülés sötét terének vastagsága kb. 20 mm. Az elektronokat a sötét tér potenciálésése gyorsítja fel, továbbá a plazma keltésére is szükséges bizonyos úthossz, ezért az elektródák távolsága ezen a nyomáson 50-100 mm kell, hogy legyen. A katódról levált részecskék szabad úthossza 20-30 mm, így az anódon elhelyezett szubsztrátot többszörös ütközések után éri el. Ezáltal jelentős energiavesztés szenvednek, és nem kívánt felületeken is lecsapódnak. A berendezés nagymértékű egyszerűsége mellett jelentős hátrány a rendszer rugalmatlansága: az ionok előállítását és gyorsítását ugyanaz a villamos tér végzi, a kettő nem választható szét. A viszonylag nagy nyomás miatt jelentős a réteg szennyeződésének valószínűsége. Az előzőekben említett okok miatt a rétegleválasztás sebessége kicsi, a szükséges villamos teljesítménysűrűség legalább 1 W/cm^2 a target felületére vonatkoztatva. Alkalmas fémek porlasztására, de a porlasztás hozama erősen rendszámfüggő, továbbá a könnyen oxidálódó felületű fémek leválasztási sebessége (pl. Al, Ti) rendkívül kicsi.

1.1.2. Rádiófrekvenciás (RF) porlasztás

A korábban tárgyalt eljárás hibája, hogy nem alkalmas szigetelő targetek porlasztására. Ennek oka az, hogy a targetbe becsapódó pozitív ionok feltöltik a felületet, így a target potenciálja a plazmához képest nullára csökken. Ezen úgy lehet segíteni, hogy bizonyos rendszerességgel (néhány milliószor másodpercenként) a felhalmozott töltést elektronárammal semlegesítjük. Ez történik, ha az elektródákat nagyfrekvenciásan tápláljuk, ugyanis félperiódusonként a target pozitív, így az elektronokat vonzza. Miután a plazmában az elektronmozgékonyosság sokkal nagyobb, mint az ionoké, kellően nagy frekvencia alkalmazása esetén a targetre egy állandó negatív feszültség szuperponálódik. Ez a negatív feszültség eredményezi a target porlasztását [7]. Ezután a porlasztás mechanizmusa megegyezik a DC porlasztásával (a szokásos RF frekvencia 13,56 MHz vagy ennek kétszerese). Az előálló egyenfeszültség függ az RF amplitúdójától és fordítva arányos az elektróda kapacitásával. A porlasztott réteggel bevonandó hordozónak, a szubsztrátnak porlódása megakadályozható az anód-elektroda felületének megnövelésével, célszerűen földelésével. A negatív katódpotenciál létrejöhet fémfelületen is, ha az egyenáramúlag el van szigetelve az RF generátortól, vagyis a generátor a target elektródát kondenzátor közbeiktatásával táplálja. Ennek alapján az RF porlasztás alkalmas mind vezető, mind szigetelő rétegek leválasztására, tehát egy univerzális eszköz áll rendelkezésünkre. A plazma nagyfrekvenciás impedanciája nagymértékben függ a méretektől és az elrendezéstől, ezért az RF teljesítményt egy illesztő LC kör segítségével csatoljuk ki optimális hatásfokkal.

A porlasztások, különösen a RF porlasztás igen nagy előnye a vákuumpárologtatással szemben, hogy a leváló réteg szerkezete tömörebb, jól tapad a hordozókra és szerves anyagok (műanyagok) is jól porlaszthatók; egy vegyület vagy ötvözet összetétele, a porlasztási hozamok ismeretében, könnyen tervezhető illetve kézben tartható.

1.1.3. Magnetronos porlasztás



1.2. ábra. A magnetron porlasztóforrásának sematikus rajza.

Egyszerű kezelhetősége és nagy leválasztási sebessége miatt méltán terjedt el a magnetronos porlasztás. Kialakítása annyiban különbözik a hagyományos DC és RF porlasztóktól, hogy a target mögött egy megfelelően kialakított állandó mágnes helyezkedik el (1.2. ábra.). A hagyományos targetból kilökött szekunder elektronok egy része úgy hagyja el a plazma területét, hogy nem okoznak ionizáló ütközéseket. A magnetront úgy helyezik el a target mögött, hogy legyen előtte egy olyan terület, ahol a mágneses tér merőleges az elektromos térre [8]. Az elektromos térben az elektron felgyorsul, a mágneses tér pedig eltéríti és ciklois pályára kényszeríti, ahol addig mozognak periodikusan ezen a pályán, amíg egy Ar atommal nem ütköznek. A magnetron hatására az ionizációs határfok lényegesen megnő, áramsűrűsége elérheti a 10-100 mA/cm²-t a magnetron nélküli porlasztóforrások 1 mA/cm²-ével szemben.

1.1.4. Reaktív porlasztás

Ha a porlasztó argon gázba reaktív gázokat keverünk, pl. O₂, N₂, CO₂-t akkor az elemi target olyan vegyületei állíthatók elő, melyek egyik komponense gázfázisú. Ide tartoznak a különböző fémek oxidjai, nitridjei, karbidjai, stb. valamint ezek ötvözetei illetve keverékei. A reaktív porlasztás segítségével olyan rétegek választhatók le, illetve adalékolhatók, melyek tömbanyag formájában nem, vagy csak nehézségek árán állíthatók elő [9]. Vegyületek előállításánál a porlasztott réteg igen gyakran nem sztöchiometrikus összetételű (pl. SiO₂ helyett SiO_{2-x}), ami a fizikai tulajdonságait is erősen befolyásolja.

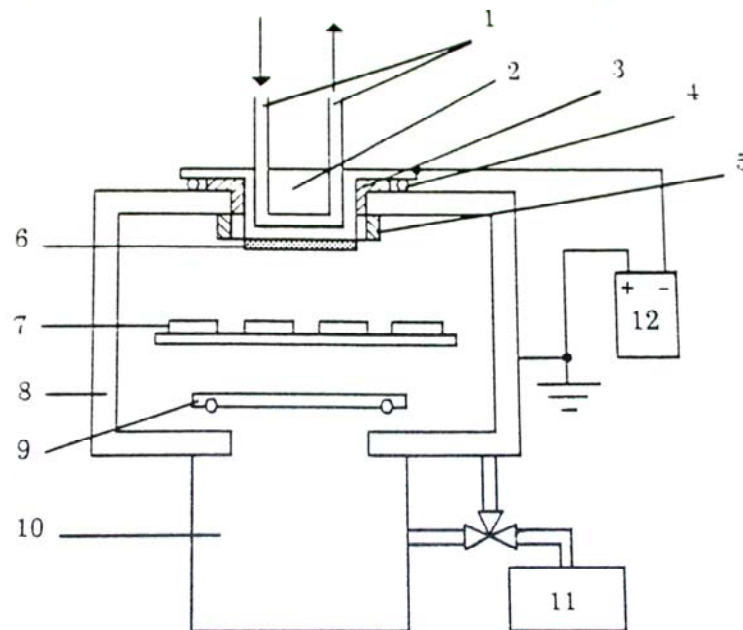
A reaktív porlasztás mechanizmusa csak részben tisztázott; vitatott olyan értelemben, hogy a reakció hol jön létre. Valószínű, hogy a reakció hatáskeresztmetszete magán a targeton a legnagyobb, továbbá a gáztérben is létrejöhet, de még a hordozó felületén is. A dolog természetéből adódik, hogy sztöchiometrikus összetétel csak megfelelő fizikai körülmények közt alakul ki. Ilyen meghatározó tényező a tér nyomása, a reaktív gáz beáramlási sebessége, rétegleválasztás sebessége, esetleg a hordozók hőmérséklete. Ezért az adott rendszerre gondosan ki kell kísérletezni a kritikus beáramlási sebességet, illetve az Ar és a reaktív gáz parciális nyomásának viszonyát.

1.2. Porlasztás a gyakorlatban

A különböző rétegek leválasztása során szerzett tapasztalattal néhány, általános érvényű, a technológiára vonatkozó szabályt fogalmaztam meg és alkalmaztam munkám során. A leválasztási folyamatok megkezdése előtt szükség van a target tisztulására, amit 5-10 perces előporlasztással lehet elérni. Például amorf Si porlasztása esetén a szilícium targetet kb. 5 percig Ar plazmában porlasztjuk úgy, hogy a leválasztott réteg ne kerülhessen a szubsztrátra. Ugyanezt a targetet használhatjuk szilíciumnitrid (szilícium-oxinitrid) réteg nitrogén plazmában történő leválasztására, hasonló előporlasztási feltételek mellett, majd ismételt előporlasztás után újból amorf Si-t porlaszthatunk. Tehát a Si target felületét a reaktív porlasztás nem, vagy csak kis mértékben változtatja meg. Ezt a target RBS vizsgálatával is igazoltuk; szilíciumnitrid növesztése után a Si target felületén szilíciumnitrid nem volt kimutatható; a Si target „nem emlékszik” a növesztési körülményekre.

Nem ez a helyzet a titán targetből növesztett fémes Ti és titándioxid (TiO_2) esetén. Jóminőségű, nagy vezetőképességű titánfilm csak legalább 40 perces előporlasztás után növeszthető. Ha ezt a targetet titándioxid leválasztására használjuk, hasonlóan legalább 40 perces $\text{Ar} + \text{O}_2$ plazmában történő kezelés szükséges ahhoz, hogy ténylegesen szigetelő titándioxid réteget kapjunk.

Hasonló gondossággal kell eljárni a szinterelt kerámia (pl. Si_3N_4 , Nb_2O_5 , Ta_2O_5 , Al_2O_3) targetek alkalmazása esetén. A targeteket a vákuumban ki kell fűteni, annak érdekében, hogy a felületén adszorbeálódott gázmolekulák eltávozzanak. Huzamosabb használatuk után célszerű a felületüket megcsiszolni, mert másképpen a leválasztott rétegek optikai paramétereinek reprodukálhatósága nem biztosítható.



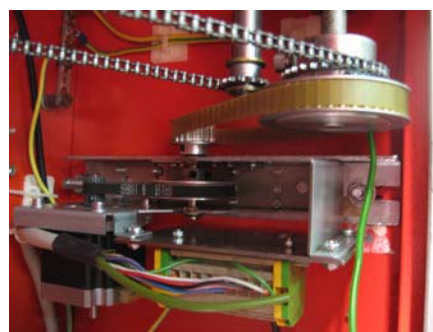
1.3. ábra. A katódporlasztó sematikus felépítése. 1 hűtővíz, 2 katód, 3 szigetelő, 4 vákuumgyűrű, 5 árnyékolás, 6 target, 7 szubsztrát, 8 recipiens, 9 tányérszelep, 10-11 szivattyú, 12 ionizáló feszültség.

A rétegek növesztésére 1985-87-ben az MPI-ben épített berendezést használtam, majd az MFKI, ill. MFA-ban egy 1989-ben gyártott laborszintű, konvencionális berendezést (Leybold Z400) állítottam üzembe, melynek sematikus felépítését az 1.3. ábrán mutatom be. A felső, elforgatható target-tartóra két, vízzel fűthető, vagy hűthető target szerelhető. Itt kapott helyet egy elektromosan fűthető szubsztrát, illetve mintatartó. Az elforgatható karusszal alatt két, ugyancsak vízzel fűthető, hűthető target-, valamint egy speciális mintatartartót szereltem. Ez utóbbi úgy lett kialakítva, hogy egy bevonandó lézerciódák számára a hűtésén kívül a működtetéséhez szükséges elektromos kontaktusokat is biztosította. A target 50mm-re helyezkedik el a bevonandó felülettől. A dióda hátsó rezonátorából kilépő fényt elterjesztő fényvezető kábellel lehet kicsatolni (1.4. ábra).



1.4. ábra. Mintabefogó TO 9 tokozású lézerciódák számára.

A target-tartó karusszal időzített forgatására egy programozható, léptetőmotoros berendezést terveztem, melyet Döbrentei László kollegám készített el és szerelt fel (1.5. ábra). Az így kiegészített berendezéssel lehetővé vált, hogy különböző targeteknek a szubsztrát fölé forgatásával rétegsorozatot növezzünk. Az alsó, fix helyzetű target-tartókra bármilyen anyagból készíthető egyszerű, vagy összetett target; ez esetben a réteg a felső mintatartón elhelyezett szubsztrátra választható le.



1.5. ábra. A target-tartó karusszal időzített forgatására szolgáló programozható berendezés és a recipiens alatt elhelyezett léptetőmotoros forgatómechanizmus.

A katódporlasztó berendezéshez egy HÜTTINGER gyártmányú 13.56 MHz-es RF generátor tartozik, melynek teljesítménye 1 kW-ig folyamatosan szabályozható. Műszerein közvetlenül a I_k katód áram és a katódra szuperponálódott U_k feszültség olvasható le. Ez az oka annak, hogy a jelen értekezésben a technológiai jellemzésére általában az utóbbit használom, az ionizációs folyamatra jellemző elektromos teljesítmény megadása helyett.

2. Szilíciumnitrid (SiN) porlasztása gázkeverékkel

2.1. Nemsztöchiometrikus SiN leválasztása antireflexiós réteg számára

A vegyület-félvezető anyagokból (GaAs, AlAs, InP stb.) készült LED-ek, lézerdiodák és, nem utolsósorban, a detektorok az optoelektronika széles körben elterjedt eszközei. Alapanyaguknak törésmutatója magas, általában 3,5 és 4 közé esik. Ezekben az anyagokban az elektronokat tartalmazó vezetési sávot a vegyértéksávtól a tilos sáv választja el. A szabad töltéshordozókat az áthaladó fény váltakozó elektromágneses erőtere rezgésre kényszeríti, de ennek a rezgésnek az energiája egyrészt visszakerül az átmenő hullámhoz, másrészt a visszaverődő hullám alakjában sugárzódik ki. A magas törésmutató érték magas reflexióképességet jelent, ami a fotonikában - ahol a fény, a fotonok és az azokat elnyelő és kibocsátó anyag kölcsönhatása a vizsgálat tárgya – nem minden esetben előnyös tulajdonság. A reflexió csökkentése alkalmas törésmutatójú dielektrikum réteggel lehetséges. Az anyag kiválasztásánál tekintettel kell lenni arra is, hogy az alkalmazott technológia más félvezető-technológiákkal összeegyeztethető legyen. A *Fresnel* formulákból [10] ismeretes, hogy a d vastagságú dielektromos réteg reflexiója λ hullámhosszú fény merőleges beesése esetén zérus, ha $n_s = n^2$ és $nd = \lambda/4$ (ahol n a réteg, és n_s a szubsztrát törésmutatója), illetve ennek páratlan számú többszöröse. Szubsztrátként $n_s = 3,5$ törésmutatójú félvezető lézer GaAs aktív rétegét véve az antireflexiós bevonat törésmutatójának optimális értéke $n = 1,87$ kell, hogy legyen. A nemsztöchiometrikus szilíciumnitrid (SiN) rendelkezik ilyen törésmutató értékkel, ugyanakkor abszorpciója is kicsi; előállításának egyik legegyszerűbb módja a katódporlasztás [11, 12].

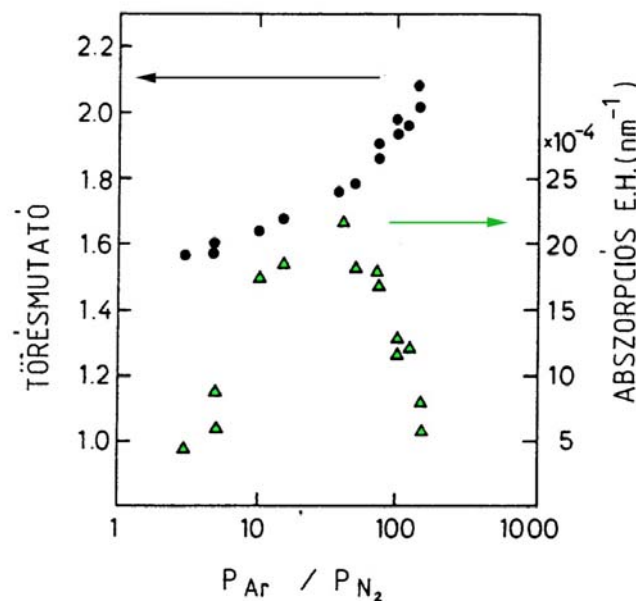
Az alkalmazott katódporlasztás előnyei a szokásos, párologtatásos, elektronsugaras vagy kémiai (CVD) leválasztásokkal szemben a következők:

- Az eljárás folyamán a szubsztrát hőmérséklete nem emelkedik jelentősen; ez a lézerdioda, mint rendkívül érzékeny félvezető eszköz szempontjából előnyös.
- A réteg növekedési sebessége viszonylag lassú (1-10 nm/perc) és jól kontrollálható, tehát az optimális rétegvastagság jól beállítható.
- A plazma összetételét változtatva, a leválasztott amorf réteg egyik összetevőjéből felesleg épülhet be; a réteg anyaga nemsztöchiometrikussá tehető.

Félvezető lézerek számára antireflexiós réteget 75 mm átmérőjű szinterelt szilíciumnitrid (Si_3N_4) target felhasználásával, turbómolekuláris szivattyúval ellátott, MPI-ben épített berendezésben növesztettem [T1,T2]. A porlasztáshoz nagytisztaságú (99,999 %) argon és nitrogénből álló keveréket használtam, melynek együttes nyomása 2 Pa volt. A nitrogén parciális nyomását $5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-1}$ Pa tartományban változtattam. A gázkeveréket egy tartályban állítottam elő, amiből a gázt nyomáscsökkentőn és túszelepen keresztül áramoltattam a recipiensbe, a megfelelő végvákuum ($<10^{-3}$ Pa) elérése után. A vákuumtérben folyékony nitrogénnel töltött csőspirál gondoskodott a vízgőz kifagyasztásáról. A plazma begyűjtéséhez szükséges magasabb nyomást a szívótorokra helyezett tányérszelep rövid idejű zárásával lehetett elérni. A targetre 150 W-os nagyfrekvenciás teljesítményt kapcsolva, azon 800 V negatív egyenfeszültség jelent meg (lásd az 1.1.2 fejezet). A vízzel hűtött mintatartó 80 mm-re helyezkedett el a targettől. Ilyen feltételekkel 7 nm/perc körüli rétegnövekedési

sebességet lehetett, reprodukálható módon, beállítani. A SiN réteg növesztésének itt leírt módszere és körülményei hasonlóak az *Eisenstein* által publikált [12] eljáráséhoz; esetében az argon/nitrogén arány szűk tartományban történő változtatása elegendő volt az optimális törésmutató előállításához. A nitrogén parciális nyomásának széles tartományban történő szisztematikus változtatásával, a rendelkezésemre álló berendezésben előállított, nemstöchiometrikus SiN által lefedhető törésmutató tartományt kívántam feltérképezni.

A rétegnövekedési sebesség és az optikai abszorpció értékének a meghatározása érdekében kvarc-, és szilíciumlapkán egy tartományt kimaszkoltam, és azokra adott ideig egy réteget porlasztottam. A leválasztás után, a maszkot eltávolítva, a réteghatáron egy határozott lépcső alakul ki, melynek vastagságát TENCOR ALPHASTEP berendezés segítségével mértem. Az abszorpció mérésére kvarc kísérőlemez szolgált. A réteg törésmutatóját *Abeles* [13] módszerével határoztam meg úgy, hogy fényforrásként a további kísérletekben is alkalmazott eszköz, egy Hitachi 7801G típusú lézerdióda ($\lambda = 790 \text{ nm}$) kollimált és polárszűrőn átvezetett fényét használtam. Ez a módszer a φ_B Brewster szög meghatározásából áll: $\tan \varphi_B = n$, ahol n a réteg törésmutatója. A mérés azon alapszik, hogy egy közegre, amelynek abszorpciója elhanyagolható, a beesési síkkal párhuzamosan 100%-ban polarizált (TM polarizáció) fény esik Brewster szög alatt, akkor az a rétegben intenzitáscsökkenés nélkül halad tovább. A mérés során a beesési szög függvényében mértem a polírozott szilíciumfelületről és a rétegről visszaverődött fény intenzitását. A Brewster szög az a beesési szög, amelynél a két tartományról kapott reflexió intenzitása egyenlő. Ebben az esetben tehát a visszaverődő fény csak TM polarizált komponenst tartalmaz, TE-t nem. Figyelembe véve a réteg kismértékű abszorpcióját, az intenzitás egyenlősége helyett, a minimális intenzitáskülönbséghez tartozó szöget tekintettem a Brewster szögnek. Ez az egyszerű módszer a munkám korai szakaszában elegendően pontosnak bizonyult a porlasztás technológiai paramétereinek beállításához.



2.1. ábra. Porlasztott SiN réteg törésmutatójának (•) és abszorpciós együtthatójának (Δ) változása az Ar és N_2 parciális nyomások hányadosának függvényében, $\lambda = 790 \text{ nm}$ -en.

A 2.1. ábra az argonban porlasztott réteg törésmutatóját és abszorpciós együtthatóját mutatja be, az alkalmazott argon és nitrogén parciális nyomások hányadosának függvényében. Látható, hogy a törésmutató a növekvő argon parciális nyomással együtt az $n = 1,58$ értéktől monoton növekszik, és $P_{Ar}/P_{N_2} = 150$ értéknél eléri a sztöchiometrikus szilíciumnitrid jellemző $n = 2,05$ körüli értéket [15]. Az abszorpciós együttható maximumot mutat, amikor relatív alacsony, $P_{Ar}/P_{N_2} = 40$ argon aránynál, nitrogén felesleg épül be a rétegbe. Az argon és nitrogén arányának szisztematikus változtatásának hatását vizsgálva megállapítottam, hogy a $P_{Ar}/P_{N_2} = 100$ arányú keverékkel, a GaAs aktív rétegű lézerdióda számára az optimális törésmutató érték, az $n = 1,87$ reprodukálható módon előállítható [T1,T2].

Az itt ismertetett technológia során nagy tisztaságú Si_3N_4 szinterelt kerámia-targetet használtam. Az itt ismertetett eljárásnak hátránya az, hogy nagy mennyiségű gázt képes adszorbeálni; ezért a reprodukálhatóság érdekében, a növesztési folyamat előtt a target nagyvákuumban történő kifűtésével (min. 60 °C) a megkötött gázokat el kell távolítani.

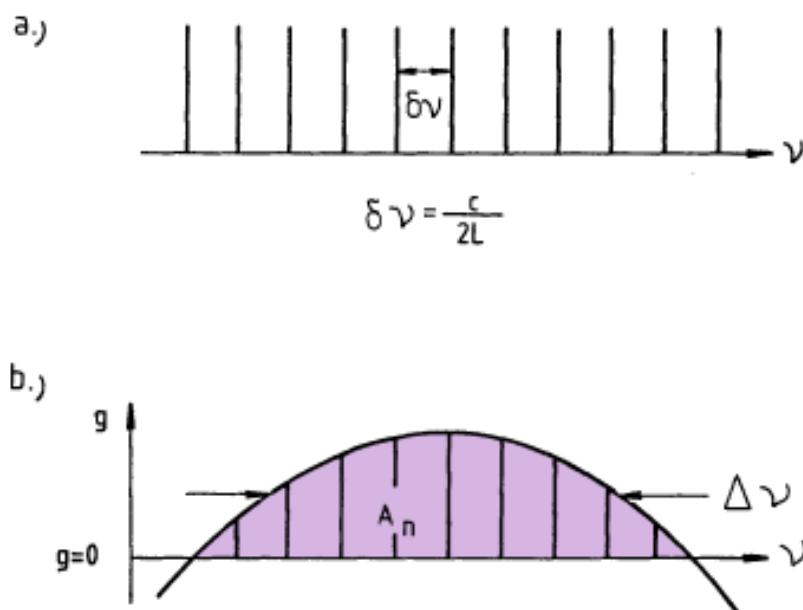
2.2. Szilícium-oxinitrid (SiON) réteg előállítása

A félvezető lézerek technológiája a 90-es években rohamos fejlődésnek indult. Az egyszerű p-n átmeneteket tartalmazó fénykibocsátó aktív rétegek mellett, a bonyolult struktúrájú *quantum-well*, *-dot* szerkezetek terjedtek el. A legfontosabb alkalmazási terület a telekommunikáció; a modern eszközökkel Gbit/s fölé nőtt a 1.55 μm hullámhosszon működő digitális adatátvitel sebessége. Bár az optikai adatátvitelt biztosító üvegszálakkal néhány száz tíz kilométeres távolság gond nélkül áthidalható, a tenger alatti átvezető hálózatok veszteségének kompenzálására adott távolságonként optikai erősítőket kell telepíteni. Ezek a fényerősítők (*Semiconductor Optical Amplifier*, SOA) egy Fabry-Perot rezonátorától megfosztott lézerdióda struktúra; előállításának legegyszerűbb módja az, hogy lézerdióda mindkét rezonátorfelületét AR réteggel vonjuk be. A SOA eszköz olyan gyors lesz, mint amilyen a lézerdióda struktúra volt. Ilyen eszközökből fénnel vezérelt optikai kapcsolók is építhetők, melyek kapcsolási sebessége messze meghaladja az elektronikus kapcsolók által elérhető sebességet [*12]. Az újszerű struktúrákon alapuló diódalézerek számára a másik, nem kevésbé fontos alkalmazási terület, a spektroszkópia; itt a félvezető lézerek által lefedett spektrális tartományban lehetőség adódik egy hangolható, koherens fényforrás alkalmazására [*23].

Bár a nemsztöchiometrikus szilíciumnitrid a kezdeti elvárásoknak megfelelt, a félvezető fényforrások fejlődése miatt a porlasztással leválasztott réteg törésmutatójának szélesebb tartományban, nagyobb pontossággal kellett a technológia rendelkezésére állni. A szilícium-oxinitrid (SiON) beváltotta a hozzáfűzött reményeinket, mert kristályos szilícium target N_2 és O_2 gázkeverékben történő reaktív porlasztásával az 1,45 - 2,05 törésmutató tartományban alacsony abszorpciójú vékonyréteget sikerült előállítani [T3].

Korábban elegendő volt egy lézerdióda hullámhosszának és adatlapjáról a dióda p-n átmenetét magába foglaló aktív réteg összetételének ismerete ahhoz, hogy a dióda hullámvezető rétegének a törésmutatóját meghatározzuk; a 90-es évektől kezdve a bonyolult struktúrák összetétele a gyártók titka maradt. Egy AR réteg törésmutatójának kiszámításához

annak a hullámvezető rétegnek az effektív törésmutatójára van szükség, ahol a lézerműködés alapját képező indukált emisszió létrejön. Ezt a dióda lézereküszöbnél felvett spektrumából határozhatjuk meg. A lézardióda *chip* rezonátorfelületeit minden esetben a hordozó kristályszelet hasításával alakítják ki, tehát ezek kristálytani síkok által meghatározott felületek. Ez a legegyszerűbb rezonátorkonstrukció az ún. Fabry-Perot rezonátor, amely két párhuzamos síktükörből áll és magában foglalja az árammal gerjesztett erősítő közeget. A rezonátorban kialakuló stabil hullámformák, a módusok a különböző hullámhosszúságú állóhullámok, hiszen ezek a rezonátorban többszörös visszaverődés után is konstruktív interferenciára képesek [10]. Ezek frekvenciája egymástól csak kissé különbözik, a szomszédok frekvencia különbsége az L rezonátorhosszal fordítottan arányos: $\delta\nu = c/2n_{eff}L$. Itt a c fénysebesség, $\delta\nu$ a spektrális, vagy más néven módustávolság, melynek reciprok értékét szemléletesen a rezonátor futási idejének nevezik. A rezonátorban lévő erősítő közeg, a dióda aktív rétege a spontán emissziót csak bizonyos energiatartományban képes erősíteni, az ezen kívüli sugárzás számára abszorpciót jelent. Ezt a tulajdonságát az erősítés $\Delta\nu$ sáv szélességével jellemezzük (2.2. ábra). A dióda lézereküszöbnél felvett spektruma a Fabry-Perot rezonátor módusképének és az erősítési profil szuperpozíciója; a módustávolság és a *chip* L hosszának mérésével a hullámvezető effektív törésmutatója a $n_{eff} = \lambda^2/2L\delta\lambda$ kifejezésből kiszámolható.

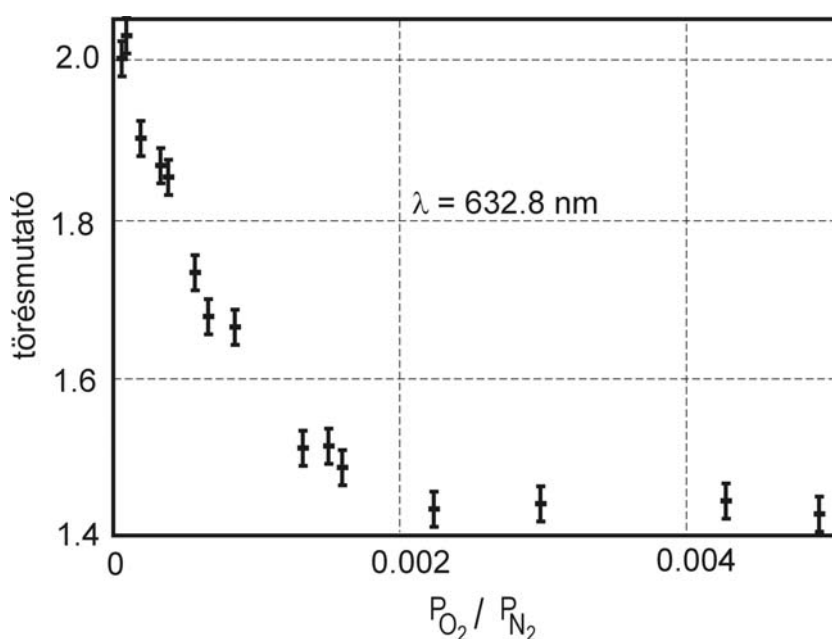


2.2. ábra. a.) Fabry-Perot rezonátor longitudinális móduseloszlása és b.) a módusok erősítő közeg által meghatározott amplitúdó-eloszlása. $\Delta\nu$ az erősítés félérték szélessége.

A porlasztott SiON rétegek törésmutatójának mérésére az MFA-ban több lehetőség kínálkozott. Pontosságával ezek közül is kiemelkedik az ellipszometria, mellyel nem csak a fény visszaverődése során bekövetkező intenzitásváltozást lehet meghatározni, hanem a fázisváltozást is, ami a rétegvastagság igen pontos meghatározását teszi lehetővé akár monoréteg vastagság esetén is. A módszer a polarizációs állapot megváltozását méri a fény

reflexiója során, rendkívül érzékeny nemcsak a felület minőségére, hanem a réteg összetételére. Lohner Tivadar, Petrik Péter gondos mérései és kiértékelései segítségével lehetővé vált a polírozott szilícium kísérőszelvényeken növesztett modellrétegek törésmutatójának nagy pontosságú meghatározására.

A SiN rétegek leválasztására széles körben a kémiai gőzfázisú (*Chemical Vapor Deposition*, CVD) reakciót használják, melynek hozamát plazmakisüléssel növelik (PECVD) [14]. Oxinitridek kis felületű hordozóra történő leválasztására az ionsugaras porlasztás bizonyult a legegyszerűbb technológiának [16]. Lézerdiódák számára AR bevonatként SiON réteget a Z400 (RF) berendezésben növesztettem, targetként a kereskedelemből beszerzett LEYBOLD Ø75 mm, kristályos Si targetet használva. A turbómolekuláris szivattyú 5×10^{-5} Pa végvákuum elérését tette lehetővé, ha a maradék gáz víztartalmát folyékony nitrogént tartalmazó kifagyasztóval csökkentettem. A porlasztáshoz nagytisztaságú (99.999 %) nitrogénből és oxigénből álló keveréket használtam, melynek együttes nyomása 2-3 Pa volt. A nitrogén gázt precíziós tűszelepen, a kis mennyiségű reaktív oxigén adalékot pedig néhány tized ml/perc sebességgel, digitális áramlásmérővel szabályozott (*flow control*) szelepen keresztül jutattam a recipiensbe. A targeten a kb. 240W RF teljesítmény 1500V-os katód feszültséget hozott létre. A vízzel hűtött mintatartó 50 mm-re helyezkedett el a targettől. Ilyen feltételekkel 7nm/perc körüli rétegnövekedési sebességet lehetett elérni.



2.3. ábra. Porlasztott SiON törésmutatójának változása az oxigén parciális nyomásának függvényében $\lambda = 632,8\text{nm}$ -en.

A 2.3. ábrán a katódporlasztott SiON réteg törésmutatóját ábrázoltam, a porlasztáshoz használt oxigén, illetve nitrogén gáz parciális nyomás hányadosának függvényében. Látható, hogy a törésmutató monoton csökken az oxigén adalék parciális nyomásának növekedésével. Oxigén nélküli plazmában porlasztva a törésmutató $n=2,05$, azaz a sztöchiometrikus szilíciumnitrid törésmutatója [15]. A görbe kezdeti szakasza meredeken változik, tehát a törésmutató nagyon érzékeny az oxigéntartalomra. Ezzel szemben a törésmutató értéke

gyakorlatilag nem változik, ha a parciális nyomások hányadosa (P_{O_2}/P_{N_2}) meghaladja a 0,002-t. Értéke 1,45; ami az amorf szilíciumdioxid törésmutatója. A törésmutató a plazmát alkotó gázok arányától függ, együttes nyomásuktól, a 2-3 Pa tartományban, független. Ez a tény jelentősen leegyszerűsíti a kívánt O_2 parciális nyomás beállítását. A rétegek optikai abszorpcióját CARY 17 spektrofotométerrel mértük. Az abszorpció együttható a fotonikában fontos 800-1600nm-es hullámhossz-tartományban mindvégig kisebb, mint 2×10^{-3} ; mely összemérhető a nemstöchiometrikus SiN-en, 790 nm-en mért értékkel (lásd 2.1. ábra).

A szokásos 50 mm-es target távolságnál 2-3 Pa nyomású plazmában az $P_{O_2}/P_{N_2} = 0,002$ parciális nyomás arány esetén kapjuk a SiO_2 törésmutatót, azaz a határesetet jelentő értéket [T3]. A plazma ezrelékes oxigén tartalma utal a folyamat reaktív jellegére; ez a kis mennyiség elegendő a leválasztott anyag kémiai összetételének megváltoztatására. A nemstöchiometrikus SiN (előző fejezetben ismertetett) porlasztása esetén, a gázkomponensek tág határok közt történő változtatásával, csupán annak sztöchiometriája változott. Valószínű, hogy a reakció a gáztérben, vagy a szubsztrát felületén jön létre, hiszen a plazma anyagát argonra váltva, amorf szilícium réteget porlaszthatunk (lásd a 3. fejezet). A hordozó felületén végbemenő reakció mutatható ki az ionsugaras porlasztás által leválasztott SiON rétegek vizsgálatával is [16].

3. Amorf szilícium (a-Si) és szilícium-oxinitrid vékonyrétegek

A szilícium-oxinitrid (SiON) különös jelentőségű anyag az optoelektronikai eszközök és az integrált optika számára, mert összetételével törésmutatója egy adott tartományban folyamatosan változtatható. Ez az a tulajdonság, ami miatt reflexiócsökkentő (AR), illetve növelő (*High Reflection*, HR) bevonatok készítésénél felhasználják. Kis mechanikai feszültsége, oxidációval szemben mutatott ellenálló képessége, valamint szilícium-barát technológiája tovább bővíti mikroelektronikai alkalmazási területét.

Nemcsak maga a SiON réteg, hanem más anyaggal kombinálva kialakított sokrétegű szerkezetek, a multirétegek vizsgálata egy perspektivikus kutatási feladat. A néhány nanométer vastagságú rétegekből álló szerkezetek, a jelen levő nagyszámú réteghatárnak és a mesterséges periodicitásnak köszönhetően, alacsony dimenziójú rendszernek tekinthetők. Ezek a rendszerek új fizikai tulajdonságokat mutathatnak a homogén tömbi anyaghoz képest, és az alkalmazások szempontjából a kívánt különleges tulajdonságoknak megfelelően tervezhetők. A multirétegek növesztésénél felmerülő problémák vizsgálatára ideális anyagnak tűnik az amorf szilíciumból (a-Si) és SiON-ból álló rétegszerkezet.

Különböző technológiákkal (pl. PECVD) viszonylag egyszerűen előállítható egy néhány nanométer vastagságú SiON dielektrikumból és a-Si, vagy a-Ge-ből álló sokrétegű szerkezet, ami egy új típusú fotolumineszcens eszköz alapjául is szolgálhat. Ismeretes, hogy az összetétel-modulált félvezető multiréteg, a kvantum-gödör-szerű sáv szerkezete miatt, a látható, vagy a közeli infra hullámhossz tartományban fénykibocsátásra lehet képes. A tömbi anyag sáv szerkezetének felhasadása a periodikus szerkezetben a kvantumhatárolás (*quantum confinement*) következménye [17]. A hidrogént tartalmazó a-Si és a-Ge tartalmú multirétegek lumineszcenciájával [18, 19] kapcsolatban számos vizsgálat történt, amelynek során, a kristályos szuperrácsokhoz hasonlóan, sikerült kimutatni a *confinement* kvantummechanikai hatását; nevezetesen a csúcsok magasabb energiák felé történő tolódását. A katódporlasztással leválasztott rétegekkel kapcsolatos vizsgálataim során nyilvánvalóvá vált, hogy ez a technológia is alkalmas homogén, egyenletes vastagságú periodikus rétegstruktúra létrehozására [*13]. Keresztmetszeti transzmissziós elektronmikroszkópia (TEM) segítségével igazoltuk, hogy a porlasztott a-Si és SiON amorf rétegek jól elkülönült határokkal (*interface*) növeszthetők, így felmerült egy egyszerű technológiával elkészíthető amorf rétegekből álló lumineszcens eszköz megvalósításának lehetősége is. Optikában a viszonylag vastag védő-, vagy reflexiómódosító-bevonatok számára a porlasztás széleskörűen elterjedt technológia, hiszen a leválasztott rétegek kiváló minőségű felületekkel rendelkeznek. A multiréteg szerkezet növesztése minőségileg különböző probléma, mivel a vékony rétegek egymásra növesztése esetén előfordulhat, hogy az egyes rétegek felületi hibái, egyenetlenségei összeadódnak.

3.1. Az a-Si és SiON rétegekből álló szerkezet porlasztása; a-Si vizsgálata ellipszometriával

Különböző anyagokból álló rendszerek vizsgálatára kézenfekvő anyagválasztás volt az *egy targetből, reaktív módon porlasztott kétféle anyag*, az a-Si és SiON filmekből álló szerkezetek

növesztése. Ez az anyagrendszer egyrészt alkalmas a közeli-infra tartományban reflexiónövelő (HR) bevonatok porlasztására, másrészt az ellipszometria számára olyan modell szerkezetek készíthetők, melyek tanulmányozása során szerzett tapasztalatok a hasonló összetételű rendszereken végzett mérések kiértékelésében jelentenek segítséget. A megfelelő minőségű határfelületekkel rendelkező réteg-párokból álló szerkezet a lumineszcens kísérletek alapjául szolgálhat.

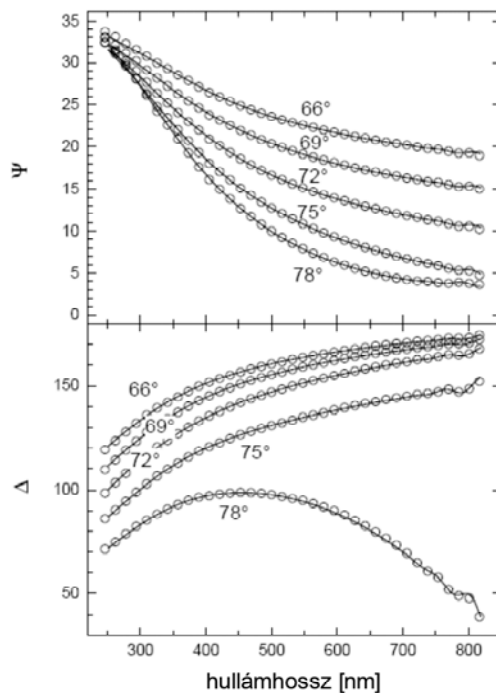
Az a-Si-t és SiON-t rétegeket kristályos Si targetből (LEYBOLD, félszigetelő) növesztettem úgy, hogy a recipiensbe felváltva nagytisztaságú argon, illetve nitrogén gázt vezettem a precíziós tűszelepen keresztül. A gázcserét minden esetben gondos evakuálás előzte meg, ami azt jelentette, hogy az argon, vagy a nitrogén gázt az 10^{-4} Pa végvákuum elérése után eresztettem be a tűszelepen keresztül. Ebben a fejezetben bemutatott minták növesztése során a nitrogén gázhoz, az elektronikus áramlás-szabályozón keresztül, kismennyiségű (0,1 ml/perc) oxigént kevertem. Ezzel a gázkeverékkel stabil összetételű dielektrikumot lehetett porlasztani. A sztöchiometrikus SiN leválasztásához legalább 5×10^{-5} Pa végvákuum elérése szükséges, ami hosszú időt vesz igénybe. Rétegszerkezetek növesztése esetén, hacsak nem a magas törésmutatójú SiN előállítás a feladat, célszerűnek látszott a gázkeverék használata. A plazma begyűjtása után, annak stabilizálódásáig a target nem volt a szubsztrát felett, csak a 2.5 Pa nyomáson kialakuló 1500 V katódfeszültség elérése után forgattam a szubsztrát fölé. A stabilizálódási folyamat néhány perc alatt játszódik le, ami a 1.3. fejezetben leírtak szerint egy rövid idejű előporlasztásnak tekinthető. Ilyen körülmények között a SiON-ra 4, míg az a-Si-ra 7 nm/perces növekedési sebesség a jellemző. Ezeket az értékeket TALYSTEP-es vastagságmérés alapján extrapolálással állapítottam meg, mely mérést egy maszkolt, polírozott szilícium szeletre történt 30 perces porlasztás után végeztem.

A növekedési sebességek meghatározására szolgáló a-Si, illetve SiON réteggel fedett minták lehetőséget adtak a bevonatok optikai paramétereinek meghatározására. A méréseket *Lohner Tivadar* végezte el, Woollam VASE 2000 spektroszkópai-ellipszométerrel (SE) a 300-740 nm-es hullámhossztartományban. A reflexiós ellipszometria a minta felületéről visszavert fény komplex R_p és R_s (a beesési síkba eső és arra merőleges komponens) reflexiós amplitúdóinak hányadosát határozza meg:

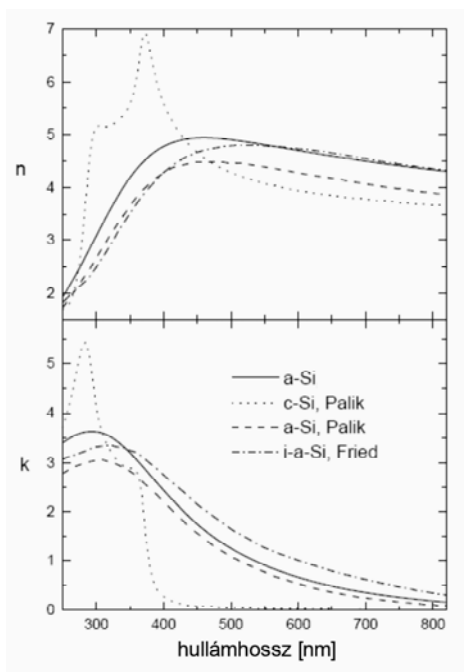
$$R_p/R_s = \tan \Psi \exp(i\Delta),$$

Ahol Ψ és Δ az ún. ellipszometriai szögek, fizikai értelmük a reflexiós amplitúdó, illetve a visszavert fény különböző polarizáltságú komponenseinek relatív fáziskülönbsége. A mért detektorjelből a Ψ és Δ paraméterek egyértelműen származtathatók, a mérés célja azonban a vékonyréteg vastagságának és dielektromos függvényének meghatározása. Mivel a mért paraméterek ezeket nem analitikus formában tartalmazzák, az egyenletek nem invertálhatóak. Az $\langle n \rangle = n + ik$ komplex törésmutató meghatározására használt numerikus iterációt végző programot *Polgár Olivér* [20] készítette. A kiértékelés részletei a [T4, T5] publikációkban találhatók, melyekből itt az a-Si-ra vonatkozó eredményeket mutatom be. Az 3.1. ábrán a szilíciumlapkára leválasztott vastag a-Si rétegen mért és erre numerikusan illesztett ellipszometriai spektrum látható, több beesési szög esetén. A numerikus illesztés egy olyan rétegmodell esetén adja a legjobb egyezést, amely réteg felülete „érdes”. A felületi érdességet

a modell egy 6,4 nm vastag, üreges réteggel veszi figyelembe, amelyben az üreg – szilárd anyag térfogat aránya 32% .



3.1. ábra. a-Si rétegen mért (körök) és erre numerikusan illesztett (folyamatos vonal) ellipszometriai spektrum, különböző beesési szög esetén.

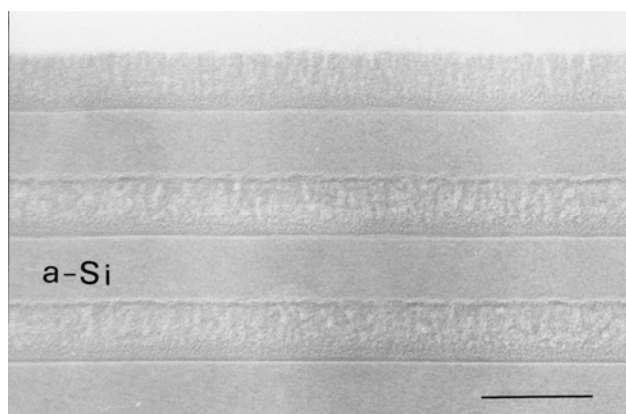


3.2. ábra. Az illesztett spektrumból számolt törésmutató és extinkciós együttható a hullámhossz függvényében (folytonos vonal, más szerzők eredményei lásd a szöveg).

Az 3.2. ábrán az illesztett spektrumból számolt törésmutató és extinkciós együttható látható a hullámhossz függvényében, a folytonos vonal az érdes felületi modellhez tartozó optikai paraméterekhez tartozik. A 3.2. ábra feltünteti más szerzők eredményeit is (szilánból leválasztott a-Si és kristályos c-Si *Palik* [21]; implantált a-Si *Fried* [22]). Az ábrából azt a következtetést vonhatjuk le, hogy az általam porlasztott a-Si törésmutató hullámhosszfüggése az irodalomban található adatokkal jó egyezést mutat. A numerikus illesztésnél figyelembe vett felületi érdesség az itt ismertetett porlasztási technológiából adódó sajátosság, nyilvánvalóan a réteg tömörségével hozható kapcsolatba. Figyelembe véve, hogy az atomi távolság 0,2 nm körüli érték, az érdesség 30 atomsorra korlátozódik, 30%-os kitöltöttséggel. A 5. fejezetben bemutatott AFM felvételekből látni fogjuk, hogy a porlasztott a-Si rétegfelület „érdes” jellege inkább az ellipszometria rendkívüli felbontóképességére, mintsem a porlasztási technológiára jellemző tulajdonság.

3.2. a-Si és SiON rétegekből álló szerkezet TEM vizsgálata

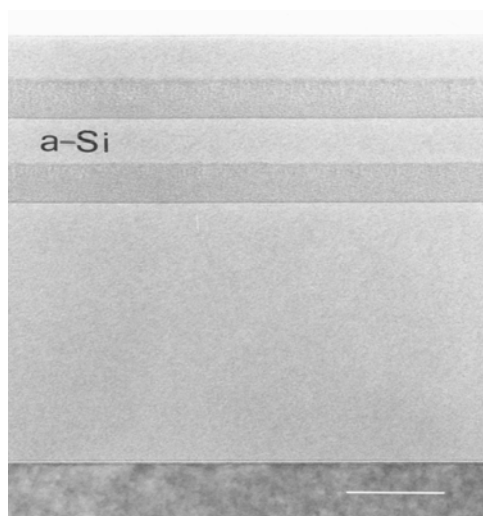
Az a-Si és SiON rétegekből álló mintákon *Cesare Frigeri* (IMEM, Párma) készített TEM felvételeket. A JEOL 2000FX mikroszkópon végzett vizsgálat célja a különböző porlasztott rétegek vastagságának megmérése, valamint a határátmenetek minőségének meghatározása volt. Az itt megadott rétegvastagságok TEM-mel mért értéke, valamint a mérés hibája a minta legalább 10 különböző tartományáról készített felvételekről meghatározott értékek átlagértéke, illetve szórása. [T4].



3.3. ábra. Félszigetelő targetból porlasztott SiON/a-Si rétegek TEM felvétele. A 185 nm vastag puffer-réteg csak részben látható. A marker 50 nm.

Az 3.3. ábra egy szilíciumlapkára porlasztott 185nm vastag a-Si átmenetre (puffer) növesztett két a-Si és három SiON réteget mutat be. Az a-Si rétegvastagsága 27, a SiON rétegé 29 nm, a szórás $\pm 5\%$. A minta növesztésénél a kereskedelemből beszerzett LEYBOLD Ø75 mm, félszigetelő, kristályos Si targetet használtam. A képen látható, hogy a puffer-rétegre porlasztott első SiON réteg felülete kissé hullámos és feldurvult, annak ellenére, hogy a puffer-réteg felülete sima. A kb. 52 nm periódushosszú (a réteg-pár vastagságával

összemérhető) hullámosodás megismétlődik a második a-Si réteg feldurvulástól mentes határán. Ahogy távolodunk a pufferréteg felületétől, a hullámosodás amplitúdója növekszik és – becslésem szerint - eléri a 2 nm-t, a második pár SiON/a-Si határán.

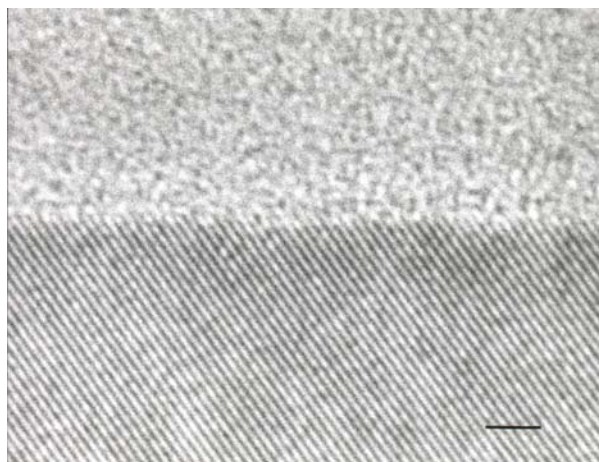


3.4. ábra. Foszfórral adalékolt, n típusú targetból porlasztott SiON/a-Si rétegek. A TEM felvételen a 155 nm vastag pufferréteg is látható. A marker 50 nm.

Az a-Si elektronikus eszközben való felhasználására gondolva felmerült az igény arra, hogy a többségi töltéshordozók vezetési mechanizmusának (szennyezési vezetés) biztosítása érdekében a rétegnek adalékanyagot is kell tartalmaznia. Ezért a növesztésénél targetként n-típusú, foszfórral (P) erősen adalékolt (3-5 Ωcm) Ø75mm, (100) kristályos polírozott szilícium szeletet használtam. Az 4.1. fejezet, a Schottky átmeneteket tárgyaló rész vizsgálatai szerint a porlasztás folyamán a target P-tartalma beépült a rétegbe, azaz ily módon az adalékolás megoldottnak tekinthető. Feltételezhetjük, hogy ez a beépülési mechanizmus vonatkozik a SiON rétegre is. A 3.4. ábra az előző mintához (3.3. ábra) hasonló szerkezetet mutat be, itt az a-Si rétegvastagsága 24, míg a SiON-é 25 nm, a szórás $\pm 5\%$. Látható, hogy a rétegek határfelületei hullámzástól mentesek, annak ellenére, hogy erről a mintáról készített nagyfelbontású, ún. HRTEM felvételen (3.5. ábra) a kristályos szilícium szubsztrátfelület kissé hullámosnak tűnik. Az adalékolt targetból porlasztott SiON réteg határfelülete kevésbé feldurvult, mint az előző változat. Megállapíthatjuk (a 3.4. ábra tanúsága szerint), hogy a foszfórral adalékolt a-Si réteg hatásosan függetleníti a porlasztott réteghatárokat a kiindulási felület, valamint az SiON réteg egyenetlenségeitől [*19, T4].

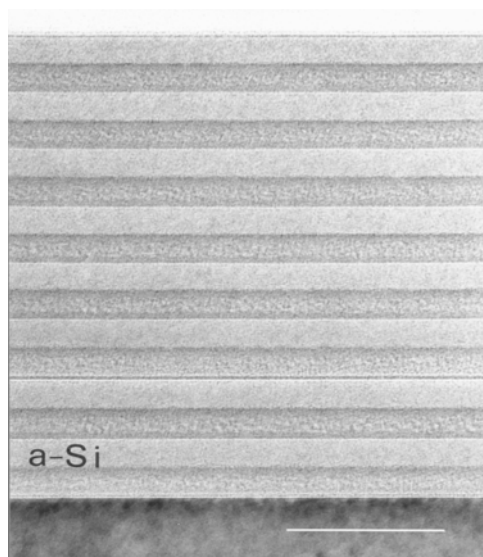
Az adalékolt targetból porlasztott rétegszerkezet határfelületeinek jobb minőségét a SiON rétegbe beépülő, targetból származó P atomok jelenlétével magyarázhatjuk. Mivel a P diffúziója a SiON-ban korlátozva van [23] (hasonló a bór viselkedése [24]), továbbá a porlasztás folyamán a réteg hőmérséklete sem emelkedik jelentősen, feltételezhető, hogy a P atomok a dielektrikum növekedése közben nem diffundálnak annak felületére. A P beépülése a Si helyére, a Si intersticiós atomok számának növekedését jelenti. A SiON réteghatáron a Si intersticiós atomok diffúziójukkal segíthetik a befogódó O és N atomok optimális elhelyezkedését. Ezért az adalékolt targetból porlasztott rétegfelületet kevésbé borítják atomi

lépcsők és az ezeken lévő törésekből álló alakzatok, a felület egyenetlenségei kisebbek, mint a felszigetelő targetból történő porlasztás esetén.



3.5. ábra. A 3.4. ábrán látható puffer/c-Si réteghatár $\langle 011 \rangle$ HRTEM felvétele. Jól láthatóak a c-Si (111) rácssíkjai. A marker 2 nm.

Vékonyabb (kb.10 nm) SiON/a-Si rétegekből növesztett rendszert mutat be a 3.6. ábra. A porlasztás adalékolt targetból történt, a-Si puffer nélkül. Hasonlóan az előzően bemutatott mintához, a rétegek éles, sima határátmenetekkel rendelkeznek. Kivételt képez a második a-Si és a harmadik SiON réteg határa; a növesztést itt meg kellett szakítani. A minta kb.10 órán (egy éjszakán) keresztül a kikapcsolt berendezésben maradt, melynek vákuuma 5-6 Pa-ra

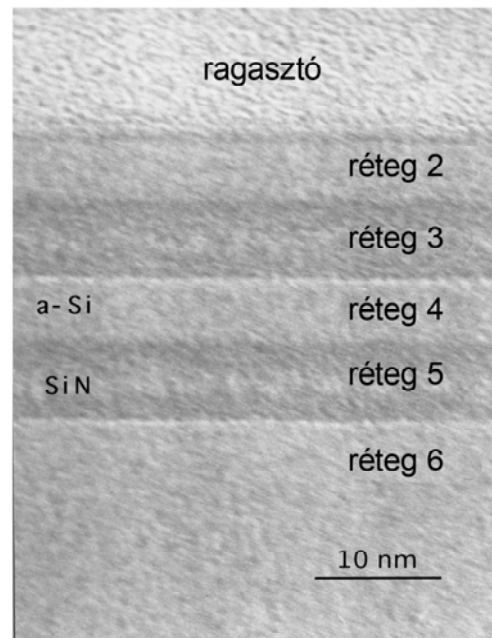


3.6. ábra. Foszfórral adalékolt, n típusú targetból porlasztott nyolc SiON/a-Si rétegpár. Az 5. réteghatár hibáját a szöveg említi. A marker 50 nm.

romlott. Eközben egy vékony *natív oxid* (Si_xO_y) alakult ki a TEM felvétel tanúsága szerint. Figyelemre méltó, hogy ennek ellenére a további rétegek változatlanul éles határátmenetekkel növekedtek.

Az előzőekben bemutatott TEM felvételek segítségével igazoltam, hogy a porlasztott a-Si és SiON amorf rétegek jól elkülönült határokkal növeszthetők, a technológia alkalmas homogén, egyenletes vastagságú periodikus rétegstruktúra létrehozására [T4]. A rétegszerkezetről felvett ellipszometriai spektrumok kiértékeléséhez szükség van az összetevőkön mért spektrumokra. Ezek közül az a-Si-t részletesen (lásd 3.2. ábra) ismertettem, mert a dolgozat 4. fejezetében is felhasználok erre vonatkozó SE eredményeket. Az előző fejezetben bemutatott SiON minták részletes SE mérései rendelkezésünkre álltak, bemutatásuk itt nem szükséges.

Az SE vizsgálatok TEM eredményeivel történő összehasonlítás számára a minél vékonyabb rétegekből álló szerkezet az érdekes. Tekintve, hogy a SiON-ra 4, míg az a-Si-ra 7 nm/perces növekedési sebesség a jellemző, az a-Si réteg növesztéséhez szükséges rövidebb idő a meghatározó. A modell szerkezetéhez - itt először - mindössze egyperces a-Si növesztési időt választottam. A minta TEM felvételét a 3.7. ábrán mutatom be. Az n típusú, P-t tartalmazó targetből két pár vékony SiON/a-Si réteget porlasztottam, miután egy polírozott szilíciumszeletre egy 120 nm vastag a-Si puffer réteget növesztettem. Megállapítottam, hogy ilyen rövid idő alatt is jól elkülönülő rétegek növeszthetők, és az ennél vékonyabb rétegvastagság eléréséhez célszerű a rétegnövekedés sebességét (pl. a porlasztó RF teljesítményének csökkentésével) csökkenteni.



3.7. ábra. Az ellipszometriai vizsgálatok számára készített modell szerkezet TEM felvétele.

A rétegszerkezeten mért ellipszometriai spektrum kiértékeléséhez *Lohner Tivadar* és *Petrik Péter* többréteges optikai modellt konstruált. [T5]. A kiértékelés eredményét, a TEM felvételekről meghatározott vastagságértékekkel együtt, a 3.1. táblázat mutatja be. Az általuk

mért és illesztett SE szögek spektruma a legjobb egyezést egy, a rétegszerkezet tetején lévő 0,5 nm vastag *natív oxid* réteg feltételezése után mutatta. Ez a réteg minden levegővel érintkező szilíciumfelületen kialakul. A TEM felvétel alapján, e spontán módon kialakult réteg vastagsága csupán a növesztett rétegek vastagságának töredéke, a különböző módon mért rétegvastagságok jól egyeznek. Fontos megemlíteni, hogy a mérési adatok illesztése során, az a-Si felületi érdességet figyelembe vevő, üreges réteget is feltételező modellre nincsen szükség [T5]. Az adalékolt targetből porlasztott, néhány nm vastagságú rétegek esetén az ellipszometria közvetett módon veszi figyelembe a P adalék hatását a felület minőségére.

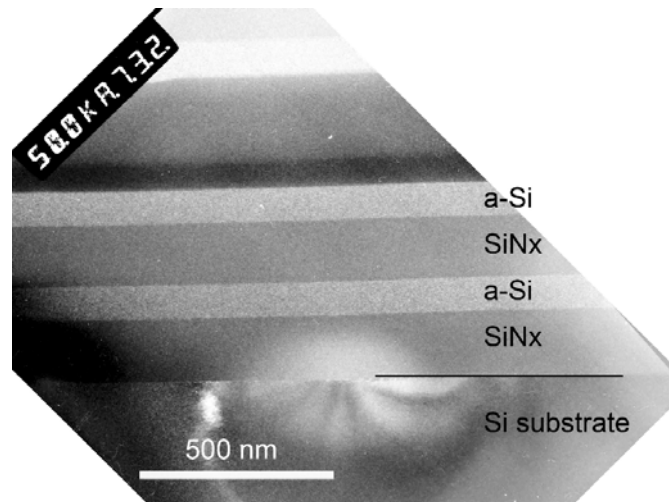
Réteg szerkezet	Vastagság (nm)	
	SE	TEM
1. Felületi oxid	0.5 ± 0.9	
2. a-Si	4.6 ± 0.3	5.4 ± 0.3
3. SiN	7.7 ± 0.6	7.1 ± 0.3
4. a-Si	4.6 ± 0.3	5.3 ± 0.3
5. SiN	7.7 ± 0.6	7.1 ± 0.3
6. a-Si puffer	119 ± 2	115 ± 3
c-Si szubsztrát		

3.1.táblázat. A 3.7. ábrán látható szerkezet rétegvastagságai az SE mérés, illetve a TEM felvételek alapján.

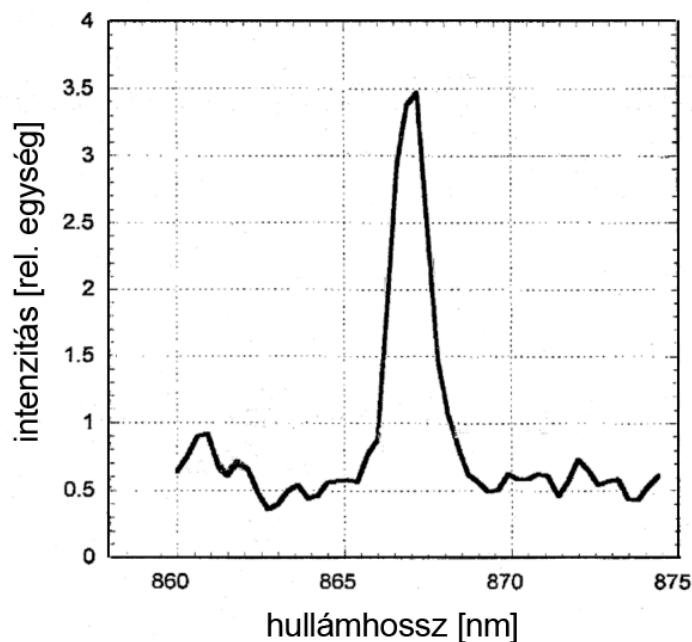
3.3. SiON/a-Si struktúrák alkalmazása

Az optoelektronika egyik legfontosabb eszköze, a lézerdíoda egy olyan félvezető struktúra, melyben nyitóirányú áram hatására a p-n átmenetet tartalmazó aktív rétegben sugárzásos rekombináció jön létre. A kristálytani irányban hasított lapkák közötti heterostruktúra a fényerősítő közeg; a kristálytanilag pontosan párhuzamosan hasított lapkák egy Fabry-Perot rezonátort alkotnak. Ha a rezonátorban a töltéshordozó- és fotonsűrűség elegendően nagy, az egyes elektron-lyuk párok sugárzása indukált emisszióval egymáshoz kapcsolódik. A spontán sugárzásnak indukált sugárzásba való átmenete (a lézerküszöb) után az optikailag szimmetrikus rezonátorból, annak tengelye mentén, mindkét irányba azonos teljesítményű, koherens fénysugár lép ki. Ha az egyik rezonátorfelületre reflexiócsökkentő, a másikkra pedig HR bevonatot készítünk, akkor a csökkentett reflexiójú rezonátorlapkán nagyobb teljesítményű sugárzás lép ki. Az MFKI-ban, 1994-ben gyártott InGaAsP aktív rétegű lézerdíoda [*14,*15] egyik rezonátorlapkájára 1,87 törésmutatójú, közel $\lambda/4$ vastagságú reflexiócsökkentő SiON réteget porlasztottam. Így az 1220 nm hullámhosszon működő diódalézer 310 mA munkaponti áramnál 120 mW teljesítmény kibocsátására volt képes. A

másik, a dióda teljesítményének monitorozására szolgáló rezonátorfelületre, két SiON/a-Si rétegpárból álló HR bevonatot növesztettem, ezáltal a lézerdióda küszöbárama néhány százalékkal csökkent. A 160, illetve 90 nm vastag rétegből álló, 80% reflexióképességű [*14] struktúra TEM felvételét a 3.8. ábrán mutatom be.



3.8. ábra. SiON/a-Si rétegpárokból álló HR bevonat.



3.9. ábra. A 3.6. ábrán bemutatott szerkezet 16,5 °K-n mért fotolumineszcens spektruma. A félértékszélesség 1,8nm.

A jelen fejezetben bemutatott technológiával sikerült előállítani egy néhány nanométer vastagságú amorf szilíciumból és SiON dielektrikumból álló sokrétegű szerkezet, így felmerült egy egyszerű technológiával elkészíthető amorf rétegekből álló lumineszcens eszköz megvalósításának lehetősége. Ismeretes, hogy összetétel-modulált félvezető multiréteg a *quantum confinement* eredményeképp a látható, vagy a közeli infravörös hullámhossz

tartományban fénykibocsátásra lehet képes. A 3.6. ábrán bemutattam az n típusú Si targetből porlasztott nyolc SiON/a-Si rétegpár TEM felvételét. 2000. év májusában, a pármai MASPEC intézetben (jelenleg IMEM) tett látogatásom alkalmával ezt a mintát 20 mW-os argon lézerrel megvilágítva, 16,5 °K hőmérsékleten fotolumineszcens mérést végeztem. A minta 854 nm-en, 1,8 nm félértékszélességű (FWHM) közeli infravörös tartományba eső sugárzást bocsátott ki (3.9. ábra). A szobahőmérsékleten megismételt mérés eredménytelen volt. Ez az 1,43 eV-os lumineszcens jel megfelel a tömbi a-Si által, hasonló körülmények közt kibocsátott szélesebb spektrum - csak alacsony hőmérsékleten mérhető - csúcsának [25]. A spektrum általam mért elkeskenyedését a periodikusan ismétlődő, véges vastagságú SiON/a-Si határátmeneteket figyelembe vevő modellel magyarázhatjuk [18]. Természetesen az egyetlen hőfokon végzett mérés eredményével, a SiON/a-Si nanorétegek vastagságát figyelembe vevő *quantum confinement* effektust nem lehet azonosítani. A fénykibocsátás mechanizmusának megértéséhez különböző vastagságú rétegekből álló mintasorozat fotolumineszcens spektrumát szükséges megvizsgálni. A nagyobb lumineszcens hatásfok elérése érdekében célszerűnek látszik a H-nel adalékolt (4. fejezet), valamint egy több (min. 50) rétegű változat elkészítése és mérése. Bár ez a kísérletsorozat akkor megszakadt, az érdeklődés az RF porlasztással megvalósítható SiGe multiréteg szerkezetek irányába fordult.

4. Hidrogént tartalmazó amorf SiGe réteg

Az előző fejezetben megmutattam, hogy jó minőségű határfelülettel rendelkező a-Si és SiON réteg növeszthető kristályos szilícium targetból. Az a-Si a közeli infra tartományban, 1 μm -os hullámhossz felett átlátszó, magas törésmutatójú anyag; ezt a tulajdonságát használtam fel arra, hogy lézerdiodák számára HR bevonatot és ellipszometriai mérések számára jól modellezhető szerkezetet növelessék. A rétegnövesztések eredményeinek láttán, *Horváth Zsolt József* kollegám javasolta, hogy a-SiGe réteget állítsak elő elektromos vizsgálatok számára. Ő és munkatársai nagy tapasztalattal rendelkeznek a viszonylag egyszerű technológiával előállítható Schottky diódák vizsgálata terén.

4.1. Az a-SiGe:H alapú Schottky dióda

Ha egy fém és egy félvezető anyag érintkezésbe kerül egymással, a létrejövő kontaktus egyenirányító jellegű lesz. Ezt a fém-félvezető kontaktust nevezzük Schottky átmenetnek [26]. A fém-félvezető átmenetek egyenirányító jellege több mint 130 éve ismert. A félvezető technológia fejlődésével a Schottky átmenetek szerepe nem szorult háttérbe, ugyanis az ezen alapuló eszközök több szempontból előnyös tulajdonságokkal rendelkeznek a többi, más technológián alapuló eszközökkel szemben (gyorsaság, hővezetés, egyszerűség). Az amorf SiGe alapú eszközök, a töltéshordozók nagy mozgékonyasága miatt, elsősorban a nagyfrekvenciás (mikrohullámú) áramkörökben terjedtek el széleskörűen.

Az elektronikus eszköz alapját képező amorf réteg porlasztásához – mivel kereskedelmi forgalomban akkor még nem volt kapható – speciális targetet kellett készítenem. A targetnek szilíciumon és germániumon kívül, a többségi töltéshordozók vezetési mechanizmusának (szennyezési vezetés) biztosítása érdekében, adalékanyagot is kellett tartalmaznia. 1999-ben Berlinben tett látogatásom során, az Institut für Kristallzüchtung munkatársától, *N. Abrosimov*tól, néhány 50 mm átmérőjű, p-típusú (B-ral adalékolt) SiGe egykristály szeletet kaptam. A kristály, *N. Abrosimov* tájékoztatása szerint, kb. 9% Ge-t tartalmazott, vezetőképessége nem volt ismeretes. A 3 mm vastag, (100) SiGe kristályt ugyanilyen orientációjú, B-ral adalékolt (p-típusú), 5-7 Ωcm -es szilícium szeletre rögzítettem. A jó hőelvezetés biztosítása érdekében indiumfóliát használtam (4.1. ábra).



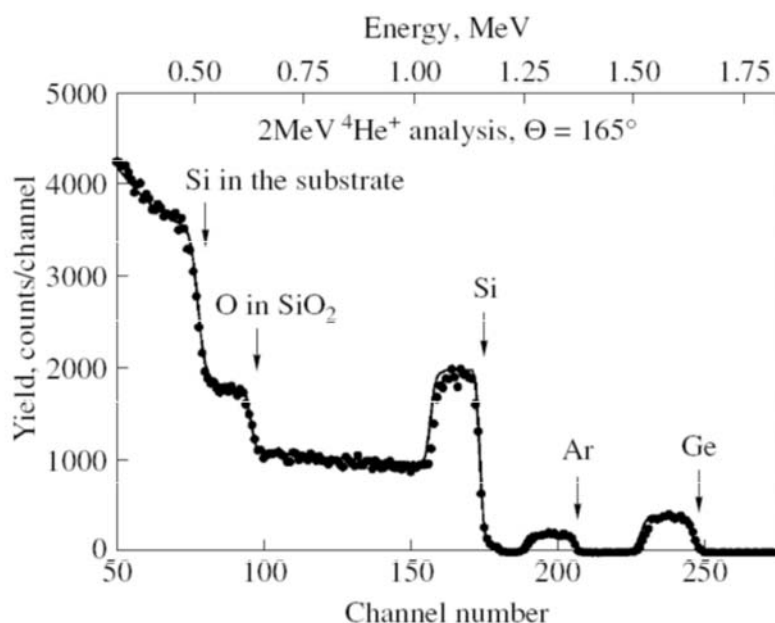
4.1. ábra. A targetként használt szilíciumszeletre rögzített SiGe egykristály fényképe.

A SiGe kristály „kiegészítésére” azért van szükség, mert teljes takarás nélkül a porlasztó-berendezés 75 mm átmérőjű fémről készült target-tartója is porlasztódna, szennyezve ezáltal a leválasztott réteget. Az így előkészített p-Si+SiGe target az alsó target-tartóra, a szubsztrátok pedig a felső, fűthető mintatartóra kerültek.

A Schottky dióda alapjául szolgáló amorf réteget egy 1 μm vastag termikus oxiddal fedett (vezetőképesség mérésnél elválasztó) szilícium szubsztrátra p-Si+SiGe targetból növesztettem úgy, hogy a recipiensbe a 2,5 Pa nyomás eléréséhez szükséges nagytisztaságú argon gázáramot biztosítottam a precíziós tűszelepen keresztül. A plazma begyűjtása után, annak stabilizálódásáig a szubsztrát nem volt a target felett, csak a 2.5 Pa nyomáson kialakuló 1500 V katód feszültség elérése után forgattam a target fölé. A stabilizálódási folyamat ez esetben is néhány perc alatt játszódik le. Az ismertetett körülmények között leválasztott réteg növekedési sebessége 8 nm/perc volt.

A porlasztott rétegszerkezet atomi összetételét Rutherford visszaszórásos (RBS) méréssel állapítottuk meg. A mérést *N. Q. Khanh* és *Zolnai Zsolt* kollégáim végezték a Van de Graaff gyorsító 2 és 3,5 MeV-os He^+ nyalábjával. Az a-Si réteg Ge tartalmát munkatársaim a *Kótai Endre* által kifejlesztett RBX programmal határozták meg [27]. Az 4.2. ábrán egy p-Si+SiGe targetból Ar plazmával porlasztott rétegen mért RBS spektrum látható.

A spektrumon jól elkülönülnek a porlasztott réteget alkotó Si, Ge és Ar összetevők által generált csúcsok. A csúcsok határozott platója arra utal, hogy a mért összetevő homogén eloszlású a vizsgált rétegben. A spektrumon megjelenik a szubsztrát, valamint a termikus oxid Si, illetve O csúcsa is. A mérés, ismerve a SiO_2 atomsűrűségét, valamint az oxidréteg tényleges vastagságát, nemcsak hogy jól kalibrálható, de a porlasztott réteg vastagsága is meghatározható.

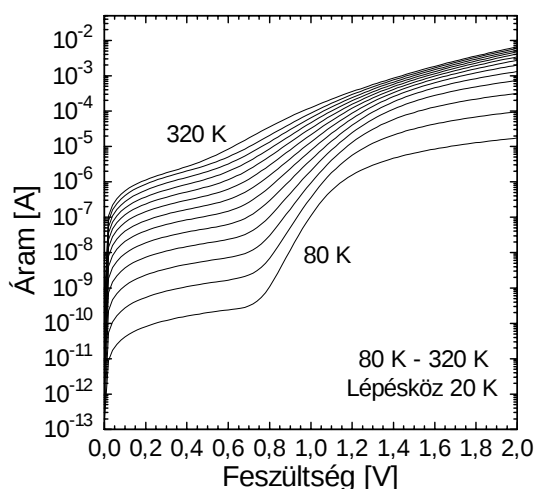


4.2. ábra. p-Si+SiGe targetból Ar plazmával porlasztott réteg RBS mért spektruma (pont) és az RBX szimuláció eredménye (folyamatos vonal) látható.

A 4.2. ábrán bemutatott p-Si+SiGe targetból növesztett amorf réteg Si/Ge/Ar összetétele 90,5/3,5/6 %-os eloszlású. Figyelembe véve, hogy a 9% Ge-t tartalmazó target-rész a teljes target felületének csupán 44%-a volt, az elért Ge tartalom a két targetfelület egyenletes porlódásának és a homogén beépülésnek tulajdonítható. Nyilvánvaló, hogy az Ar beépülése elkerülhetetlen [28], de a beépült mennyiséget csökkenteni szükséges. Első próbálkozásként a szubsztrátot a porlasztás folyamán 240 °C- ra fűtöttem, de az így növesztett minták RBS spektrumai a kívánt változást, az argontartalom csökkenését, nem mutatták.

A Schottky diódák számára n- és p-típusú Si hordozóra (termikus oxid nélküli) a 900 nm vastag SiGe réteget különböző kémiai előkészítés után porlasztottam. Az egyik esetben a hordozó tiszta acetonban volt forralva háromszor 5-5 percre a porlasztás előtt. A másik felületkezelés esetében először H₂SO₄ és H₂O₂ 1:1-es elegyében tartották a szeleteket 30 percre, majd egy percre HF 1:20 vizes oldatában marattak [*17, 29]. A hátoldali ohmos és az előoldali 0,8×0,8 mm-es Schottky kontaktusok Al párologtatásával készültek.

A Schottky átmenet készítése és vizsgálata fontos egy újonnan előállított félvezető anyag esetén, ugyanis ezek viszonylag könnyen elkészíthetőek, ugyanakkor sok információ kapható magáról az anyagról, az elektromos paraméterek mérése alapján. A Schottky dióda egyenirányító tulajdonsága a fém-félvezető határfelületen létrejövő potenciálgáttal kapcsolatos. A dióda áram-feszültség karakterisztikája a félvezető anyag fizikai paramétereitől, továbbá a kialakult gátmagasságtól függ. Az áramot - a p-n átmenettel rendelkező eszközökkel ellentétben - alapvetően a többségi töltéshordozók mozgása szolgáltatja. A dióda nyitó irányú karakterisztikája a következő folyamatok révén alakulhat ki: a.) a többségi töltéshordozók termikus emissziója a potenciálgát fölött; b.) alagúteffektus; c.) rekombináció a határfelületen kialakuló tértöltési tartományban [26]. Legegyszerűbb esetben a potenciálgát feletti termikus emisszió dominál. Ez a folyamat két részből áll: a többségi töltéshordozóknak a tértöltési tartományon való áthaladásából, és a fémbe történő termikus emissziójából. Ha a tértöltési tartományon való áthaladó töltéshordozók járuléka jelentős, diffúziós árammechanizmusról beszélünk. A Schottky diódák vizsgálatával Horváth Zsolt József doktori értekezése [30] részletesen foglalkozik, itt csupán az általam porlasztott rétegeken készített diódákkal kapcsolatos eredményekre térek ki



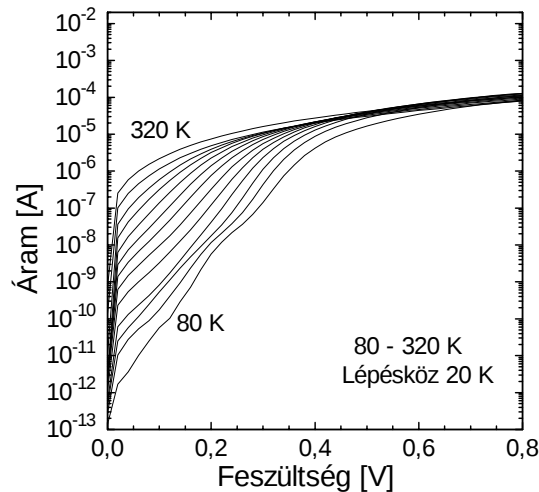
4.3. ábra. A 900 nm vastag, p-típusú hordozón, 3,5% germániumot tartalmazó a-SiGe rétegen készült Al Schottky átmenet áram-feszültség karakterisztikája a hőmérséklet függvényében.

A p-típusú hordozón Ar plazmában porlasztott, 3,5% Ge-t tartalmazó 900 nm vastag, a-SiGe rétegen készített Al Schottky átmenet áram-feszültség karakterisztikája a 4.3. ábrán látható. A karakterisztikák négy jól elkülönülő szakaszból állnak. Az első, kisáramú ohmikus szakaszt a diffúziós mechanizmus dominálja, a második, meredek szakasz pedig az alkalmazott Al elektróda és az amorf réteg határán kialakuló Schottky potenciálgát fölötti termikus emisszióknak felel meg. Termikus emisszió esetén a töltéshordozók (jelen esetben lyukak) a potenciálgát fölött jutnak át a félvezetőből a fémbe, a diffúziós áram esetében pedig a félvezetőben a Fermi-szint környékén elhelyezkedő energiaállapotokon keresztül tunneleznek az elektromos tér segítségével [31, 32]. Ha az Al kontaktus és az amorf félvezető réteg határfelületén lévő energiaállapotok eloszlása különböző, akkor a gátmagasság laterális inhomogenitásáról beszélünk [29, 31]. A harmadik, nagyáramú nem ohmikus szakaszban belép a tértöltés áramkorlátozó hatása, a negyedik, nagyáramú ohmikus szakaszban pedig a soros ellenállás korlátozza az áramot [*18,*19].

Az amorf anyagi tulajdonságokat meghatározó sajátosság az, hogy ezekben az anyagokban hiányzik a hosszú távú rendezettség, és jellemző rájuk a belső feszültségből adódó telítetlen kötések (*dangling bond*) létezése. Bármilyen telítetlen kötés lokalizált elektronállapotot hoz létre a félvezető tilossávjában, azaz a hozzátartozó hullámfüggvény csak kis tartományra terjed ki. Az amorf félvezetőben olyan nagy a lokalizált állapotok száma, hogy a tilossáv gyakorlatilag eltűnik, de definiálhatunk egy ún. látszólagos tilossávot, ahol a töltéshordozók mozgékonyasága kicsi. Az amorf Si réteg leválasztásának legelterjedtebb módja a szilán (SiH₄) különböző technológiákkal történő bontása. A rétegleválasztás során, a technológiai paraméterek változtatásának függvényében hidrogén épül be az a-Si-ba, és ezáltal drasztikusan csökkenti a szabad kötések számát [33]. Ha a H atomok aránya meghaladja a néhány atomszázalékot, az anyag fizikai paraméterei előnyösen megváltoznak.

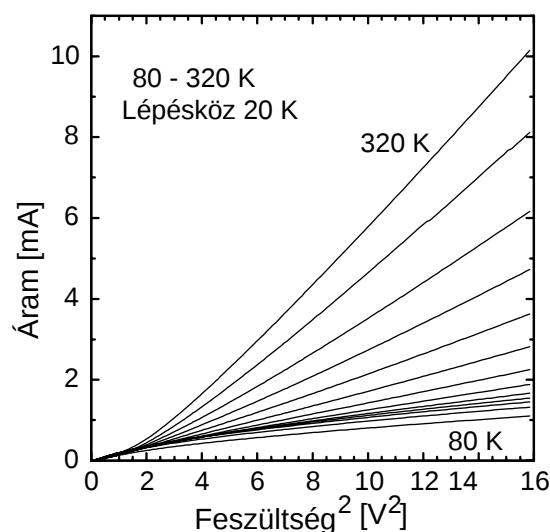
A hidrogén beépítésére a katódporlasztást végző plazma gázkeverék egyik komponenseként H₂ gázt használtam [T6]. Az amorf rétegek leválasztása során az argon gázhoz, az elektronikus áramlás-szabályozón keresztül, kismennyiségű (0,1 – 6 ml/perc) hidrogént kevertem; tudomásom szerint elsőként alkalmazva ezt a H atom amorf anyagba, RF porlasztással történő beépítésére. Az a-SiGe alapú Schottky diódák leválasztásánál a hidrogén beáramlási sebessége 0,4 ml/ perc, a porlasztáshoz használt gázkeverék nyomása 2,5 Pa volt. A vákuum-mérő berendezéseink kalibrációs görbéit figyelembe véve, ez $P_{H_2}/P_{Ar} = 0,0036$ értéknek felel meg; más szóhasználattal a H₂ parciális nyomása kb. 0,4% volt. A katódporlasztás irodalmában a hidrogén beépítésére találunk példát: DC magnetronos porlasztásnál [34] a hidrogén bevitelre $P_{H_2}/P_{Ar} = 0,2-1$ között változtatott gázkeveréket alkalmaztak. *Gekka és mtsai* [35] a speciális berendezésben (tetróda) RF porlasztással növesztett a-Si:H réteg elektromos és optikai tulajdonságainak - $P_{H_2}/P_{Ar} = 0,3$ aránynál beépülő H tartalom hatására történő - változását vizsgálták. Az RF porlasztás, más technológiákkal összehasonlítva, a hidrogén beépülése szempontjából hatékonyabbnak tűnik. Ezt a tulajdonságát annak tulajdonítom, hogy az RF hatására létrejövő, katódra szuperponálódott nagyfeszültség a plazmában levő gázkeverék teljes fluxusát a szubsztrátra irányítja. Ezzel szemben magnetron alkalmazása esetén a mágneses tér a plazmát, a nagyobb porlasztási határfok elérése érdekében, a target közelében tartja.

Az előzőleg ismertetett módon, de 0,4% hidrogént tartalmazó argon plazmában porlasztott a-SiGe rétegen készül Al Schottky átmenet áram-feszültség karakterisztikája minőségileg különbözik a hidrogén nélküli a-SiGe rétegen kapott áram-feszültség karakterisztikától, mint az a 4.4. ábrán látható. Az egyik különbség az, hogy a karakterisztika nem tartalmaz négy jellegzetes, jól elkülöníthető szakaszt. A másik különbség, hogy az áram, a hőmérséklettől függetlenül, 100-200 μA körüli, telítési értékhez tartanak [T6, T7].



4.4. ábra. A 900 nm vastag, p-típusú hordozón, Ar + H₂ (0,4%) plazmában, a-SiGe:H rétegen készült Schottky átmenet (kis)áram-feszültség karakterisztikája a hőmérséklet függvényében.

Korábban már szó volt róla, hogy az első, kisáramú ohmikus szakaszt a diffúziós mechanizmus dominálja, a második, alacsony hőmérsékleten lépcsőssé váló szakasz a gátmagasság laterális inhomogenitásával, vagy a termikus-téremisszió dominanciájával kapcsolatos. Itt – a 4.3. ábrán bemutatott szerkezethez hasonlóan - a gátmagasság laterális inhomogenitása a valószínű mechanizmus [*19, 36]. A különböző gátmagasságú fázisok jól látszanak a 4.4. ábra alacsony hőmérsékletű görbéin (lépcsős karakterisztikák).



4.5. ábra. A 900 nm vastag, p-típusú hordozón, Ar + H₂ (0,4%) plazmában, a-SiGe:H rétegen készült Schottky átmenet (nagy)áram-feszültség karakterisztikája a hőmérséklet függvényében.

A diódák nagyáramú szakaszát vizsgálva azt találtuk, hogy 1,5 V fölött az áram lineárisan függ a Schottky átmenetre kapcsolt feszültség négyzetétől, mint az a 4.5. ábrán látható. Ez a tény azt mutatja, hogy az áramot ebben a szakaszban a tértöltés [37, T6], nem pedig a soros ellenállás korlátozza. Az eredmények alapján javaslatot tettünk hasonló szerkezetű négyzetes áram-feszültség karakterisztikájú m-i-p (fém - szerkezeti réteg - p-típusú réteg) heterodiódák megvalósítására [T7, *18-9].

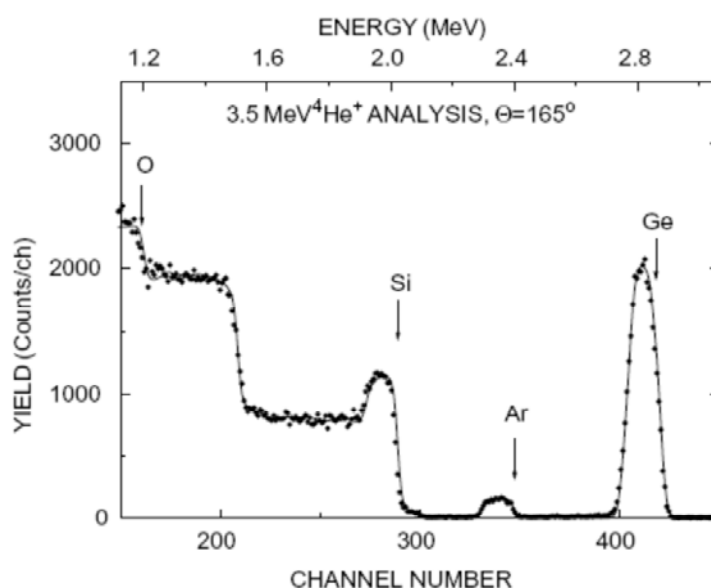
4.2. a-SiGe:H réteg napelemek számára

A napelemgyártásban az egyik leggyakrabban alkalmazott félvezetőanyag az egykristályos és a polikristályos szilícium, mindkettő olcsó és jól kiforrott technológiája miatt terjedt el. A kristályos szilíciumban (c-Si, tilossáv szélessége 1,1 eV) az indirekt sávszerkezetből adódóan alacsony az abszorpció, mert az effektust a hullámszám kiválasztási szabály korlátozza. Az a-Si-ban azonban, a hosszú távú rendezettség hiánya miatt, ez a kiválasztási szabály nem érvényes. Az a-SiGe anyag napelemek számára történő felhasználása rendkívül fontos; a Ge tartalomtól függően az abszorpciós profil a hosszabb hullámhosszak felé tolható, és ezáltal a napsugárzás elnyelése a hagyományos a-Si napelemeknél jobb hatásokkal érhető el [38, 39]. Az a-Si-ban a tilossávot lokalizált állapotok töltik be, ahol definiáltunk egy ún. látszólagos tilossávot. Itt a vezetés csak az egyik állapotból a másikba való átugrással jöhet létre, ami kis töltéshordozó mozgékonytságot eredményez. A látszólagos tilossáv az a-Si-ban 1,7 eV, míg az a-SiGe-ban 1,1-1,7 eV, a Ge tartalomtól függően [40, 41], így a germánium tartalommal beállítható a fotonkonverzió számára optimális 1,4 eV-os látszólagos tilossáv. Ismeretes, hogy az amorf anyagi tulajdonságokat meghatározó sajátosság az, hogy ezekben az anyagokban hiányzik a kristályos anyagokra jellemző hosszú távú (>10 nm) rendezettség. A kovalens kötésű amorf félvezetőkben, mint amilyen a Si és a Ge, a lokális elrendeződés hasonló a kristályos fázisához. A rövidtávú rendezettségre (<1 nm) jellemző tulajdonságok, mint az atomok távolsága, a közvetlen szomszédok száma, az atomok kötési szögei, de leginkább ezek átlagai nem térnek el lényegesen a kristályos anyagokban tapasztalható, jól meghatározott értékektől. A rendezetlenség, valamint az ebből adódó belső feszültség telítetlen kötések hoz létre. A rétegleválasztás során, a technológiától függően, H építhető be az amorf rétegbe, megkötve (más szóval passzíválva) evvel a szabad kötések [42, 43].

Az ideálisnak tartott, kb. 20%-os Ge tartalmú a-SiGe réteg porlasztásához speciális targetet készítettem [*16]. A targetnek szilíciumon és germániumon kívül, a többségi töltéshordozók vezetési mechanizmusának (szennyezési vezetés) biztosítása érdekében, adalékanyagot is kellett tartalmaznia. *N. Abrosimovtól* a SiGe kristály húzásához használt Ge egykristály szeletet is kaptam. Az 1 mm vastag, (111) Ge kristályt (100) orientációjú, p-típusú (B-ral adalékolt), 5-7 Ωcm -es szilícium szeletre rögzítettem. A jó hőelvezetés biztosítása érdekében, kötőanyagként, indiumfóliát használtam. A napelemek alapjául szolgáló amorf réteget egy 1 μm vastag termikus oxiddal fedett szilícium szubsztrátra, továbbá magas hőmérsékletnek is ellenálló műanyag (KAPTON) fóliára p-Si+Ge targetből növesztettem úgy, hogy a recipiensbe a 2,5 Pa nyomás eléréséhez szükséges argon gázt vezetem a tűszelepen keresztül. Az amorf rétegek RF porlasztása során az argon gázhoz, az elektronikus

áramlás-szabályozón keresztül, különböző mennyiségű - 0,4; 0,8; 1,2 ml/perc - hidrogént kevertem. A leválasztott réteg növekedési sebessége nagyobb, mint 10 nm/perc volt az ismertetett körülmények között. Érdekes hangsúlyozni, hogy az a-SiGe réteg növekedési sebessége – azonos katódfeszültség mellett – a Ge tartalommal arányosan növekszik, ugyanakkor a katódáram és így a porlasztó elektromos teljesítmény csökken. *Klauk és mtsai* beszámoltak arról [48], hogy Si és Ge target egyidejű, DC magnetronos porlasztásával tetszőleges SiGe összetétel előállítható. Munkájuk szerint a magas, 28% körüli H tartalom eléréséhez $P_{H_2}/P_{Ar} = 4$ arányú gázkeverék használata szükséges, ami ismételten arra utal, hogy a magnetronos porlasztási technológia hidrogén beépülési mechanizmusa jelentősen különbözik az általam vizsgált RF porlasztott rétegekbe történő beépüléstől.

A porlasztott rétegszerkezet atomi összetételét Rutherford visszaszórásos (RBS) mérésel állapítottuk meg. A 4.6. ábrán egy p-Si+SiGe targetból Ar (H=0) plazmával porlasztott rétegen mért RBS spektrum látható. A spektrum kiértékelésének eredménye szerint, a növesztett amorf réteg Si/Ge/Ar összetétele 70,9/23,5/5,6 %-os eloszlású. A korábbi próbálkozáshoz hasonlóan, a szubsztrátot a porlasztás folyamán 240C°-ra fűtöttem, de az így növesztett minták RBS spektrumai az Ar koncentráció csökkenését nem mutatták.



4.6. ábra. p-Si+SGe targetból Ar plazmával porlasztott réteg RBS mért spektruma (pont) és az RBX szimuláció eredménye (folyamatos vonal) látható.

p-Si és p-Si+SiGe target felhasználásával 20-25 % Ge-ot tartalmazó mintasorozatot készítettünk. A rétegek vastagságának különböző módszerekkel (alfa-step, RBS, SE) mért eredményeit összehasonlítva, megfelelő egyezést találtunk [*21, T10]. A SE eredményeinek numerikus illesztését érdes felületű rétegmodellel végeztük. A felületi érdességet a modell germánium nélküli a-Si esetén 1,7 nm; a-SiGe esetén pedig 3 nm vastag, üreges réteggel veszi figyelembe, amelyben az üreg – szilárd térfogat arány 50%.

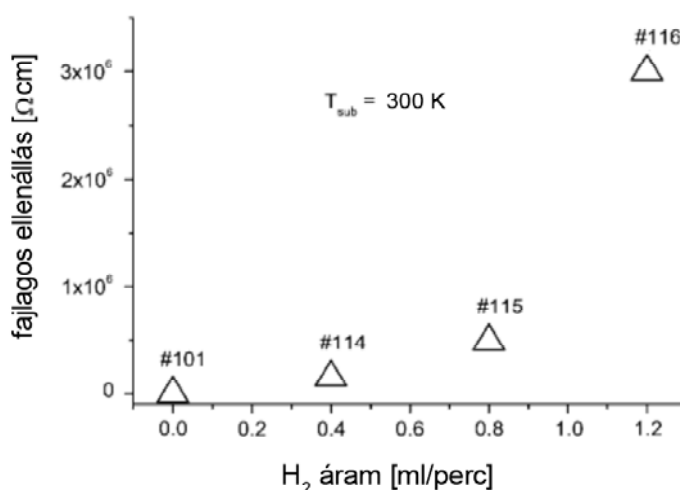
Az a-SiGe rétegek napelem számára történő felhasználás esetén nem jelentéktelen szempont a bevonat mechanikai ellenálló képessége, illetve tapadóképesége. Általában

elmondható, hogy a megfelelően zsírtalanított felületre, forrásban lévő acetonban való kezelés után, megfelelően tapadó réteg porlasztható. A gyakorlatban ez azt jelenti, hogy az 1 μm vastag réteg dörzsölésnek ellenáll, ragasztószalaggal nem lehúzható, fémezhető és bondolható. Érvényes ez a hajlékony műanyag lemezekre katódporlasztással előállított rétegekre is, rétegleválást a minta szélein sem tapasztaltunk. A jó tapadást a felületre érkező részecskék kinetikus energia-eloszlásának maximumán levőknek tulajdoníthatjuk. Ezek egyrészt eltávolíthatják az adhéziót gátló atomokat (*resputtering*), másrészt ütközéses implantációhoz hasonlítható anyag- keveredést okoznak [7:320.old., 44]. Az 4.7. ábrán egy KAPTON tekercs előterében a-SiGe-vel bevont üvegszál-erősítésű műanyag lapka fotója látható, melyen jól kivehető a hordozó textúrája, valamint a rögzítő rugólap lenyomata.



4.7. ábra. a-SiGe-vel bevont üvegszál-erősítésű műanyag lapka.

A rétegek fajlagos ellenállásának vizsgálatát *Nemcsics Ákos* kollegám végezte. Az ohmikus kontaktusok számára először Sn pöttyöket olvasztott a négyzet alakú minta sarkaira, majd az ohmikus kontaktusokat Ga+In eutektikumából készítette. A galvanomágneses *van der Pauw*

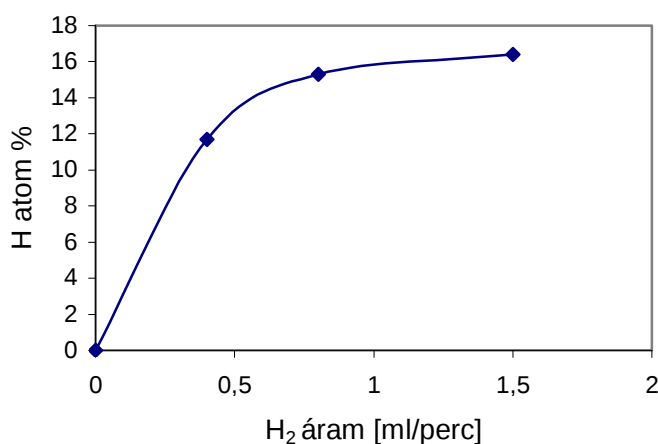


4.8. ábra. Különböző hidrogénárammal, szobahőmérsékleten porlasztott a-SiGe:H minták (# mintaszám) fajlagos ellenállása.

mérések 300-410°K történtek, 1 T tranzverzális mágneses térben [T8, T9]. A különböző mennyiségű hidrogén áramoltatással, szobahőmérsékleten porlasztott a-SiGe:H minták fajlagos ellenállását a 4.8. ábrán láthatjuk. A szobahőmérsékleten végzett mérés a fajlagos ellenállás növekedését mutatja, a gázkeverék hidrogénáramának függvényében. A növekvő H₂ gázáram a rétegbe beépülő H atomok számának növekedését jelenti. A H tartalom növekedésével a tilossáv szélessége megnő, mivel a vezetési és vegyértéksáv határán a passzíválás hatására a donor, illetve akzeptornívók száma csökken; ez egyben a töltéshordozó koncentráció csökkenését eredményezi [45]. Az alacsony hőmérsékleten (350°C) történő hőkezelés után, a beépülő hidrogén mennyiségének kb. 0,25%-a, azaz minden 400. hidrogén atom, vesz részt a szabad kötések (*dangling bond*) számának csökkentésében [46].

Az a-SiGe-ből készülő napelem működésének alapja félvezető p-n átmenet, melynek előállítása általában bór, illetve foszfor adalékolással történik. Az amorf anyag transzport tulajdonságai, mind a hidrogén, mind az adalék bór, vagy foszfor hatására leromlanak. Az a-SiGe másik nagy problémája a stabilitás, idővel a fotonkonverzió hatásfoka csökken. A jelenség nem teljesen tisztázott, de mindenképpen szerepe van benne a napsugárzás hatására felszakadó Si-H, Ge-H kötéseknek (*Staebler-Wronski* effektus [47]). A jelzett problémák miatt az amorf alapú napelemeknél a *p-i-n* struktúra a szokásos, ahol a vastag (0,5 µm) abszorpciós *i* intrinsic réteget vékonyabb p és n réteg vesz közre. Az abszorpció javarészt a jó minőségű *i* rétegben történik, így a keltett töltéshordozó párok még a rekombináció előtt eljutnak az adalékolt rétegekbe. Az *i* rétegben kialakuló (a réteg határon levő többségi töltéshordozók diffúziója által) elektromos tér nemcsak a töltéshordozó transzportot segíti, hanem a degradációt is gátolja. Az itt bemutatott a-SiGe:H alkalmas anyagnak tűnik egy Si alapú napelem-technológia intrinsic rétege számára [T8, T9].

A hidrogéntartalmú plazmában növesztett rétegek - a porlasztáshoz használt gázkeverék hidrogéntartalmától függetlenül - sima, tükrös felületű, jól tapadó rétegek. A hidrogén beépülésének mértékéről először csak közvetett bizonyítékok útján kaptunk információt. Ezek közül legfontosabb a fajlagos ellenállás mérési eredménye volt. A szobahőmérsékleten



4.9. ábra. Si réteg hidrogéntartalma a porlasztáshoz használt H₂ gázáram függvényében.

végzett mérés a fajlagos ellenállás növekedését mutatja, a gázkeverék hidrogénáramának függvényében. Sokáig nem sikerült igazolni azt, hogy ténylegesen mennyi, és a hidrogén beáramlásával arányos mennyiség építhető-e be az RF porlasztással. Ez a magyarázata annak, hogy egy réteg H tartalmának a jellemzésére a gáz áram sebességének ml/perc-ben mért mérőszámát használjuk. 2009-ben *N. Q. Khanh* kollegám, az RBS méréshez hasonlóan, a He^+ rugalmas ütköztetése által kilökött hidrogén atomok számát ERD (*Elastic Recoil Detection*) spektrum mérésével meghatározta meg [49]. Az erre a célra porlasztott, 40 nm vastag szilícium rétegekben a beépült hidrogéntartalmat a porlasztáshoz használt argon alapú gázkeverék H_2 gázáramának függvényében a 4.9. ábrán mutatom be. Látható, hogy a ténylegesen beépült H tartalom monoton nő, és 0,8 ml/perc áram érték után erősen telítődő jelleget mutat. Ez az eredmény még nem volt ismeretes a következő fejezetben tárgyalt hidrogénnel adalékolt Si/Ge multirétegek növesztésénél. Ez az oka annak, hogy a 0,4 ml/perc-nél kisebb értékekkel rétegeket nem növesztettem. A 0 – 0,4 ml/perc-es tartományban a beépülő hidrogén mennyisége feltehetőleg lineárisan növekszik. A nagyobb (3 és 6 ml/perc) hidrogén tartalmú minták sem felületük minőségében, sem tapadásukban nem különböztethetők meg a hidrogén nélküli rétegektől.

5. A hidrogén szerepe az amorf Si/Ge multirétegekben

Az anyagtudomány egyik, az utóbbi időben kiemelkedően kutatott területe, a néhány nanométeres vastagságú vékonyrétegek fizikai tulajdonságainak vizsgálata. A nanostrukturák egyik speciális típusa a multiréteg szerkezet, melyben néhány atomsor vastagságú, különböző anyagokból készített rétegek épülnek egymásra. A nanostrukturák ideális modellanyagok az elméleti számolások kísérleti ellenőrzésére, ugyanakkor gyakorlati alkalmazásuk is igen széleskörű a speciális mágneses, elektromos vagy éppen optikai tulajdonságaik miatt. Ha a multirétegben az egyes rétegek vastagsága valamely kritikus hullámhossz közelébe kerül (pl. az elektronok szabad úthossza; mágneses kicserélődési kölcsönhatás távolsága), akkor a rendszerekben számos új fizikai tulajdonság figyelhető meg, ami a nagy számban jelenlévő határfelületekre, vagy éppen az egyedi rétegek vastagságának véges méretére vezethető vissza [50]. Valamennyi gyakorlati alkalmazás szempontjából lényeges a jó minőségű vékonyrétegek előállítása. Az eszközök hosszú távú, megbízható működése megköveteli ezen multirétegek időbeli stabilitását, melyet alapvetően az anyagban végbemenő diffúziós folyamatok határoznak meg.

Korábban szó volt arról, hogy az amorf anyagok közül az a-SiGe anyag napelemek számára történő felhasználása kiemelkedően fontos; a Ge tartalomtól függően az abszorpciós profil a hosszabb hullámhosszak felé tolható és ezáltal a napsugárzás elnyelése a hagyományos a-Si napelemeknél jobb hatásfokkal érhető el [38]. A a-SiGe készítésének az egyik lehetséges módszerét a 4. fejezetben ismertettem. A másik lehetőség egy a-Si és a-Ge vékonyrétegekből (<5 nm) álló rétegszerkezet, egy multiréteg előállítása [51]. A vékony, különböző anyagú rétegek vastagságát alkalmas módon választva, a rétegrendszer fizikai tulajdonságai az alkalmazások szempontjából megfelelően tervezhetők. A multirétegek az egyensúlyi (a homogén) állapotához képest azonban jelentős szabadenergia-felesleggel rendelkeznek, ami elsősorban a határfelületek és a feszültségek energiájából tevődik össze. Ebből adódóan az ilyen rendszerek hajlamosak a diffúziós keveredés okozta szerkezeti változásokra. Ez a folyamat adott anyagpár esetén akár szobahőmérsékleten, de hőkezelés hatására vagy különböző eszközökben a működés közben fellépő hőterhelés következtében is végbemehetnek. Ismeretes, hogy a rétegleválasztás során, hidrogént építenek be az a-Si-ba, és ezáltal csökkentik a szabad kötések számát [33]. Ha a hidrogén atomok aránya meghaladja a néhány atomszázalékot, az anyag fizikai paraméterei előnyösen megváltozhatnak. Az irodalomban főleg a hidrogénezett a-Si rétegek vizsgálatával kapcsolatosan találhatók eredmények, mivel a Si réteg a napelem-cellák egyik komponense [35, 43, 61]. Célunk a hidrogént tartalmazó a-Si/Ge:H rendszerek termikus stabilitását és szerkezeti változásait befolyásoló paraméterek vizsgálata, hiszen ez igen fontos az élettartam előrevetítése szempontjából.

5.1. Diffúzió amorf Si/Ge szerkezetben - előzmények

Multirétegek előállításának legegyszerűbb és legolcsóbb módja a katódporlasztás, a gyakorlatban rövid idő alatt, néhány cm^2 -es területű minta jó minőségű, tömör réteggel vonható be. Magnetronos porlasztással Si/Ge multiréteg szerkezetet *Czigány Zsolt*, az MFA

munkatársa készített. PhD dolgozatában [52] a DC magnetronos porlasztással készített multirétegek szerkezeti és morfológiai vizsgálatával kapcsolatos eredményeit foglalja össze, és értelmezi a növekedési mechanizmusokat. Az általa használt berendezésben a szubsztráttól egyenlő távolságra elhelyezett Si és Ge magnetron target a szubsztrát felé mutat, porlasztásuk a folyamatosan bekapcsolt Ar plazmával történt [53]. Az egyidejűleg porlasztott targetek előtt alternáló mozgást végző blende akadályozza meg a két anyag keveredését. Az egymáshoz közel helyezett magnetronok ellentétes polaritással beépített mágneseknek csatolt tere sűrű plazmát hoz létre nemcsak a targetek, hanem a hordozó közelében is. A hordozó kristálylapkára kapcsolt negatív előfeszültség a rétegleválasztásban résztvevő ionok energiáját növeli, és azon keresztül alakítja a réteg szerkezetét. A rétegnövekedés sebessége, az Ar gáz nyomásától, a választott feszültségtől függően, 6-120 nm/perc volt. A csatolt magnetronokkal szerelt berendezés konstrukciója laterálisan inhomogén plazmát hasznosít; ebben különbözik az általam használt RF porlasztó berendezéstől.

A magnetronos berendezésben készült minták röntgen diffrakciós és TEM vizsgálata a különböző körülmények között növesztett Si/Ge multirétegek növekedésének különböző mechanizmusait tárja fel. A hordozó előfeszítése nélkül porlasztott rétegek laza, oszlopos szerkezetben nőttek hullámos határfelülettel; a 140 V-os előfeszültség az optimalizált tömör rétegeket, míg a 450 V-nál porlasztott rétegek elmosódott határu amorf SiGe réteget eredményeztek. Ez utóbbit 600°C-on hőkezelve amorf maradt, ugyanakkor benne üregek (*Kirkendall*) alakultak ki [54, 55]. Az a tény, hogy az üregek a Si rétegek eredeti helyén jelentek meg, arra enged következtetni, hogy a Si diffúziója a Ge-ba gyorsabb, minthogy a Ge kitölthetné a kidiffundált Si helyét. A rétegszerkezeteken készített Schottky kontaktusok vizsgálata eredményei szerint, ezek az eszközök a dolgozatom 4. fejezetében ismertetett, hidrogén nélkül növesztett diódákkal hasonló tulajdonságot mutattak [*18].

A 90-es évek elején a KLTE Szilárdtest Fizika Tanszékén megépült egy olyan magnetronos porlasztó berendezés, mely jó minőségű, éles határfelületekkel rendelkező multirétegek előállítását tette lehetővé. A berendezésben az 50 mm átmérőjű sík magnetronok egymástól függetlenül helyezkednek el, az egyes rétegek leválasztásához a hordozót mechanikus mozgató pozicionálta a megfelelő target felé. Mivel mindkét target egyszerre volt üzemben, a különböző anyagok keveredését számítógép-vezérlésű blendék takarásával akadályozták meg. A berendezésben 5 nm vastag rétegekből álló, sík és éles határatmenetekkel rendelkező Si/Ge multiréteget készítettek [56]. A két anyag hőkezelések hatására történő diffúziós keveredését alacsonyszögű röntgendiffrakciós (*Small Angle XRD*) vizsgálatokkal végezték, aminek eredményei igazolták nanorétegekben lejátszódó diffúziós folyamatok leírására szolgáló diszkrét (atomisztikus) modelljüket [57]. Munkájuk szerint a diffúziós együttható koncentráció függésének figyelembevételével igazolható a modellszámolások azon eredménye, mely szerint a diffúziós keveredés során - a folyamat kezdeti szakaszában - a határfelületek elmosódásuk helyett, élesen tolódnak el. Az eltolódás oka, hogy a Si atomok diffúziója nagyságrendekkel gyorsabb a Ge mátrixban, mint a Ge atomoké a Si-ban [66]. Ennek következménye, hogy a Ge atomok gyakorlatilag nem képesek behatolni a Si mátrixba, míg a határfelület közelében levő Si atomok könnyűszerrel bediffundálnak Ge-ba, ahol gyorsan eloszanak. Következésképpen, a Si tiszta marad, csupán vékonyodik, míg a Ge egyre inkább feltöltődik Si atomokkal és SiGe szilárdoldatot alkotva,

megvastagszik. Az aszimmetrikus diffúziót feltételező modell helyességét *Auger* mélységi profilanalízis segítségével kísérletileg is igazolták [58].

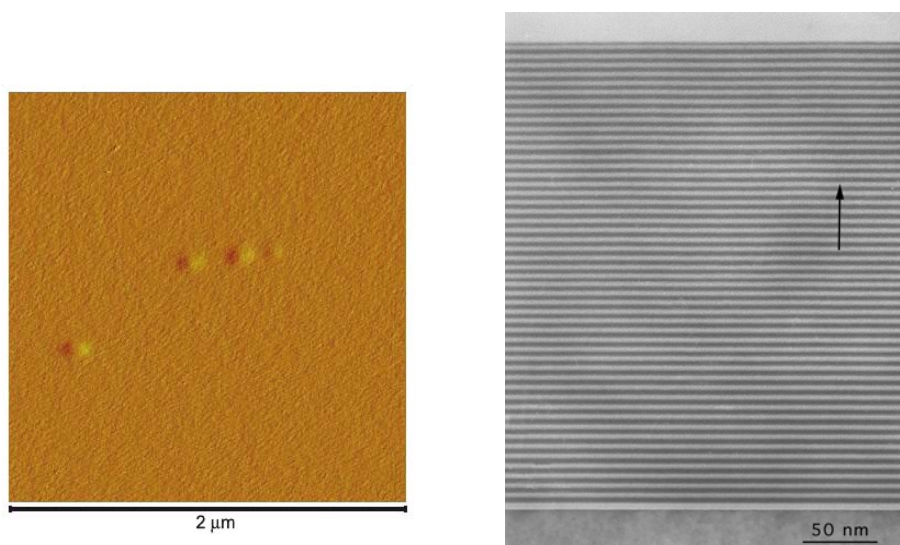
5.2. Az a-Si/Ge:H multirétegek előállítása, hőkezelése

A hidrogén tartalmú a-Si/Ge:H multirétegeket *Beke Dezső* javaslatára készítettem el. Az amorf rétegeket a hűtött mintatartóra helyezett polírozott szilícium szubsztrátra Si és Ge (LEYBOLD, illetve KURT LESKER) targetból növesztettem úgy, hogy a porlasztáshoz nagytisztaságú (99.999 %) argonból és hidrogénből álló keveréket használtam, melynek együttes nyomása 2 Pa volt. Az argon gázt precíziós tűszelepen, a hidrogén adalékot pedig 0-6 ml/perc sebességgel, digitális áramlásmérővel szabályozott szelepen keresztül jutattuk a recipiensbe. A plazma gázösszetételének jellemzésére a hidrogén beáramlás sebességét adom meg, ami a kísérletek során 0,4; 0,8; 1,5; 3,0 és 6,0 ml/perc volt. Ez rendre megfelel a hidrogén mért 0,38; 0,78; 1,46; 2,97 és 6,12% parciális nyomásának százalékban kifejezett értékeinek. Az a-Si:H rétegekben a beépült hidrogéntartalmat a porlasztáshoz használt argon alapú gázkeverék H₂ gázáramának függvényében a 4.9. ábrán mutattam be.

A Si targeten a 240W, a Ge targeten pedig 180W RF teljesítmény 1500V-os katód feszültséget hozott létre. Mivel a berendezésem csupán egy RF forrással rendelkezik, minden egyes réteg növesztése után - az RF generátor teljesítményének visszavétele után – a másik targetre kell átkapcsolni. Tehát egyszerre csak egy target porlasztódik, ezért a két anyag keveredése kizárt. Minden egyes réteghez a plazma begyújtása után, annak stabilizálódásáig a target nem volt a szubsztrát felett, csak a 2 Pa nyomáson kialakuló 1500 V katód feszültség elérése után forgattam a hordozó fölé. A leválasztott réteg növekedési sebessége a szilícium esetében 6, a germániumnál pedig 13,5 nm/perc volt, az ismertetett körülmények között. Érdeemes megjegyezni, hogy a Ge réteg kétszer akkora sebességgel nő, mint a szilícium; annak ellenére, hogy a Ge targeten 180W RF teljesítmény mérhető, míg a Si targeten 240W. Az a-Si/Ge:H rendszer váltakozva 50 Ge és 50 Si réteget tartalmaz; minden egyes réteg vastagsága 3 nm. Növesztési körülményeit tekintve az itt ismertetett módszer hasonlít a [56]-ban leírt magnetronos eljáráshoz, de esetemben a plazma ki-be kapcsolgatása a növesztést rendkívül időigényessé teszi annak ellenére, hogy egy-egy réteg kialakulása egy percnél kevesebb időt vesz igénybe.

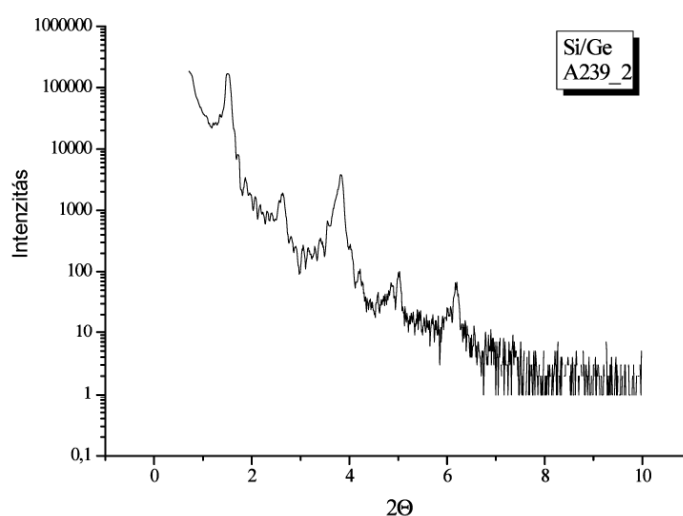
Az elkészült mintákat az MTA ATOMKI-ban (Debrecen) hőkezelték. A különböző idejű hőkezelések Ar gázban, a 150 - 450 °C-os hőmérséklet tartományban történtek. Az átkristályosodás megelőzése érdekében a kísérleteket alacsony hőmérsékleten (max. 450 °C) kellett elvégezni, tudomásul véve, hogy ilyen körülmények között a diffúziós folyamatok lefolyása nagyon lassú. A kis diffúziós együtthatók ($\sim 10^{-27}$ m²/s) mérésére az egyik legalkalmasabb módszer az alacsonyszögű röntgendiffrakciós vizsgálat (*Small Angle X Ray Diffraction*, SAXRD) [59]. Mivel a kisszögű ($\leq 15^\circ$) tartományban felvett röntgenspektrum független a rendszert alkotó komponensek atomi szerkezetétől, így a minta atomi összetételének vizsgálatát teszi lehetővé. A SAXRD és a SEM felvételek elkészítése, valamint kiértékelése elsősorban *Csik Attila* munkája. A hőkezelések által létrejövő strukturális változások nyomon követésére AFM és TEM vizsgálatokat végeztünk, a *Cesare*

Frigeri által vezetett pármai IMEM laboratóriumban. A Jeol 2200 FS TEM berendezés energiadiszipatív mikroanalízisre (EDX) is alkalmas, HAADF (*High Angle Annular Dark Field*) detektorával pedig az atomok tömegszám szerinti szétválasztása végezhető el (a detektor jele a tömegszám négyzetével arányos).



5.1. ábra. A hőkezeletlen a-Si/Ge:H multirétegek tipikus AFM (RMS=0,193 nm) és TEM felvételei. A nyíl a minta tetejére mutat, a sötét tartomány a Si, a világos a Ge.

A kísérletek során előállított, hőkezeletlen, 100 rétegből álló a-Si/Ge:H szerkezetek tipikus AFM és TEM felvételeit az 5.1. ábrán mutatom be. Az AFM felvételen a felületi érdességet jellemző négyzetes középérték, az RMS=0,193 nm a felvételt kiértékelő szoftver tanúsága szerint. Azokon a mintákon melyek nem tartalmaztak hidrogént, a különböző, tetszőleges idejű hőkezelések után (max. 350 °C) gyakorlatilag a 5.1. ábrával azonos TEM felvételek készültek. Megállapítható, hogy az éles, sima határátmenetekkel rendelkező szerkezetet egyenletesen vastag rétegek alkotják. A minta felülete sima, a rétegszerkezet nem

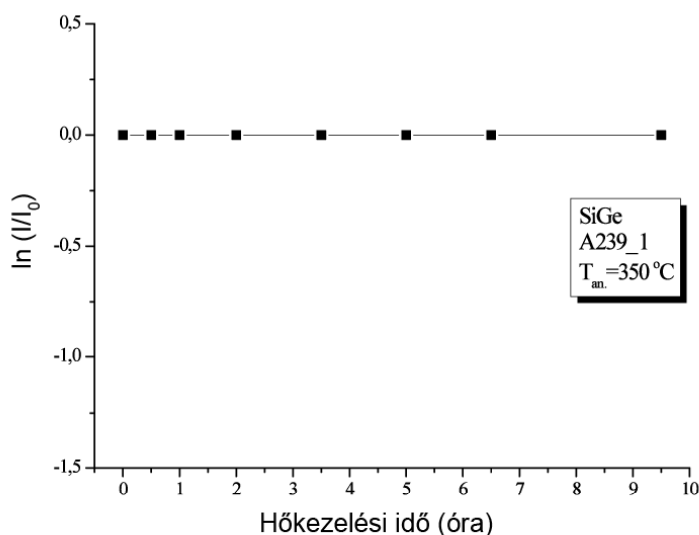


5.2. ábra. A hőkezeletlen a-Si/Ge multiréteg SAXRD spektruma.

hullámos, amit az alacsonyszögű röntgendiffrakció is alátámaszt. Amorf rétegek esetén igen ritkán kapunk ötödrendű Bragg-csúsig mérhető spektrumot (5.2. ábra), ami a rétegrendszer kiváló minőségére utal. A spektrum Bragg-csúcsainak intenzitása közvetve függ a határfelületek élességétől, és ez alkalmassá teszi a multirétegekben végbemenő diffúziós folyamatok vizsgálatára. Ha a multirétegen belüli éles határfelületeket a diffúziós folyamat elmossa, akkor a kezdetben meglévő nagy elektronsűrűség-különbség csökken; ami a csúcsok intenzitás-csökkenését eredményezi. Tehát a spektrum csúcsainak intenzitását a hőkezelés ideje alatt nyomon követve, következtetni lehet a multirétegekben végbemenő diffúziós folyamatokra. Az elsőrendű Bragg-reflexió intenzitása (I) és a kölcsönös diffúziós együttható (D) kapcsolatát – feltéve, hogy a D független a koncentrációtól – a következő összefüggés írja le [59]:

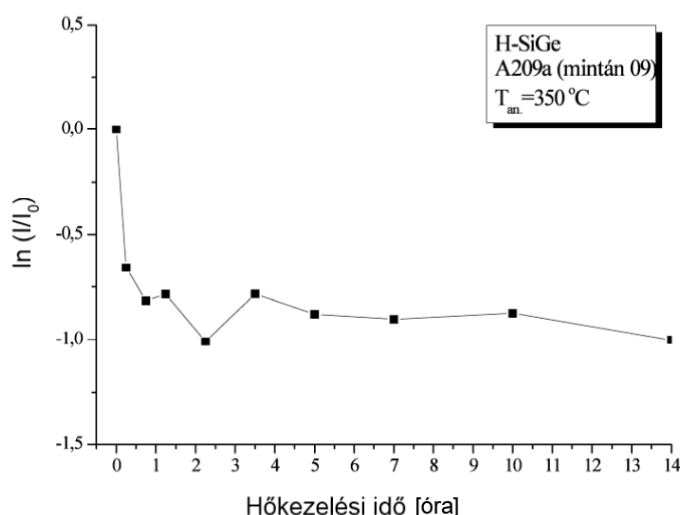
$$\frac{d}{dt} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) = - \frac{8\pi^2}{\lambda} D ,$$

ahol λ a multiréteg modulációs hossza (egy Si és egy Ge réteg együttes vastagsága), I_0 a mintán mért intenzitás hőkezelés előtt. Elsőként a hidrogén nélkül porlasztott multirétegek elsőrendű Bragg csúcsának intenzitásváltozását vizsgáltuk meg. A vizsgálat 350 °C-on, közvetlenül (*in situ*) a 10 órás hőkezelés közben történt. Ezen idő alatt az elsőrendű csúcs intenzitásváltozásának logaritmusát ábrázolva (5.3. ábra) lényegében változást nem tapasztalunk, azaz a hőkezelés ideje alatt a rétegek között diffúziós keveredés nem történt. Az egymást követő, alacsonyszögű röntgendiffrakciós spektrumokban (itt nem bemutatott) is csak annyi változást látni, hogy a hőkezelés végén az ötödik csúcs eltűnik, amit a szerkezet hőkezelés alatti relaxációjának tulajdoníthatunk

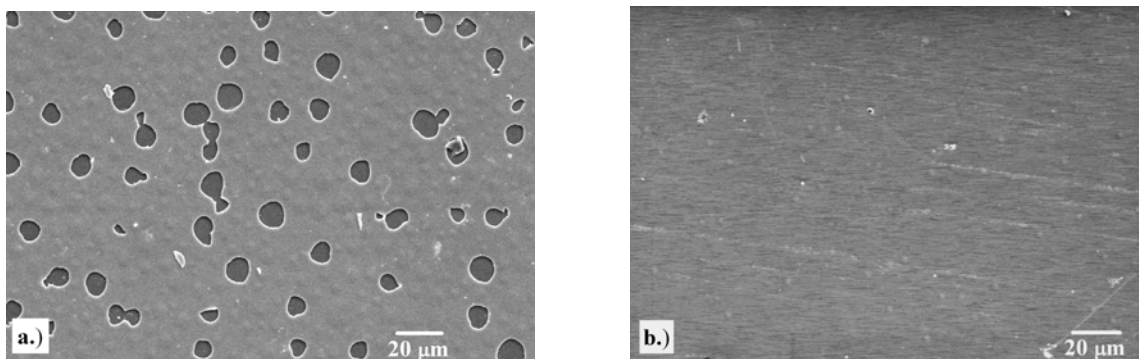


5.3. ábra. 350°C-on hőkezelt, hidrogén nélkül porlasztott a-Si/Ge multiréteg elsőrendű röntgendiffrakciós intenzitás normált logaritmusának időbeni változása.

Ezzel szemben, a hidrogénnel porlasztott minták hasonló hőmérsékleten történt hőkezelése során, az $\ln(I/I_0)$ – idő görbéken lényeges változás figyelhető meg. Az 5.4. ábrán jól látható, hogy az első két hőkezelés alatt az elsőrendű Bragg-csúcs intenzitása jelentősen csökken. Mivel ezen a hőmérsékleten a nem hidrogénezett mintákban diffúziós keveredést nem tapasztaltunk, az intenzitás csökkenés a hidrogén jelenlétével hozható kapcsolatba. Feltételezésünk szerint a hőkezelés első órája során megindul a mintába beépült hidrogén egy részének „kiszökése”, ami a határfelületek kis mértékű elmosódását és így a diffrakciós csúcs intenzitás változását eredményezi.



5.4. ábra 350 °C-on hőkezelt a-Si/Ge:H multirétegekben az elsőrendű röntgen diffrakciós csúcs időbeni változása. $H_2 = 6$ ml/perc

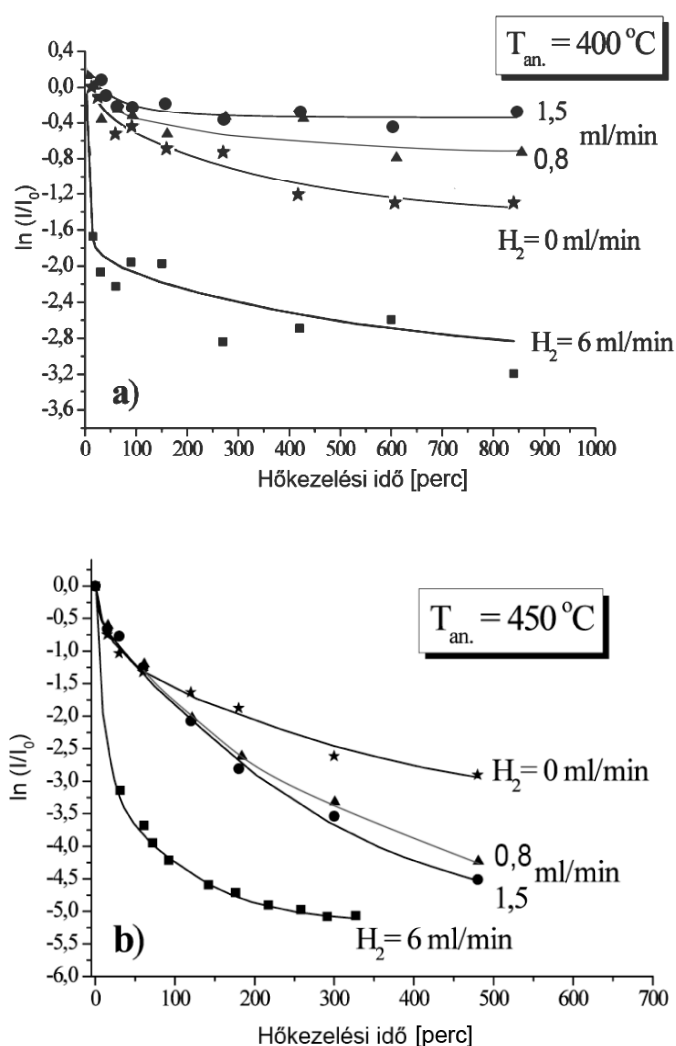


5.5. ábra a.) 6 ml/perc hidrogént tartalmazó minta SEM képe 8 órás, 450 °C-os, b.) 1,5 ml/perc hidrogént tartalmazó minta 8 órás, 450 °C-os hőkezelés után.

A magasabb hőmérsékletű hőkezelések után a minták eredeti sima felülete láthatóan feldurvult, így a további kísérletek előtt alaposabb mikroszkópos vizsgálatokra volt szükség. Azok a minták, melyek a magasabb, 3 és 6 ml/perc hidrogén tartalom mellett készültek, felszakadoztak, felületükön buborékok alakultak ki (5.5. ábra). Ez a degradáció gyakorlatilag

már a 250-450 °C-os hőkezelés első 5 perce után bekövetkezett. A további hőkezelés során ehhez képest jelentősebb változás nem figyelhető meg. Az alacsonyabb 0,8-1,5 ml/perc hidrogént tartalmazó mintáknál a SEM felvételek alapján megállapítottuk, hogy a buborékképződés csak a legmagasabb, a 450 °C-os hőkezelés hatására következik be. 400 °C-on a minta felülete, a kismértékű buborékképződéstől eltekintve, sokáig sima marad (egyes mintáknál 5-6 órás hőkezelés után is), a réteg felszakadozása egyáltalán nem figyelhető meg (5.5. b. ábra).

A magas H tartalom, vagy a magas hőkezelési hőmérséklet hatására multiréteg hidrogéntartalma felszabadul; a felület felhólyagosodik, buborékok alakulnak ki. Ezek a buborékok a további, intenzív növekedésük során „felrobbannak”, helyükön piciny kráterek keletkeznek. A felület degradációjának ellenére, a hőkezelés közben elvégezett *in situ* SAXRD mérések (5.6. ábra), valamint a hőkezelés után készített (5.3. fejezet) TEM felvételek



5.6. ábra. a) 400 °C és b) 450 °C-on hőkezelt a-Si/Ge:H multirétegekben az elsőrendű röntgen diffrakciós csúcs időbeni változása.

azt mutatják, hogy a minta „épen maradt része” megőrzi réteges szerkezetét. Mivel a minta felületének sérülése a röntgendiffrakciós mérések során jelentős bizonytalanságot

eredményez, a diffúziós kinetikára vonatkozóan számszerű következtetéseket levonni nem tudunk; az $\ln(I/I_0)$ görbék lefutása viszont kvalitatív módon összehasonlítható.

Az 5.6. ábrán bemutatott röntgendiffrakciós eredményeket vizsgálva, azt mondhatjuk, hogy a hidrogén távozása a mintából a felületi degradáción túl, befolyással van a diffúziós keveredésre is. A 400 °C-os hőkezeléseknél mért $\ln(I/I_0)$ görbék meredekebb esése a multiréteg gyorsabb degradálódására utal (v.ö. 350 °C, az 5.4. ábrán), míg az alacsonyabb hidrogéntartalmú mintáknál ($H_2 = 0,8$; 1,5 ml/perc) ez a degradáció lassabbnak adódik, sőt azt is mondhatjuk, hogy a hidrogénmentes ($H_2 = 0$) mintánál is lassabb. Ugyanakkor a 450 °C-on végzett hőkezelés esetén mért diffrakciós görbék lefutásából látható, hogy a rétegszerkezet degradálódása valamennyi hidrogéntartamú mintánál felgyorsul.

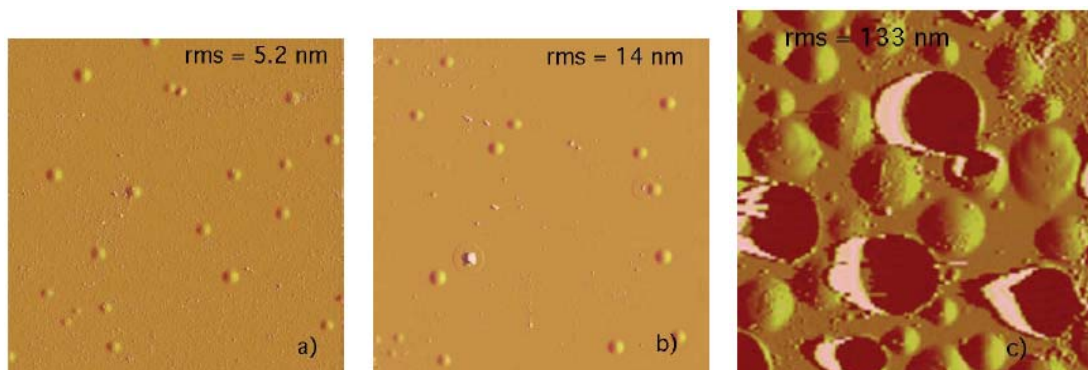
Az előző, 4. fejezetben szó volt arról, hogy a hidrogén beépülése jelentősen csökkenti a belső feszültségből adódó szabad kötések (*dangling bond*) számát [43]. Feltételezhetjük tehát, hogy a hidrogén, amíg a mintában van, passzíváló hatása miatt lassítja a diffúziót, de távozásával (450 °C) a több szabad kötés és szerkezeti hiba miatt a hidrogénezett minták termikus stabilitása gyengébb lesz a hidrogénmentes mintákhoz képest [T11]. Az alacsony hidrogéntartalmú minták 400 °C-on végzett hőkezelése során felvett $\ln(I/I_0)$ görbék tekintve megállapíthatjuk, hogy a hidrogén jelenléte, a Si/Ge multirétegekben a felszakadt kötések számának csökkentése révén, lassítja a két anyag diffúziós keveredését [T12]. Az 1,5 ml/perc adalékolásnál nagyobb H koncentráció (a telítődő szakasz a 4.9. ábrán) egyben minőségi változást is jelent: az oldott, intersticiális H felesleg diffúziója (*Street* modellje szerint [62, 63]) során bontja a gyenge Si-Si és feltehetőleg a Ge-Ge kötések, így a multiréteg degradációja felgyorsul. Magasabb hőmérsékleten a szabad gyökök és a felszakadt kötések számának növekedésével megnyílnak a diffúziós utak, ezzel a két anyag keveredése jelentősen megnő.

5.3. Az a-Si/Ge:H multirétegek AFM és TEM vizsgálata

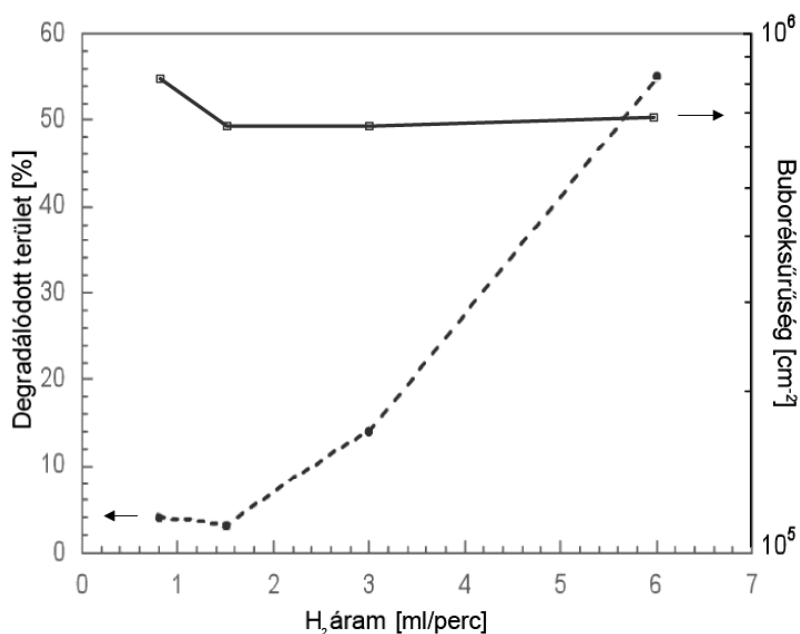
A minták egyik csoportját tekintve (400 °C, $H_2 = 0,8$ és 1,5 ml/perc) megállapítottuk, hogy a hőkezelések során a minta felületén csak csekély mértékben figyelhetünk meg buborékképződést; a diffúziós keveredés kinetikája lassabb a hidrogénmentes mintákhoz viszonyítva. A magasabb hőmérsékleten történő hőkezelés hatására a multiréteg hidrogéntartalma felszabadul, felülete felhólyagosodik, a leválasztott réteg tönkremegy. A jelenséget látva felmerül, hogy a folyamat hasznosítható rétegleválasztás-technológiai (*Smart-Cut*-ként ismert) lépésként. Szilícium alapú szerkezetek szigetelő rétegre történő integrálásának (*Silicon On Insulator*, SOI) ismert eljárása a H^+ implantációját alkalmazza [64]. A hőkezelés előtt a rétegszerkezetre szigetelő, vagy oxidréteggel bevont szilícium szeletet (direkt [65], vagy köztes réteg segítségével) kötve, megfelelő hőkezelés után, a porlasztott szerkezet egy másik hordozóra vihető át.

A növesztés, majd az azt követő hőkezelés paramétereit illetően határvonalat szükséges húznunk; a maximum 1,5% hidrogéntartalmú plazmával katódporlasztott multirétegek 400 °C-ig hőkezelhetők úgy, hogy a szerkezet megőrzi a termikus stabilitását. Azokon a mintákon, ahol a felület felhólyagosodása figyelhető meg, a diffrakciós vizsgálatokból kvalitatív következtetést nem tudunk levonni. Célszerűnek látszik, a felület morfológiai változását (buborék-, illetve kráterképződés) AFM és TEM segítségével megvizsgálni [T13].

A hőkezelt a-Si/Ge:H multirétegek $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ felületéről készült AFM felvételek a következő ábrán (5.7. ábra) láthatók. Az AFM felvételeken feltüntettem a felületi érdességet jellemző négyzetes középértéket (RMS).



5.7. ábra. A hőkezelt a-Si/Ge:H multirétegekről készült AFM felvétel: a) 350°C , 16 óra, ($\text{H}_2=0,8 \text{ ml/perc}$); b) 430°C , 16 óra, ($\text{H}_2=1,5 \text{ ml/perc}$); c) 450°C , 5 óra, ($\text{H}_2=6 \text{ ml/perc}$). A vizsgált terület $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Az AFM felvételeken a felületi érdességet jellemző négyzetes középérték, a RMS van feltüntetve.

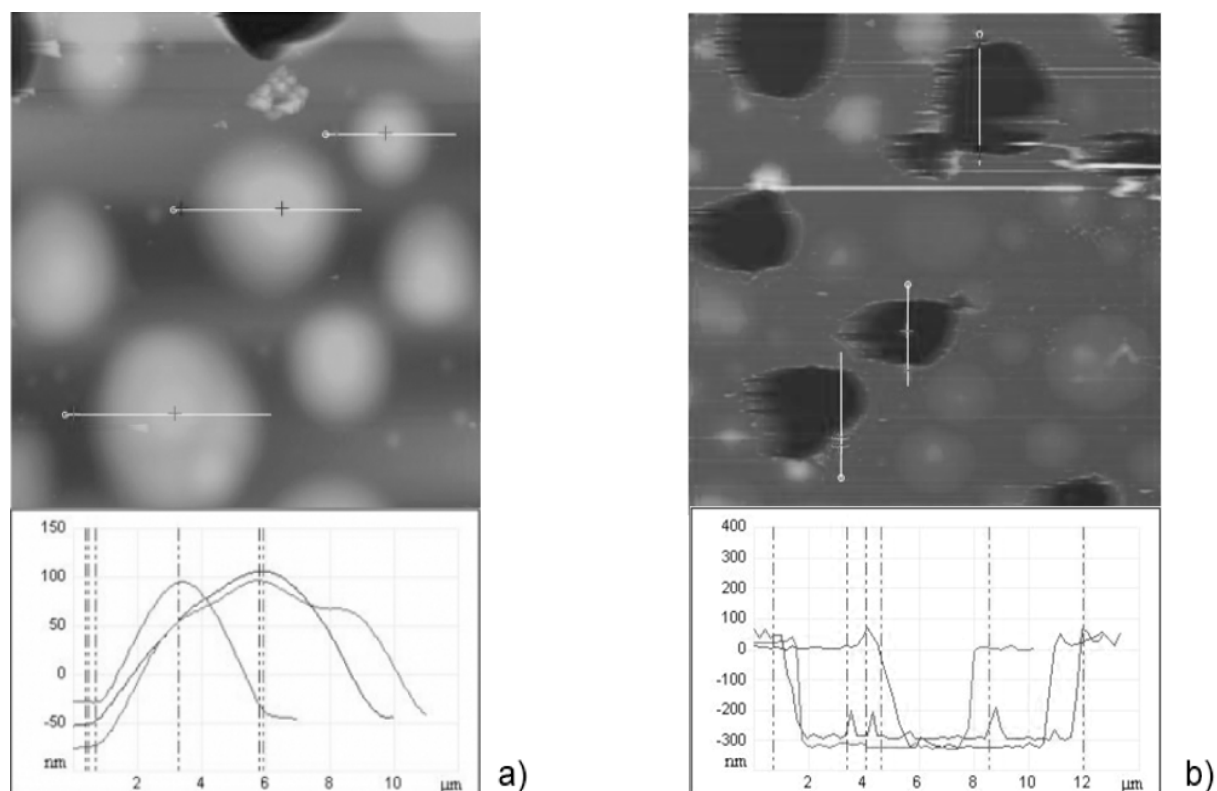


5.8. ábra. A degradálódott felület nagysága és a buboréksűrűség a növesztésnél használt hidrogén áramlás függvényében.

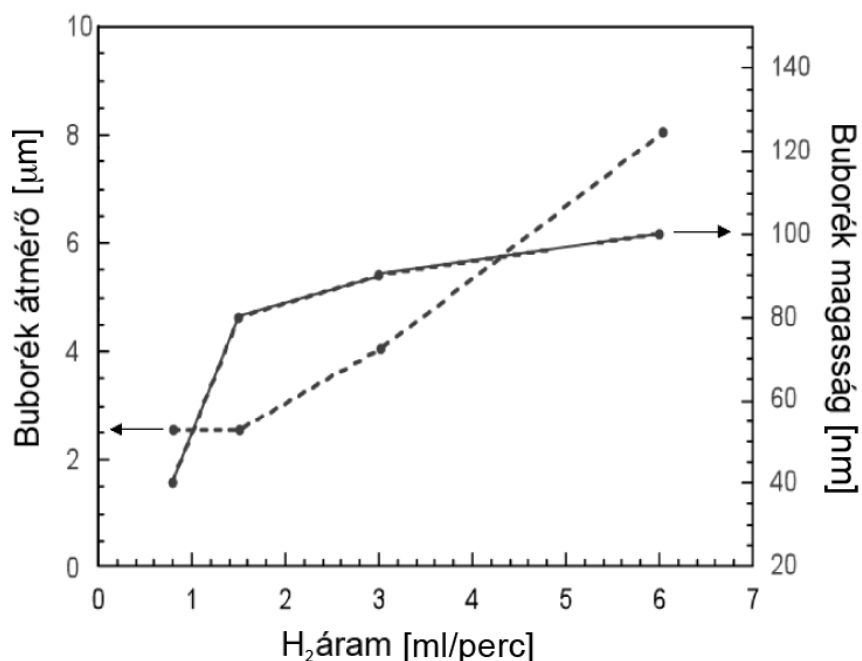
Az AFM felvételek készítésére használt berendezés lehetővé tette a felvételeken látható jellegzetes alakzatok méreteinek statisztikus kiértékelését. Azt a megállapításunkat, hogy a felületi elváltozások – buborékok, kráterek – mértéke arányos a porlasztáshoz használt gázkeverékbe történő H_2 áramlás sebességével, az 5.8. ábrával illusztrálhatjuk. A 400°C feletti hőmérsékleten hőkezelt minták degradált felülete a teljes felület több mint felét teszik

ki, ha a H_2 beáramlás sebessége 6 ml/perc, azaz plazma H tartalma meghaladja a 6%-ot (6,12% lásd 37old.). Úgy tűnik, hogy a rétegek porlasztása folyamán szinte tetszőleges mennyiségű hidrogén építhető be az a-Si/Ge szerkezetbe, de a diffúzió szempontjából érdekes hőmérsékleten a távozó hidrogén felesleg a tönkreteszi a struktúrát. A jelentős mennyiségű hidrogén ellenére éles, sima határátmenetekkel rendelkező szerkezet növeszthető szobahőmérsékleti körülmények között. A nagymennyiségű hidrogént tartalmazó rétegek AFM vizsgálata egy érdekes eredménnyel is szolgált: felületi elváltozások – buborékok, kráterek – egységnyi területre eső száma (sűrűsége) független a hidrogén mennyiségétől, értéke $6-8 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}$. A sűrűség alapján feltételezhetnénk, hogy a felhólyagosodás a hordozó felületén levő egyedi egyenetlenségekből, diszlokációkból indul ki (a magnetronnal növesztett a-Si/Ge-ben megfigyelt növekedési göcökhöz hasonlóan [55]), de ennek bizonyításához még további kísérletek és vizsgálatok lennének szükségesek.

Érdeemes bemutatni a buborékok és egy kráter AFM szoftvere által analizált képét. Az 5.9. ábra a 450 °C-on, 5 óráig hőkezelt minta ($H_2=6 \text{ ml/min}$) $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ -os részletét mutatja be. A 300 nm mély (ez az eredeti multiréteg vastagsága) kráter alján jól látszik a szubsztrát sík felülete.



5.9. ábra. 450 °C-on, 5 óráig hőkezelt minta. a) buborékok és b) egy kráter az AFM szoftvere által analizált képe.

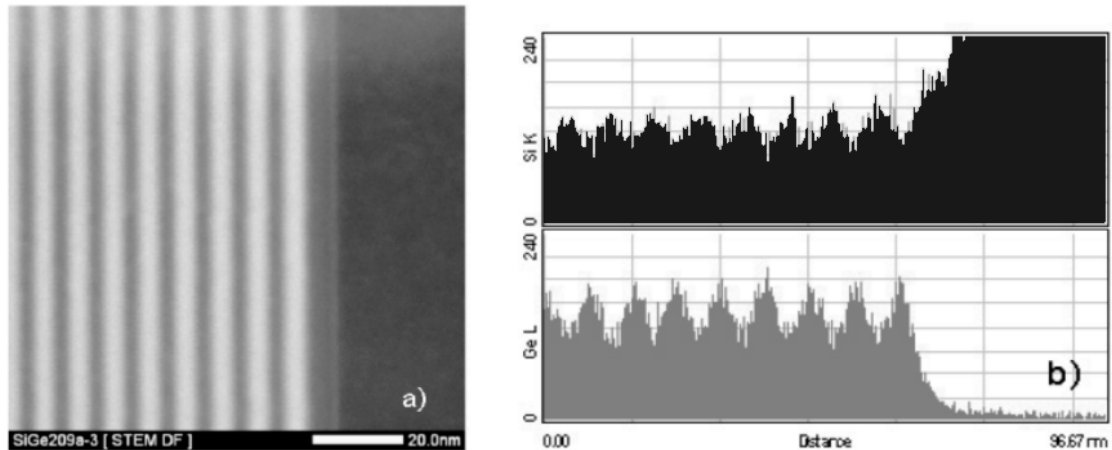


5.10. ábra. A felületet borító buborékok magassága és átmérője a hidrogén áramlás függvényében.

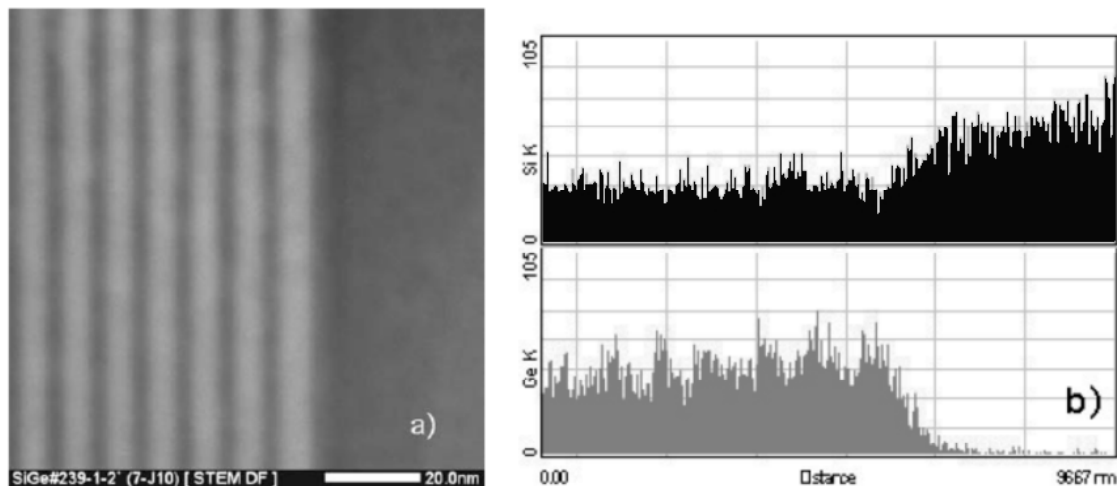
Az 5.10. ábrán az a-Si/Ge:H felületet borító buborékok kiemelkedése és átmérője látható a hidrogén áramlás függvényében. Megállapíthatjuk, hogy a hidrogéntartalommal porlasztott multirétegekben a hőkezelés hatására először a felület hólyagosodik fel. További hőkezelés hatására a mintába beépült hidrogén nyomása megnövekszik, ami a buborékok növekedéséhez vezet. Ha a buborék kiemelkedése meghaladja a 100 nm-t, átmérője pedig a 8 μm-t a hidrogén távozik; a buborék helyén kráter keletkezik. A keletkezett kráterek mindegyike a rétegszerkezet teljes mélységére kiterjed; a felületen sekély krátereket, azaz pórusokat nem találtunk. Ez alapján valószínű, hogy a hidrogén jelentős része a multiréteg mindkét határa (szubsztrát és felszín) felé távozik, a rétegszerkezeten belül üreget nem találtunk. A buborékformát a teljes rétegszerkezet, maga a 100 réteg alakítja ki.

A felület degradációjának ellenére, a hőkezelés közben elvégezhető *in situ* SAXRD mérések (5.6. ábra) arra utaltak, hogy a felületi degradáció és diffúzió ellenére minta megőrzi réteges szerkezetét. A TEM felvételek vizsgálatával választ kapunk a hidrogén diffúziós mechanizmusban betöltött szerepéről is. Az 5.11. ábrán a 350 °C-os hőkezelésnek kitett, 6 ml/perc hidrogénáramban porlasztott minta HAADF (*High Angle Annular Dark Field*) felvétele látható [T14]. A HAADF detektor az atomok tömegszám szerint szétválasztását végezi el (a detektor jele a tömegszám négyzetével arányos). Az a) felvétel az 5.7. c.) ábrán már bemutatott mintához hasonló minta egy épen maradt darabjáról készült. Megfigyelhető, hogy a Si és Ge rétegek, a hőkezelés után is jól elkülönülnek egymástól, az energia szelektív EDX detektor Ge jele azonban határozottabb amplitúdójú periodicitást mutat. Ezt annak tulajdoníthatjuk, hogy a hidrogén jelenléte az a-Si/Ge:H multirétegben, a felszakadt kötések számának csökkentése révén, lassítja a két anyag diffúziós keveredését. Ez megfelel a H nélküli multirétegekben Csik és mtsai által [58]-ban bemutatott aszimmetrikus diffúziót feltételező modellnek; a Ge atomok gyakorlatilag nem képesek behatolni a Si mátrixba, míg a

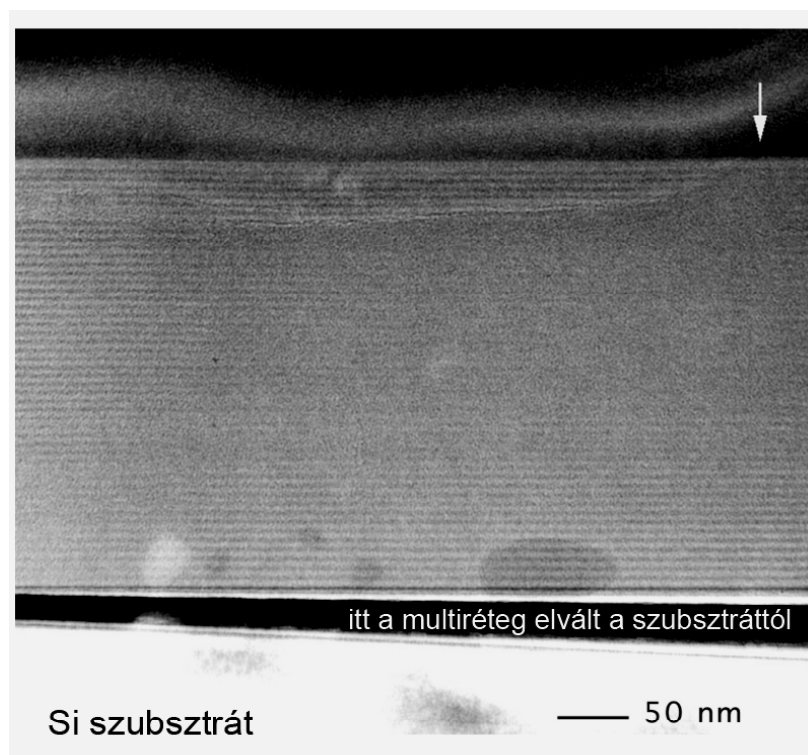
határfelület közelében levő Si atomok könnyebben bediffundálnak Ge-ba, ahol eloszlanak. Előrehaladottabb diffúziós keveredést illusztrál az 5.12. ábra; azonos hőfokon kezelve a hidrogén nélkül porlasztott réteghatárok jobban elmosódnak, de a Ge jel még az összetétel megmaradt moduláltságára utal.



5.11. ábra. 350 °C-on hőkezelt a-Si/Ge:H multiréteg ($H_2=6$ ml/perc). a) HAADF kép, a Si szubsztrát a kép jobb oldalán látható. b) EDX vonalmenti analízis a bemutatott részleten, fent a Si, alul a Ge.



5.12. ábra. 350 °C-on hőkezelt, hidrogént nem tartalmazó a-Si/Ge multiréteg TEM felvétele. a) HAADF kép, a Si szubsztrát a kép jobb oldalán látható. b) EDX vonalmenti analízis a bemutatott részleten, fent a Si, alul a Ge.



5.13. ábra. 350 °C-on, 1 órán át hőkezelt a-Si/Ge:H multiréteg ($H_2=6$ ml/perc). A réteg tetején, alján és a felvétel bal oldalán a Si és Ge rétegek elkülönülnek egymástól, míg a középső tartományban összemosódnak. Ez a tartomány, a fehér nyíllal jelzett helyen, eléri a multiréteg felszínét. A multiréteg elvált a szubsztráttól.

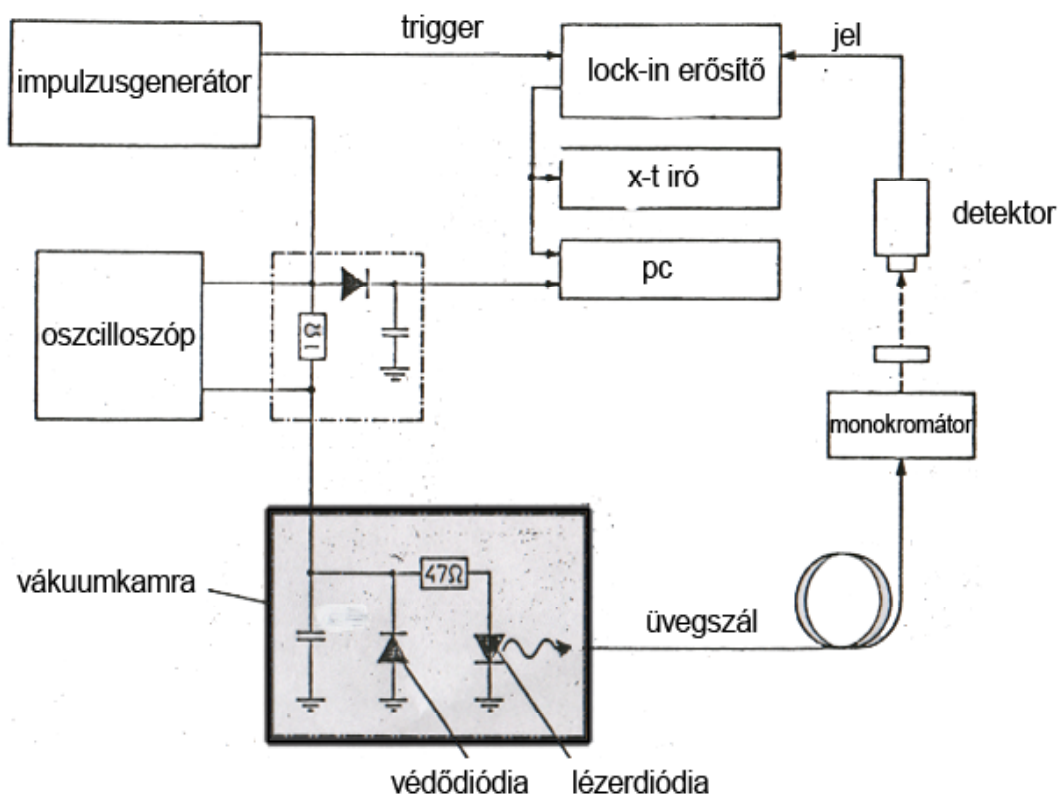
A 5.13. ábrán látható TEM felvétel a 100 rétegből álló szerkezet egy, a szubsztrátról leváló részletét örökítette meg, ahol a rétegek közt eltérő mértékű diffúziós tartomány is megkülönböztethető. A hőkezelés hatására a multiréteg *bizonyos tartományaiban* szerkezeti változás, a diffúziós keveredés indul meg. A rétegrendszer tetején, alján és a felvétel bal oldalán a Si és Ge rétegek elkülönülnek egymástól, míg a középső tartományban összemosódnak. Ez a tartomány, a fehér nyíllal jelzett helyen, eléri a multiréteg felszínét. Abban a tartományban, ahol a rétegek elkülöníthetők, a passzíváló H tartalom lassítja a diffúziós keveredést; ezzel szemben a réteghatárok összemosódnak ott, ahol a H tartalom a hőkezelés hatására már felszabadult (az 5.11. és 5.12. ábrák tanúsága szerint). Az épen maradt periodikus struktúrának köszönhető a SAXRD spektrum *in situ* felvétele. Valószínű, hogy a hőkezelés termikus energiájának hatására először a Ge-H kötések szakadnak fel [67], mivel kötési energiájuk kisebb, mint a Si-H kötésé (2,99 eV szemben a 3,29 eV-tal). További energiajárulékot adhat a termikusan gerjesztett töltéshordozó párok rekombinációja [68], ami a rétegszerkezet inhomogén tilossáv-eloszlásának minimumhelyein valószínű [69]. Ha feltételezzük, hogy a H eloszlás a rétegszerkezetben a hőkezelés elején inhomogénné válik, akkor több H kötés felszabadulására számíthatunk a gázképződés környezetében, tekintve, hogy a kisebb H tartalmú tartományokban a tilossáv is kisebb. Ez az összetett mechanizmus lehet a magyarázata az intenzív H_2 buborék-képződésnek, amivel kapcsolatban több kísérleti evidenciával jelenleg nem rendelkezünk.

6. Az antireflexiós réteg növekedésének *in situ* kontrollja

Az értekezés eddigi fejezeteiben bemutattam, hogy a konkrét felhasználás érdekében, hogyan lehet katódporlasztással adott összetételű, illetve adott törésmutatójú rétegeket előállítani. A leválasztandó rétegek vastagságát - ismerve a rétegnövekedés sebességét - a növesztéshez szükséges idő meghatározásával, néhány százalékpontossággal be lehet állítani. Az optikában használt rétegek (AR, HR bevonat, interferenciaszűrő, tükör stb.) hatékonysága a törésmutatón kívül, a rétegvastagságon is múlik; a rétegvastagság elvárt pontossága a működési hullámhossz töredéke. Jó példa erre a lézerdiódáknál alkalmazott AR bevonat. Ismeretes, hogy a félvezető lézer aktív tartományából kilépő fény-nyaláb divergenciája nagy a vékony hullámvezető réteg miatt, ezért egy AR réteg különböző módusokra vonatkozó maradék reflexiója, különbözik a síkhullámokra vonatkozó, a *Fresnel* formulák által meghatározott értéktől. *Eisenstein* [84] részletes numerikus analízise megmutatta, hogy az egyrétegű reflexiómentesítő bevonat törésmutatója és vastagsága kissé eltérnek a $\lambda/4$ -es illesztő réteg paramétereitől. Számításának eredményét felhasználva, az $n_s=3,5$ törésmutatójú rezonátorfelületre $n=1,82$ törésmutatójú réteget célszerű leválasztani. Az optimális rétegvastagság beállításához a szokásos vastagságmérési technika (rezgőkvarc) nem elegendő. Az optimális vastagságot a réteg az adott hullámhosszon mutatott maradék reflexiójának *in situ* mérésével állítottam be; a növesztési folyamatot a minimális maradék reflexió elérésénél szakítottam meg [T1, T2].

A GaAs alapú félvezető lézerek 830 nm-es tipikus emissziós hullámhosszát alapul véve, a *Fresnel* formulákból kiszámítható, hogy egyrétegű, $\lambda/4$ -es AR réteget alkalmazva, 10^{-3} -nál kisebb maradék reflexiót egy, közelítőleg 48 nm széles, tartományon belül érhetünk el. A lézerműködés *in situ* kontrollja lehetővé teszi, hogy a reflexiós minimum az aktuális, maga a bevonandó lézer hullámhosszához legyen illesztve. Ezáltal biztosítva van az, hogy az alacsony maradék reflexiójú tartomány és a lézer erősítési tartománya optimálisan átfedi egymást. A rétegnövekedés *in situ* ellenőrzésének szükségességét igazolja az a tény is, hogy pl. 5 nm/perc növesztési sebesség esetén a reflexiós minimumhoz tartozó hullámhossz ~ 36 nm/perc sebességgel tolódik a növekvő hullámhosszak felé ($\Delta\lambda = 4 \cdot n \cdot \Delta d$). Ha a reflexiós minimumot néhány nm-es hullámhossz tartományra kívánjuk beállítani, a növesztési folyamatot a perc tört része alatt meg kell szakítani [T1].

Az antireflexiós réteg növesztésének az ellenőrzésére szolgáló mérési összeállítás a 6.1. ábrán látható. A lézerdiódát, a melegeedés elkerülése érdekében rövid impulzus-sorozatokkal (*burst*) működtetjük, a meghajtó árammal arányos feszültséget egy soros (pl. 1 Ω) ellenálláson mérhetünk. A kis differenciális ellenállású lézerdióda nagyfrekvenciás illesztettségét a meghajtó impulzusgenerátor impedanciájához (50 Ω) egy soros 47 Ω -mal biztosítottam. Az esetleges feszültségtranziensektől a lézerdiódát egy ellenkező polaritással párhuzamosan kapcsolt gyors, egyenirányító dióda védi. A lézer hátsó (nem bevonandó) rezonátorfelületéről kilépő fényt a vákuumrendszerből egy fényvezető kábellel vezettem ki, és intenzitását egy kis felbontású monokromátoron keresztül PIN diódával mértem.

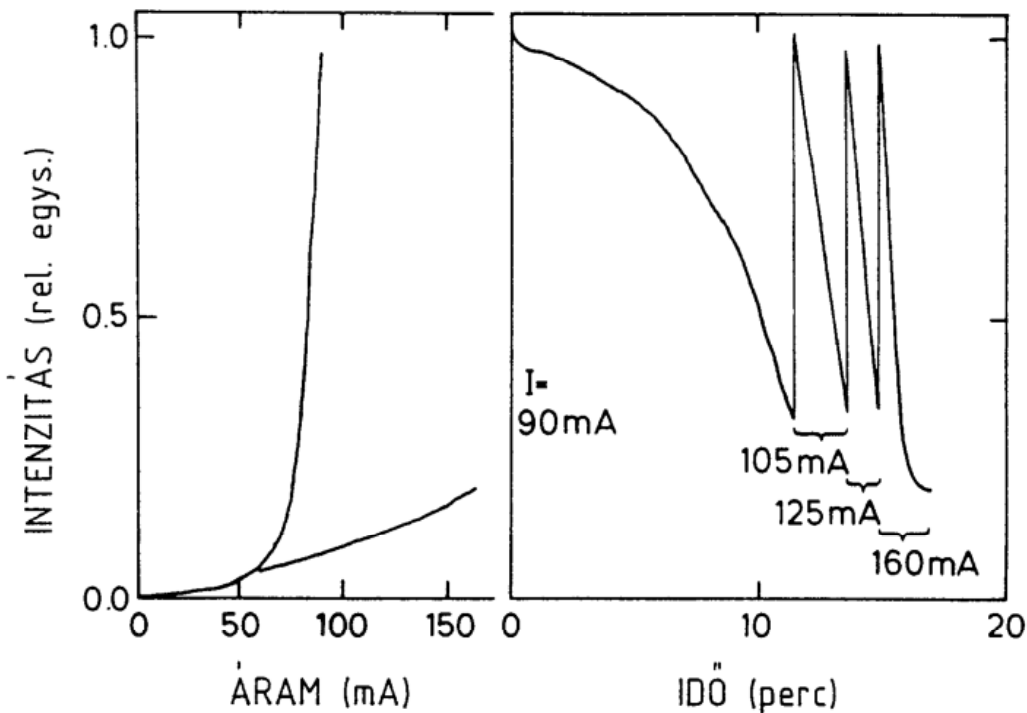


6.1. ábra. Az antireflexiós réteg növekedésének *in situ* ellenőrzésére szolgáló mérési összeállítás.

A fázisérzékeny *lock-in* erősítő nagyon kis jelek zajmentes mérését teszi lehetővé; használatával leválasztható a plazmából származó fény zavaró hatása is. Az *x-y* író (PC) a fényteljesítmény-áram karakterisztika ellenőrzésére, az *x-t* író pedig az intenzitás időbeli változásának regisztrálására szolgál. A monokromátort a növesztési folyamat megkezdése előtt a lézer emissziós spektrumának maximumára kell állítani, így a rétegnövekedésnek az erősítési görbe maximumának megfelelő hullámhossznál kifejtett hatását szelektíven figyelhetjük meg. Ez a mérési összeállítás gyakorlatilag a mai napig használatban van. Az *x-y*, *x-t* írókat természetesen a jóval megbízhatóbb digitális adatrögzítéssel helyettesítettük.

A 6.2. ábra egy 830 nm-en (védőréteg nélküli rezonátorfelülettel rendelkező) sugárzó lézerdióda (Siemens kísérleti példány) fényteljesítmény-áram karakterisztikáját mutatja be, a növesztési folyamat előtt és után; míg a jobb oldalon pedig a növesztési folyamat közben fellépő intenzitás csökkenés látható. Az antireflexiós réteg növekedése közben a rezonátorfelület reflexiója, és így a hátoldalon kilépő fény intenzitása monoton csökken. Az optimális vastagság elérését a lézerműködés megszűnésével együtt járó határozott intenzitásminimum jelzi. A lézerdióda meghajtó I áramát a pontosság növelése érdekében, több lépésben (90 – 160 mA) megnöveltem. A rétegnövekedés sebességét, valamint a mérés, pontosabban az alkalmazott *lock-in* erősítő időállandóját (1s) figyelembe véve megbecsülhető, hogy ezzel a mérési módszerrel egy adott hullámhosszon hatásosan működő antireflexiós

réteg vastagsága nanométeren belül megegyezik az optimális értékkel. Ha a porlasztást tovább folytatjuk, a $2 \cdot \lambda/4$ -es dielektrikum rétegvastagság elérését intenzitás maximum jelzi. A $\lambda/2$ -es réteg „hatástalan”, azaz a lézerciódák küszöbárama az eredeti értéket veszi fel. A $3 \cdot \lambda/4$ -es réteg ismét antireflexiós réteggé működik, és a további rétegnövekedést is periodikus intenzitásváltozás jelzi.



6.2. ábra. Lézerciódák fénytéljesítmény-áram karakterisztikája a porlasztási folyamat előtt és után, valamint az *in situ* mért intenzitás a porlasztás idejének függvényében.

A maradék reflexiót a lézerciódák eredeti küszöbáramánál felvett spektrumának mérésével határoztam meg [70]. A maradék reflexió véges értéke miatt, a spontán emisszió spektruma a Fabry-Perot rezonátor módusainak megfelelően, modulálva van. A spektrumból az m modulációs index meghatározásával az R_0 maradék reflexió kiszámítható:

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad m = \frac{2\sqrt{R_0/R}}{1 + R_0/R}$$

ahol R a hasított rezonátorfelület reflexiója (0,32). Az ellenőrző mérések szerint, a vastagságmérés *in situ* kontrollján alapuló eljárás, a GaAs alapú lézerek 830 nm körüli emissziós hullámhosszán hatásos antireflexiós réteg készítése esetén, tipikusan kisebb, mint 10^{-4} maradék reflexió elérését tette lehetővé.

Az értekezés tárgyát képező munka korai szakaszának indítéka a lézerciódák alacsony maradék reflexiót biztosító rétegbevonási-technológiájának a kidolgozása volt. Az itt

bemutatott módszer időtállónak bizonyult, a hangolható félvezető lézerek antireflexiós rétegének vastagságkontrolljára az általam javasolt *in situ* módszert, mind kísérleti, mind *kommerciális* szinten általánosan használják. Az AR réteg növesztésének kidolgozása után számos, különböző hullámhosszokon működő rendszert építettünk fel, ahol diplomamunkás, vagy PhD hallgatók kezdték meg kísérleti munkát. Érdekes mérési összeállítást valósítottunk meg két lézerdiódával; a lézerrezonátort két, az AR rétegével egymás felé fordított lézerdióda alkotta [*22]. Az értekezésben bemutatott kísérleti összeállítás további, alapvető fizikai jelenségek vizsgálatára volt alkalmas; amelyekből PhD disszertációk egész sora (Sigg 1987, Zimmermann 1989, Baums 1990, Pávó 1991, Sacher 1992, Hoffmann 1994, Ziegler 1998) [71-77], és értékes publikációk születtek [pl. *4, 78-80].

7. Rövid impulzusok generálása lézerdiódával

A 6. fejezetben ismertetett *in situ* eljárással készíthető AR réteg lehetővé tette, hogy egyszerű, járulékos optikai elemek (mikroszkóp objektív, tükör) segítségével egy félvezető lézer fényét jó hatásfokkal, külső rezonátorba tudjuk csatolni. A mérési összeállítás eredményeként, egy változtatható hullámhosszú, koherens fényforrást kapunk, ha a külső rezonátort egy hullámhossz szelektív eszközzel (ráccsal vagy szűrővel) egészítjük ki. Ez a mérési összeállítás - némi kiegészítéssel – a lézerdióda erősítési tartományába eső hullámhosszú, rövid impulzusok keltésére is alkalmassá tehető. Ha célunk az, hogy egy folytonosan működő fényforrásból pikoszekundum időtartamú impulzusokat állítsunk elő, elvileg elegendő egy gyors, optikai vagy elektromos kapcsolóval a fénysugarat kapcsolgatni. Ilyen kapcsoló azonban a gyakorlatban nem létezik; vagy ha létezne is, az így előállított impulzusokban a fotonok száma nagyon kicsi lenne. Célszerűnek látszik, hogy a fényforrás által kibocsátott sugárzás fotonjait, a kívánt impulzus időtartamára egy „csomagban” tömörítsük össze. Léteznek olyan impulzusrövidítési eljárások, melyek alapvetően a lézerek működéséhez kapcsolódnak [81]; ezek közül a leghatékonyabb a lézerdiódáknál (a dióda típusától függetlenül) egyszerűen megvalósítható módusszinkronizáció [82].

A módusszinkronizációt rövid impulzusok keltésére olyan lézerekben alkalmazzák, ahol a stimulált emisszió viszonylag széles energiatartományban hozható létre, tehát a rezonátorban egyszerre nagyszámú módus gerjeszthető. A lézerdióda *chip* rezonátorfelületeit minden esetben a hordozó kristályszelet hasításával alakítják ki. Ez egy Fabry-Perot rezonátor, amely két párhuzamos síktükörből (kristálylapkából) áll és magában foglalja az árammal gerjesztett erősítő közeget (lásd 2. fejezet). A rezonátorban kialakuló stabil hullámformák, a módusok frekvenciájának különbsége az L rezonátorhosszal fordítottan arányos: $\delta\nu = c/2n_{eff}L$. Itt a c fénysebesség, n_{eff} a rezonátor közegének effektív törésmutatója, $\delta\nu$ a spektrális, vagy más néven módustávolság, melynek reciprok értékét szemléletesen a rezonátor futási idejének nevezzük. A rezonátorban lévő erősítő közeg, a dióda aktív rétege a spontán emissziót csak bizonyos energiatartományban képes erősíteni, az ezen kívüli sugárzás számára abszorpciót jelent. Ezt a tulajdonságát az erősítés $\Delta\nu$ sáv szélességével jellemezzük (lásd 2.2. ábra). A rezonátorból kilépő elektromágneses hullám pillanatnyi elektromos tere a lehetséges A_n amplitúdójú, φ_n relatív fázisú longitudinális módusok összegeként írható fel:

$$E(t) = \sum_n \frac{1}{2} A_n e^{i\varphi_n + i(\omega_0 + n \cdot \delta\omega)t} + C.C.,$$

ahol az összegzést az erősítés $\Delta\nu$ tartományára kell elvégezni. A kifejezésben $\delta\omega/2\pi = c/2L$ a módustávolság. Ha a különböző módusok fázisa egymástól független, akkor a kimeneten megjelenő intenzitás időben nem állandó, hanem zajszerű. Ha viszont a különböző módusok egymáshoz képest meghatározott fázisban vannak, azaz

$$\varphi_n - \varphi_{n-1} = const.$$

a helyzet alapvetően megváltozik; a kimenet szabályos időközökre lévő éles csúcsok sorozata lesz, melynek periódusideje $T = 2L/c$, a rezonátor futási ideje és az impulzus időtartamát $t_p \approx 1/\Delta\nu$ idővel jellemezhetjük. Azokat az eljárásokat, amellyel biztosítjuk, hogy az egyes oszcilláló módusok fázisa egymáshoz képest rögzítve legyen, módusszinkronizációnak (*mode locking*) nevezzük. A sávszélesség és az impulzushossz szorzata, a $\Delta\nu \cdot t_p$ egységnyi és értéke függ az impulzus alakjától (Gauss impulzus 0,44; exponenciális 0,11; stb. [81]), valamint a „csörp” (*chirp*) - azaz az impulzusban létrejövő lineáris frekvenciaeltolódás - jelenlététől. Ha az idő-sávszélesség szorzat megközelíti az elméleti értéket, „transzformáció-limitált”, vagy koherens impulzusról beszélünk; a „csörp” vagy az impulzus strukturáltsága a szorzat növekedését eredményezi.

A módusszinkronizáció megvalósítható az optikai erősítés futási időnek megfelelő periódusú modulációjával (aktív módusszinkronizáció). Egy lézerdióda esetén ez egyszerűen a nyitóirányú áram modulációját jelenti. A dióda, kis mérete miatt, kis kapacitású eszköz, melynek a gyakorlatban néhányszor tíz mA-es munkaponti áramát néhány GHz-ig, rendkívül egyszerű módon lehet modulálni. A félvezető lézerben a rekombináció a sávok betöltöttségétől függően relatív széles energiatartományban történhet, a sávok betöltöttsége pedig a dióda p-n átmenetén átfolyó árammal arányos. Az optikai erősítés sávszélessége, pl. GaAs anyagú lézer λ hullámhosszát alapul véve ($\lambda=830$ nm), folyamatos injekció mellett elérheti a 10, impulzus üzemben pedig a 30 nm-t [83]. Ennek alapján az elméletileg meghatározható koherens impulzushossz a szubpikoszekundumos időtartományba esik.

A félvezető lézer tulajdonságaiból következik, hogy a rövid impulzusok generálásának a legegyszerűbb módja az aktív módusszinkronizáció; tehát a lézer erősítésének közvetlenül a meghajtó áram által történő, futási időnek megfelelő periódusú modulálása. Ha vezérlésre egy 10 GHz-es generátor áll a rendelkezésünkre, akkor kb. 15 mm-es rezonátorhosszat kellene biztosítani. Egy lézerdióda *chip*-et általában 0,2-1,5 mm hosszúságúra hasítanak, ez azt jelenti, hogy az általános gyakorlatban a rezonátort járulékos optikai elemekkel, esetleg integrált optikai módszerekkel a modulálási frekvenciának megfelelően ki kell terjeszteni. [82]. A külső rezonátort leggyakrabban egy kollimátor és egy síktükör segítségével alakítják ki [2, 4, 83], de lehetséges homorú tükör [1], vagy „*selfoc*” lencse használata is [5]. Az elért eredményeket összefoglalva [85, 86] megállapíthatjuk, hogy 100 MHz – 5 GHz-es ismétlődési frekvenciával, 10-20 ps időtartamú, közel koherens ($\Delta\nu \cdot t_p \sim 0,4$) impulzusok keltése lehetséges, ha egy egyszerű diódastruktúrán, kizárólag a meghajtóáram modulációjával előidézett szinkrongerjesztést alkalmazzuk. Az általam elvégzett kísérletek során, elsősorban a hullámhosszfüggés szisztematikus vizsgálatával, arra a kérdésre kívántam választ adni, hogy mi a feltétele annak, hogy az aktív módusszinkronizációval előállított impulzusok „transzformáció-limitált”, koherens impulzusok legyenek.

7.1. Lézerdióda működtetése külső rezonátorban

Szilíciumnitrid katódporlasztásával és a vastagságmérés *in situ* kontrollján alapuló eljárás alapján, a GaAs alapú lézerek 830 nm körüli emissziós hullámhosszán hatásos AR réteg készítése tipikusan 10^{-4} maradék reflexió elérését tette lehetővé (lásd 6. fejezet). A lézerdióda

fényét mikroszkópobjektív segítségével egy külső optikai rezonátorhoz csatoltam, melynek futási ideje megegyezik a moduláló frekvencia periódusával [*5,*6].

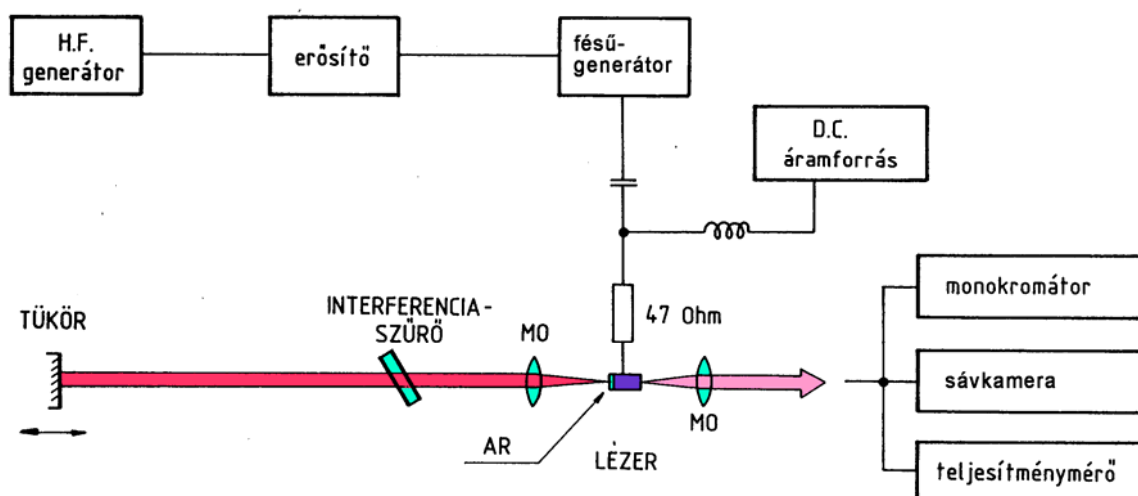
A 7.1. ábra a külső rezonátor felépítését, a lézerdióda meghajtására szolgáló elektronika kapcsolási vázlatát, valamint a kilépő fényimpulzusok tulajdonságainak a mérésére szolgáló összeállítást mutatja be. Az AR réteggel bevont lézerdiódát egy Peltier-elemet tartalmazó hőmérsékletstabilizált befogóra szereltem. A lézerdióda antireflexiós rezonátorfelületével szemben, attól L távolságra, mikropozicionálókka szerelt dielektrikum rétegekből készített tükröt helyeztem, melynek reflexiója, 830 nm-en, 98 % volt.

A lézerből kilépő divergens nyalábot egy 6 mm-es fókusztávolságú, 0,35 numerikus apertúrájú mikroszkópobjektív segítségével fókuszáltam vissza a külső tükrörről. A Fabry-Perot-rezonátort ebben az összeállításban a lézerdióda hasított, kb. 32 % reflexiójú rezonátorfelülete és a külső tükrő alkotja. A rezonátor hosszát kb. 1,8 m-nek választottuk, ami 12 ns-os futási időnek (85 MHz) felel meg. A külső rezonátorba egy elfordítható állványra keskeny sávú ($\Delta\lambda = 5$ nm) interferenciaszűrőt helyeztem, amelynek transzmissziója a lézer 830 nm-es hullámhosszához 98 %. Ennek kettős rendeltetése van, egyrészt meghatározza az emisszió sáv szélességét; másrészt elforgatásával lehetővé válik a lézer hullámhosszához folyamatos változtatása azon a tartományon belül, ahol az antireflexiós réteg hatékonyan működik. Az interferenciaszűrő transzmissziójának csúcsa a rövidebb hullámhosszak felé tolódik el, ha a fénysugár nem merőlegesen, hanem növekvő beesési szöggel halad át a szűrőn. Hullámhossz szelektív elemként szokás reflexiós rácsot is alkalmazni [87], ebben az esetben a rács tölti be a külső tükrő funkcióját is.

Ha a lézer hullámhosszát az erősítés maximumához tartozó hullámhossztól elhangoljuk, a küszöbárama megnövekszik. Kísérleteim során a lézerre mindig az aktuális küszöbáramnál kisebb meghajtó áramot kapcsoltam (elhangelve a lézert az erősítés maximumához tartozó hullámhossztól, küszöbárama növekszik). A szinkrongerjesztés - a rezonátor futási idejének megfelelő periódussal - rövid, nyitóirányú elektromos impulzusokkal történt egy LC körből álló leválasztó tagon keresztül. A 150 ps időtartamú, 20 V amplitúdójú (50 Ω -on) áramimpulzusokat egy túlimpulzus generátor (HP 33002A *comb* generátor) szolgáltatta, melynek a meghajtásához szükséges 0,5 W-os szinuszos teljesítményt digitális pontosságú nagyfrekvenciás generátor jelének erősítésével állítottam elő. A reflexiómentes illesztettség érdekében közvetlenül a lézerdiódára egy 47 Ω indukciómentes ellenállást forrasztottam. Figyelembe véve a lézer néhány ohmos differenciális ellenállását, az 50 ohmos meghajtó rendszer nagyfrekvenciás szempontból lezártnak tekinthető.

A gyors félvezető detektorok, a lavina diódák felbontóképessége kb. 100 ps, ezért a rövid impulzusok mérésére egy különleges eszközt, sáv-kamerát (*streak*-kamera) használtam. Működésének lényege a következő: egy fényérzékeny ernyőre vetített impulzussorozat hatására az intenzitással arányos számú elektron emittálódik, amelyet gyorsító feszültség hatására fluoreszcens ernyőre képeznek le. Ha az elektronnyalábot, irányára merőlegesen, egy lineárisan változó elektromos tér téríti el, akkor a képernyőn, az impulzus időtartamától függő mértékben, az eltérítés irányába „elkenődött” kép jelenik meg, aminek az intenzitás eloszlását mérjük. A kamera hitelesítése Michelson interferométerrel történik. A fénysugarat kettéosztva, az egyik nyalábot késleltetve a kamera képernyőjén kettőzött impulzusok jelennek meg; a késleltetési idő az interferométer méretéből meghatározható. A periodikusan

ismétlődő nagyfeszültségű triggerelt eltérítő jel frekvenciája 80-100 MHz lehet; ehhez a frekvenciához alkalmazkodva végeztem a kísérleteket 1,8 m-es külső rezonátorban [*11,*30].



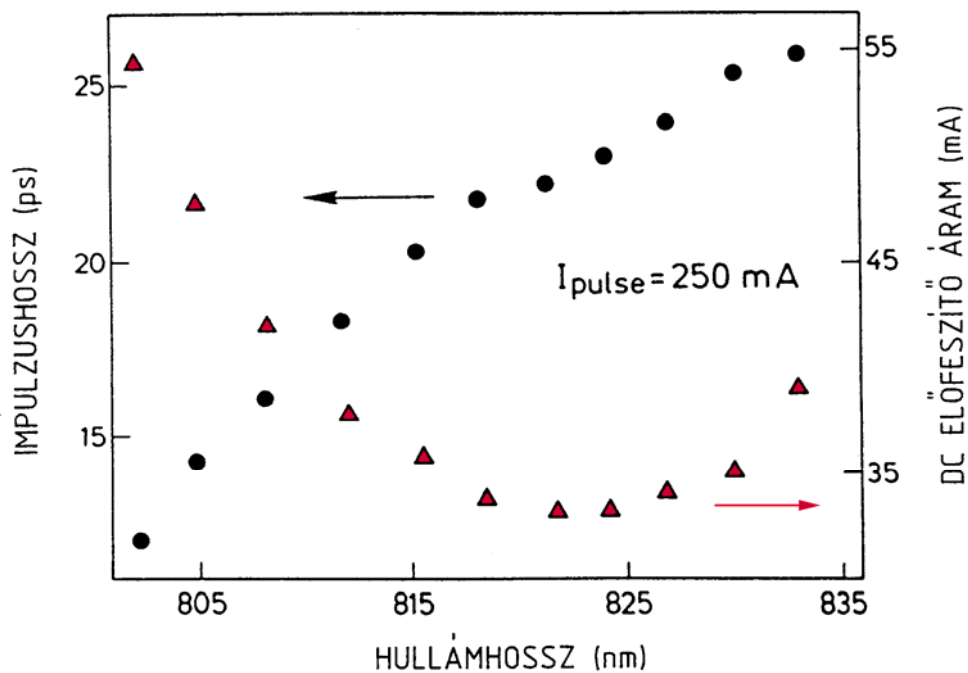
7.1. ábra. A külső rezonátor felépítése, a lézardióda meghajtására szolgáló elektronika kapcsolási vázlata és a fényimpulzusok mérésére szolgáló összeállítás.

(MO:mikroszkópobjektív, AR: antireflexiós réteg, a *chip* másik lapkája a kilépő tükör)

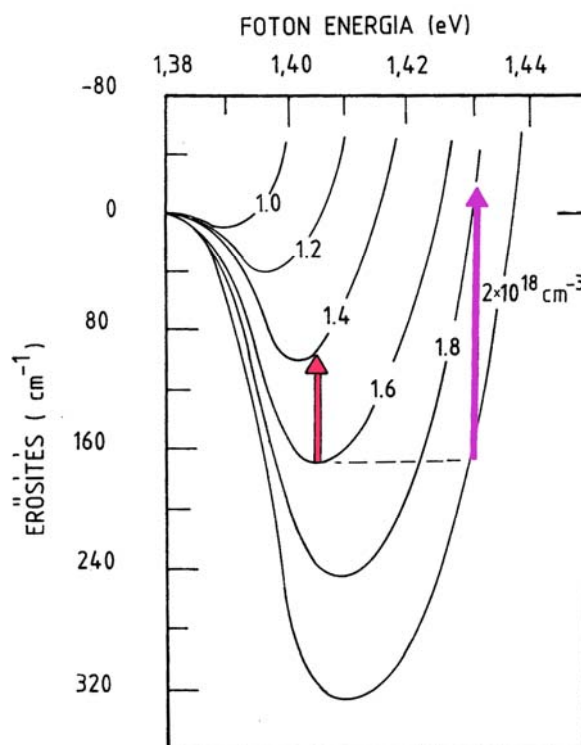
7.2. Az emisszió hullámhosszának változtatása

A lézardióda erősítésének maximuma környezetében hatékony antireflexiós réteg lehetővé teszi, hogy a külső rezonátor hullámhossz-szelektív elemével az emisszió hullámhosszát egy viszonylag széles tartományon belül megváltoztassuk. Hangolva a lézert 825 nm-től 802 nm-ig, a mért impulzus-félérték folyamatosan csökken 24 ps-tól 7 ps-ig (7.2. ábra) [T15].

A módusszinkronizált rendszer által kibocsátott fényimpulzusok időtartamának határozott hullámhosszfüggését a félvezető lézer erősítésének dinamikus viselkedésével lehet megmagyarázni. A fénykibocsátás az aktív rétegbe injektált töltéshordozók rekombinációjának az eredménye; egy fényimpulzus kialakulása közben a töltéshordozók koncentrációja csökken, ami egyben a Fermi-szintek csökkenését is jelenti. A 7.3 ábra a GaAs alapú lézardióda erősítésének a kibocsátott fotonok energiájától való függését mutatja be, különböző N töltéshordozó-koncentráció esetén [88]. Tételezzük fel, hogy egy fényimpulzus keletkezése közben a töltéshordozó-koncentráció $\Delta N = -2 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-3}$ -t változik. Látható, hogy ez a koncentráció-változás az erősítés maximumához tartozó energiánál magasabb energiájú fény esetén nagyobb erősítés-változással jár együtt, mint az erősítés maximumánál. Így magasabb energiák esetén, a Fermi-nívók közelében, egy impulzus keletkezése közben az erősítési tranziens gyorsabb és abszorpciót is eredményezhet. Ez az abszorpció hatásosan vesz részt az impulzus lefutó élének formálásában: az impulzus rövidülését eredményezi.



7.2. ábra. Az impulzus időtartamának mért értékei (fekete pontok) és a hozzá tartozó optimális egyenáramértékek (háromszögek) a hullámhossz függvényében (az eredeti lézermisszió hullámhossza 824 nm).



7.3 ábra. GaAs alapú lézerdíoda erősítése a kibocsátott foton energiájának függvényében, különböző N töltéshordozó-koncentráció esetén [88].

A lézer emissziójának a rövidebb hullámhosszak felé történő megváltoztatása nemcsak az impulzusok időtartamának rövidülését, hanem az impulzus időtartam - sávszélesség szorzat jelentős csökkenését is eredményezi. Felhasználva a spektrummérési eredményeket [T15], az erősítés maximumánál keltett impulzusra az idő-sávszélesség szorzat értéke ~ 6 -nak, míg a 802 nm-en $\sim 1,4$ -nek adódott. Látható tehát, hogy a rövidebb hullámhosszaknál keltett impulzusok koherencia-tulajdonságai kedvezőbbek, azonban az idő-sávszélesség szorzat még itt is meghaladja az elméletileg meghatározott értéket. Ez azt jelenti, hogy az impulzus időtartama alatt jelentős frekvencia-eltolódás történik, amit törésmutató-változásnak tulajdonítható. A fényimpulzus kibocsátása közben az aktív rétegbe injektált töltéshordozók koncentrációja a rekombináció miatt csökken. A koncentráció változása törésmutató-változással jár együtt, amelynek két komponense van [89]; δn_c a szabad töltéshordozók abszorpciója által okozott törésmutató-változás, valamint δn (tipikusan $-0,04$) az abszorpciós él eltolódása miatt keletkezett járulék. GaAs lézerek esetén $\delta n_c = -(1,5 \times 10^{-21} \text{ cm}^3) \times N$ vagy, figyelembe véve egy szokásos lézerdióda paramétereit, $\delta n_c \approx -0,006$ a lézerküszöbhez tartozó N töltéshordozó koncentrációnál.

A lézermissziót a rövidebb hullámhosszak felé hangolva egyidejűleg a töltéshordozók koncentráció-változásához kapcsolódó törésmutató-változás által okozott „csörp” is csökken. GaAs-ben a dinamikus törésmutató-változás elsősorban az abszorpciós él eltolódása miatt lép fel [90]. Az erősítési görbe maximuma közelében az δn hozzáadódik a szabad töltéshordozók abszorpciójából származó változáshoz. Nagyobb energiák felé haladva δn azonban csökken, sőt előjelet is vált, így ebben a tartományban a törésmutató-változás által okozott „csörp” kevésbé játszik szerepet az impulzusok kiszélesedésében [*11,*31].

A külső rezonátoros rendszer magasabb emissziós energiák felé történő elhangolása után megmaradó „csörp” a rezonátorba helyezett Gires-Tournois interferométerrel kompenzálható [*2]. A legrövidebb impulzusok akkor keletkeztek, amikor az interferométer pozitív csoportsebesség-diszperziót generált, ellenkező esetben impulzusszélesedés volt megfigyelhető, úgy, ahogy ez a csörpre tett elméleti megfontolások alapján várható. A megfelelő mértékű elhangolás esetén koherens, exponenciális lefutású impulzusok generálhatók. Az elért impulzushossz 4,6 ps; a sávszélesség-impulzushossz szorzat 0,13; ez csaknem egyezik az exponenciális lefutású - *single-sided exponential* - impulzusformára elméletileg meghatározott 0,11-es értékkel; ez akkor rekordnak számított.

8. Összefoglalás – az új eredmények hasznosítása

8.1. Új tudományos eredmények

1. tézis:

a). A GaAs alapú félvezetőlézerek anyagának törésmutatójához (n_s) illeszthető, n törésmutatójú ($n^2=n_s$) antireflexiós réteget nemsztöchiometrikus szilíciumnitridből készítettem. Megállapítottam, hogy a szinterelt szilíciumnitrid kerámiából készült targetet Ar és N_2 gázok keverékével porlasztva a leválasztott réteg törésmutatója $n = 1.58$ -tól monoton növekszik, ha a plazmában az argon parciális nyomását növelem. n eléri a sztöchiometrikus szilíciumra jellemző 2,05 körüli értéket, ha a parciális nyomások aránya $P_{Ar}/P_{N_2} = 150$. Az abszorpció együttható maximumot mutat, amikor relatív alacsony, $P_{Ar}/P_{N_2} = 40$ argon aránynál nitrogén felesleg épül be a rétegbe [T1,T2].

b). Antireflexiós réteggént alkalmazható szilícium-oxinitrid (SiON) előállításánál targetként kristályos szilíciumot használtam és a porlasztást nitrogént és oxigént tartalmazó gázkeverékkel végeztem. A porlasztott réteg törésmutatója az oxigén parciális nyomásának növelésével, a 2,05-ös szilíciumnitrid törésmutató értékről, monoton csökkent. A szokásos 50 mm-es target távolságnál, 2-3 Pa nyomású plazmában, a $P_{O_2}/P_{N_2} = 0,002$ parciális nyomás arány esetén a növesztett réteg törésmutatója eléri a határesetet jelentő, szilíciumdioxidra jellemző 1,45 értéket [T3]. A plazma ezrelékes O_2 tartalma utal a folyamat reaktív jellegére; ez a kis mennyiség elegendő a leválasztott anyag kémiai összetételének megváltoztatására.

2. tézis:

5-30 nm vastag a-Si és SiON rétegeket növesztettem adalékolatlan, kristályos Si targetből úgy, hogy a recipiensbe felváltva nagy tisztaságú argon, illetve nitrogén gázt vezettem. Keresztmetszeti transzmissziós elektronmikroszkópia (TEM) segítségével megmutattam, hogy az első a-Si rétegre porlasztott SiON réteg felülete kissé hullámos és feldurvult, annak ellenére, hogy az a-Si réteg felülete sima. A második SiON réteg határán az a-Si/SiON réteg-pár vastagságával összemérhető periódushosszú hullámosodás megismétlődik, és amplitúdója növekszik. Ugyanezt a rendszert N-típusú, foszforral (P) erősen adalékolt targetből porlasztva, hullámzástól mentes határfelületeket kaptam és a SiON réteg feldurvulása jelentősen csökkent. Megállapítottam, hogy a foszforral adalékolt a-Si réteg hatásosan függetleníti a porlasztott réteghatárokat a kiindulási felület, valamint a SiON réteg egyenetlenségeitől [T4]. Ezt a jelenséget azzal magyaráztam, hogy a korlátozott diffúziójú P beépülése a Si helyére a Si intersticiós atomok számának növekedését jelenti. A réteghatárokon az intersticiós atomok diffúziójukkal segíthetik a befogódó atomok optimális elhelyezkedését. Rámutattam, hogy az adalékolt targetből porlasztott, néhány nm vastagságú rétegek esetén az ellipszometria közvetett módon veszi figyelembe a P adalék hatását a felület minőségére [T5].

3. tézis:

a). Schottky dióda alapjául szolgáló amorf réteget kristályos SiGe targetból növesztettem úgy, hogy a hidrogén beépítésére – tudomásom szerint először – az RF katódporlasztást végző plazma gázkeverék egyik komponenseként 0,4% parciális nyomású hidrogén gázt használtam. A p típusú szilíciumra porlasztott, 3,5% germániumot tartalmazó, amorf rétegen készült alumínium Schottky átmenet áram-feszültség karakterisztikáját vizsgálva azt találtuk, hogy a nagyáramú szakasz - 1,5 V nyitófeszültség fölött - az előfeszültség négyzetének lineáris függvénye. Megállapítottuk, hogy az áramot ebben a szakaszban a többségi töltéshordozóknak a tértöltési tartomány által korlátozott diffúziója határozza meg. Ennek alapján felvázoltuk egy négyzetes áram-feszültség karakterisztikájú Schottky dióda, hidrogént tartalmazó a-SiGe rétegen alapuló konstrukcióját [T6, T7].

b). Megfelelő nagyságú Ge kristály-lapkát p típusú, bórral (B) adalékolt szilícium szeletre rögzítve készítettem a napsugárzás konverziója számára optimálisnak tartott, 20 - 25%-os Ge tartalmú a-SiGe réteg porlasztásához szükséges speciális targetet. Az amorf rétegek RF porlasztása során az argon gázhoz különböző mennyiségű - 0,4; 0,8; 1,2 térfogatszázalék - hidrogént kevertem. Megállapítottuk, hogy a rétegbe beépülő hidrogén atomok számának növekedésével nő a réteg fajlagos ellenállása. A töltéshordozó koncentráció csökkenését a vezetési és vegyértéksáv határán a donor, illetve akceptornívók számának - a beépülő hidrogén passziváló hatására történő - csökkenésével magyaráztuk [T8-10].

4. tézis:

100, egyenként 3 nm vastag rétegből álló a-Si/Ge:H multirétegeket növesztettem úgy, hogy váltakozva Si, illetve Ge targetet porlasztottam argon és különböző mennyiségű hidrogént tartalmazó gázkeverékekkel. A hőkezeletlen mintákon felvett alacsony szögű röntgendiffrakció (SAXRD) ötödrendű Bragg-csúcsig mérhető spektruma arra utalt, hogy a szerkezetet éles és sima határátmenetekkel rendelkező rétegek alkotják. A minták termikus stabilitását a különböző hőmérsékleteken végzett hőkezelések ideje alatt (*in situ*) felvett elsőrendű Bragg-csúcs I intenzitásváltozásának, a $\ln(I/I_0)$ görbe időbeli lefutását ábrázolva vizsgáltuk. A hőkezelések hatását vizsgálva megállapítottuk, hogy a magas hidrogén tartalom miatt, vagy a magas hőkezelési hőmérséklet hatására multiréteg hidrogéntartalma felszabadul; a felület felhólyagosodik, buborékok alakulnak ki, melyek a további, intenzív növekedésük során „felrobbannak”, helyükön piciny kráterek keletkeznek. A hőkezelés közben végzett *in situ* SAXRD mérések arra utalnak, hogy a minta - a felület degradációjának ellenére - megőrzi réteges szerkezetét, amit a minták keresztmetszeti transzmissziós elektronmikroszkóp (TEM) vizsgálata is alátámasztott. Az alacsony hidrogéntartalmú (0,8 és 1,5% H tartalmú plazmával növesztett) minták 400 °C-on végzett hőkezelése során felvett $\ln(I/I_0)$ görbéit tekintve megállapítottuk, hogy a hidrogén jelenléte, a Si/Ge multirétegekben a felszakadt kötések számának csökkentése révén, lassítja a két anyag diffúziós keveredését. Ugyanakkor a 450 °C-on végzett hőkezelés esetén mért diffrakciós görbék lefutásából látható, hogy a rétegszerkezet degradálódása valamennyi hidrogéntartalmú mintánál felgyorsul [T11, T12].

5. tézis:

A 300 nm vastag, hőkezelt a-Si/Ge:H multiréteg AFM és TEM felvételeit vizsgálva megállapítottam, hogy a hőkezelés hatására keletkezett kráterek mindegyike a rétegszerkezet teljes, 300 nm-es mélységére kiterjed; a felületen sekély krátereket, azaz pórusokat nem találtam. Ez alapján valószínű, hogy a hidrogén jelentős része a multiréteg mindkét határa (szubsztrát és felszín) felé távozik, a rétegszerkezeten belül üregek nem alakulnak ki. A magas hidrogéntartalmú (6% H tartalmú plazmával növesztett) minta 350 °C-on végzett hőkezelése után készített mikroszondás analízise alapján azt találtam, hogy a rétegszerkezetben léteznek olyan tartományok, ahol a Si és Ge rétegek jól elkülönülnek egymástól, ugyanakkor az energia szelektív detektor Ge jele határozottabb amplitúdójú periodicitást mutat [T13]. Ez megfelel a hidrogén nélküli multirétegekben aszimmetrikus diffúziót feltételező modellnek: a Ge atomok gyakorlatilag nem képesek behatolni a Si mátrixba, míg a határfelület közelében levő Si atomok könnyebben bediffundálnak Ge-ba, ahol eloszanak. Az azonos hőfokon kezelt, hidrogén nélkül porlasztott mintáknál, előrehaladottabb diffúziós keveredést találtam. A TEM felvételek alapján megállapítottam, hogy a degradált felületű multirétegben a diffúziós folyamat inhomogén. Kialakulnak a multirétegben olyan tartományok, ahol a megkötött H jelenléte lassítja a két anyag diffúziós keveredését. Azokban a tartományokban, ahol a H a hőkezelés hatására távozik, porlasztott réteghatárok jobban elmosódnak, de a szerkezet összetétel-modulált jellege megmarad [T14].

6. tézis:

Félvezető lézerek antireflexiós (AR) bevonata pontos vastagságának közvetlen kontrolljára *in situ* mérési eljárást dolgoztam ki. Ennek lényege az, hogy a porlasztási folyamat alatt a diódát lézereküszöbe felett működtettem és a hátsó, nem bevont rezonátorfelületről kilépő fénytjeljesítményt mérem. Az optimális vastagság elérésénél a fénytjeljesítmény minimum értéket ér el, hiszen a hatékonyan működő AR réteg miatt az optikai visszacsatolás is minimális. Becslésem szerint a rétegvastagság ± 1 nm-nél kisebb hibával beállítható, méréseim szerint pedig a legtöbb esetben a maradék reflexió kisebb, mint 0.01 % [T1-3]. Az *in situ* eljárás alkalmazható a $\lambda/4$ rétegvastagság egész számú többszöröseinek ellenőrzésére: páros számú $\lambda/4$ -es réteg „hatástalan”, azaz a lézerdióda küszöbárama az eredeti értéket veszi fel; páratlan számú $\lambda/4$ -es réteg ismételt reflexiócsökkentő hatású. A kereskedelmi forgalomba kerülő, külső rezonátorral változtatható hullámhosszúságú fényt kibocsátó félvezető lézerek antireflexiós rétegének vastagságkontrolljára az általam javasolt *in situ* módszert általánosan használják.

7. tézis:

Megállapítottam, hogy a külső rezonátorba helyezett, az AR bevonatuk miatt széles tartományban hangolható lézerdiódák által aktív módusszinkronizációval előállított impulzusok időtartama - hangolva a lézert a rövidebb hullámhosszak felé - monoton csökkenthető. Az impulzusok időtartamának hullámhossz szerinti változására kvalitatív

magyarázatot adtam. Rámutattam, hogy az impulzushossz a fényerősítés - az aktív rétegbe injektált töltéshordozók kvázi-Fermi nívói által meghatározott - dinamikájától függ. A differenciális erősítés nagyobb, így az erősítési tranziens gyorsabb, a magasabb energiájú oldalon. Egy fényimpulzus kibocsátása az elektron-lyuk koncentrációnak, így a kvázi-Fermi szintek csökkenésével jár együtt; ezért rövidebb hullámhosszú impulzusok kibocsátása esetén az erősítés abszorpcióvá változhat. Ez a mechanizmus játszik szerepet az impulzus lefutó élének formálásában [T15].

8.2. Az eredmények hasznosítása

A bevezető fejezetben elérendő céljaim között elsőként említettem, a különböző hullámhosszakon működő LED-ek [*28], félvezető lézerek [*14, *15] és detektorok [*9,*10] számára reflexiócsökkentő, illetve növelő bevonatok technológiájának kidolgozását és alkalmazását. Az elért eredmények egy része meghatározott kutatási projekthez kapcsolódott, így beépült az adott projekt eredményeibe.

1995-ben az MFKI-ban megvalósított, 1.13 μm -en működő külső rezonátoros rendszert *Bozóki Zoltán* (JATE, Szeged) által készített fotoakusztikus cellával egészítettük ki, úgy, hogy az akusztikus cellát - javaslatomra - a lézer külső rezonátorába helyeztük el. A mérés célja a cellába szívott vízgőz detektálása volt. A fotoakusztikus jel keltéséhez a fényforrás intenzitását, az akusztikus cella rezonanciafrekvenciájának megfelelő ütemben moduláltuk. A gázok fotoakusztikus elven történő detektálásának alapja az a jelenség, mely szerint egy periodikusan modulált fénysugár az adott gázkomponensben történő elnyelődése során hang keletkezik, amely hang amplitúdója arányos a fényelnyelő gázkomponens koncentrációjával. Bár az így keletkező hang intenzitása rendkívül gyenge, a megfelelő mérés technikával 50 ppm vízgőz koncentrációt sikerült kimutatni [*24]. Azóta a szegedi kutatócsoport számos olyan berendezést fejlesztett ki, melyek alkalmasak ipari, illetve terepi körülmények között megbízható mérések végzésére.

Az MTA RMKI-ban *Bakos József*, majd *Sörlei Zsuzsa* vezetésével működő Plazmafizikai Osztály a rubídium atomok lézeres hűtésével foglalkozott. 1998-ban megkérték az ehhez szükséges, 780 nm környékén hangolható, félvezető lézert tartalmazó fényforrás megépítésére. Az együttműködésünk során számos érdekes eredmény született, melyek technikai részleteiről közös publikációkban [*25, *26] számoltunk be. A rubídium atom lézeres hűtésénél használt 60 ns időtartamú, csörpölt impulzusok előállítása kizárólag félvezető lézerrel volt lehetséges. A lézeres hűtéssel kapcsolatos legegyszerűbb eset az atomsugárban mozgó atomok lassítása és sebességszórásának csökkentése. A termikus forrásból kilépő atomok több száz métert mozdulnak el másodpercenként. Ha a lézertény fotonjainak energiája megegyezik az atom két energianívójának különbségével, akkor az atom azt el tudja nyelni. Mivel a foton impulzussal is rendelkezik, ezért a szembe mozgó atomok impulzusa ezzel a fotonimpulzussal csökken. A lézernyalábbal szemben mozgó atom rezonanciafrekvenciája a Doppler-effektus miatt eltolódik az álló atoméhoz képest, ezért az atomok longitudinális hűtését az atomnyalábbal szemben terjedő, áram-moduláció által változtatott frekvenciájú (csörpölt), néhány mW teljesítményű diódalézer impulzusaival

valósítottuk meg. Egy ilyen foton-atom ütközésben az atom lassulása csak néhány cm/s, de akár százmillió ütközés is történhet másodpercenként, így az atomok nagyon gyorsan le tudnak fékezni.

Munkám során hazai és külföldi intézetek, egyetemek munkatársai kértek meg, hogy különböző típusú, kereskedelmi forgalomban kapható, vagy éppenséggel saját fejlesztésű félvezető lézerek számára AR réteget készítsék. Az utóbbi feladat az egyszerűbb, hiszen ez esetben a lézerdióda anyaga, szerkezete ismert, és a gyári tokozás kibontása (boncolás) alól is mentesülünk. Minden esetben (az alapvető áram - feszültség, - fénytéljesítmény karakterisztikán kívül) legfontosabb feladat a lézerdióda aktív réteg effektív törésmutatójának a 2.2. fejezetben leírtak szerinti meghatározása. Egyszerű feladatnak tűnik a dióda *chip* hosszának mérése, de ez csak a „boncolt” eszközön lehetséges. Ez a művelet a diódalézert védő ablak eltávolítását jelenti. Az utóbbi években az eltávolított ablakokat összegyűjtöttem, jelenleg a kollekció több mint 120 darabból áll. Állandó partnerünknek számít a TOPTIKA müncheni cég, akik többrétegű AR bevonat után is érdeklődnek. A többrétegű AR bevonat alacsony maradék reflexiójú tartománya szélesebb, mint az egyszerű egyrétegűé. Elkészítése során a 2.1. fejezetben leírt $\lambda/4$ -es AR réteg ($nd = \lambda/4$ és $n_s = n^2$, ahol n a réteg, és n_s a lézer aktív rétegének törésmutatója, d a réteg vastagsága) helyett először egy n -nél nagyobb, majd kisebb törésmutatójú réteget választanak le, melyek vastagsága $1,272 \cdot \lambda/4$ illetve $1,468 \cdot \lambda/4$ kell, hogy legyen [91]. A többrétegű bevonatot a 2,3-as törésmutatójú TiO_2 -ból (lásd a 1.3. fejezet), Nb_2O_5 -ból [*27] és alacsony törésmutatójú SiON -ból készítem. A rétegvastagságok beállításánál az *in situ* ellenőrzés (6. fejezet) fontos szerephez jut; az $1 \cdot \lambda/4$, $2 \cdot \lambda/4$ stb. rétegvastagságok elérését a monitorozott fénytéljesítmény minimuma, illetve maximuma jelzi, amiből a rétegnövekedés sebessége meghatározható.

Az utóbbi évtizedben megnőtt a kereslet az AR rétegekkel bevont félvezető lézerek, hangolható lézerrendszerek iránt, hiszen, egyszerű kezelhetőségük miatt, egyre szélesebb körben alkalmazzák fényforrásként a spektroszkópiai, metrológiai műszerekben. A kereskedelmi forgalomban számos gyártó kínál különböző teljesítményű és hullámhosszú, kompakt készülékeket. Tömeggyártásuk esetén az AR bevonat készítésének technológiája nem ismert, az egyedi eszközöket gyártók általában a 6. fejezetben bemutatott technikát alkalmazzák. Jó példa erre a *Sacher Lasertechnik Group*, Marburg, Németország, akik hasonló technológiával dolgoznak; igaz, hogy eljárásuk egyes részleteit szabadalom védi [92]. Az egybeesés nem a véletlen műve; a cégalapító *J. Sacher*, a 80-as évek végén PhD munkájának [74] kísérleti részét a közreműködésemmel kezdte el a Marburgi Philipps Egyetemen.

Az amorf SiGe:H és a Si/Ge:H multirétegekkel kapcsolatos kutatások mind az intézetünkben, mind ATOMKI-ban tovább folytatódnak. A napelem-rétegek és a multirétegek hidrogénnel történő adalékolásának vizsgálatát infravörös spektroszkópiai módszerekkel folytatjuk; az adalékolt p, illetve n típusú amorf rétegek előállítására vonatkozó kísérleteket megkezdtem. Az értekezéssel kapcsolatos munka területén szerzett tapasztalataimat az intézetbe kihelyezett laboratóriumi gyakorlatokon hazai, nyári gyakorlatokon pedig külföldi egyetemi hallgatóknak oktatom.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondok volt és jelenlegi intézeti vezetőimnek, akik a támogatásukkal, hasznos tanácsaikkal és együttműködésükkel segítettek munkám befejezését. Volt és jelenlegi munkatársaimnak együttműködésükért, segítségükért és a munka során tanúsított türelmükért fejezem ki köszönetemet.

Külön szeretném megköszönni feleségemnek a támogatást, segítséget és a tehermentesítésemet. Családom tagjainak a türelmükért és biztatásukért vagyok hálás.

Köszönetemet fejezem ki barátaimnak és kollegáimnak az értekezés elkészítésével, benyújtásával kapcsolatos segítségükért és hasznos tanácsaikért.

Az értekezésben leírt munkához az alábbi projektek keretében kaptam anyagi támogatást, amit ezúton is köszönök:

- NATO Science for Peace Project: “ *Opto-electronic Devices based on Protein Bacterorhodopsin* ” SFP 974262; (1999-2004)
- GVOP-3.2.1. műszerpályázatban. “ *Katódporlasztó felújítása* ” (2004)
- Az MTA – CNR (Olaszország) közötti megállapodás alapján, az általam koordinált “*Growth and characterization of semiconductor structures for optoelectronic applications*”c. együttműködési projekt, MTA 1102. számon (1994-2009).

Budapest, 2010. február 19.

Serényi Miklós

Az értekezésben kifejtett, új tudományos eredményeimet tartalmazó publikációk
jegyzéke

- [T1] M.Serenyi, H.U.Habermeier „*Directly controlled deposition of antireflection coatings for semiconductor-lasers*” Applied Optics **26**:(5) pp. 845-849. (1987)
- [T2] M.Serenyi, W.Lauer, H.U.Habermeier „*Sputtering and in situ characterization of the optical-properties of silicon-nitride*” Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms **18**:(4-6) pp. 659-661. (1987)
- [T3] M.Serenyi, M.Racz, T.Lohner „*Refractive index of sputtered silicon oxynitride layers for antireflection coating*” Vacuum **61**:(2-4) pp. 245-249. (2001)
- [T4] M.Serenyi, C.Frigeri „*Investigation of silicon oxynitride and amorphous silicon multilayer*” European Physical Journal-Applied Physics **27**:(1-3) pp. 329-332. (2004)
- [T5] M.Serenyi, T.Lohner, P.Petrik, C.Frigeri „*Comparative analysis of amorphous silicon and silicon nitride multilayer by spectroscopic ellipsometry and transmission electron microscopy*” Thin Solid Films **515**: (7-8) pp. 3559-3562. (2007)
- [T6] Zs.J.Horváth, K.Jarrendahl, L.K.Orlov, M.Serényi, M.Ádám, I.Szabó, B.Cvikl, D.Korošak, E.Pashaev, S.Yakunin, Vo Van Tuyen, Zs.Czigány „*Vertical electrical properties of Al/SiGe/Si structure*” Proc. 37th Int. Conf. of Microelectronics, Devices and Materials, Bohinj, Slovenia, (Eds.F.Smole, M.Topic, I.Sorli, MIDEM): pp.143-148. (2001)
- [T7] Zs.J.Horváth, M.Serényi, M.Ádám, I.Szabó, E.Badaljan, V.Rakovics „*Al/a-SiGe:H/c-Si m-i-p diodes - a new type of heterodevice*” Physica Status Solidi C-Conferences and Critical Reviews **0**: pp. 1066-1069. (2003)
- [T8] M.Serényi, J.Betko, A.Nemcsics, N.Q.Khanh, M.Morvic „*Fabrication of a-SiGe Structure by RF Sputtering for Solar Cell Purposes*” Physica Status Solidi C-Conferences and Critical Reviews **0**: pp. 857-861. (2003)
- [T9] M.Serenyi, J.Betko, A.Nemesics, N.Q.Khanh, D.K.Basa, M.Morvic „*Study on the RF Sputtered hydrogenated amorphous silicon-germanium thin films*” Microelectronics Reliability **45**:(7-8) pp. 1252-1256. (2005)
- [T10] M.Serenyi, T.Lohner, Z.Zolnai, P.Petrik, A.Nemcsics, N.Q.Khanh, P.Turmezei „*Studies on the RF sputtered amorphous SiGe thin films*” Inorganic Materials **42**:(1) pp. 3-6. (2006)
- [T11] C.Frigeri, M.Serényi, A.Csik, Z.Erdélyi, D.L.Beke, L.Nasi „*Structural modifications induced in hydrogenated amorphous Si/Ge multilayers by heat treatments*” Journal of Materials Science-Materials in Electronics **19**: pp. S289-S293. (2008)

- [T12] A.Csik, M.Serenyi, Z.Erdelyi, A.Nemcsics, C.Cserhati, G.A.Langer, D.L.Beke, C.Frigeri, A.Simon „*Investigation of thermal stability of hydrogenated amorphous Si/Ge multilayer*” Vacuum **84**: (1) pp. 137-140. (2009)
- [T13] C.Frigeri, L.Nasi, M.Serényi, A.Csik, Z.Erdélyi, D.L.Beke, „*AFM and TEM study of hydrogenated sputtered Si/Ge multilayers*” Superlattices and Microstructures **45**: (4-5) pp. 475-481. (2009)
- [T14] C.Frigeri, L.Nasi, M.Serényi, A.Csik, Z.Erdélyi, D.L.Beke „*Influence of Hydrogen on the Structural Stability of Annealed Ultrathin Si/Ge Amorphous Layer*” Solid State Phenom. **156-158**: pp 325-330. (2010)
- [T15] M.Serenyi , J.Kuhl , E.O.Gobel „*Pulse Shortening of Actively Mode-Locked Diode-Lasers by Wavelength Tuning*” Appl. Phys. Lett. **50**: (18) pp. 1213-1215. (1987)

Az értekezés tárgykörében készített egyéb közlemények és előadások

- [*1] T.Pfeiffer, J.Kuhl, M.Serényi, H.U.Habermeier, E.O.Göbel, L.Palmetshofer, A.Axman „*Picosecond Optoelectronic Switches*” Physica Scripta **T13**: p.100. (1986)
- [*2] J.Kuhl, M.Serényi and E.O.Göbel „*Bandwidth-limited picosecond pulse generation in an actively mode-locked GaAs laser with intracavity chirp compensation*” Opt.Lett. **12**: (5) pp. 334-336. (1987)
- [*3] M.Serényi, E.O.Göbel and J.Kuhl „*Inhomogeneous gain saturation in mode-locked laser diodes*” Appl. Phys. Lett. **53**: (3) pp. 169-171 (1988)
- [*4] D.Baums, M.Serényi, W.Elsässer, E.O.Göbel „*Instabilities in the power spectrum of mode-locked semiconductor lasers*” J.de Physique **49**: p. C2-405 (1988)
- [*5] M.Serényi, J.Kuhl, E.O.Göbel „*Synchrone Pumpen von Halbleiterlasern mit elektrischen Pikosekundenimpulsen von einem optoelectronischen Schalter*” Verhandl. DPG (VI) **21**: Q-30 (1986)
- [*6] M.Serényi, J.Kuhl, E.O.Göbel „*Erzeugung bandbreitebegrenzter 5 ps-Pulse durch aktives Mode-Locken von Halbleiter lasern*” Verhandl. DPG (VI) **22**: Q-7.6 (1987)
- [*7] D.Baums, M.Serényi, W.Elsässer, E.O.Göbel „*Instabilitäten im Leistungsspektrum von modengekoppelten Halbleiterlasern*” Verhandl. DPG (VI) **23**: Q-12.5 (1988)
- [*8] G.Zimmermann, M.Serényi, D.Baums, W.Elsässer „*Aktives Mode-Locking von 1,3 μm InGaAsP-DCPBH Lasern*” Verhandl.DPG (VI) **24**: HL-30.7 (1989)
- [*9] G.Reisinger, M.Serényi, B.Szentpáli, P.Tüttő „*Optische Modulation der Mikrowellenbauelemente*” Proc. MIOP '89 Paper No. SB3 (1989)
- [*10] F.Riesz, B.Szentpáli, M.Németh-Sallay, M.Serényi „*The role of metallization type in semiinsulating GaAs-based optoelectronic switches*” Microelectronics 92, SPIE Proc. Ser. **1783** : pp. 338-349. (1992)

- [*11] Serényi Miklós: „*Rövid fényimpulzusok keltése külső rezonátorba helyezett félvezető lézerek segítségével*” Kandidátusi értekezés (1993)
- [*12] A.Hátori, M.Serényi, A.Dér, K.Ferencz, S.Kökényesi „*All-optical switching possibilities for optical packet switching*” Proceedings of the European Microwave Association. Budapest : pp. 221-225. (2008)
- [*13] M.Serényi, C.Frigeri „*Investigation of silicon oxynitride and amorphous silicon multilayers*” DRIP X. Batz sur Mer, Franciaország : p. 158. (2003)
- [*14] F.Koltai, S.Püspöki, V.Rakovics, M.Serényi „*High Optical Power 1.22 Micrometer InP/InGaAsP Buried Heterostructure*” J. of Communication **46**: p. 33. (1995)
- [*15] Serenyi M „*CW laser diodes/LEDs*” Photonics Spectra **31**:(3) p. 78. (1997)
- [*16] M.Serényi, A.Nemcsics, J.Betko, Zs.Zolnai, N.Q.Khanh, Zs.J.Horváth „*Sputtered a-SiGe:H layers for solar cell purposes*” Workshop on Solid State Surfaces and Interfaces II, SSSI-II, Bratislava, Slovakia : p. 65. (2000)
- [*17] Zs.J.Horvath, M.Adam, I.Szabo, M.Serenyi, V.Van Tuyen „*Modification of Al/Si interface and Schottky barrier height with chemical treatment*” Applied Surface Science **190**:(1-4) pp. 441-444. (2002)
- [*18] Zs.J.Horvath, K.Järrendahl, M.Serényi, M.Ádám, B.Pödör, J.Balázs, Zs.Czigány „*Electrical and optical behaviour of sputtered amorphous and polycrystalline Si/Ge multilayers and SiGe layers deposited on monocrystalline Si substrates*” Brief Proc. Int. Conf. Solar Renewable Energy News - Research and Applications, Florence, Italy, (Ed. R. Brunner): pp. 27-29. (2005)
- [*19] Zs.J.Horvath, M.Serenyi, M.Ádám, I.Szabo, V.Rakovics, P.Turmezei, Z.Zolnai, N.Q.Khan „*Electrical behaviour of sputtered Al/SiGe/Si structures*” Acta Physica Slovaca **55**:(3) pp. 241-245. (2005)
- [*20] C.Frigeri, A.Gasparotto, M.Serenyi „*Chemical and Structural Properties of a-Si/SiON Multilayer Stacks on c-Si*” 11th International Conference on Defects: Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors. Beijing, Kína : p. 106. (2005)
- [*21] T.Lohner, M.Serenyi, D.K.Basa, N.Q.Khanh, A.Nemcsics, P.Petrik, P.Turmezei „*Composition and Thickness of RE Sputtered Amorphous Silicon Alloy Films*” Acta Polytechnica Hungarica **5**:(2) pp. 23-30. (2008)
- [*22] Z.Vörös, M.Serenyi „*CW-measurements of common cavity semiconductor lasers*” Japanese Journal of Applied Physics **42**:(8) pp. 5056-5058. (2003)
- [*23] Serényi Miklós „*Semiconductor laser development and their application*” In: A Czitrovszky, I Kertész (szerk.) Trends in laser development, application and technologies. (ISBN:963-04-8365-3) Budapest : pp. 58-75. (1997)

- [*24] Z.Bozóki, J.Sneider, G.Szabó, A.Miklós, M.Serényi, G.Nagy, M.Fehér „*Intracavity photoacoustic gas detection with an external cavity diode laser*” Applied Physics B- Lasers and Optics **63**: (4) pp. 399-401. (1996)
- [*25] J.S.Bakos, G.P.Djotyan, P.N.Ignacz, M.A.Kedves, M.Serenyi, Zs.Sörlei, J.Szigeti, Z.Toth „*Acceleration of cold Rb atoms by frequency modulated light pulses*” European Physical Journal D **44**: (1) pp. 141-149. (2007)
- [*26] J.S.Bakos, G.P.Djotyan, P.N.Ignacz, M.A. Kedves, M.Serenyi, Zs.Sörlei, J.Szigeti, Z.Toth „*Interaction of frequency modulated light pulses with rubidium atoms in a magneto-optical trap*” European Physical Journal D **39**: (1) pp. 59-66. (2006)
- [*27] M.Serenyi, T.Lohner, P.Petrik, Z.Zolnai, Z.E.Horvath, N.Q.Khanh „*Characterization of sputtered and annealed niobium oxide films using spectroscopic ellipsometry, Rutherford backscattering spectrometry and X-ray diffraction*” Thin Solid Films **516**:(22) pp. 8096-8100. (2008)
- [*28] Z.Lábadi, V.Rakovics, S.Püspöki, J.Balázs, I. Réti, M. Serényi „*Effect of Oxide Antireflection Coating on the Device Performance of Special Wavelength InGaAsP/InP LEDs*” 6th Int. Workshop on Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies. Budapest, p. PO-E06. (2002)
- [*29] Serényi Miklós „*Rövid impulzusok előállítása külső rezonátorba helyezett félvezető lézer segítségével*” Híradástechnika LV:(2000/1-5) pp. 20-32. (2000)
- [*30] Serényi Miklós „*Rövid impulzusok előállítása külső rezonátorba helyezett félvezető lézer segítségével*” Heiner Zsuzsanna, Dr Osvay Károly (szerk.) A kvantumoptika és -elektronika legújabb eredményei, Szeged: pp. 82-91. (2006)

Hivatkozott irodalom

- [1] P.T.Ho, A.Glass, E.Ippen and H.A.Haus „*Picosecond Pulse Generation with a CW GaAlAs Laser Diode*” Appl. Phys. Lett. **33**: p. 241. (1978)
- [2] J.P.van der Ziel „*Active mode locking of double heterostructure lasers in an external cavity*” J. Appl. Phys., Vol. 52. No. 7: pp. 4435-4446. (1981)
- [3] B. Bradley, D.M.Hadbrook, W.Sleat „*Bandwidth Limited feedback... InGaAsP diode laser*” IEEE J.Quantum Electron. QE-**17**: p. 658. (1981)
- [4] A.Yeung „*Picosecond optical pulse generation at gigahertz rates by direct modulation of a semiconductor laser*” Appl. Phys. Lett. **38**: p. 308. (1981)
- [5] Olsson and C.L.Tang „*Active mode-locking of linear and ring external-cavity semiconductor lasers*” IEEE J. Quantum Electron. QE-**17**: p. 1320. (1981)
- [6] L.Maissel, - R.Glang „*Handbook of thin Film Technology*” Mc. Graw-Hill Comp. (1970)

- [7] Kasturi L. Chopra „*Thin Film Phenomena*” McGraw-Hill Book Company New York S. Louis San Francisco London Sydney Toronto Mexico Panama (1969)
- [8] Czekaj et al. „*Ion energy measurment by magnetron sputtering*” Vacuum **42**: (1/2) p. 43. (1991)
- [9] W.D.Westwood „*Reactive Sputtering Phys of Thin Films*” Ed.M. Francombe - J.L.Vossen, Acad. Press (1989)
- [10] M.Born and E.Wolf, „*Principles of Optics*” Pergamon Press, Oxford (1980)
- [11] G. J. Kominak „*Silicon Nitride Films by Direct RF Sputter Deposition*” J. Electrochem. Soc. **122**, p. 1271.(1975)
- [12] G.Eisenstein and L.W.Stulz „*High quality antireflection coatings on laser facets by sputtered silicon nitride*” Appl. Opt. **23**: pp. 161-164. (1984)
- [13] O.S.Heavens „*Optical Properties of Thin Solid Films*” Butterwoths S.P. London: p. 119. (1955)
- [14] J.S.Mayer, S.S.Lau „*Electronic Materials Science:For Integrated Circuits in Si and GaAs*” Macmillan, New York (1990)
- [15] Ed. Palik „*Handbook of optical constants of solids*” Academic Press (1998)
- [16] V.A.Burdovitsin „*Silicon nitride and oxynitride films prepared by ion beam reactive sputtering*” Thin Solid Films **105**: pp. 197-202. (1983)
- [17] H.Haug, S. W.Koch „*Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors*” Word Scientific Publishing Co. (1998)
- [18] T.V.Dolgova et al. „*Second-harmonic spectroscopy of electronic structure of Si/SiO₂ multiple quantum wells*” Appl.Phys. **B74** : pp. 671-675. (2002)
- [19] J.Jiang et al. „*A novel Ge nanostructure exhibiting visible photoluminescence*” Chin. Phys. Lett. **10** : pp. 630-633. (1993)
- [20] O.Polgar „*Ph.D. thesis*” Technical University of Budapest (1999)
- [21] H. Piller in „*Handbook of Optical Constants of Solids*” Edited by E.D.Palik, Academic Press, New York: p. 571. (1985)
- [22] M.Fried, T.Lohner, W.A.M.Aarnink, L.J.Hanekamp, A. van Silfhout „*Determination of complex dielectric functions of ion-implanted and implanted-annealed silicon by Spectroscopic Ellipsometry*” Journal of Applied Physics v.**71**: p. 5260. (1992)
- [23] K.A.Ellis, R.A.Buhrman „*Phosphorus Diffusion in Silicon Oxide and Oxynitride Gate Dielectrics*” Electrochem. Solid-State Lett. **2**: p. 516. (1999)
- [24] K.A.Ellis, R.A.Buhrman „*Boron Diffusion in Silicon Oxides and Oxynitrides*” J. Electrochem. Soc. **145**: p. 2068. (1998)
- [25] Y.Kanemitsu „*Light-emitting silicon materials*” J. Journal of Luminescence **70**: pp. 333-342. (1996)

- [26] S.M.Sze „*Physics of Semiconductor Devices*”, 2nd. Ed. Wiley, New York, Chap. 5. (1981)
- [27] E.Kótai „*Proc. 14th Int. Conf. on Appl. Accelerators in Res.*” Denton, Am. Phys. Soc., New York : pp. 631–634. (1997)
- [28] H.Takahashi et al. „*Influence of Ar impurities on optical refractive index*” J. Mater. Res. 12: (7) pp. 1723-1727.(1997)
- [29] Zs.J.Horváth „*Vertical electrical behaviour of amorphous and crystalline Si/Ge and SiGe/Si structures*” Physics of Semiconductor Devices (Eds. K.N.Bath, A.Das Gupta), Narosa Publishing House, New Delhi : pp. 89-94. (2004)
- [30] Zs.J.Horváth „*Félvezető eszköz szerkezetek - új jelenségek, új közelítések*”MTA Doktori értekezés, Budapest (2009)
- [31] Zs. J. Horváth, K.Jarrendähl, M.Ádám, I.Szabó, Vo van Tuyen, Zs.Czigány „*Electrical peculiarities in Al/Si/Ge/Si and Al/SiGe/Si structures*” Appl. Surf. Sci., **190**: pp. 403-407. (2002)
- [32] Zs.J.Horváth „*Electrical peculiarities in GaAs and Si based low dimensional structures*” Current Appl. Phys. **6**: pp. 205-211. (2006)
- [33] J.Kanicki „*Amorphous and Microcrystalline Semiconductor Devices*” Optoelectronic Devices Artech, London (1991)
- [34] M.Pinarbasi, M.J.Kushner and J.R.Abelson „*Electronic Stability of the Reactively Sputtered, Hydrogenated Silicon Thin Films:The Effect of Hydrogen Content*” J. Vac. Sci. Tech. **A 8**: p. 1369. (1990)
- [35] Y.Gekka, S.Funabashi and Y.Yasumura „*Optical and electrical properties of hydrogenated amorphous silicon films deposited by tetrode RF sputtering*” Appl. Surface Sci. **11/12**: pp 528. (1982)
- [36] Zs. J. Horváth, „*Vertical electrical behaviour of silicon-based MS and MIS structures*” Proc. Int. Conf. Silicon - News in Science and Technology, Podbanské, Slovakia, (Eds. S. Jurecka, J. Müllerová): pp. 32-39. (2004)
- [37] Zs.J.Horváth „*Electrical characterisation of Schottky junctions. Anomalies, parameter extraction and barrier height engineering*” Physics of Semiconductor Devices (Eds. V.Kumar, S.K.Agarwal), Narosa Publishing House, New Delhi, India: pp.1085-1092. (1998)
- [38] J.D.Cohen “*Light-induced defects in hydrogenated amorphous silicon germanium alloys*” Sol. Energy Mater. Sol. Cells **78**: p. 399. (2003)
- [39] M.S.Abo Ghazala „*Composition and electronic properties of a-SiGe : H alloys ... layers of a-Si : H/a-Ge : H*” Physica B **293**: p. 132. (2000)
- [40] A.Terakawa, M.Isomura and S.Tsuda „*Effect of optical gap on the stability of aSiGe solar cells*” J. Non-Cryst. Solids **198-200**: p. 1097. (1996)

- [41] Y.Bouziem, A.Belfedal, J.D.Sib, A.Kebab, L.Chahed „*Hydrogen-bonding configuration effects on the optoelectronic properties of glow discharge a-Si_{1-x}Ge_x:H with large x*” J. Phys. Condens. Matter **19**: p. 356215. (2007)
- [42] W.Paul, D.K.Paul, B. von Roedern, J.Blake and S.Oguz „*Preferential Attachment of H in Amorphous Hydrogenated Binary Semiconductors and consequent inferior reduction of pseudogap state density*” Phys. Rev. Lett. **46**: p. 1016. (1981)
- [43] W.Beyer and U.Zastrow „*Comparative study of hydrogen stability in hydrogenated amorphous and crystalline silicon*” J. Non-Cryst. Solids **266-269**: p. 206.(2000)
- [44] Giber János és szerzőtársai „*Szilárdtestek felületfizikája*” Műszaki Kiadó, Budapest, 9. fejezet (1987)
- [45] D.K. Basa, M.Bose „*Annealing study of the optical properties of hydrogenated amorphous silicon-carbon alloy film*” Thin Solid Films **298**: pp 211. (1997)
- [46] K. von Maydell, N.H.Nickel „*Hydrogen equilibration in polycrystalline silicon*” Applied Physics Letters **90**: pp. 132117/1-3. (2007)
- [47] Staebler and C R.Wronski „*Reversible Conductivity Changes in Discharge-Produced Amorphous Si*” Appl. Phys. Lett. **4**: pp.292-294. (1977)
- [48] H.Klauk, S Wright, LPalmateer, S.Mohney, TJackson „*Hydrogenated amorphous silicon germanium material*” Journal of the SID **5/4**: pp. 393-397. (1997)
- [49] N.Q.Khanh „*ERDA mérési jegyzőkönyv*” MFA (2009)
- [50] M.Ohring „*The Materials Science of Thin Films*” Academic Press (1992)
- [51] A.Arrais, P.Benzi, E.Bettizzo C.Damaria „*Characterization of hydrogenated amorphous germanium compounds obtained by x-ray chemical vapor deposition of germane: Effect of the irradiation dose on optical parameters and structural order*” J.Appl. Phys. **102**: p. 104905. (2007)
- [52] Czigány Zsolt „*Amorf és polikristályos multirétegek szerkezete és morfológiai tulajdonságai*” PhD értekezés, Budapest (1999)
- [53] K.Järrendahl, I.Ivanov, J-E.Sundgren, G.Radnóczy, Zs.Czigány, J.E.Greene „*Microstructure evolution in amorphous Ge/Si multilayers grown by magnetron sputter deposition*”, J. Mater. Res. **12**: pp.1806-1815. (1997)
- [54] Zs.Czigány, G.Radnóczy, K.Järrendahl, J.E.Sundgren „*Annealing induced interdiffusion and crystallisation of amorphous Si/Ge multilayers*” J. Mater. Res. **12**: pp. 2255-2261. (1997)
- [55] Zs.Czigány, G.Radnóczy „*Columnar growth structure and evolution of wavy interface, morphology in amorphous multilayered thin films*” Thin Solid Films **58**: pp. 343-344. (1999)
- [56] D.L.Beke, G.A.Langer, M.Kis-Varga, A.Dudás, P.Nemes, L.Daróczy, Gy.Kerekes, Z.Erdélyi „*Thermal stability of amorphous and crystalline multilayers produced by magnetron sputtering*” Vacuum **50/3-4**: pp. 373-383. (1998)

- [57] D.L.Beke, C.Cserhádi, Z.Erdélyi, I.A.Szabó „*Segregation in Nanostructures*” in Nalwa, Hari Singh (ed.): *Advances in Nanophase Materials and Nanotechnology*. Vol. Nanoclusters and Nanocrystals. American Scientific Publ., California USA (2003)
- [58] A.Csik, G.A.Langer, D.L.Beke, Z.Erdelyi, M.Menyhard, A.Sulyok „*Interdiffusion in amorphous Si/Ge multilayers by Auger depth profiling*” J. of Appl. Phys. **89/1**: p. 804. (2001)
- [59] E.Fullerton, I.K.Schuller, H.Vanderstraeten, Y.Bruynseraede „*Quantitative X-ray diffraction from thin films*” Phys. Rev. **B45**: p. 9292. (1992)
- [60] D.L.Beke „*Diffusion in Nonequilibrium Materials*” in Lendvai János (ed.) *Nonequilibrium Materials*. Key Engineering Materials. **103**: pp. 51-78. (1995)
- [61] Satoshi Shimizu, Akihisa Matsuda, and Michio Kondo „*The determinants of hydrogen concentrations in hydrogenated amorphous silicon films prepared using a triode deposition system*” Journal of Applied Physics, **101**: p. 064911(5). (2007)
- [62] R.A.Street, C.C.Tsai, J.Kakalios, W.B.Jackson „*Hydrogen diffusion in amorphous silicon*” Philosophical Magazine **B 56** (3): pp. 305-320. (1987)
- [63] Van de Walle and R.A.Street „*Silicon-hydrogen bonding and hydrogen diffusion in amorphous silicon*” Phys. Rev. B **51**: p. 10 615. (1995)
- [64] M.Bruel „*Application of hydrogen ion beams to silicon on Insulator*” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B **108**: pp.1643-1646. (1996)
- [65] N.Q.Khanh, M.Fried, A.Tóth, J.Gyulai, B.Pecz „*Ion mixing enhanced wafer bonding for Silicon-On-Insulator structures*” J. Appl. Phys. **72**: p. 5602. (1992)
- [66] A.Simon, A.Csik, F.Pásztai, Á.Z.Kiss, D.L.Beke, L.Daróczi, Z.Erdélyi, G.A.Langer „*Study of interdiffusion in amorphous Si/Ge multilayers by Rutherford backscattering spectrometry*” Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **161-163**: pp. 471-475. (2000)
- [67] R.Tsu, D.Martin, J.Gonzales-Hernandez and S.R.Ovshinsky „*Passivation of dangling bonds in amorphous Si and Ge by gas adsorption*” Phys. Rev. B **35**: pp. 2385. (1987)
- [68] P.Agarwal and S.C.Agarwal „*Analysis of the KN Scattering by the Exact in Lithium-Doped Hydrogenated Amorphous Silicon*” Phil. Mag. B **80** : p. 1327. (2000)
- [69] P.Agarwal, A.Srivastava and D.Deva „*Changes in surface topography of amorphous silicon germanium films after light soaking*” J. Appl. Phys. **101**: p. 083504. (2007)
- [70] I.Kaminow, G.Eisenstein and L.Stulz „_” IEEE J.Quantum Electron QE-**19** : p. 493. (1983)
- [71] J.Sigg „*Untersuchungen zum Einfluss von externer Rückkopplung auf die spektralen Eigenschaften von Halbleiterlasern*” PhD Thesis, Stuttgart (1987)

- [72] G.Zimmermann „*Herstellung und Charaktisierung von Antirefektionsschichten auf Halbleiterlasern für aktives Mode-Locking*” PhD Thesis, Marburg (1989)
- [73] D.Baums „*Dynamik der Emission von modenkoppelten und modulierten Halbleiterlasern mit externen Resonatoren*” PhD Thesis, Marburg (1990)
- [74] J.Sacher „*Nichtlinear-dynamische Eigenschaften von Halbleiterlasern*” PhD Thesis, Marburg (1994)
- [75] M.Hoffmann „*Vestärkungsdynamik modegekoppelter Laserdioden*” PhD Thesis, Marburg: Göttingen, Cuvillier, ISBN 3-89588-043-4, (1994)
- [76] J.Pávó „*Integrált optikai eszközökben terjedő elektronmágneses hullámok modellezése, félvezető lézeres alkalmazásokkal*” Kandidátusi értekezés, BME, Budapest (1991)
- [77] M.Ziegler „*Pikosekunden emissionsdynamik von longitudinal, transversal und lateral strukturierten Halbleiterlasern*” PhD Thesis, Darmstadt: Göttingen, Cuvillier, ISBN 3-89712-188-3, (1998)
- [78] M.Hoffmann, D.Baums, J.Sacher, W.Elsasser, M.Schilling, W.Idler, K.Wunstel E.Zielinski, O.Hildebrand „*Modelocking of Interferometric Y-Lasers In An External-Cavity*” Ieee Photonics Technology Letters 5: (10) pp. 1135-1137. (1993)
- [79] M.Hoffmann, M.Koch, J.Feldmann, W.Elsasser, E.O.Gobel, W.w.Chow , Sw.Koch „*Picosecond Gain Dynamics of An Actively Mode-Locked External-Cavitylaser-Diode*” IEEE Journal of Quantum Electronics 30: (8) pp. 1756-1762. (1994)
- [80] T.Wicht , S.Schuster , H.Haug , J.Sacher, M.Hoffmann , W.Elsasser , E.O.Gobel „*Output characteristics of RF-modulated laser-diodes*” Ieee Journal of Quantum Electronics 27: (6) pp. 1682-1687. (1991)
- [81] „*Ultrashort Light Pulses. Picosecond Techniques and Applications*” ed. by S.L.Shapiro, Springer Verlag (1977)
- [82] G.Eisenstein, R.Tucker, U.Koren, and Korotky „*Mode locking of InGaAsP-single mode fiber composite cavity lasers*” IEEE J , QE-22, pp. 142-148. (1986)
- [83] P.Ho „*Coherent pulse generation with a GaAlAs laser by active modelocking*” Electron. Lett. 15: p. 525. (1979)
- [84] J.P. van der Ziel "Active mode locking of double heterostructure lasers in an external cavity" J. Appl. Phys., Vol. 52. No. 7: pp. 4435-4446. (1981)
- [85] J.E.Bowers, P.A.Morton, and S.W.Corzine „*Activity Mode- Locked Semiconductor Lasers*” IEEE J. Quantum Electron. QE-. 25: pp. 1426-1433. (1989)
- [86] S.Arahira, Y.Katoh and Y.Ogawa „*Generation and stabilization of ultrafast optical pulse trains with monolithic mode-locked laser diodes*” Optical and Quantum Electronics, Volume 33, Numbers 7-10 : pp 691-707. (2001)

- [87] D.M.Bird, R.M.Fatah, M.K.Cox, P.D.Constantine, J.C.Regnault „*Miniature packaged actively mode-locked with tunable 20 ps transform limited pulses*” Electron. Lett. **26** : p. 2086. (1990)
- [88] H.Casey, and M.Panish „*Heterostructure Lasers*” Academic Press, New York, Part A, p.164. (1978)
- [89] J.Manning, R.Olshansky and C.Su, „*The carrier-induced index change in InGaAsP diode lasers*” IEEE J.Quantum Electron QE-**19** : p. 1525. (1983)
- [90] J.Manning, and R.Olshansky „*Carrier-induced index change in AlGaAs double-heterostructure lasers*” Electron Lett. **17** : p. 506. (1981)
- [91] M.Lashek, D.Wandt, W.Arens, D.Ristau „*Low-loss AR coating of laser diodes for metrology*” Laser und Optoelektronik **30** (2): pp. 50-57. (1998)
- [92] J.Sacher „*Coating process and apparatus*” U.S. patent 6 297 066, 2. October (2001)