



*Magas nyomás hatása a kvantumpotenciál-gödör-  
lézerstruktúrák elektronfolyamataira*

doktori (PhD) értekezés

**Bohdan Roland**

Debreceni Egyetem  
Természettudományi Kar  
Debrecen, 2006

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem TTK *fizika tudományok* doktori iskola *szilárdtestfizika és anyagtudomány* programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem TTK doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2006. ....

Bohdan Roland

Tanúsítom, hogy *Bohdan Roland* doktorjelölt 2005 – 2006 között a fent megnevezett doktori iskola szilárdtestfizika és anyagtudomány programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javaslom.

Debrecen, 2006. ....

Dr. Kökényesi Sándor  
témavezető

<b>I. BEVEZETÉS .....</b>	<b>1</b>
<b>II. CÉLKITÚZÉS .....</b>	<b>2</b>
<b>III. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÓ .....</b>	<b>3</b>
3.1 <i>Kvantumpotenciál-gödör-lézerdióda felépítése és működési elve.....</i>	<i>3</i>
3.2 <i>Félvezető kvantumgenerátor legfontosabb elektromos és optikai paraméterei.....</i>	<i>7</i>
3.3 <i>A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> félvezető anyagok fizikai tulajdonságai és alkalmazásuk a lézertechnikában .....</i>	<i>14</i>
3.4 <i>Külső tényezők hatása a félvezető lézerstruktúrára .....</i>	<i>15</i>
<b>IV. KÍSÉRLETI RENDSZEREK ÉS MÓDSZEREK FEJLESZTÉSE.....</b>	<b>22</b>
4.1 <i>Tanulmányozott kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúrák.....</i>	<i>22</i>
4.2 <i>A magasnyomású kamra és a nyomásközvetítő közeg tulajdonságai .....</i>	<i>27</i>
4.3 <i>Lézerek elektromos és optikai tulajdonságainak tanulmányozása magas nyomás alatt.....</i>	<i>30</i>
4.3.1 <i>Alapismeretek.....</i>	<i>30</i>
4.3.2 <i>Lézer – lencse – zafírablak fénykivezető-rendszer a magasnyomású kamrából.....</i>	<i>31</i>
4.3.3 <i>Lézerdióda–optikai szál fénykivezető-rendszer a magasnyomású kamrából .....</i>	<i>33</i>
4.4 <i>Alkalmazott mérési eszközök és technikai jellemzőik .....</i>	<i>35</i>
<b>V. KÍSÉRLETI EREDMÉNYEK ÉS ALKALMAZÁSUK.....</b>	<b>37</b>
5.1 <i>A hullámhossz nyomás és hőmérséklet függése különböző félvezető lézerstruktúrák esetén.....</i>	<i>37</i>
5.2 <i>Elektronok kiáramlása az aktív rétegből.....</i>	<i>42</i>
5.3 <i>Félvezető lézerek anomális áram-feszültség függése magas nyomás alatt.....</i>	<i>48</i>
5.4 <i>Belső elektromos tér árnyékolása GaN alapú lézereknél elektron- injekció és Si adalékolás által.....</i>	<i>53</i>
5.5 <i>Az Auger-effektus káros hatása GaSb alapú lézerekre.....</i>	<i>57</i>
5.6 <i>Optikai erősítési tényező tanulmányozása, valamint külső rezonátor használatának lehetőségei magas nyomás alatt.....</i>	<i>61</i>
5.7 <i>Magas nyomással hangolt GaSb,- InGaAs- alapú lézerek alkalmazása .....</i>	<i>64</i>
<b>VI. ÖSSZEFOGLALÁS.....</b>	<b>68</b>
<b>VII. SUMMARY .....</b>	<b>71</b>
<b>VIII. KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS.....</b>	<b>79</b>
<b>IX. IRODALOMJEGYZÉK .....</b>	<b>80</b>

## I. Bevezetés

Közismert, hogy a félvezető anyagok elektromos/optikai tulajdonságait az elektromos és mágneses tér, nyomás vagy éppen a környezet hőmérséklete jelentősen befolyásolhatja [1]. Ezen tényezők hatása fokozottan érvényesülhet a kvantum(nano)-struktúrákban illetve a ma már igen elterjedt, kvantum-effektusokon alapuló eszközök (0, 1 és 2 dimenziós struktúrák) esetében [2]. Ilyenek például a kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúrák [3]. E lézerdiódák az utóbbi időben csaknem teljesen kiszorították az egyszerű homo- és hetero- **p-n** átmenettel rendelkező elődeiket mind a tudományos kutatások terén, mind az iparban és a hétköznapi életben is. Ugyanakkor még számos kísérleti munka szükséges ahhoz, hogy egyértelműen megállapíthatók legyenek az ilyen struktúrák paraméterei (rácsállandó, sávstruktúra, elektronátmenetek, törésmutató, optikai erősítési tényező), valamint a külső tényezők (hőmérséklet, mágneses tér, nyomás) hatása ezen eszközökre.

A jelenleg folyó kutatások egy másik fontos iránya a félvezető lézerek paramétereinek a javítása, valamint ezen eszközök felhasználhatóságának bővítése. Régóta ismert, hogy a nyomás, a hőmérséklet, vagy éppen a külső rezonátor kihat a félvezető lézer teljesítményére, küszöbáramára, sugárzásának hullámhosszára [1,4]. Az alapkutatások szempontjából jelentős előrelépést eredményezne, ha egyidejűleg vizsgálható lenne több külső tényező együttes hatása, ami a lézerdiódák alapját képező félvezető anyagok és felhasználásukkal készült kvantumstruktúrák előbb említett karakterisztikái pontosabb meghatározását segítené elő.

Az alapkutatások eredményeitől várható a félvezető lézerek műszaki paramétereinek a javítása. A jó hatásfokuk és energiatakarékosságuk miatt, minden más előnyükön túl, a lézerdiódák fényforrásként történő alkalmazásának nincs reális versenytársa (nem csak a koherens, de az összes típusú fényforrás között sem). Ismert viszont, hogy a használatban levő félvezető lézerek csak egy-egy szűk hullámhossz tartományban sugároznak [3,4], ezért jelenleg azon kutatások kerültek leginkább előtérbe, melyek célja a látható, közeli ibolyántúli és közeli infravörös hullámhosszú tartományokat lefedő fényforrások fejlesztése. A ma ismert félvezető anyagok karakterisztikái (rácsállandó, sávszerkezet, töltéshordozók mozgékonyasága, optikai erősítési tényező) azonban jelentős korlátot szabnak az újabb lézerstruktúrák kutatása és fejlesztése elé [4, 5]. Mivel a hidrosztatikai nyomás alkalmazása a leghatásosabb eszköz a kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúrák által kibocsátott fény hullámhosszának hangolására, ezért leginkább ennek felhasználásával várható a legnagyobb siker elérése.

## II. Célkitűzés

Munkámban elsősorban a magas hidrosztatikai nyomás, valamint a hőmérséklet és a külső rezonátor együttes hatását vizsgáltam az  $A^{III}B^V$  alapú kvantumpotenciál-gödör-lézerdiódák elektronfolyamataira, melyek meghatározzák e lézerek elektromos és optikai tulajdonságait. Kutatásaim kiterjedtek a lézerdiódáknál felhasznált félvezető anyagok, illetve azokból készült kvantumstruktúrák sávszerkezetének, fontosabb paramétereinek (tiltott sáv, optikai erősítési tényező, kvantumszintek, kisugárzott fény hullámhossza) és e struktúrákban végbemenő folyamatok (töltéshordozók kiáramlása az aktív rétegből, Auger-effektus, belső elektromos tér) magas nyomástól való függésének vizsgálatára.

A doktori dolgozat fő céljai:

- Továbbfejleszteni a magasnyomású optikai mérési módszert, létrehozva egy nagy hatásfokú, száloptikával vagy zafír ablakkal rendelkező és a félvezető lézer fényforrással egyesített fénykivezető rendszert a magasnyomású kamrához. Ilyen módon egy rendszerben egyesítve a lézerdióda hullámhosszát hatásosan hangoló tényezőket (hidrosztatikus nyomás, hőmérséklet, külső rezonátor), kimutatni a félvezető kvantumgenerátor eszközök hidrosztatikai nyomással széles tartományban való hangolhatóságát, ami egyben lehetőséget ad a ma gyártott félvezető lézerek sugárzási tartományában meglévő, 400-2500 nm közötti rések kitöltésére.
- Tanulmányozni az  $A^{III}B^V$  (GaN, InP, GaAs, GaSb, stb.) alapú kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúrák optikai és elektromos jellemzőinek (kisugárzott hullámhossz, stimulált emisszió, áram-feszültség karakterisztika, küszöbáram, módusstruktúra) hidrosztatikus nyomástól való függését széles hőmérsékleti tartományban. Ezáltal alapot biztosítani olyan, a lézerdiódák esetében káros jelenségek mennyiségi és minőségi vizsgálataihoz, mint például a töltéshordozók kiáramlása az aktív rétegből (AlGaInP, AlGaAs alapú struktúrákban), Auger-effektus (GaSb alapú struktúrákban) valamint a szintén káros belső elektromos tér hatásának vizsgálatához (GaN alapú lézerstruktúrákban).

### III. Elméleti összefoglaló

#### *3.1 Kvantumpotenciál-gödör-lézerdióda felépítése és működési elve*

A fényemisszió fizika alapjaiból kiindulva a fényforrások két nagy csoportra oszthatók: nem koherensre és koherensre [6]. A lézer, mint koherens fényforrás alapján különbözik a nem koherens (termikus-, elektromos kisülés-, lumineszcencia- alapú) fényforrás sugárzásától: monokromatikus (nagy a spektrális teljesítmény sűrűsége), párhuzamos (kicsi a nyaláb divergenciája), és ami talán a legfontosabb tulajdonsága, hogy a kisugárzott hullámok azonos fázisúak, azaz koherensek. Egy ilyen típusú sugárzás létrehozásához a következő elemekre van szükség: 1) energiaforrás; 2) optikailag aktív közeg (amelyben a stimulált emisszió felülmúlja az abszorpciót); 3) az esetek többségében optikai visszacsatolás rezonátor segítségével.

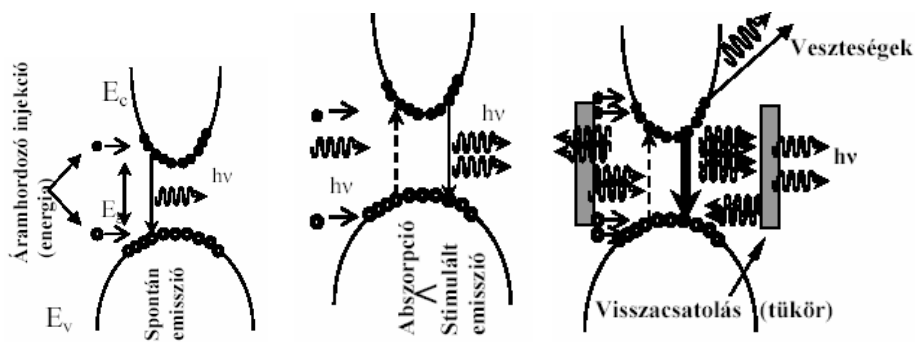
Az energiaforrás minden fényforrás elengedhetetlen része. Lézerek esetében ez lehet elektromos kisülés (pl. gázkisülés), lumineszcencia (foto, elektromos és kémiai), vagy bármilyen más természetű. Az optikailag aktív közeg viszont az, ami minden lézer alapja. E közegben a sugárzás erősítésének feltétele az inverz populáció létrejötte. Csak populációinverzió alakulhat ki olyan stimulált emisszió, mely lézersugárzást eredményezhet. A külső rezonátornak négy fő szerepet tulajdoníthatunk: a fény visszacsatolása az aktív közegbe; a sugárzás kivezetése az aktív zónából; a kisugárzott fény hullámhosszának kiválasztása; a sugárzás irányának meghatározása. A lézerefényforrások mérete igen változatos. Vannak több kilométeres szabadelektron lézerek, néhány méter hosszú gázlézerek, de akadnak gombostűfejnyi félvezető lézerek is. Az utóbbiak mérete természetesen sokkal előnyösebb, hatásfokuk jóval magasabb, használatuk sokkal egyszerűbb a többihez képest és alkalmazásuk szinte mindennapos.

Az első félvezető lézer struktúrák már a hatvanas évek elején (1962) megjelentek [7], gyakorlatilag rögtön azt követően, hogy Bernard és Duraffourg (1958 és 1961 között) [8] leírták a *p-n* átmenet segítségével történő lézerefény előállításának elvi lehetőségét. Meg kell ugyanakkor jegyezni, hogy von Neumann nem publikált jegyzetei már 1953-ban feltételezték ezt a lehetőséget [1]. Bernard és Duraffourg megmutatták, hogy lézereffektus a *p-n* átmenetnél abban az esetben lehetséges, ha az elektronok és lyukak kvázi Fermi-szintje közötti távolság ( $E_{fc}$ ,  $E_{fv}$ ) nagyobb a kisugárzott foton energiájánál ( $h\nu$ ), amely nem lehet kisebb a tiltott sávnál ( $E_g$ ) [8]:

$$E_{fc} - E_{fv} > h\nu > E_g, \quad (1)$$

Ezt az állapotot legegyszerűbben töltéshordozók injektálása révén tudjuk létrehozni (1.ábra). A 60-as évek elején technikai korlátokba ütközött a félvezető fizika. Az akkori módszerekkel nem volt lehetőség olyan tisztaságú és minőségű félvezető *p-n* struktúrákat gyártani, melyek szobahőmérsékleten lehetővé tették volna a széles körű alkalmazást. Erre akkor nyílt lehetőség, amikor megjelentek az olyan vékonyréteg előállítására alkalmas módszerek, mint a MOCVD (fém-organikus kémiai gőzfázisú leválasztás) vagy az MBE (molekulasugaras epitaxia) [6]. Az igen jó minőségű és nagy hatásfokú kvantumpotenciál-gödör-lézerdiódák csak e módszerek elterjedése után jelentek meg tömegesen.

Kvantumpotenciál-gödörről akkor beszélhetünk, ha a tanulmányozott félvezető réteg vastagsága 5-100 nm (ami 10-200 rácscellát jelent). E mérettartományokban a fizikai folyamatok klasszikus modellek leírásaival már nem értelmezhetők, ezért szükséges a kvantummechanika használata. Például, elektromos áram helyett az elektronhullámok kvantummechanikai interferenciájáról beszélünk.



1. ábra. Töltéshordozók injektálása nyomán kialakuló lézereffektus elve a félvezetőkben

Félvezető lézerdiodák esetén kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúra akkor jön létre, ha egy kisebb tiltottsávú félvezető-réteget (kvantumpotenciál-gödör, angol nevén *quantum well – qw*) mindkét oldalról nagyobb tiltottsávú félvezető (kvantumpotenciál-gát-*quantum-barrier-qb*) határolja (2. ábra) [9]. Gyakran alkalmaznak olyan struktúrát, amelyet több kvantum-potenciál-gödör alkotja - (*multi quantum well*) (2.b. ábra). Az egy- illetve a több-kvantumpotenciál-gödör-struktúra alkotja az aktív réteget. Az aktív réteget nagyobb tiltottsávú, hullámvezetést biztosító félvezető-réteg határolja. Ezt a réteget egy további, még nagyobb tiltottsávú fedőréteg (*cladding - cl*) határolja. Az egyszerűség kedvéért az ábrán csak a vezetési sávot ábrázoltuk, de ugyanez jellemző a vegyértéksávra is. A kvantumpotenciál-gödör (vastagsága 10-200 nm) sajátvezetésű, a kvantumpotenciál-gát többnyire szintén sajátvezetésű, szemben a fedőréteggel (2. ábra.), amely már adalékolt félvezető is lehet. Itt szükséges kihangsúlyozni, hogy a rétegek optikai és elektromos szerepe eléggé változó lehet különböző szerkezetű és felépítésű struktúráknál.

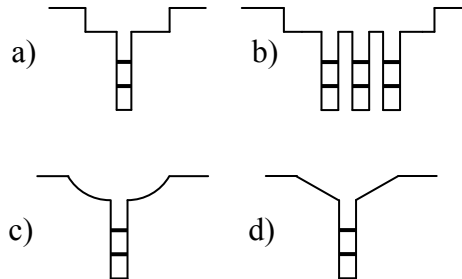
Tömbi félvezetőnél parabolikus sáv szerkezeti megközelítés esetén a vezetési sáv aljának energiafüggése ( $E_c(k)$ ) a hullámvektortól ( $k$ ) az alábbiak szerint írható le (parabolikus megközelítés) [2]:

$$E_c(k) = \frac{\hbar^2}{2m_e} k^2 \quad (2)$$

Az elektronállapot-sűrűséget a háromdimenziós tömbi anyagban ( $\rho_{3D}(E)$ ) a következőképpen határozhatjuk meg [2]:

$$\rho_{3D}(E) = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{(2m_x m_y m_z)} \sqrt{E}, \quad (3)$$

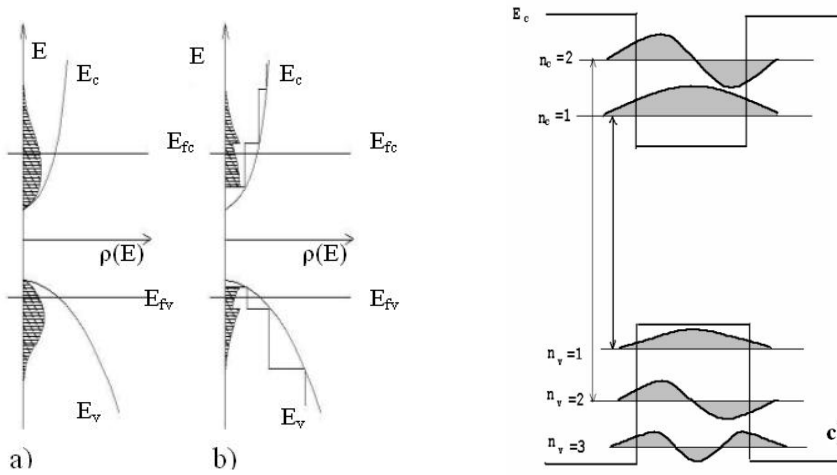
ahol:  $m_i$  az elektron effektív tömegének x,y,z- komponense,  $\hbar$  a Planck-állandó. Ugyanakkor kvantumpotenciál-gödör-struktúrák esetében a rendszer kétdimenziós volta miatt kvantummechanikai tulajdonságok (energiaszintek, minisávok) jelennek meg (lásd a különbségeket a 3.a. és 3.b. ábrákon). Az elektronállapotok sűrűsége ilyen esetben a következő egyenlet segítségével írható le [2]:



**2. ábra.** A kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúra energiaszint ábrája (vezetési sáv): a) egy (*single*) kvantum-gödör; b) több (*multi*) kvantum -gödör; c)-d) gradiens kvantum-gödör [9].

$$\rho_{2D}(E) = \frac{m_e}{\pi h^2 L_z} \sum \Theta(E - E_i), \quad (4)$$

ahol  $\Theta(E - E_i)$  a Hevisajd lépcsős függvény,  $L_z$  a kvantumpotenciál-gödör szélessége,  $E_i$  az  $i$ - minisáv energiája.



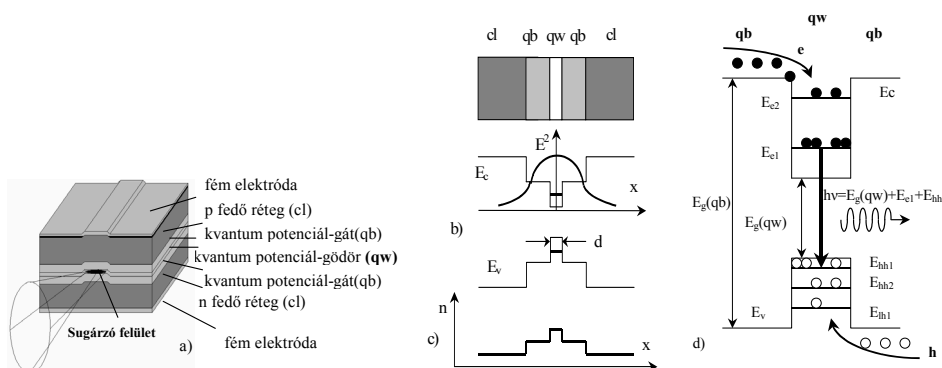
**3. ábra.** Az elektronállapotok sűrűségének eloszlása: a) tömbi anyagban, b) kvantumgödörben, c) a kvantummechanika által megengedett optikai rekombinációs átmenetek diszkrét minisávok közt.

Mivel a kvantumpotenciál-gödör-struktúra önmagában egy igen vékony struktúra, valamint a mini sáv szerkezetnek minőségileg más jellege van a tömbi anyagok energia sáv szerkezetéhez képest (3.c. ábra), azt tapasztaljuk, hogy a lézer effektus már jóval kisebb töltéshordozó-injektálással elérhető. Ez gyakran nagyságrendileg kisebb áramsűrűséget jelent az egyszerű heterostrukturás lézerekhez képest. Ez még akkor is érvényes, ha az aktív réteg nagyon vékony, ezért a fényintenzitás eloszlása (határolása - *confinement factor* -  $\Omega$ ) a kvantumpotenciál-gödör-struktúra esetében (4.b.ábra) valamelyest rosszabb, mint az egyszerű heterostrukturában [3,4]:

$$\Omega = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E_{el}^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_{el}^2 dx}, \quad (5)$$

ahol  $E_{el}$  - az elektromágneses hullám elektromos terének a feszültsége,  $d$  - a kvantumgödör vastagsága. A kvantumgödör minisáv-szerkezete, valamint a könnyű és nehéz lyukak jelenléte meghatározza a kisugárzott fotonok energiáját (4.d. ábra) [3]:

$$h\nu = E_g(qw) + E_{el} + E_{hh1} \text{ (vagy } E_{hh1}) \tag{6}$$



**4. ábra.** Kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúra (egy kvantumgödörrel): a) felépítése-elvi elrendezése; b) sávdiaagramja, fény-intenzitás eloszlása ( $E^2$ ), ahol  $E$  – elektromágneses hullám elektromos terének feszültsége; c) törésmutató eloszlása ( $n$ ); d) működési elve

### 3.2. Félvezető kvantumgenerátor legfontosabb elektromos és optikai paraméterei

Bármely fizikai jelenség megértése vagy egy eszköz működési elvének tanulmányozása esetén a legfontosabb, hogy egyértelműen látnunk kell, milyen méréseket vagyunk képesek közvetlenül elvégezni, valamint mi a kapcsolat az anyagra jellemző paraméterek és a mért elektromos/optikai értékek között. Számos esetben azonban a kísérleti munka során igen sok nehézséggel kell megküzdeni. A félvezető lézerciódá eseté sem kivétel, különösen ha figyelembe vesszük, hogy a munka célja a magas hidrosztatikus nyomás hatásának vizsgálata, ami már önmagában is extrém körülmény a félvezető struktúra szempontjából.

Mivel a félvezető lézerciódá egyidejűleg lézer is meg diódá is, természetesen fontos mind az elektromos, mind pedig optikai tulajdonságainak vizsgálata.

Bármely lézerre jellemző az ún. lézereffektus-küszöb, amely az optikai teljesítmény ugrásszerű növekedésével hozható kapcsolatba. Injekciós lézerek esetén ez a küszöbáram  $I_{th}$  (pontosabban küszöbáram sűrűség –  $J_{th}$ ), amelynél megjelenik a lézersugárzás, vagyis amikor a stimulált sugárzás teljesen dominánssá válik a spontán emisszió felett (5. ábra).

Általánosan elfogadott, hogy a lézerdióda áram-feszültség karakterisztikája ( $I - V$ ) hasonlít a klasszikus  $p-n$  dióda amper- volt függvényéhez [4]:

$$I = I_s [\exp \beta(V - IR_s) - 1], \quad (7)$$

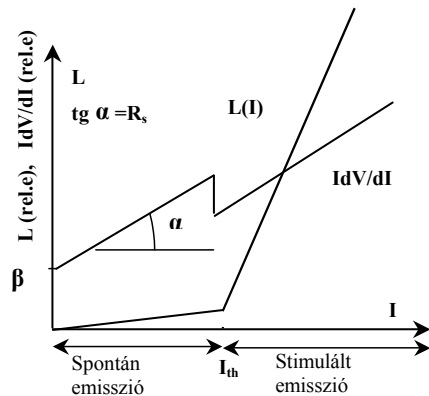
ahol  $\beta = e/nkT$ ,  $I_s$  - záróirányú telítési áram,  $R_s$  – a dióda soros ellenállása,  $e$  – az elektron töltése,  $n=1 \div 2$ , ami a  $p-n$  átmenet eltérését jellemzi az ideális modelltől. Feltételezve, hogy  $\exp \beta(V - IR_s) \gg 1$  (ami elfogadható feltételezés), az egyenletet differenciálva a következő alakot kapjuk:

$$I \frac{dV}{dI} = \frac{1}{\beta} + IR_s \quad (8)$$

és

$$I^2 \frac{d^2V}{dI^2} = -\frac{1}{\beta} \quad (9)$$

Mivel  $\beta$  meghatározható az 5. ábra és a (8) egyenlet segítségével, így könnyen kiszámítható a dióda soros ellenállása. Jól látható, hogy a lézerdióda küszöbárama egybeesik a  $IdV/dI$  függvény töréspontjával, ami a  $p-n$  átmeneten mért feszültség küszöbáramnál történő megtorpanásával magyarázható. A jelenség egy másik értelmezése, hogy küszöbáramnál az elektromos energiának nagy része sugárzás formájában kezd felszabadulni, tehát a dióda ellenállásának csökkennie kell.



5. ábra. Tipikus  $L-I$ ,  $IdV/dI$  függések félvezető lézer esetén

Az  $I-V$  függésén túlmenően minket az elektromos és optikai paraméterek közötti kapcsolat is érdekel. A legegyszerűbb ezek közül (de a legfontosabb) a fent említett teljesítmény – áram összefüggés ( $L-I$  5. ábra). Azon túlmenően, hogy meghatározza a lézer-effektus küszöbértékét, a kimenő sugárzás és injektált áram viszonyából megállapíthatóvá teszi a differenciális külső kvantumhatásfokot ( $\eta_D$ ), vagyis az  $L-I$  meredekségét [4]:

$$\eta_D = \frac{e}{h\nu} \frac{dL}{dI}, \quad (10)$$

ahol:  $e$  – elektron töltés,  $h\nu$  - kisugárzott foton energia.

A lézerek vizsgálatánál nagy jelentősége van a stimulált és a spontán sugárzás spektrumának, valamint e paraméterek áramsűrűségtől való függése ismeretének, ami az elektronok és lyukak kvázi-Fermi szintek közti távolságával ( $E_{Fc} - E_{Fv}$ ) egyértelműen determinálva van. Mint ismeretes, a stimulált és spontán sugárzás és az ( $E_{Fc} - E_{Fv}$ ) között szoros kapcsolat van. Ezt a kapcsolatot az anyag optikai erősítési tényezőjével ( $gain$ ) írhatjuk le ( $g_{mat}(I, \lambda)$ ), amely egyike a lézerstruktúrák legfontosabb paramétereinek [4]. Az anyag optikai erősítési tényezője a sávok közti stimulált rekombináció és elnyelés összhatását foglalja magában és függ a tanulmányozott félvezető anyag tulajdonságaitól, a lézerdióda felépítésétől (lényeges, hogy adott esetben egyszerű homo-, hetero- vagy kvantumpotenciál-gödör-struktúráról van szó), az áramsűrűségtől, valamint a hullámhossztól, azaz a fotonok energiájától [4,9]. Kis szintű töltéshordozó injekciónál (vagyis alacsony áramsűrűségnél) a  $g_{mat}(I, \lambda)$  negatív értékű, ami elnyelést jelent, viszont magasabb injekciónál már pozitív is lehet, ami optikai erősítést mutat. Abban az esetben, ha  $g_{mat}(I, \lambda)$  eléri a nullát, az anyag átlátszóságának áramsűrűségéről beszélhetünk ( $J_{tr}$ ) [9], ami a sugárzásnak adott  $\lambda$  hullámhossz mellett az anyagon intenzitásváltozás nélküli áthaladását jelenti. Mivel a kvázi-Fermi szintek közti energiarés ilyen esetben éppen egyenlő a tiltott sávval, az  $E_g$  pontos megállapításához elégséges ismerni a  $J_{tr}$ . A küszöbáramnál viszont az erősítési tényező eléri a maximumot ( $g_{max}(I, \lambda)$ ) és a további töltés injekciótól függetlenül megtorpan egy adott szinten [4].

Mivel a félvezető anyagok messze nem bírnak ideális optikai tulajdonságokkal, számolni kell az optikai veszteségekkel ( $\alpha$ ). Lézerdiódák esetében ez alatt a belső  $\alpha_i$  (elnyelés az aktív réteg belső hibahelyein ( $\alpha_{i,ar}$ ) és a fedőrétegben ( $\alpha_{i,wg}$ )), valamint a külső  $\alpha_r$  (a tükrökön távozó fény) veszteségeket értjük.

A lézerstruktúra tényleges módus optikai erősítési tényezője ( $g_{net}$ ) az alábbi módon határozható meg [4]:

$$g_{net} = \Gamma(g_{mat} - \alpha_{iar}) - (1 - \Gamma)\alpha_{ivg} - \alpha_r, \quad (11)$$

ahol:  $\Omega$  - az elektromágneses hullám energiájának azon része, amely az aktív rétegben terjed (3.b. ábra) ( $\Omega$  - az aktív réteg és az ót határoló réteg közti törésmutató-különbségből, az elektromágneses hullám hosszától, valamint az aktív rétegek számától, geometriájától és elhelyezkedésétől függ) [4,9];  $\alpha_r$  - veszteség a tükrökön, melynek értékét a következő módon állapíthatjuk meg [4]:

$$\alpha_r = \frac{1}{2L_r} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (12)$$

( $L_r$  - a rezonátor hossza,  $R_j$  - a tükrök refrakciós tényezője). A külső kvantumhatásfokot tekintve szoros kapcsolat írható fel az előbbi paraméterekkel :

$$\eta_D = \frac{\frac{1}{2}\eta_i \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{L\alpha_{iar} + \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}, \quad (13)$$

ahol  $\eta_i$  - belső sugárzásos kvantumhatásfok [4].

A  $g_{net}$  (valamint a  $g_{mat}$ , ha ismert az  $\alpha_i$  és  $\Omega$ ) meghatározására több módszer létezik. Az egyik legelterjedtebb és legegyszerűbb a Hakki-Paoli eljárás [10], mellyel a lézerdióda spektrumának szomszédos maximum ( $P^+$ ) és minimum ( $P^-$ ) pontjainak intenzitás viszonyából határozhatjuk meg a  $g_{net}$  és  $g_{mat}$  (6.ábra) értékét a küszöbáram közelében:

$$g_{net}(\lambda) = \Gamma(g_{mat} - \alpha_i) = \frac{1}{L} \left\{ \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) + \ln \left[ \frac{(P^+)^{1/2} - (P^-)^{1/2}}{(P^+)^{1/2} + (P^-)^{1/2}} \right] \right\} \quad (14)$$

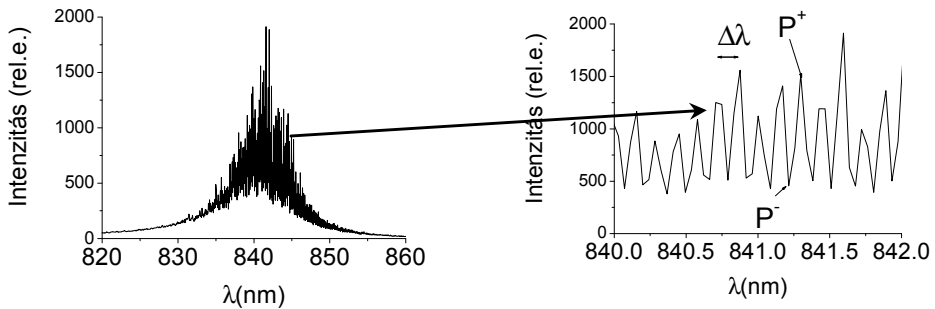
Szükséges még megemlítenünk, hogy ezen egyenlet csak egymódusú lézerek esetében érvényes, illetve akkor, ha biztosak vagyunk abban, hogy csak hosszanti módusok terjednek a rezonátorban [4]. Azt, hogy hosszanti módusokkal van dolgunk, a módusok egymástól való távolságából lehet megállapítani, amihez azonban szükséges az effektív törésmutató ( $n_{ef}$ ) ismerete. Egymódusú lézernél

(vagy biztosan hosszanti módusoknál) a Fabry-Perot rezonátor esetében az  $n_{ef}$  a következő egyenletből számolható ki (6. ábra) [1]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L \left( n_{ef} - \lambda \frac{dn_{ef}}{d\lambda} \right)}, \quad (15)$$

ahol  $\Delta\lambda$  a módusok közti távolság.

A fentiek alapján megállapíthatjuk, hogy már viszonylag egyszerű kísérleti módszerekkel vizsgálható a lézerciódó több fontos paramétere. E paraméterek és a



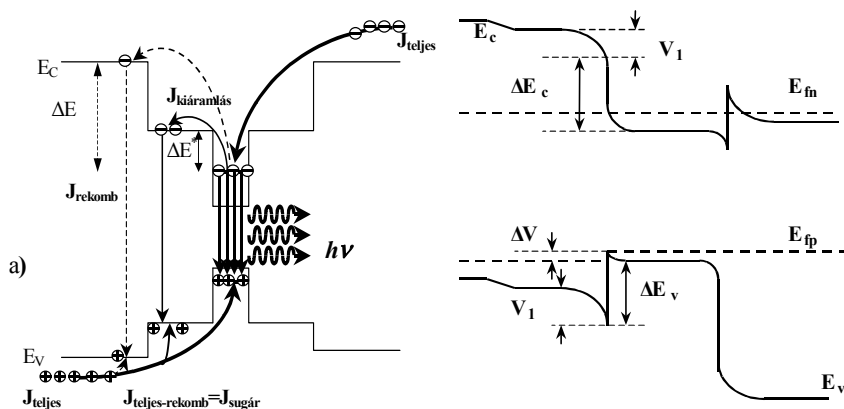
**6. ábra.** 840 nm-en világító GaAs/AlGaAs (az egyik munkám során tanulmányozott struktúra) alapú lézerciódó spektruma (különböző felbontással) küszöbáram közelében (látható a Fabry-Perot rezonátor szerepe a módusstruktúrában).  $\Delta\lambda$  – módus közti távolság,  $P^+$ ,  $P^-$  – a spektrum szomszédos maximuma és minimuma

lézerciódó működési elvének ismerete számos információt szolgáltat a lézer-struktúrában végbemenő folyamatokról és elősegíti a félvezetők jellemzőinek tanulmányozását, különösen, ha a méréseket a  $p$ - $T$  diagram meghatározása útján végezzük.

Az eddigiek során említett és e munkában vizsgált paraméterek természetesen nem fedik le teljes mértékben az összes tanulmányozható fizikai jelenséget a félvezető lézer-struktúrákban, de pontos képet adhatnak egyes, a fentiekben is említett folyamatokról. Szükséges kiemelni, hogy a lézerek létrehozása, fejlesztése tulajdonképpen harc a lézereffektusra káros jelenségekkel szemben (veszteségek), amelyek a stimulált emisszió csökkenéséhez vezetnek. Maga a félvezető lézerfizika éppen e káros effektusok tanulmányozására, kiküszöbölésére fordítja a legtöbb figyelmet.

Lézerek esetén a káros veszteségek két fő csoportra oszthatók: elektromos és optikai veszteségekre. Az elektromos veszteségek négy fő összetevőből állnak:

- 1) a töltéshordozók elnyelődése a lézerstruktúra hibahelyein (Shockley–Hall–Read rekombináció – SHR [1]); ezért van nagy jelentősége a félvezetők minőségének, amely függ az előállítás/növesztés folyamatától és jó minőségű struktúránál elhanyagolható;
- 2) a lézerstruktúra nem homogén (különböző rétegek összessége), ezért jelen lehet belső elektromos tér, amely szétválasztja a rekombinációs folyamatokban szereplő elektron-lyuk párokat (Stárk-effektus), csökkentve ezáltal a rekombináció valószínűségét [11,12];
- 3) mivel az aktív réteg általában nagyon vékony (különösen a kvantum-

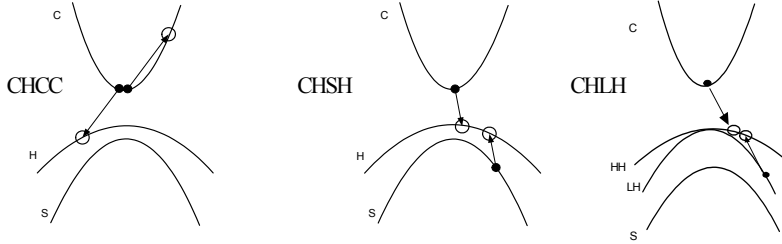


**7. ábra.** a) elektronkiáramlás az aktív rétegből és az aktív rétegen kívüli rekombináció.  $\Delta E$ ,  $\Delta E^*$  - energiagátak, amelyekkel az elektronoknak meg kell birkóznuk a kiáramlás érdekében a határoló ( $\Delta E^*$ ) és fedőrétegekbe ( $\Delta E$ ) (sematikus ábra); b) reális heterostruktúras lézer sáv szerkezete [16]

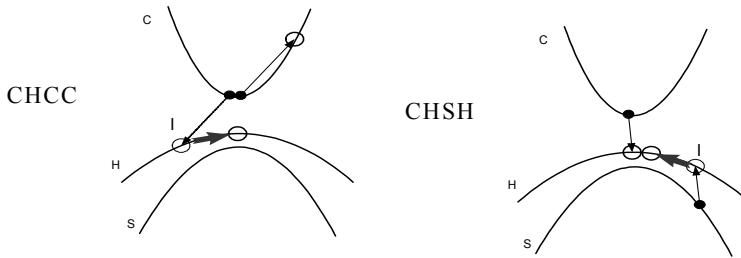
struktúrákban), a töltéshordozók (főleg az elektronok) nagy mozgékonyaságuk eredményeképpen kiáramolhatnak, kiszökhetnek belőle (gyakran ez egyike a legkárosabb jelenségeknek a lézereffektus szempontjából, 7.a ábra). E kiáramlás lehet mind diffúzió, mind pedig belső elektromos tér által stimulált sodródás (drift) jellegű is [13-16]. A 4. és 7.a. ábrák sematikus ábrázolják a kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúra energia sávdiagramját, és e struktúrában végbemenő sugárzásos és kiáramlási folyamatokat. (7.b ábra [16]) ;

- 4) káros sugárzásmentes rekombinációs folyamatok, amelyek közül a legfontosabb szerepe a nem sugárzásos Auger-effektusnak van (8. ábra) [17-22].

Sugárzásmentes Auger-rekombináció:



Sugárzásmentes fonon asszisztált Auger rekombináció:



**8. ábra.** Auger rekombináció típusai

A káros optikai veszteségek a fénynek az aktív rétegben (vagy azon kívül) előforduló hibahelyeken történő szóródása és a hullám szabad töltéshordozókon történő elnyelődése miatt következnek be. Ha mennyiségileg akarjuk összegezni a legjelentősebb töltéshordozó veszteségeket, akkor ezt áram-veszteségként lehet elkönyvelni, amit küszöbáramnál a következő egyenlettel lehet leírni [23]:

$$I_{th} = eL(AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3) + I_L, \quad (16)$$

ahol:  $e$  - elektron töltése,  $L$  - aktív réteg vastagsága,  $I_L$  - kiáramlási áram összetevő,  $N_{th}$  - áramhordozó koncentráció, az  $AN_{th}$  - a belső (SHR) elnyelést,  $BN_{th}^2$  - a spontán rekombinációt,  $CN_{th}^3$  - az Auger-rekombinációt képviseli ( $A, B, C$  - gyakorlatban a töltéshordozók koncentrációjától független állandók). Például a direkt CHCC, CHSH Auger-folyamatok esetében  $C$  (16. egyenletben) a következő függvénnyel írható le [19]:

$$C = C_0 \exp(-E_a / k_b T), \quad (17)$$

ahol:  $C_0$  - állandó,  $E_a$  - aktivációs energia, amelyek a konkrét Auger-folyamatot jellemzik,  $k_b$  - Boltzmann állandó,  $T$  - abszolút hőmérséklet.

### ***3.3. $A^{III}B^V$ félvezető anyagok fizikai tulajdonságai és alkalmazásuk a lézertechnikában***

A lézerdióda megépítésekor a legfontosabb tényező a félvezető anyagok megfelelő kiválasztása. Három fő szempontot kell kiemelnünk:

- 1) az aktív réteg tiltottsávja meghatározza a kisugárzott fény hullámhosszát;
- 2) a félvezető alapanyagok rácsállandójának lehetőleg közel kell lennie egymáshoz;
- 3) a felhasznált félvezető anyagok lehetnek direkt vagy indirekt sávszerkezetűek, de magának az optikailag aktív réteg alapanyagának direkt sávszerkezetűnek kell lennie.

A ma használt lézerdiódák túlnyomó többsége  $A^{III}B^V$  alapú félvezetők felhasználásával készül. A leginkább elterjedt és az alapkutatások során is a legnagyobb figyelmet kapott anyagok a Ga, Al, In, N, As, P, Sb alapú vegyületek. A 9. és 10. ábrán látható a lézerdióda tervezésénél a két legfontosabb szerepet játszó paraméter: a tiltott sáv ( $E_g$ ) és a rácsállandó értékének változása különböző

összetételű anyagok esetén. Ismertek még a  $A^{IV}B^{VI}$  alapú lézerstruktúrák is (PbS, PbTe, PbSe), ezek kisugárzott fényének hullámhossza a távoli infravörös tartományba esik.

A lézertechnikában használt félvezetők többsége direkt sávszerkezetű (bár szerkezeti elemként alkalmazható az indirekt félvezető is). Ennek az a magyarázata, hogy a direkt sáv szerkezetű félvezetőknél a fénykisugárzással együtt járó sávközi átmenet valószínűsége jóval nagyobb (elsőrendű), mint az indirekt félvezetőknél, amelyeknél a fénykisugárzás csak fonon közreműködésével lehetséges (ezért másodrendű). Ezenkívül az indirekt félvezetőknél a pumpálási szint növekedésének függvényében az elnyelés az injektált szabad töltéshordozókon gyorsabban növekszik, mint az anyag optikai erősítési tényezője [3,4].

A lézertióda felépítésének struktúrája meghatározza a kibocsátandó fény hullámhosszát, ami lehetőséget biztosít az alapszerkezet-megállapításra, melyre vonatkozó tapasztalati összefüggések jól ismertek. Ezen összefüggések egyik fő követelménye, hogy a diódát felépítő anyagok rácsállandója közel azonos legyen, ami elengedhetetlen a belső feszültségek csökkentése érdekében. A félvezetők esetében ismert empirikus összefüggés (Moss-törvény:  $n^4 E_g = 77$ , érvényes abban az esetben, ha  $30 \leq n^4 \leq 400$ ) [1] megkönnyíti a hullámvezetési effektus biztosítását már a heteroszerkezetű struktúráknál is. Ez azzal magyarázható, hogy az aktív réteg tiltottsáv-szélessége kisebb az öt körülvevő rétegeknél és így nagyobb a törésmutatója. Ugyanez jellemző a kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúrákra is, mivel a kvantumgödör anyaga mindig kisebb tiltott sáv szélességgel rendelkezik mint az öt határoló rétegek (gátak) anyaga (2.,4. ábra).

### **3.4. Külső tényezők hatása a félvezető lézerstruktúrára**

Az injekciós félvezető lézerek fő paraméterei (kisugárzott hullámhossz, küszöbáram-sűrűség, hatásfok stb.) függenek a belső felépítéstől (anyag, struktúra), és a külső tényezőktől. A gyakorlatban több különböző típusú külső hatás érvényesülhet. Ezek közül a következőket szükséges kiemelni: 1) hőmérséklet; 2) injektált áramsűrűség; 3) nyomás; 4) mágneses tér hatása; 5) külső rezonátor.

A hőmérséklet jelentősen befolyásolja a félvezetők tiltottsáv-szélességét ( $E_g$ ).  $A^{III}B^V$  típusú félvezetők esetén ez a függés a következőképpen írható le [1]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \theta}, \quad (18)$$

ahol  $\alpha$ ,  $\theta$ - empirikus paraméterek ( $\theta$ - a Debye közeli hőmérsékletnek felel meg). Az összefüggésből látszik, hogy a hőmérséklet csökkenésével a tiltott sáv szélessége nő, átlagban ez a változás maximálisan 10%-ot tesz ki 0K és szobahőmérséklet között. A hőmérséklet ezen túl jelentősen befolyásolja az optikai erősítési tényezőt is, növekedésével az utóbbi értéke csökken, vagyis a küszöbáram-sűrűség növekszik és az optikai erősítési együttható görbe maximuma a nagyobb hullámhossz irányába tolódik el. Fontos megemlíteni azt a tényt is, hogy a hőmérséklet növekedésével nő az áramhordozók kiáramlása az aktív rétegből, nő az abszorpció a szabad áramhordozókon, valamint nő az anyag törésmutatója, ami a küszöbáram-sűrűség növekedését eredményezi [25].

A gyakorlat azt mutatja, hogy a hőmérséklet és a küszöbáram-sűrűség között exponenciális függőség van [25]:

$$J_{th}(T) = J_{th0}(T_{th0}) \exp\left(\frac{T - T_{th0}}{T_0}\right), \quad (19)$$

ahol  $J_{th}$  – küszöbáram-sűrűség  $T_{th0}$  hőmérsékleten,  $T_0$  - karakterisztikus hőmérséklet. Minél nagyobb a  $T_0$ , annál kevésbé érzékeny a hőmérséklet változására a küszöbáram-sűrűség.

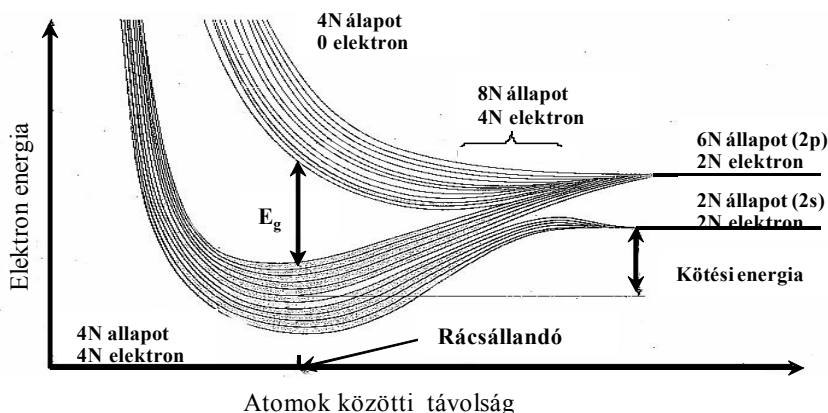
Viszonylag kisebb mértékű jelentősége van a hőmérséklet hatásának a rezonátor hosszára, bár figyelembe véve a lézerstruktúra törésmutatójának a változását, ez módusváltást eredményezhet [1].

Az injektált áram sűrűségének hatása a lézerstruktúrára szintén több összetevőből áll, de itt is főleg a hőeffektus dominál. Az áram sűrűségének növekedése egyrészt az  $E_g$  csökkenését (hőeffektus miatt) eredményezi (ami a sugárzás eltolódását a hosszabb hullámok irányába, valamint a törésmutató növekedését vonja maga után). Másrészt, az injektált elektronok és lyukak koncentrációjának növekedése közvetlenül ellentétes effektust vált ki – törésmutató-csökkenést [26]:

$$\Delta n = -\frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n} \left( \frac{N}{m_e} + \frac{P}{m_h} \right), \quad (20)$$

ahol:  $m_e$ ,  $m_h$  - az elektronok és lyukak effektív tömege,  $N$ ,  $P$  - az elektronok, lyukak koncentrációja. A törésmutató-csökkenés elősegíti a sugárzás hullámhosszának eltolódását a rövidebb hullámok irányába, de ez az effektus elhanyagolható a hő okozta effektushoz képest. A két összetevő szintén kisebb ugrásszerű módusváltást eredményezhet.

Ha a félvezető lézerek hangolhatóságát (hullámhossz változtathatóságát) vesszük figyelembe, akkor mennyiségileg talán a legjobb hatást, a hidrosztatikai nyomás alkalmazásával lehet elérni. Például GaSb alapú lézerek esetén gyakorlatilag 40%-kal meg lehet növelni a kisugárzott fotonok energiáját [27].



**11. ábra.** Elektronok energiájának az atomok közti távolságtól való függése (gyémánt) [10]

Ennek oka, hogy a hidrosztatikai nyomás alkalmazásával a félvezető anyag rácsállandóját (vagyis az atomok közti távolságot) csökkentjük, ami  $E_g$  változást eredményez [1]. Természetesen e hatás eléréséhez magas, több ezer atmoszféra nyomás szükséges. Az  $E_g$  értékének a rácsállandótól való függését a 11. ábra mutatja. Mint látható, minél közelebb kerülnek az atomok egymáshoz, annál nagyobb az energiárés a megengedett energiasávok közt (ez jellemzi a  $A^{III}B^V$  alapú félvezető struktúrákat). Ugyanakkor lehet fordított is az effektus, például PbSe, vagyis  $A^{IV}B^{VI}$  alapú struktúrájánál [1].

Az anyagok különböző keménysége miatt különböző félvezetők esetében a rácsállandó ( $a$ ) nyomástól való függése más és más lehet. Ugyanakkor a lineáris méret ( $L$ ) változása a hidrosztatikai nyomás ( $P$ ) hatására általánosan a következőképpen írható le [1]:

$$\left(\frac{dL}{dP}\right)/L = \sigma/3 = const, \quad (21)$$

ahol  $\sigma$  – térfogati nyomásfüggési tényező. A (21.) összefüggés az úgynevezett tömbi térfogat ( $V$ ) nyomás függéséből vezethető le [28]:

$$\left(\frac{dV}{dP}\right)/P = \sigma = const, \quad (22)$$

Továbbá, mivel

$$L = Na, \quad (23)$$

ahol  $N$  – az elemi cellák száma a kiválasztott  $L$  irányban, következik, hogy

$$\left(\frac{da}{dP}\right)/a = \sigma/3 = const, \quad (24)$$

Mivel a kristályokat általában nagy keménység jellemzi, a rácsállandó változása ( $\Delta a$ ) nagyságrendekkel kisebb a rácsállandónál.

Ugyanazt az eredményt kapjuk, ha a  $\sigma$  is lineárisan függ a nyomástól [28,29]:

$$\sigma(P) = \sigma_0 + \sigma^* \cdot P, \quad (25)$$

ahol  $\sigma_0, \sigma^*$  - állandó. Bár ez bonyolultabbá teszi a (22.) egyenletet [28], a rácsállandó nyomástól való függése (24.) érvényes marad [28]. Nyomás hatására változik a félvezető törésmutatója ( $n$ ) is, melyet az alábbi módom írhatunk le [1]:

$$\frac{d(\ln n)}{dP} = \alpha = const, \quad (26)$$

Az elektronok (lyukak) energiaszintje ( $E$ ) és a rácsállandó változása, azaz a deformáció ( $\Delta a$ ) közötti függés első közelítésben lineáris lehet [1]:

$$E = E_0 + \gamma \Delta a, \quad (27)$$

ahol  $\gamma$  - állandó mennyiség,  $E_0$  - az elektronok (lyukak) energiaszintje 0 bár nyomáson. Ebből kiindulva a tiltottsáv értékének ( $\Delta E_g$ ) a deformációtól való függése:

$$\Delta E_g = (\gamma_c + \gamma_v) \Delta a, \quad (28)$$

ahol  $\gamma_c, \gamma_v$  - konstansok, amelyek az  $\Delta E_c, \Delta E_v$  változását határozzák meg kristályrác deformáció hatására. Összegezve a 23. és a 28. egyenleteket a  $\Delta E_g$  hidrosztatikai nyomástól való függését kapjuk:

$$\Delta E_g = (\delta_c - \delta_v) \Delta P, \quad (29)$$

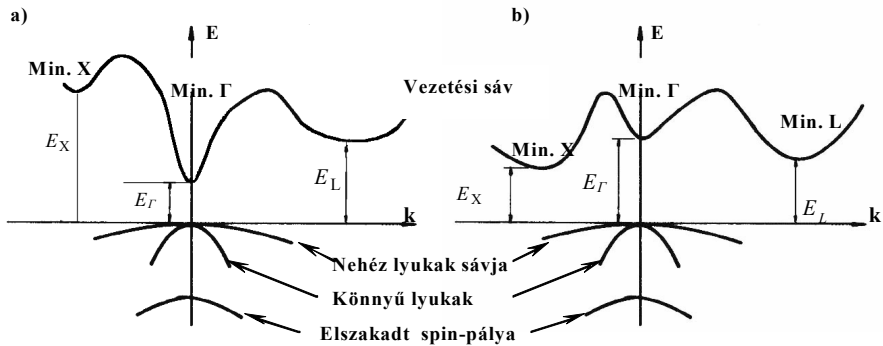
ahol  $\delta_c, \delta_v$  - az  $\Delta E_c, \Delta E_v$  változását határozzák meg hidrosztatikus nyomás hatására;  $\Delta P$  - a nyomásváltozás, amely egyenlő a nyomással ( $P$ ), ha kiindulópontnak a zéró nyomást vesszük.

Általánosabb esetben az  $E_g$  nyomástól való függése bonyolultabb lehet a lineáris (22.) megközelítésnél, például parabolikus [28]:

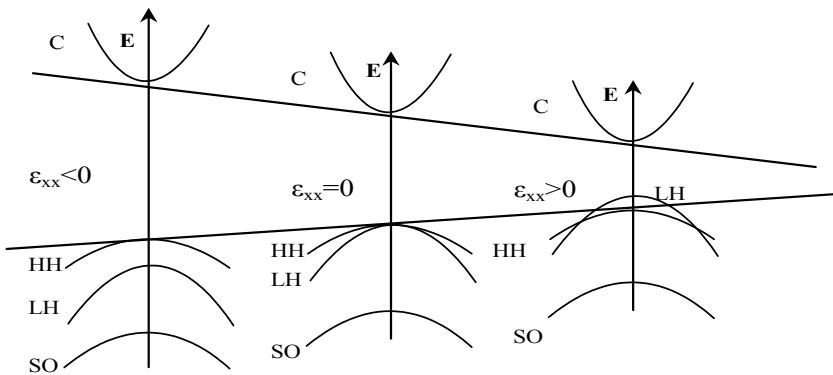
$$E_g = E_{g0} + AP + BP^2, \quad (29)$$

ahol  $A, B$  - állandók,  $E_{g0}$  - a tiltott sáv nulla hidrosztatikai nyomásnál.

Szükséges még annak a megemlítése, hogy  $\delta_c, \delta_v$  mint pozitív, úgy negatív is lehet és más  $\delta$  jellemzi a sáv szerkezet különböző minimumait és maximumait. Ez azt jelenti, hogy nyomás (deformáció) hatására a félvezető direktből indirektbe alakulhat át (12. ábra [30]), vagyis az energiasávok deformálódnak. Némely esetben a nehéz és könnyű lyukak energiasávjainak a csúcsai felválthatják egymást (például egyirányú deformáló feszültségek hatására - 13. ábra [31]), ami a kisugárzott fény polarizációváltását eredményezheti. Ez azt jelenti, hogy a félvezető anyagának nem csak mennyiségi, de minőségi jellemzői is változnak, ami alapján módosíthatja a lézertiódia elektromos és optikai paramétereit.



12. ábra. AlGaAs sávszerkezet változása hidrosztatikus nyomás hatására: a) 1bar; b) 20 kbar [30]

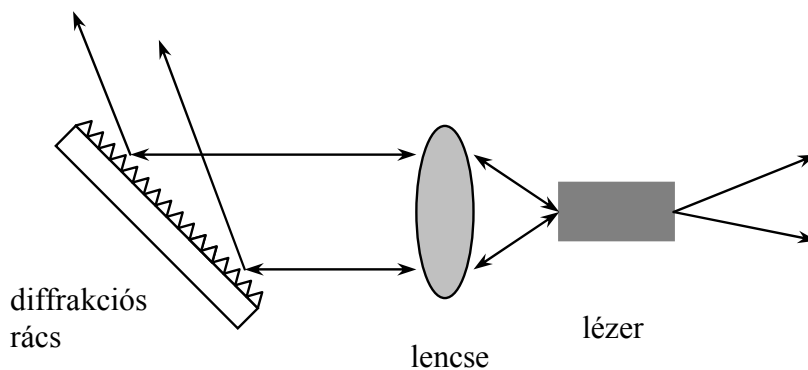


13. ábra. Egyirányú deformáló feszültségek hatása az A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> félvezető sávstruktúrájára [31]

A mágneses tér szintén hatást fejt ki a lézerdiodákra (például, InSb alapú heterostruktúrákra) és Landau-típusú felbomlást, kvantálást idéz elő a sávszerkezetben, növelve az energiaszintek betöltöttségét és szűkítve a spontán sugárzás energiatartományát [1]. Az eredmény – jelentősen, akár a tízedére is csökkenhet a küszöbáram-sűrűség.

Nagymértékben befolyásolható a lézersugárzás hullámhossza külső rezonátor segítségével. Itt két különböző típusú külső rezonátort szükséges megemlíteni:

- 1) tükör rezonátor, amely csupán meghosszabbítja a lézerciódá saját, belső Fabry-Perot rezonátorának hosszát, szűkítve ezáltal a kisugárzott módushullámhossz tartományi szélességét;
- 2) diszperziós elemet tartalmazó rezonátor, amely az előbbihez képest, azon kívül, hogy növeli a rezonátor hosszát, bizonyos mértékben külön determinálja a kisugárzott módus hullámhosszát (természetesen a pozitív optikai erősítési tényező határain belül). A diszperziós elemet tartalmazó rezonátornak az egyik legegyszerűbb változata az úgynevezett Littrow-rendszer (14. ábra [32]), melynek alapja a diffrakciós rács, amely a lézerciódá által kisugárzott fény egy részét visszaveri a lézerciódá tükörére. A diszperzióknak alávett fénysugár csak egy szűk hullámhossztartománya jut be a lézertükörön keresztül az aktív rétegbe, ezáltal növelve a refrakciós tényezőt ezen a hullámhosszon, ami egymódusú sugárzást válthat ki. Változtatva a diffrakciós rács szögorientációját, változtatni lehet a módus kívánt hullámhosszát.



**14. ábra.** Diszperziós (diffrakciós rács) elemet tartalmazó külső rezonátor Littrow-féle rendszerben [32]

## **IV. Kísérleti rendszerek és módszerek fejlesztése**

Az intézetünkben (Varsói IHPP PAS UNIPRESS) folytatott komplex magasnyomás kutatások és fejlesztések alapját a gyakran egyedi technika biztosítja. Ezért a munkám kísérleti jellegének megfelelően elsőrendű feladatomban volt a magasnyomású optikai rendszerek fejlesztése (kifejlesztettem a fényszálalattartalmazó rendszert, részt vettem a zafírablak fénykivezető rendszer továbbfejlesztésében, gradiens lencse alkalmazásával). Ezt a következőkben mutatom be.

A kifejlesztett rendszerek alkalmazásával folytattam az InGaN/GaN, AlGaAs/AlGaAs, InGaAsSb/AlGaAsSb (2400nm), GaInNAs/GaAs alapú struktúrák lézerstruktúrák vizsgálatait magas nyomás alatt illetve részt vettem az InGaP/AlGaInP, AlGaAs/AlGaAs, InGaAs/GaAs, InGaAsP/InP, InGaAsSb/AlGaAsSb, (2300 nm, 2500 nm) alapú struktúrák vizsgálatában, az eredmények számítógépes feldolgozásában, a megfelelő számítógépes programok fejlesztésében, paraméterek számításában. Ezekre az V. fejezetben térek ki.

### ***4.1. Tanulmányozott kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúrák***

A tanulmányozott lézerdiódákat sugárzásuk hullámhossza vagy alapanyaguk struktúrája szerint osztályozhatjuk. Mint arról korábban már szó volt, az anyagok és a belőlük készült struktúra meghatározza a kisugárzott fény hullámhosszát, vagyis a sugárzás hullámhosszának ismeretéből megközelítőleg megállapíthatjuk a lézer alapstruktúráját (anyagát). Az általánosan elterjedt (többnyire ismeretlen struktúrájú) lézerek esetében így vizsgálhatók azok alaptulajdonságai. Az általunk tanulmányozott lézerstruktúrák egy része ugyanakkor ismert volt és ez lehetőséget biztosított az összehasonlító vizsgálatokra, valamint a fizikai jelenségek mélyebb tanulmányozására. Mivel egy-egy, a lézerdiódák működését meghatározó (károsan befolyásoló) folyamat kiemelten jellemző bizonyos típusú lézerdiódára, a meghatározó kísérleteket megfelelő anyagcsoportból készült lézereken végeztük.

Méréseink széles hullámhossztartományban (400-2500 nm) folytak, melyet hat csoportra érdemes bontani az azokhoz jellemzően tartozó lézerstruktúrákkal együtt (1.táblázat).

<b>Hullámhossztartomány (nm)</b>	<b>Alapanyag</b>	<b>Gyártó</b>
415-425	InGaN/GaN	IHPP PAS UNIPRESS
635-690	InGaP/AlGaInP	Kommersz CAO, Sanyo, Toshiba
780-850	AlGaAs/AlGaAs	Kommersz SLI, Sony,

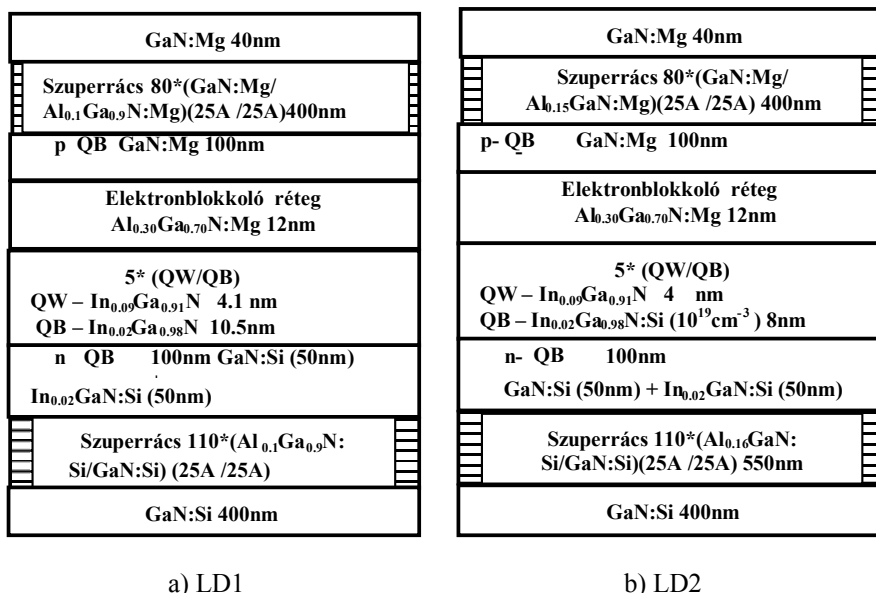
		Sanyo, Hitachi, Sigm Plus
980-1020	InGaAs/GaAs	Kommersz CAO, SLI, Sigm Plus, Roithner, ITE
1300,1550	InGaAsP/InP, GaInNAs/GaAs	Kommersz CAO, Siemens
2300-2500	InGaAsSb/AlGaAsSb	Université Montpellier CEM2

**1. táblázat.** Vizsgált lézerek csoportosítása a kisugárzott hullámhosszuk, alapstruktúrájuk és gyártójuk szerint

- **InGaN/GaN alapú lézerdiódák**

A GaN alapú lézerdióda a Varsói Magasnyomású Kutató Intézet (IHPP PAS UNIPRESS) terméke, és az első olyan típusú lézer, amelynek hordozója tömbi GaN kristály. A lézerstruktúra növesztése fém-organikus kémiai gőzfázisú leválasztással történt (MOCVD). Az alapul szolgáló, magas hidrosztatikai nyomás alatt növesztett tömbi GaN kristály szintén ennek az intézetnek a terméke.

Két típusú több kvantumgödörös (MQW) lézerstruktúrát vizsgáltam [33, 34]: 1) LD1 - nem adalékolt gáttal (QB) (15.a. ábra); 2) LD2 – Si-adalékolt gáttal rendelkező (donor koncentráció  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ ) (15.b. ábra). Mindkét struktúra hasonló felépítésű: 5 kvantum gödör-gát szuperrácsos aktív réteg, a *p*-oldalon elektron blokkoló réteg; az aktív és elektronblokkoló rétegeket határoló rétegek – Si- (*n*-oldal) és Mg- (*p*-oldal) adalékolt GaN; fedőréteg – adalékolt GaN/AlGaIn szuperrács. A rezonátor hossza 500  $\mu\text{m}$ , az aktív réteg szélessége 15  $\mu\text{m}$ . Mindkét lézerstruktúra esetében a küszöbáram (impulzus áram, P=1 bár, T=300K) – 1 A körüli, küszöbáram-sűrűség – 12  $\text{kA/cm}^2$  körüli (impulzus áram, P=1 bár, T=300K) [33, 34]. A kisugárzott hullámhossz LD1 típus esetén 421 nm (2.94 eV), LD2 lézernél pedig 416 nm (2.98eV). A lézerek több módusúak. Szerelésük ezüstpasztával történt réz hővezető tönkre *p*-oldallal felfelé.



15. ábra. InGaN/GaN alapú lézerstruktúra a) nem adalékolt b) Si adalékolt gáttal

- **GaInP/AlGaInP alapú lézerdiódák**

CAO (USA), Sanyo, Toshiba (Japán), Osram (Németország) cégek gyártmányai. Pontos alapstruktúrájuk ismeretlen.

- **AlGaAs/AlGaAs alapú lézerdiódák.**

SLI (USA), SONY, SANYO, HITACHI (Japán) cégek gyártmányai. Pontos alapstruktúrájuk ismeretlen.

Ismert a Sigma Plus gyártmányú lézerek felépítése, amelyek gyártása fémorganikus gázfázisú növesztéssel (MOCVD) történt. A struktúra alapja a GaAs:Si (100) *n*-típusú hordozó.

LD3 [35] (16.a. ábra) – egymódusú, 790 nm-en világító dióda, amely alapja egy 9 nm vastagságú Al<sub>0.13</sub>Ga<sub>0.87</sub>As kvantumpotenciál-gödör (nem adalékolt). Mindkét oldalon 110 nm-es Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As kvantumpotenciál-gát (x=45-63%) található (nem adalékolt). A fedőrétegek 1.5 μm *n*(Si)- és *p*(Zn)- típusú Al<sub>0.63</sub>Ga<sub>0.37</sub>As-ből vannak (az adalékszint 1·10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup>). A *p*-típusú kontaktus réteg 300 nm vastagságú GaAs:Zn, ennek adalékszintje 2·10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup>. A dióda küszöbárama 30 mA P=1bár nyomáson és T=300K hőmérséklet mellett.

LD4 [35] (16.b. ábra) – egymódusú, 850nm-en világító struktúra. Felépítése: egy 9 nm vastagságú GaAs kvantumpotenciál-gödör (nem adalékolt). Mindkét oldalán 100 nm  $\text{Al}_{0.44}\text{Ga}_{0.56}\text{As}$  kvantumpotenciál-gát (nem adalékolt). Fedőrétegek:  $1.5 \mu\text{m}$   $n(\text{Si})$ - és  $p(\text{Zn})$ - adalékolt  $\text{Al}_{0.62}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$ . A lézer küszöbárama 22mA ( $P=1\text{bár}$ ,  $T=300\text{K}$ ).

fedőréteg $\text{Al}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$ $n(\text{Si})$ ( $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) 1500nm	fedőréteg $\text{Al}_{0.62}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$ $n(\text{Si})$ ( $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) 1500nm
QB gradiens $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 110nm	QB $\text{Al}_{0.44}\text{Ga}_{0.56}\text{As}$ 130nm
QW $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$ 9nm	QW GaAs 9nm
QB gradiens $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 110nm	QB $\text{Al}_{0.44}\text{Ga}_{0.56}\text{As}$ 130nm
fedőréteg $\text{Al}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$ $p(\text{Zn})$ ( $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) 1500nm	fedőréteg $\text{Al}_{0.62}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$ $p(\text{Zn})$ ( $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) 1500nm
Kontaktus réteg GaAs:Zn 300nm	

a) LD3

b) LD4

**16. ábra.** AlGaAs/AlGaAs alapú Sigma Plus gyártmányú lézertiódák: a) 790nm; b) 850 nm-en világító struktúrák

- **InGaAs/GaAs alapú lézertiódák**

CAO, SLI, Roithner, Sigma Plus cégek termékei. Pontos alapstruktúrájuk ismeretlen.

- **InGaAsP/InP alapú lézertiódák.**

CAO, Siemens termékei. Pontos alapstruktúrájuk ismeretlen.

- **GaInNAs/GaAs alapú lézertiódák.**

LD5 [36] (17.a. ábra) – GaInNAs/GaAs alapú *n*- típusú GaAs hordozóra molekulásugaras epitaxiával (MBE) növesztett lézertióda. Egymódusú, 1340 nm-

fedőréteg	Al <sub>0,37</sub> Ga <sub>0,63</sub> As : Be ( <i>p</i> -típus)
QB	GaAs 130nm
QW	Ga <sub>0,67</sub> In <sub>0,33</sub> N <sub>0,02</sub> As <sub>0,98</sub> 6,7nm
QB	GaAs 20nm
QW	Ga <sub>0,67</sub> In <sub>0,33</sub> N <sub>0,02</sub> As <sub>0,98</sub> 6,7nm
QB	GaAs 20nm
QW	Ga <sub>0,67</sub> In <sub>0,33</sub> N <sub>0,02</sub> As <sub>0,98</sub> 6,7nm
QB	GaAs 130nm
fedőréteg	Al <sub>0,37</sub> Ga <sub>0,63</sub> As : Si ( <i>n</i> -típus)2000nm

Tömbi GaSb ( <i>n</i> típus)	
Gradiens réteg	Al <sub>0,1</sub> Ga <sub>0,9</sub> As <sub>0,03</sub> Sb <sub>0,97</sub> 167nm
Fedőréteg	Al <sub>0,9</sub> Ga <sub>0,1</sub> As <sub>0,08</sub> Sb <sub>0,92</sub> : Te( $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) 1500nm -típus)
QB	Al <sub>0,25</sub> Ga <sub>0,75</sub> As <sub>0,02</sub> Sb <sub>0,97</sub> 375nm
QW	In <sub>0,35</sub> Ga <sub>0,65</sub> As <sub>0,1</sub> Sb <sub>0,89</sub> 10nm
QB	Al <sub>0,25</sub> Ga <sub>0,75</sub> As <sub>0,02</sub> Sb <sub>0,98</sub> 35nm
QW	In <sub>0,35</sub> Ga <sub>0,65</sub> As <sub>0,1</sub> Sb <sub>0,89</sub> 10nm
QB	Al <sub>0,25</sub> Ga <sub>0,75</sub> As <sub>0,02</sub> Sb <sub>0,98</sub> 35nm
QW	In <sub>0,35</sub> Ga <sub>0,65</sub> As <sub>0,1</sub> Sb <sub>0,89</sub> 10nm
QB	Al <sub>0,25</sub> Ga <sub>0,75</sub> As <sub>0,02</sub> Sb <sub>0,98</sub> 375nm
Fedőréteg	Al <sub>0,9</sub> Ga <sub>0,1</sub> As <sub>0,08</sub> Sb <sub>0,92</sub> : Be( $5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) ( <i>p</i> -típus) 1500nm
Gradiens réteg	Al <sub>0,1</sub> Ga <sub>0,9</sub> As <sub>0,03</sub> Sb <sub>0,97</sub> 167nm
Védőréteg	GaSb <i>p</i> -típus, $1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 250nm

a) LD5

b) LD6

### 17. ábra. a) GaInNAs/GaAs; b) GaInAsSb/AlGaAsSb alapú lézertióda-struktúrák

en világító struktúra. Felépítése: három Ga<sub>0,67</sub>In<sub>0,33</sub>N<sub>0,02</sub>As<sub>0,98</sub> kvantumpotenciál-gödör (6,7 nm), két nem adalékolt 20 nm-es GaAs gát, e struktúrát mindkét oldalon 130 nm GaAs kvantumpotenciál-gát szegélyezi (szintén nem adalékolt). Fedőrétegek: Al<sub>0,37</sub>Ga<sub>0,63</sub>As: *n*-típus (2 μm) Si adalékolt (adalékszint  $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ), *p*-típus (1,25 μm) Be- adalékolt (adalékszint  $5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ). A *p*-típusú kontaktusréteg 200 nm vastagságú Be-adalékolt ( $1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ) GaAs. Az *n*-típusú kontaktusréteg 200 nm vastagságú Si-adalékolt ( $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) GaAs. Küszöbáram 80 mA (P=1 bár, T=300K).

#### • GaInAsSb/AlGaAsSb alapú lézertiódák

Ez a lézertípus molekulásugaras epitaxiával RIBBER Compact 21E berendezés segítségével készült a Montpellieri Egyetem II CEM2 laboratóriumában. A növesztés tömbi GaSb-ra történt (*n*-típus, (100) orientációval).

LD6IT(E) [27] (T - többmódusú, E - egymódusú) – 2400 nm-en sugárzó GaSb alapú lézer (17.b. ábra). Meg kell említeni, hogy a kvantumgödörökre ( $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}$  – 10 nm) enyhe összenyomó (1.42%-os) feszültség hat. Az aktív réteget határoló rétegek ( $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  – 375 nm) ugyanabból az anyagból készül, mint a kvantumpotenciál-gátak (35 nm). A fedőrétegek ( $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$  – 1500nm), amelyek egyúttal emitter funkciót is betöltenek, adalékolva vannak: 1) **n**-típus esetén Te-al ( $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ); 2) **p**-típus esetén Be-al ( $1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ), kivéve az első 200 nm-ert, amelyben a Be-adalékszint csupán  $5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ , annak érdekében, hogy csökkenjen az abszorpció a szabad töltéshordozókon. GaSb **p**- típusú védőréteg (250 nm) adalékszintje  $1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ . A fedőrétegeket egy gradiens átmeneti réteg határolja ( $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$  – 167 nm), amely az injekció szintjének emelését szolgálja. Az aktív sáv szélessége többmódusú lézer esetében 100  $\mu\text{m}$ , egymódusú lézernél 12  $\mu\text{m}$  volt. A rezonátor hossza többmódusú lézer esetén 750  $\mu\text{m}$ , egymódusú lézernél 1000 $\mu\text{m}$ . A lézercsip szerelése forrasztással (tipikus SnPb ötvözet), **p**- oldallal lefelé történt réz hővezető tönkön. Küszöbáram-sűrűség: LD6T (egyenáram) (P=1bár, T=300K) - 240 A/cm<sup>2</sup> (küszöbáram 190 mA), LD6E (egyenáram) (P=1bár, T=300K) - 240 A/cm<sup>2</sup> (küszöbáram 35 mA).

Az LD6IT-hez azonos szerkezetű (17b. ábra), de más összetételű gödör/fedőréteg alapú lézerstruktúrák:

LD6II –  $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  ( $\lambda=2500 \text{ nm}$ ),

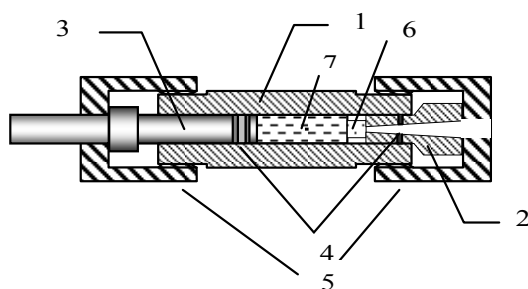
LD6III –  $\text{In}_{0.37}\text{Ga}_{0.63}\text{As}_{0.12}\text{Sb}_{0.88}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  ( $\lambda=2300 \text{ nm}$ ).

A felsorolt lézerstruktúrák többségén (kb. 50 db) általánosnak tekinthető méréseket végeztünk: küszöbáram, hullámhossz, volt-ámpér függvény nyomás és hőmérséklet-függőséget. Mélyebb vizsgálatok csak egy-két jellemző lézerstruktúra (LD1-LD6) esetén készültek.

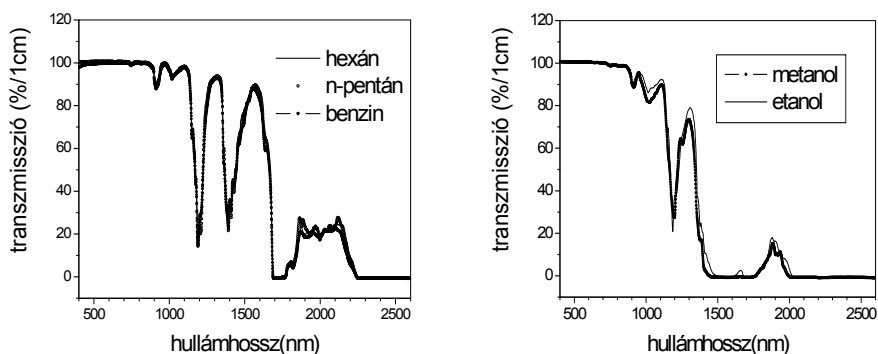
#### **4.2. A magasnyomású kamra és a nyomásközvetítő közeg tulajdonságai**

Magas nyomás alatt e dolgozatban a 0.1-3 GPa tartományt (általában magas nyomás alatt 1 GPa feletti nyomás értendő [37]) és csak a mechanikus eszközökkel elérhető nyomást értjük, melyet huzamosabb ideig mindenféle egyéb beavatkozás nélkül (robbantás, lézernyaláb alkalmazása, stb.) tartani lehet és ahol, az adott hőmérséklet mellett, a nyomást közvetítő közeg még megfelel a hidrosztatikai nyomásfeltételeknek. Általában ez a hőmérséklet nem magasabb 2000 K-nél, vagyis még egyes anyagok olvadási pontja alatt van és nem alacsonyabb, mint az alkalmazott közeg (folyadék) kristályosodási hőmérséklete (e dolgozatban a hőmérséklet-tartomány: 100-300 K).

Magas hidrosztatikai nyomás előállítására többnyire viszonylag egyszerű módszert alkalmaznak: folyadékkal vagy gázzal teli zárt térfogatban ( $V$  akár több  $\text{dm}^3$ ) nyomást idéznek elő mozgó dugattyúval (18. ábra), amely lehet akár egy



**18. ábra.** 1 - magasnyomású kamra, 2 - rögzített dugattyú, 3- mozgó dugattyú, 4 - tömítés, 5 - rögzítő csavarok, 6 - zafírablak, 7 - nyomásközvetítő közeg (folyadék) [37,38]



**19. ábra.** Egyes szénhidrogének és alkoholok áteresztőképességének hullámhosszfüggvénye (Fourier spektrométer segítségével mért)

külső kompresszor eleme is. Így általában kb. 1-3 GPa nyomás biztosítható a kamrában [37,38]. Más rendszerekkel (például gyémánt anvil cellával) elérhető akár 300 Gpa [38] is, ugyanakkor csak nagyon kevés anyag bírja ezt a nyomást roncsolódás nélkül (pl. gyémánt). Ez azonban nemcsak megdrágítja az ilyen rendszert, de az alkalmazható hasznos térfogatot (ami általában  $\ll 1\text{mm}^3$ ) is jelentősen csökkenti.

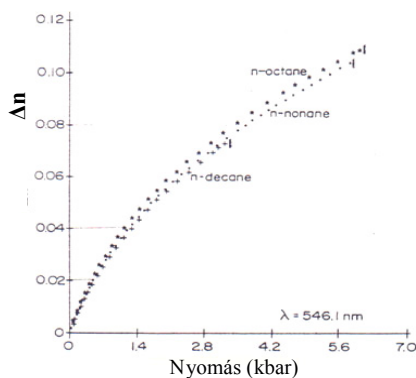
A félvezető lézercsip méreteit tekintve nem nagy eszköz (általában ~0.2-5mm), viszont működéséhez elengedhetetlenül szükséges más kisegítő elem is (pl. hűtőtönc, huzalok, stb.). Méréseink elvégzéséhez a klasszikus, optikai méréseknél használatos folyadékkal működő kompakt magasnyomású kamrát alkalmaztuk (18. ábra), amely 20 kbar körüli nyomás létrehozására alkalmas [37,38]. A kamra optikai rendszerén jelentős belső átalakítást kellett végrehajtani, amelyről a későbbiekben lesz szó. A folyadékkal működő magasnyomású kamra előnye a gáznyomású kamrákkal szemben, hogy a nyomás előállításához nem szükséges kompresszor alkalmazása, elégséges egy viszonylag egyszerű prés is. Ennek eredményeként gyors, könnyen kezelhető, valamint biztonságos eszközt lehetett létrehozni. Maga a rendszer kis méretű: az alkalmazott kamrák belső átmérője nem haladta meg a 13 mm-ert (a külső méret – 50 mm), a hossza pedig maximálisan 180 mm.

A nyomásközvetítő közeg elektrooptikai tulajdonságait illetően (félvezető lézerek magasnyomású tanulmányozásánál) három fő követelményt szükséges kiemelni:

- 1) hidrosztatikai nyomást kell biztosítani, függetlenül a nyomás és hőmérséklet változásától (a lézerdióda kristályának roncsolódása elkerülése végett);
- 2) jó szigetelőnek kell lennie;
- 3) átlátszónak kell lennie a spektrum tanulmányozott tartományában (400-2500nm).

Az első követelménynek viszonylag sok folyadék többé-kevésbé megfelel, bár ha alacsony hőmérsékletről van szó, már akadhatnak problémák. A második követelmény viszont jelentősen szűkíti az alkalmazható közegek körét, mivel sok folyadék (pl. víz, különböző alkoholok, stb.), amelyeket normál körülmények között jobb-rosszabb szigetelőnek ismerünk, magas nyomás hatására kifejezetten áramvezető tulajdonságokat vesz fel. A legnehezebb a harmadik követelménynek megfelelni, amennyiben a fényspektrum elég széles skálájáról van szó. Ezért a fenti szempontok alapján kiválasztottunk néhány folyadékot. Vizsgálataink mutatják, hogy a spektrum bizonyos részein eléggé kicsi az áteresztőképességük (19. ábra). Ugyanakkor a lézerstruktúrák tanulmányozása során azt tapasztaltam, hogy ha a fényszál 30-50  $\mu\text{m}$  távolságra van a lézertől, a dióda sugárzásának 50-80%-a bejut a fényszálba, még az 1700-2500 nm-es hullámsávban is benzint alkalmazása esetén. A magasnyomású mérésekhez éppen ezért a benzint választottuk.

A közeg törésmutatója szintén fontos paraméterként szerepel a lézerdiódák magasnyomású elektrooptikai méréseinél. Mivel a benzint szénhidrogének szélesebb csoportját foglalja magában és összetétele bizonyos keretek között



**20. ábra.** Törésmutató nyomástól való függése szénhidrogéneknél 546.1nm-en [39]

hogy a törésmutató feltehetően szintén alig változik [40]. Tapasztalataim azt mutatják, hogy ez a küszöb benzín esetében 4-6 kbar. A 20. ábrán egyes szénhidrogének törésmutatójának nyomástól való függését láthatjuk 546.1 nm-en [39]. Ugyanilyen változás várható más hullámhosszon is.

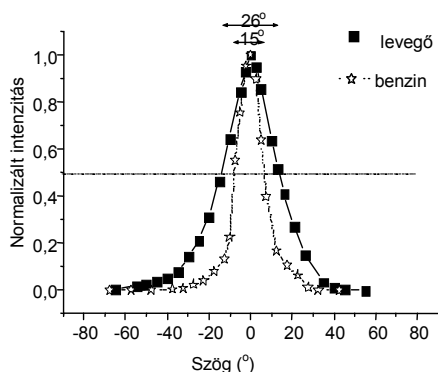
Sajnos meg kell jegyezni, hogy a nyomás változásával párhuzamosan változik a lézerek kisugárzott fényének hullámhossza is és ez jelentős mértékben megnehezíti a mérések elvégzését, ha a törésmutató pontos változását ismerni akarjuk. Ugyanakkor a lézertiódák gyártásánál használt félvezetőknek viszonylag nagy a törésmutatója ( $n=3-5$ ), ezért a közeg törésmutatójának változása csekély hatással lehet a visszaverési tényező változására. Méréseink szerint a látható és a közeli infravörös tartományban a benzín törésmutatója 1 bár nyomásnál  $\sim 1.35$ . A benzín pontos törésmutató  $p, T, \lambda$  diagramjainak jellege bonyolult kutatásokat igényel. Ezért, összefoglalva az előbbieket, munkám során elfogadható megközelítésnek tűnt abból kiindulni, hogy a benzín törésmutató-változásának nincs nagy jelentősége a tanulmányozott jelenségekre.

### 4.3. Lézerek elektromos és optikai tulajdonságainak tanulmányozása magas nyomás alatt

#### 4.3.1. Alapismeretek

Elektromos és optikai méréseknél magas hidrosztatikai nyomás alatt a legnagyobb problémát a tömítések jelentik a szükséges elektromos és optikai jelek ki- és bevezetésének megvalósításakor. Áramvezetésre vékony szigetelt rézhuzalt

változhat, emiatt valószínűleg szűkebb tartományban változik az áteresztési tényező és a törésmutató is. Természetesen ez hatással van a visszaverési tényezőre ( $R$ ) és így a lézert jellemző többi paraméterre is. Fontos tisztázni azt is, hogy a nyomás növekedésével nem csak a közeg sűrűsége nő, de a közeg törésmutatója is, vagyis a közeg optikailag is sűrűsödik [39]. Bizonyos nyomáson túl a közeg térfogatcsökkenése megtorpan, vagyis a sűrűsége már alig változik, ami azt eredményezi,

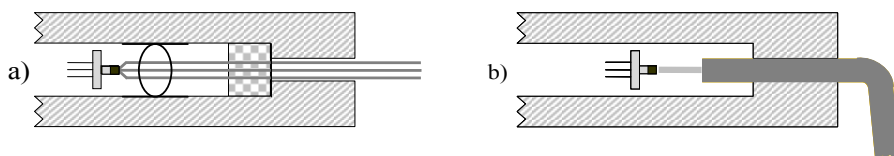


**21. ábra.** 808 nm-en sugárzó 500mW -os lézerdíoda apertúrája levegőben és benzinben

optikai rendszer megvalósítása során számos nehézséget kell leküzdeni.

A kísérletek elvégzéséhez két különböző optikai rendszert fejlesztettünk ki:

1) lézer- lencse- zafirablak (22.a. ábra); 2) lézer-fényvezető szál (22.b.ábra) elrendezésben [41, 42]. E két rendszer a kísérleti céltól függően módosítható volt.

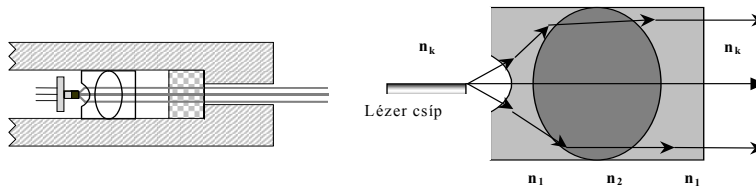


**22. ábra.** A magasnyomású kamrából különböző típusú sugárzást kivezető rendszer: a) zafirablakkal. b) fénvvezető üvegszállal ellátott elrendezés

### 4.3.2. Lézer – lencse – zafirablak fénykivezető-rendszer a magasnyomású kamrából

Zafirablak felhasználásánál a legnagyobb gondot az jelentette, hogy szükséges volt egy olyan kollimációs rendszer megépítésére is, amely független kellett, hogy legyen a közeg törésmutató-változásaitól. Első megoldásként egy speciális, három különböző anyagú lencséből felépített lencserendszert használtunk (23. ábra).

használnak, melynek tömítése különböző anyagokkal (pl. ún. pirofilittel) történik [37]. Fény ki(be)vezetését zafirablakkal valósíthatjuk meg. Egy ilyen ablak effektív keresztmetszete kicsi (általában 1-25 mm<sup>2</sup>) és az optikai út hossza, ugyanakkor a lézerdíódák apertúrája elég nagy: 10°-30° (21.ábra) [41]. A lézerefény hatékony kivezetéséhez egy külön optikai rendszerre van szükség. Mivel magas nyomás alatt a folyadék (gáz) optikailag sűrűbb, továbbá a magasnyomású kamra belső térfogata korlátozott, egy ilyen

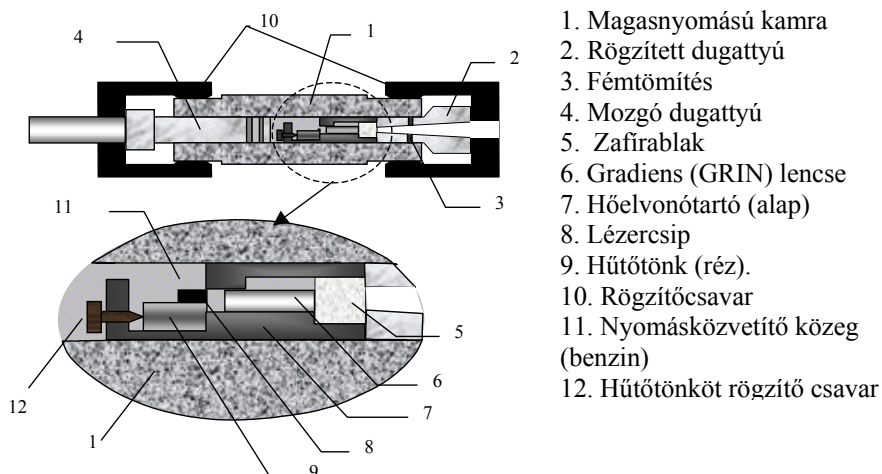


**23. ábra.** Összetett lencserendszer lézerdióda sugárzásának kollimációjára magasnyomású kamrában, valamint a lézersugarak terjedési útja

A lencse szférikus bemélyedéssel volt ellátva. A lézer a szféra fókuszpontjában van elhelyezve, ami biztosítja, hogy a sugár további útja változatlan legyen az optikai rendszerben (függetlenül a közeg törésmutatójának  $n_k$  változásától). Fontos az is, hogy a lencsék törésmutatói megfelelően legyenek megválasztva ( $n_1 < n_2 > n_3$ ), valamint alakjuk és méreteik összhangban legyenek a magasnyomású kamra méreteivel. Jelentős hátránya volt e lencserendszernek, hogy a lencsék ragasztva voltak egymáshoz, ami kicsiny méretük ( $L=2.5$ ,  $R=1.25$ mm) miatt elengedhetetlen volt. Ennek eredményeként nagy nyomásnál a lencsék gyakran megpedeztek.

A további kutatásaink azt mutatták, hogy sokkal jobb eredményeket lehet elérni gradiens lencsék alkalmazásával [36]. Előnyük, hogy i) egy részből állnak és így elkerülhető a repedésük; ii) változtatni lehet a hosszúságukat, változtatva ezzel a fókusztávolságot; iii) egyszerűbb a használatuk; iv) viszonylag olcsó a beszerzésük.

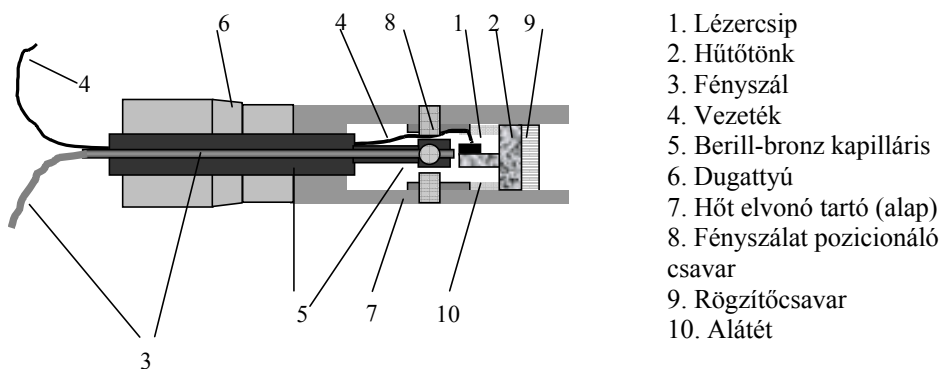
Mindezek figyelembevételével az általunk megépített magasnyomású optikai rendszer a 24. ábrán látható [36]. Csekély hátránya az alkalmazásban az, hogy kisebb problémák adódhatnak a kamra hűtése közben, amikor is víz kondenzálódhat a zafírablakon, és ezt megelőzendő speciális optikai védőszerkezetet (például vákuumos ablakot) kell alkalmazni. Gyakorlati szempontból ugyanakkor jelentős előnye, hogy segítségével a lézerdióda sugárzásának (lézerstruktúrától függően) kb. 50-75%-a vezethető ki a magasnyomású kamrából, továbbá a kisugárzott fény koherens és polarizált marad.



24. ábra. Lézerdióda-gradienslencse-zafirablak fénykivezető-rendszer vázlata

#### 4.3.3. Lézerdióda–optikai szál fénykivezető-rendszer a magasnyomású kamrából

Szintén jó megoldásnak ígérkezett és a gyakorlatban is bevált a száloptika használata a fény kivezetésére a magasnyomású kamrából (szükség esetén a fény bevezetésére a magasnyomású kamrába). E célból a következő rendszert fejlesztettem ki: a mozdulatlan acéldugattyúba forrasztással egy berill-bronzból készült kapilláris (belső átmérője 0.3-0.6 mm) volt rögzítve és tömítve, melyet előzőleg a célnak megfelelő alakúra formáltam [43] (25. ábra) és tisztítottam (40-50%-ra hígított kénsavval, vízzel és acetonnal). A kapilláris tömítésére több ragasztótípust próbáltam ki. Az egyik legjobb tulajdonságokat a Stycast ragasztó mutatta [43]. A fény ki(be) vezetésére különböző típusú optikai szálakat próbáltam ki (a külső köpeny átmérője 125-200  $\mu\text{m}$ , belső mag átmérő: 8 - 145  $\mu\text{m}$ ), amelyeknek külső műanyag védőrétegét előzetesen eltávolítottam. Kiváló eredményt lehetett elérni emellett a fém védőburkolattal rendelkező fényszálakkal is. Hasznossá vált az is, hogy a fényszállal együtt a kapillárisban szigetelt rézhuzalt (huzalokat) rögzítettem, ami sokkal egyszerűbbnek bizonyult a klasszikus pirofilites tömítésnél [43]. Ez megengedte a kamra ugyanazon oldaláról az áram bevezetését és a lézerdióda sugárzásának kivezetését, ami leegyszerűsítette a mozgó dugattyú szerkezetét. Lehetővé vált továbbá, szükség esetén, több fényszál használata is.

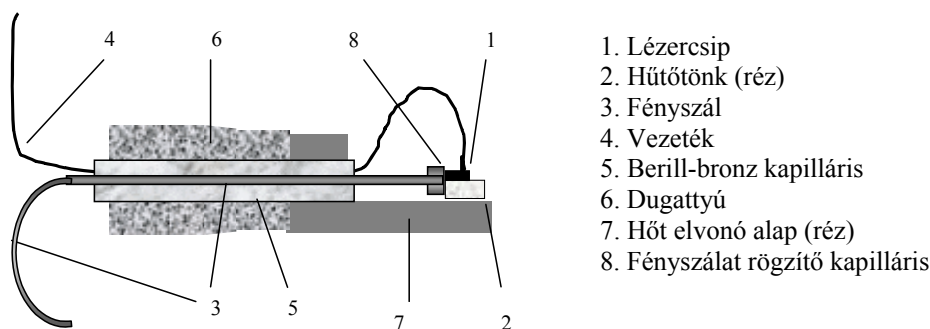


**25. ábra.** Lézersugárzás kivezetése magasnyomású kamrából fényvezető szál segítségével (kommersz hűtőtönk szerelésű lézercsip esetében)

Azonkívül, hogy meg kellett oldani a fény kivezetését a magasnyomású kamrából, szükség volt a lézerfény fényszálba történő hatékony bevezetésének a biztosítására is, amit a lézerdióda sugárzó felületének és a fényszál hasznos keresztmetszetének mikronos mérete nehezített. Számolni kellett továbbá azzal is, hogy a lézercsip szerelési feltételei a különböző típusoknál eltérőek lehetnek, nagyteljesítményű diódák esetében pedig meg kell oldani a hőelvonás problémáját.

E komplex feladat két különböző koncepciójú kivitelezést eredményezett:

- 1) az egyik megoldás alapja az volt, hogy a lézercsip a korrekciós csavarokkal irányított mozgatható berill-bronzból készült kapilláris (amelyben fényszál helyezkedett) végében volt rögzítve (25. ábra) [43];
- 2) a másik változat azon alapul, hogy a hűtőtönkhez előzetesen rögzítve volt ragasztóval vagy forrasztással (anyagától függően) egy pozicionált rövid kapillárisdarab, amelyben a fényszál a dióda sugárzási irányához képest merőleges irányban nem tudott elmozdulni. Egy ilyen egység pozicionálása a hőelvonó alaphoz már egyszerűbb, mivel csak a megfelelő (lehetőleg a minimális) távolságot kel biztosítani a lézer és a fényszál vége között. Ezenkívül e megoldás megengedte a hűtőtönk forrasztással való rögzítését (hasonlóképpen a gradiens lencse rendszerhez) a hő elvonó alaphoz. Ez nagyon hasznosnak bizonyult nagyteljesítményű (0.5-2W) lézerdiódák esetében.



**26. ábra.** Lézerdióda-optikai fényszálkivezető-rendszer

A száloptika használata lehetővé tette a lézerdióda kisugárzott fényének 75%-os kivezetését a magasnyomású kamrából. Lehetővé vált továbbá az elektromos és optikai mérések viszonylag egyszerű kivitelezése a magasnyomású kamrában 0-22 kbár nyomás és 100-300 K hőmérsékleti tartományban [43].

#### 4.4. Alkalmazott mérési eszközök és technikai jellemzőik

A magasnyomású kamrán kívül a lézerdiódák elektromos és optikai tulajdonságainak mérésére több kiegészítőeszköz volt felhasználva: a nyomás előállítására szolgáló kisméretű kézi prés (maximális erő kifejtés 20 tonna); hűtésre és hőmérséklet-szabályzásra Peltier vagy nitrogén hűtő PID-es vezérléssel (hőmérsékleti tartomány 77-350K, 0.1K pontosság); nyomás mérésére InSb félvezető négy-érintkezős módszerrel (pontosság 0.1kbár); hőmérséklet mérésére Cu-CuNi termopár (pontosság 0.1K).

A lézerek sugárzásának spektrumát nagy felbontású SPEX 1000 (1 méteres) spektrométerrel végeztük. Felhasznált diffrakciós rácsok 600, 1200, 1800, 2400 vonal/mm. Maga az optikai jel detektálása nitrogénnel hűtött Si alapú CCD (hullámhossztartomány 300-1100 nm, felbontóképesség 10 pm, 1200-as rács esetén), vagy egycsatornás detektorok (felbontóképesség 8 pm, 1200-as rács esetén) segítségével történt (InGaAs, InSb, PbS diódák).

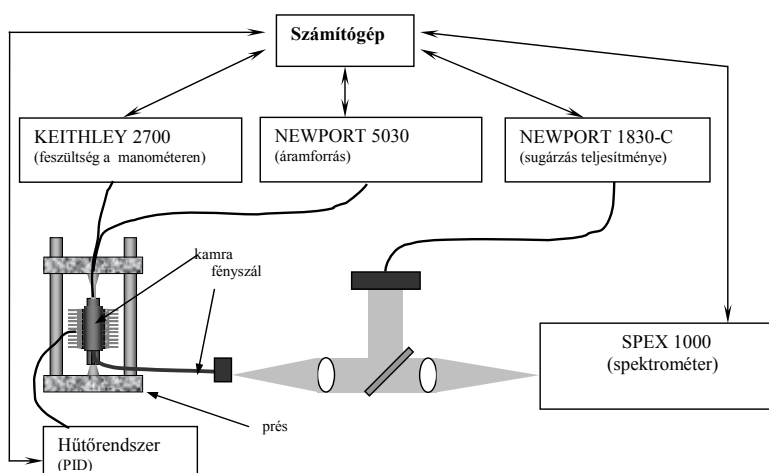
A sugárzás teljesítményének mérésére egy Si alapú (NEWPORT 1830-C, hullámhossztartomány 400-1100 nm), egy InGaAs alapú dióda (NEWPORT 1830-C, hullámhossz tartomány 1100-1500 nm, pontossága 0.4%), valamint egy

piroelektromos mérőfej (Laser Probe Power Ratiometer Rk 5720, hullámhossztartomány 400-2500 nm) szolgált.

Felhasznált áramforrások: egyenáram - NEWPORT 5030 (pontossága  $I \cdot 0.03 + 90 \mu\text{A}$ ), Melles Griot; impulzusáram - CBW PAN gyártmányú (impulzus időtartama 200 ns, impulzusok követési ideje  $20 \mu\text{s}$ , pontossága 3%) .

Áram és feszültség mérésére egy KEITHLEY 2700 típusú mérőműszert használtunk (pontosság – 0.01 %).

Az általános mérési rendszer elrendezése a 27. ábrán látható.



**27. ábra.** Lézerdiódák magasnyomású mérési rendszere (általános elrendezés)

A munka technikai részének összegzésképpen a következők állapíthatók meg:

- 1) sikerült létrehoznom eredeti, nagy hatásfokú, praktikus száloptikás fénykivezető-rendszert a magasnyomású kamrából;
- 2) hozzájárultam gradiens lencse-zafírablak fénykivezető-rendszer létrehozásához a klasszikus, folyadék magasnyomású kamrából;
- 3) speciális lézercsipszerelést alkalmaztam;
- 4) mindez egy rendszert alkotott a mérési eszközökkel.

A megépített rendszer lehetővé tette a lézerdiódák különböző paramétereinek tanulmányozását magas nyomású (0-22 kbar) körülmények között széles hőmérsékleti tartományban (100-300 K).

## **V. Kísérleti eredmények és alkalmazásuk**

A félvezető lézerstruktúrák magasnyomású tanulmányozása kimutatta, hogy a magas nyomás különböző reakciókat válthat ki egy-egy konkrét típusú struktúránál, ami többek között várható is a III. fejezetben felsorolt ismeretek alapján. A rendszerezés érdekében ezért célszerűnek tűnt lézerdiódák minél szélesebb skáláját vizsgálni.

Van egy általános jellemzője a félvezető lézereknek: jelentős nyomás és viszonylag csekély hőmérséklet általi hangolhatóság, és ezen jellemzők vizsgálata nem csak az alkalmazás, de az alap kutatás szempontjából is fontos, az eltérő szerkezettel rendelkező struktúrák jobb megismerése miatt. Ezért az eredmények felsorolását, a hangolhatóság (pozitív effektus) elemzésével kezdem, majd kitérek az elektronfolyamatok által okozott negatív effektusokra, amelyek kisebb vagy nagyobb mértékben kísérik az előbbieket.

### ***5.1. A hullámhossz nyomás és hőmérséklet függése különböző félvezető lézerstruktúrák esetén***

Mivel e dolgozat egyik fő célja a lézerdiódák hangolhatóságának vizsgálata (ez határozhatja meg a lézerdiódák szélesebb körű alkalmazását), érdemes az eredmények ezen részét külön kiemelni és rendszerezni.

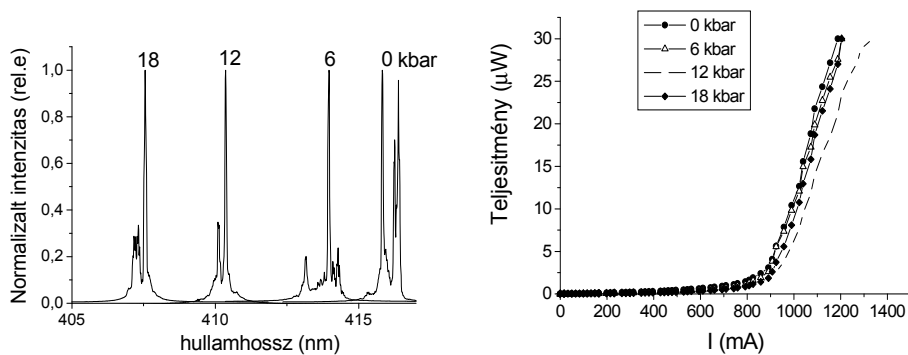
A 2.-4. ábrákból és a 6. egyenletből, valamint abból kiindulva, hogy a kvantumgödör mini sáv szerkezete változhat a nyomás változásával (maga a minisáv energiája a kvantumgödörben nagyságrendekkel kisebb a kvantumgödört alkotó félvezető tiltott sávjánál, és maga a minisáv energiatartomány-szélessége is kicsiny) várható, hogy:

$$\frac{dE_g}{dP} \approx \frac{d(h\nu_{\max})}{dP}, \quad (30)$$

ahol  $h\nu_{\max}$  - a lézerdióda sugárzási spektrum csúcsának felel meg (ugyanaz érvényes a  $dE_g/dT$ -re is). Ezért a továbbiakban a  $dE_g/dp$  és a  $d(h\nu_{\max})/dp$  között nem szükséges lényeges különbséget tenni.

A nyomással és hőmérséklettel történő hangolhatóságon kívül fontos megemlíteni a küszöbáram nyomásfüggését. Mások által magasnyomású körülmények között egyáltalán nem tanulmányozott struktúrák esetén ezen eredményekkel érdemes bővebben foglalkozni.

A korábban felvázolt rendszerezést követve, először a kék fényt sugárzó InGaN/GaN (LD1, LD2) alapú lézerciódák esetén kapott eredményeket mutatom be. Egy ilyen lézerstruktúra sugárzási hullámhosszának nyomástól való függését elsőként mértem meg. Méréseim azt mutatták, hogy a hangolhatóságuk igen csekély mértékű (28.a. ábra):  $dE_g/dp=3.4 - 3.6$  meV/kbar [33, 34, 44]. Ugyanakkor látható, hogy a küszöbáram értéke független a nyomástól (28.b. ábra) [33].

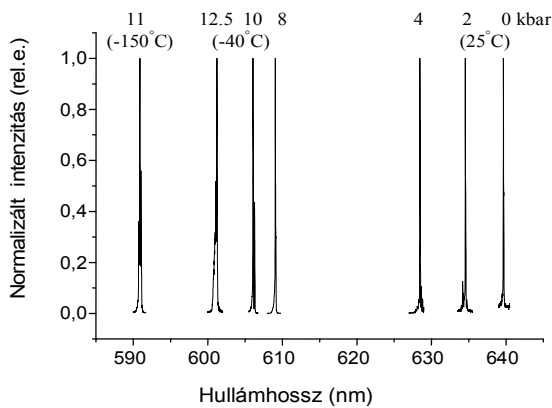


**28. ábra.** GaN/InGaN (LD1) alapú lézercióda sugárzásának a) hullámhossza és b) küszöbáramának nyomástól való függése.  $dE_g/dp=3.4 - 3.6$  meV/kbar

A következő vizsgált hullámhossztartomány a 630 és 690 nm közé esik. Ez a GaInP/AlGaInP alapú lézerciódák működési hullámhossztartománya, amelyek az emberi szem által is érzékelhető piros fényt bocsátanak ki. E tartományban általában néhány hullámhossz dominál: 635, 640, 650, 660, 670 és 690 nm. Többnyire ezen hullámhosszaknak megfelelő lézerstruktúrák kerülnek sorozatgyártásra. Nyomással való hangolhatóságuk vizsgálata során feszültségektől mentes GaInP/AlGaInP struktúrában 7.1 - 7.9 meV/kbar értéket kaptuk [45,46]. A hőmérsékleti tényező 0.45 meV/K [46]. Ugyanakkor, ellentétben a GaN alapú lézerekkel, e struktúráknál megfigyelhető volt, hogy már viszonylag alacsony nyomásnál (4-17 kbar) a küszöbáram a többszörösére nőtt, ami a töltéshordozóknak az aktív sávból történő kiáramlásával magyarázható. Mivel ekkor a lézereffektus eléréséhez szükséges magas áramsűrűség roncsolással veszélyeztetheti a struktúrát, ezért ezt a nyomást kritikus nyomásként kell kezelni. Ebből adódik, hogy 640 nm-en sugárzó GaInP/AlGaInP lézercióda esetében már 4 kbar nyomásnál csökkenteni kell a hőmérsékletet (szobahőmérséklethez képest) (29. ábra), ha hatékony lézereffektust akarunk elérni. A 660 (és 690) nm-en

sugárzó GaInP/AlGaInP lézerek esetében a kritikus nyomás magasabb és átlagban 13 - 17 kbar körüli értéknek felel meg [46].

Munkánk során elsőként sikerült 640 nm-en sugárzó lézerdíódat úgy áthangolni, hogy 590 nm hullámhosszúságú sárga koherens fényt bocsásson ki. Ehhez a dióda körül 11 kbar hidrosztatikai nyomást és  $-150\text{ }^{\circ}\text{C}$  hőmérsékletet kellett biztosítani (29.ábra) [45,46]. Elvileg lehetne még rövidebb hullámhosszúságú sugárzást is előidézni, de mechanikai akadályok gátolták a lézer



**29. ábra.** 640 nm-en sugárzó InGaP/AlGaInP alapú lézerdíóda sugárzási hullámhosszának nyomástól való függése. A hőmérséklet csökkenése kompenzálja a küszöbáram növekedését, amelyet a magas nyomás idéz elő

további nyomással való hangolását, mivel szobahőmérsékleten a magasnyomású kamra csak 20-22 kbar nyomást bír ki. A további hűtés viszont csökkenti a nyomást kb. 11 kbar-ig (mivel csökken az alkalmazott folyadék (benzin) térfogata). A fordított eljárás (vagyis hűtés utáni nyomásnövelés)

kristályosodik, ami a lézerstruktúra roncsolódásához vezethet.

Mennyiségileg nagyobb hangolhatóságot tapasztaltunk az AlGaAs/AlGaAs lézerek esetében, melyek a 780-850 nm tartományban sugároznak [41,45,47]. Például a 808 nm-en sugárzó AlGaAs alapú lézer esetén  $dE_g/dp=9.1\text{ meV/kbar}$ , ugyanakkor  $dE_g/dT=0.45\text{ meV/K}$  [47].

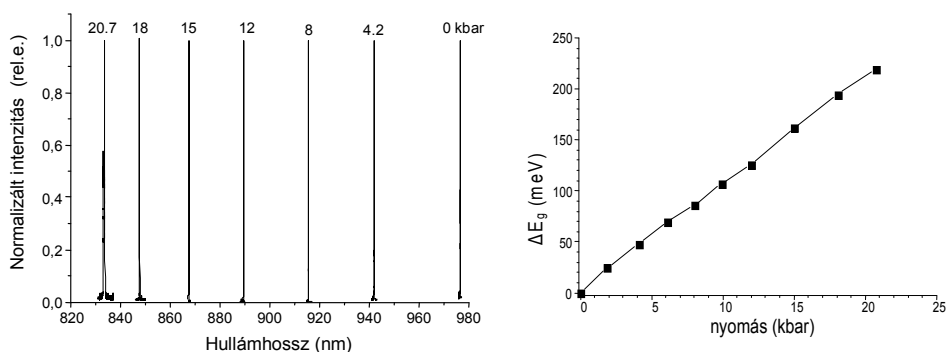
Igen jelentős hangolhatóságot mértem az InGaAs/GaAs alapú lézereknél. Általában -az ilyen struktúrák 980-1020 nm között sugároznak [41,42]. A leggyakoribb a 980 nm-en sugárzó struktúra. Ilyen lézer esetén a  $dE_g/dp$  már eléri a  $10.5\text{ meV/kbar}$  [41,42]. E lézerek nagy előnye, hogy a nyomás növekedésével gyakorlatilag nem változik a küszöbáram. Ez, valamint az a tény, hogy már 20 kbar nyomásnál e lézer sugárzásának hullámhossza elérte a 840 nm-t (vagyis jelentős,

140 nm-es változást kaptunk), kiváló lehetőséget biztosított e dióda nyomással történő hangolására.

Az utóbbi időben leginkább a telekommunikációs tartományban (1300-1550 nm) sugárzó lézerek kerültek az érdeklődés középpontjába. Ebben a tartományban az InGaAsP/InP, AlGaInAs/InP, GaInNAs/GaAs alapú lézerstruktúrák sugároznak.

Ami az InGaAsP/InP alapú lézerdiódákat illeti, ezekben a  $dE_g/dp = 8-8.35$  meV/kbar [42]. Pozitívum, hogy az ilyen diódáknál a küszöbáram szintén nyomásfüggetlennek bizonyult [42].

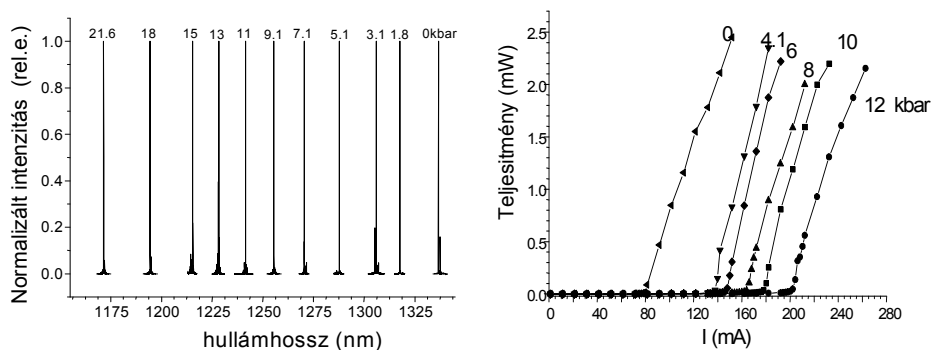
Valamelyest kisebb a  $dE_g/dp$  a GaInNAs/GaAs alapú lézerdiódák esetében (7.2 meV/kbar) (31. ábra) [36]. Sajnos alkalmazhatóságukat korlátozza a küszöbáram nyomás növekedésével történő emelkedése (31. ábra) [36].



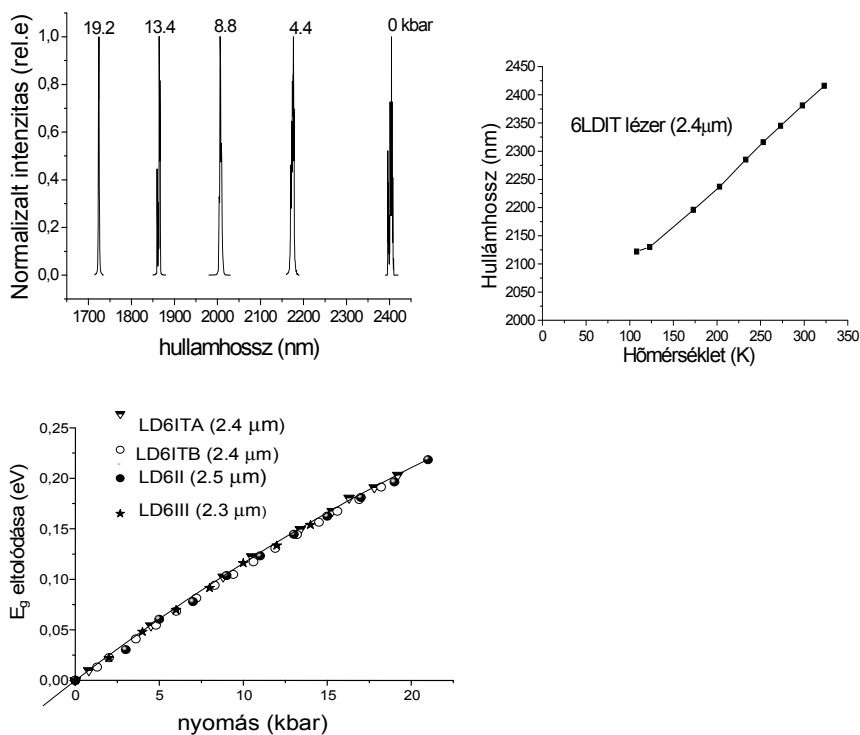
**30. ábra.** Hidrosztatikai nyomás hatása 980 nm-es InGaAs/GaAs lézerdióda kisugárzott fényének hullámhosszára

Munkám során volt először vizsgálva a hidrosztatikai nyomás hatása GaInAsSb/AlGaAsSb típusú lézerstruktúrákra (LD6I-LD6III), amelyek 2300-2500 nm-es tartományban sugároztak. A mért  $dE_g/dp=11.4$  meV/kbar a legnagyobbknak bizonyult az összes tanulmányozott struktúra között (32. ábra) [27]. Ugyanakkor  $dE_g/dT=0.35$  meV/K.

Általunk és korábban mások által mért lézerdiódák hangolhatóságának (vagyis átlagos  $dE_g/dp$  paramétereknek) az összehasonlítása a 2. táblázatban látható.



31. ábra. Hidrosztatikus nyomás hatása GaInNAs/GaAs alapú 1300 nm-en sugárzó lézerdíóda a) sugárzásának spektrumára, b) küszöbáramára



32. ábra. a) Magasnyomás hatása GaSb alapú 2400 nm-es lézer (LD6ITA) spektrumára; b) hőmérséklet hatása e lézerstruktúra sugárzásának hullámhosszára; c)  $\Delta E_g$  függvénye a nyomástól 2.3μ, 2.4μ, 2.5μ-en sugárzó GaSb típusú lézerdíódnál.

Hullám-hossztartomány (nm)	Alapanyag (gödör/gát) (QW/QB)	$dE_g/dp$ (meV/kbar) (mért)	$dE_g/dp$ (meV/kbar) (más forrás)	$d(PL)/dp$ adatok (meV/kbar) (más forrás)	Elért maximális hangolás (nm)
415-425	InGaN/GaN	3.4-3.6	-	1-1.9 [49, 50]	10
635-690	InGaP/AlGaInP	7.1-8.1	7.0-8.5 [51]	7.2- 9.0 [52,53]	50
780-850	AlGaAs/AlGaAs	9.1-9.8	10 [54]	10-12 [55]	80
980-1020	InGaAs/GaAs	10.5	11.2 [48]	10.4 [56]	140
1300,1550	InGaAsP/InP, GaInNAs/GaAs	8.0 -8.35	8.3-8.4 [57]	8.4 [58]	180-280 170
2300-2500	InGaAsSb/AlGaAsSb	11.4	14.2 [59]	12-13.8[60,61]	700

**2. táblázat.** Különböző lézerstruktúrák mért és irodalomban említett  $dE_g/dp$ ,  $d(PL)/dp$  (PL – fotolumineszcencia).

## 5.2. Elektronok kiáramlása az aktív rétegből

A lézerek fontos paraméterére, a küszöbáramra vonatkozóan figyelembe kell venni az aktív réteget körülvevő hullámvezetést biztosító- és fedő- rétegeket. Ez azzal magyarázható, hogy maga az aktív réteg nagyon vékony, ezáltal a fény elektromos tere főleg a szomszédos rétegekben összpontosul (mivel,  $\Omega \ll l$ ), valamint a rétegvastagság miatt a töltéshordozók egyszerűen kiszöknek, kiáramolnak az aktív rétegből és többnyire a nem direkt sávszerkezetű fedőrétegben elvesznek a sugárzásos rekombináció számára [13,15]. Az elektronok kiáramlásának ténye és jelentősége már régóta ismert és bizonyított [15]. A kiáramlott töltéshordozók mennyiségi becslésére azonban elfogadható eljárás a mai napig nem található az irodalomban. A munkánk során kidolgozott számítási módszer ezen problémára adhat megoldást [45,46].

Mint azt tudjuk, a nyomás növelése változtatja a félvezetőben a sávok közötti távolságot. Ebből kiindulva az  $I_m(P,T)$  függvény segítségével kiszámíthatjuk a lézerdióda sávstruktúrájának egy nagyon fontos paraméterét, mégpedig az energiagát értékét ( $\Delta E$  - 7.ábra), amely a kvantumgödör és az őt körülvevő *p*-fedőréteg vezetési sávja között van. Ezen túl meghatározható az előbbi nyomástól való függése is.

Ez az effektus akkor válik jelentőssé, ha kis különbség van az elektronok energiája között az aktív és a *p*-fedőrétegben. Ugyanakkor ez a különbség függ a különböző rétegek energiasávjainak egymáshoz viszonyított helyzetétől, ami a mai napig nyitott és megválaszolatlan kérdés a struktúrák többségénél. Így van ez akkor is, ha több számítás és mérés azt mutatja, hogy a félvezető rétegek határán

(legalábbis a diódastruktúráknál) a vezetési- és vegyérték sávok közti energiagátak többnyire 3/1-1/1 arányban oszlanak meg [14, 62, 63].

Mivel a nyomás hatására a  $\Delta E$  (7.ábra) változik, valamint a jelenség hőmérsékletfüggő is, fontos tisztázni a kiáramlás természetét. A kérdés megválaszolását tovább nehezíti, hogy a kiáramlás egyszerre mind a hullámvezetést biztosító rétegekbe, mind pedig a  $p$ -fedőrétegbe is megvalósulhat, bár nagy valószínűséggel az utóbbi sokkal károsabb a lézer effektus szempontjából [13, 63].

Az áramhordozók kiáramlásánál két, jellegében különböző jelenségről beszélhetünk: diffúzióról és sodródásról (*drift*) [13]. Az előbbi az elektronok koncentrációjának gradiensevel, az utóbbi a  $p$ - $n$  átmenetben létrejövő elektromos térrel hozható kapcsolatba. Ugyanakkor mind a két esetben a hidrosztatikai nyomás hatására az aktív rétegben emelkedik a vezetési sáv Brillouin zóna  $\Gamma$ - minimuma és ereszkedik az  $X$ -minimum a fedőrétegben (hasonlóan a 12.ábrához). Ez a két energiaszint egymáshoz való közeledését eredményezi és növeli az aktív rétegből kiáramlott elektronok számát (ami akár a Fermi-, akár a Boltzmann-statisztika figyelembevételével egyszerűen magyarázható). A kiáramlott töltéshordozók biztosítják a sugárzásmentes rekombinációs folyamatok növekedését a sugárzásos rekombinációs folyamatok rovására. Ennek eredménye a küszöbáram szintjének emelkedése. Mivel a  $\Gamma$ - minimum energiaszintje a különböző szomszédos félvezető rétegekben hasonlóképpen függ a nyomástól (e jelenség bonyolíthatja a helyzetet), viszont a nyomás változásával nem változik az energiagát a rétegek  $\Gamma$ - minimumai között és szerepe valószínűleg nem számottevő. E feltevést igazolja az, hogy a lézerstruktúrák többségénél nem észleltünk olyan sugárzást, amely e rétegek  $E_g$ -jének felelne meg. Ezért, eltekintve a jelentéktelenebb effektusoktól, az általános kiáramlási modell leegyszerűsíthető és a kiáramlást csak a  $p$ -fedőréteg  $X$ -minimumába tekintjük dominánsnak [45,46].

Mint ismeretes, a kiáramlott elektronok áramsűrűsége a következőképpen írható fel [13]:

$$J_L = qD_n N_0 \left( \sqrt{1/L_n^2 + 1/(4z^2)} \operatorname{cth} \sqrt{1/L_n^2 + 1/(4z^2)} x_p + 1/(2z) \right), \quad (31)$$

ahol  $q$  – az elektron töltése,  $x_p$  – a  $p$ -fedőréteg vastagsága,  $L_n$  – kisebbségi elektronok diffúziós úthossza a  $p$ -fedőrétegben,  $D_n$  – a kisebbségi elektronok diffúziós együtthatója [ $D_n = \mu_n(kT/q)$ ],  $\mu_n$  – az elektronok mozgékonyasága,  $k$  – a Boltzmann-állandó,  $T$  – abszolút hőmérséklet.

A (31.) egyenletben  $z$  a drift-áram komponensét képviseli:

$$z = \left( \frac{kT}{q} \right) \frac{\sigma_p}{J_{tot}}, \quad (32)$$

ahol  $\sigma_p$  – a  $p$ - fedőréteg fajlagos vezetőképessége,  $J_{tot}$  – a teljes áramsűrűség;  $N_0$  a kisebbségi elektronok koncentrációja a  $p$ - fedőrétegben, ami a következő módon adható meg [13]:

$$N_0 = 2 \left( \frac{m_X kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp(-\Delta E / kT), \quad (33)$$

ahol  $m_X$  – az elektronok effektív tömege a  $p$ - fedőréteg  $X$ - minimumában,  $\Delta E$  – a  $\Gamma$ - $X$  minimumok közötti energiakülönbség, melyet az elektronoknak át kell lépniük a kiáramlás érdekében.

Kis mértékben adalékolt  $p$ - fedőréteg esetében dominál a drift-komponens. Ugyanakkor az erősen adalékolt  $p$ - fedőréteg esetében (belső elektromos tér árnyékolt) csak a diffúzió a meghatározó [13]:

$$J_L^{diff} = \frac{\mu_n kT N_0}{L_n}, \quad (34)$$

Nagy áramsűrűség és kis fajlagos vezetőképesség ( $\sigma_p$ ) esetén a sodródásos komponens a domináló [13]:

$$J_L^{drift} = \frac{q\mu_n N_0 J_{tot}}{\sigma_p}, \quad (35)$$

Mivel a (31.) egyenlet túl általános és túl sok ismeretlen paramétert tartalmaz, ezért a továbbiakban csak két szélsőséges esetet vizsgálunk, ahol az elektronok kiáramlása i) csak drift, vagy ii) csak diffúziós természetű. Figyelembe kell venni továbbá, hogy a  $\Delta E$  nyomásfüggő, azaz jó közelítésnek tekinthető a következő alakban történő felírása:  $\Delta E = \Delta E_0 - \alpha p$ , ahol  $\Delta E_0$  – az energiagát értéke nulla nyomásnál,  $p$  – a hidrosztatikai nyomás,  $\alpha = d(\Delta E)/dp$  – a  $\Gamma$ - $X$  minimumok közötti távolság nyomás által indukált csökkenés együtthatója (AlGaInP struktúrák esetében 10 meV/kbar, AlGaAs esetében 12 meV/kbar [46]). A teljes elektron áram kiáramlása  $I_L = J_L \cdot S$ , ahol  $S$  – a  $p$ - $n$  átmenet keresztmetszete. A két szélsőséges esetre vonatkozóan az előbbiekből meghatározható a teljes kiáramlás [46]:

$$I_L^{diff} = A(kT)^{5/2} \exp\left(\frac{\alpha\varphi - \Delta E_0}{kT}\right), \quad (36)$$

$$I_L^{drift} = A(kT)^{3/2} I_{tot} \exp\left(\frac{\alpha\varphi - \Delta E_0}{kT}\right), \quad (37)$$

ahol  $A$  és  $\Delta E_0$  - nyomástól és hőmérséklettől független paraméterek.

Természetesen figyelembe kell venni azt is, hogy a sugárzásos áramkomponens ( $J_r$ ) kapcsolatban van a töltéshordozók koncentrációjával ( $n$ ), ami a küszöbáramnál a következőképpen írható fel:  $J_r = B_0 n_{th}^2$ , ahol  $B_0$  – sugárzásos rekombinációs együttható, mely a tiltott sáv (aktív rétegben) nagyságától és a hőmérséklettől a következőképpen függ:  $B_0 \sim E_g/kT$  [19].

A küszöbáramnak és az átlátszóság állapotának megfelelő elektronkoncentráció ( $n_{tr}$ ) között egy egyszerű összefüggés áll fenn:  $n_{th} = n_{tr} + \Delta n$ , ahol  $\Delta n$  – nyomástól független állandó [19]. Az átlátszóságnak megfelelő elektronkoncentráció [45]:

$$n_{tr}^2 = \left(\frac{kT}{\pi L_z \hbar^2}\right)^2 (m_h m_c), \quad (38)$$

ahol  $L_z$  – a potenciálgödör szélessége,  $m_h$  és  $m_c$  – a lyukak és elektronok effektív tömege.

A fentebb leírtakból következik, hogy az áram hasznos sugárzásos része egyenes arányban változik a hőmérséklettel. Ugyanakkor a sugárzásmentes rekombináció egyenes arányban áll a  $n_{th}/\tau$ , ahol  $\tau$  - a töltéshordozók sugárzásmentes rekombinációjának élettartama. Vagyis első közelítésben elfogadható az a feltevés, hogy a töltéshordozók áramának nem sugárzásos része szintén arányos a hőmérséklettel [45].

Összegezve tehát azt mondhatjuk, hogy bizonyos megkötések mellett az áramküszöbnél az áram egy része, amely sugárzásos és nem sugárzásos komponensekből áll, a következőképpen írható le:  $I_{th} = BkT$ , ahol  $B$  – konstans. Valószínűleg jobb megközelítése e komponensnek egy általános exponenciális függés lenne ( $I_{th} = B \cdot \exp(T/T_0)$ ), de ez egy további ismeretlen paraméter  $T_0$  (amely

zéró nyomásnál a 19. egyenletben ismertetett karakterisztikus hőmérsékletnek felel meg, de már maga is nyomásfüggő lehet) bevezetését igényli.

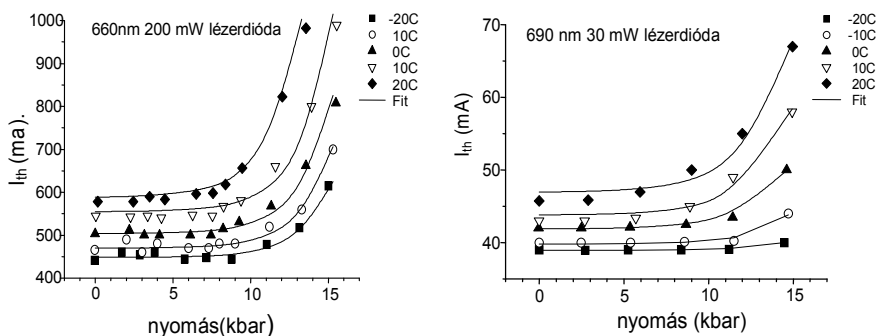
A gyakorlatban kiderült, hogy a lineáris megközelítéssel is információt nyerhetünk az aktívréteg és a  $p$ -fedőréteg közötti energiárásra ( $\Delta E_0$ ) vonatkozóan. Továbbá, ha a  $BkT$  küszöbáram-komponenst egyeztetjük a (36.)-(37.) egyenletekkel, akkor a következőre jutunk [45,46]:

$$I_{tot}^{diff}(p, T) = A(kT)^{5/2} \exp\left(\frac{\alpha p - \Delta E_0}{kT}\right) + BkT, \quad (39)$$

$$I_{tot}^{drift}(p, T) = \frac{BkT}{1 - A(kT)^{3/2} \exp\left(\frac{\alpha p - \Delta E_0}{kT}\right)}, \quad (40)$$

A két modell figyelembevételével vizsgáltuk több lézerciódák küszöbáramának nyomás- és hőmérsékletfüggését. A három ismeretlen paraméter ( $A$ ,  $B$ ,  $\Delta E_0$ ) meghatározása céljából a mért  $I_{th}(p, T)$  görbék elméleti számítások ((39.)-(40.)) eredményeihez illesztettük.

660 nm-en világító InGaP/AlGaInP lézer (SLI gyártmány hangolhatósága a 29. ábrán látható) esetén a diffúziós modellel  $\Delta E_0$  értékére 386 meV-ot kaptam. Ugyanakkor a drift-modell realisabb eredményt adott:  $\Delta E_0 = 215$  meV (33. ábra) [46].

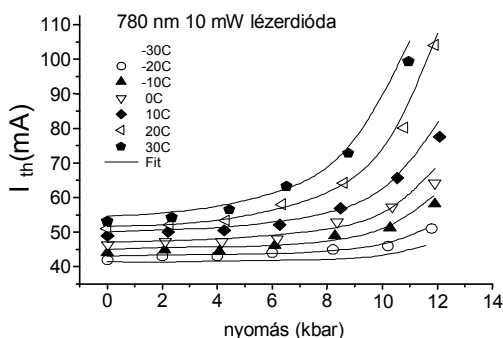


**33. ábra.** Mért küszöbáram p-T diagram 660 nm-es InGaP/AlGaInP lézerdíódnál és az illesztett elméleti görbe (drift-modell (40.))  $\Delta E_0=215$  meV

**34. ábra.** Mért küszöbáram p-T diagram 690 nm-es InGaP/AlGaInP lézerdíódnál és az illesztett elméleti görbe (drift-modell (40.))  $\Delta E_0=282$  meV

690 nm-en világító InGaP/AlGaInP lézer (Hitachi gyártmány, 1. táblázat) esetén a diffúziós modellel számolva  $\Delta E_0 = 507$  meV, de hasonlóan az előbbi struktúrához, a drift modell szintén realisabb  $\Delta E_0 = 282$  meV értéket ad (34.ábra) [46].

780 nm-en világító GaAs/AlGaAs lézer (1. táblázat) esetén a diffúziós modellel számolva  $\Delta E_0 = 480$  meV. Hasonlóan az előbbi struktúrához, a drift modellből kapott eredmény szintén realisabbnak tűnik:  $\Delta E_0 = 300$  meV (35.ábra) [46].



**35. ábra.** Mért küszöbáram p-T diagram 780 nm-es GaAs/AlGaAs lézerdíódnál és az illesztett elméleti görbe (drift-modell (40.))  $\Delta E_0=300$  meV

Ezen eredményeket elemezve három fontos konzekvenciát vontunk le:

1) a küszöbáram p-T diagramjai segítségével az áramhordozók kiáramlását mennyiségileg lehet tanulmányozni, modellezni, illetve a fedő és az aktív rétegek vezetési sávjainak energiakülönbségét lehet kiszámítani, amit más módszerrel nehéz

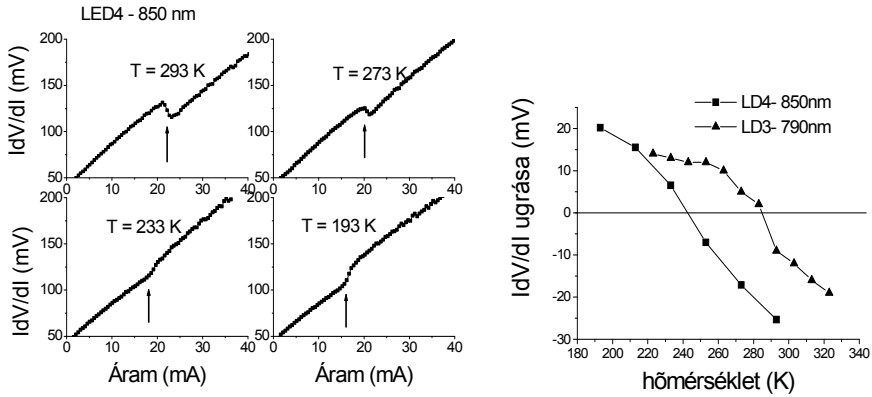
megvalósítani;

2) a tanulmányozott InGaP/AlGaInP, GaAs/AlGaAs lézerstruktúrák esetében nagy valószínűséggel a sodródásos kiáramlási komponens a domináló;

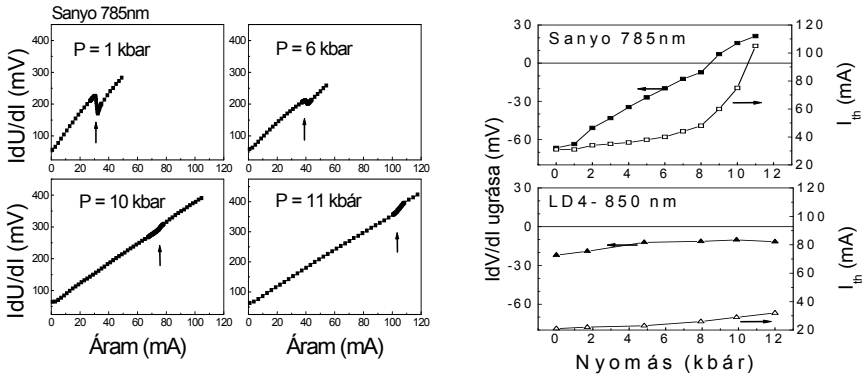
3) az ilyen lézerstruktúrák esetében a sodródásos áramkomponens a 40. egyenlet segítségével írható le, ami természetesen más lézerstruktúrák esetében nem zárja ki a diffúziós komponens dominálását, vagy más megközelítési modellek alkalmazását (melyek eltérhetnek a (39.)-(40.) ábrázolttól).

### ***5.3. Félvezető lézerek anomális áram-feszültség függése magas nyomás alatt***

Az elektronok aktív rétegből történő kiáramlása azon túlmenően, hogy jelentősen befolyásolja a küszöbáram értékét, a lézerdióda egyéb paramétereinek változásához is vezet. Mint ahogy azt korábban már bemutattam, ilyen paraméter a küszöbáram elérését jelző  $I_{dV/dI}$  görbe ugrásszerű változása (5. ábra), amely a differenciális ellenállás ( $dV/dI$ ) csökkenését jelenti a homoepitaxiális lézer, a heteroszerkezetű lézer [64,65] és a kvantumpotenciál-gödör lézer [66] esetén. Ugyanakkor a szakirodalomban megtalálható néhány olyan közlemény is [65,67], melyben a szerzők arról számolnak be, hogy a lézerstruktúra hőmérsékletének változása előidézhethet fordított jelenséget is – anomális változás figyelhető meg a  $I_{dV/dI}$  görbe jellegében a küszöbáram elérésekor. A jelenségre kétféle magyarázat adható: 1) töltéshordozók (elektronok) kiáramlása az aktív rétegből a szomszéd rétegekbe, illetve e rétegek ellenállásának függése az injektált töltéshordozók koncentrációjától [65,67]; 2) a struktúra fotovezetéssel válaszol a külső, fénytel történő gerjesztésre [68]. Némely, általunk vizsgált struktúránál a hidrosztatikai nyomás, illetve a hőmérsékletcsökkenés hatására hasonló anomális effektus volt megfigyelhető [35]. Ilyen volt például az AlGaAs/AlGaAs alapú LD3, LD4 lézerek és az egymódusú (785 nm-en világító) Sanyo (DL-7140-201  $I_{th}= 30mA$ ,  $P=1bar$ ,  $T=300K$ ) típusú lézerdióda (36. ábra).



36. ábra. Anomális  $IdV/dI$  ugrás hőmérsékletfüggése (küszöbáramnál)



37. ábra. Anomális  $IdV/dI$  ugrás nyomásfüggése (küszöbáramnál)

Ha összehasonlítjuk a 36-37. ábrákat, láthatjuk, hogy a hőmérséklet is, meg a nyomás változása is lényegesen változtathatja az  $IdV/dI$  görbe jellegét a küszöbáram közelében. Ebből arra következtethetünk, hogy mind a hőmérséklet csökkenése, mind pedig a hidrosztatikai nyomás növekedése bizonyos lézerstruktúrák esetében a differenciális ellenállás növekedéséhez vezethet küszöbáramnál, adott esetben az AlGaAs/AlGaAs alapú lézerstruktúrákban.

Általánosan elfogadott tény, hogy a dióda  $p-n$  nyitóirányú előfeszítésekor érvényes áram-feszültség függésének egyenlete (7.) érvényes a lézerdiódákra is, ahol  $n$  többnyire 1 és 2 közötti érték. Mivel  $\exp[\beta(V - IR_s)] \gg 1$ , a (7.) egyenletet egyszerűsíthetjük:

$$I = I_s [\exp \beta (V - IR_s)], \quad (41)$$

A diódán eső teljes feszültséget ( $U(I)$ ) felírhatjuk az alábbi formában [35]:

$$U(I) = V(I) + \Delta V(I) + IR_s = \left( \frac{1}{\beta} \right) \ln \left( \frac{I}{I_s} \right) + \Delta V_{ph} + \Delta V_{IIC} + IR_s, \quad (42)$$

ahol  $V(I) = \left( \frac{1}{\beta} \right) \ln \left( \frac{I}{I_s} \right)$  a **p-n** átmenet nyitófeszültsége,  $\Delta V(I) = \Delta V_{ph} + \Delta V_{IIC}$  nem lineáris fotoindukált (*ph*) és töltéshordozók injekciója által indukált (*IIC*) effektusok összessége. A (42.) egyenletből következik a differenciális ellenállás küszöbáramnál való változása:

$$\Delta \left( \frac{dU(I)}{dI} \right) = - \frac{1}{\beta I_{th}}, \quad (43)$$

Vagyis, feszültség ugrásszerű változása a **p-n** átmeneten küszöbáramnál:

$$\Delta \left( \frac{IdU}{dI} \right) = - \frac{1}{\beta}, \quad (44)$$

Ami a fotoindukált áramot illeti, jó minőségű lézernél ez elenyészőnek tekinthető, ugyanakkor rosszabb minőségű struktúráknál, különösen nagy fényintenzitás esetén (küszöbáram elérése után) a kvantumpotenciál-gátakban indukálódhatnak töltéshordozók, ami nyilván az utóbbiak ellenállás-változását válthatja ki. Nem elhanyagolható a töltéshordozók kiáramlása kvantumgödörből, mivel ez a szomszédos rétegek (kvantumpotenciál-gátak) ellenállásának jelentős változását eredményezheti (azok általában nem, vagy alig adalékoltak, ezért ellenállásuk elég magas). A küszöbáram elérésénél a töltéshordozók kiáramlása ugrásszerűen csökken, mivel jelentősen nő a sugárzásos rekombináció, vagyis csökken a kiáramolható elektronok száma és ezáltal nő a hullámvezető réteg (*waveguide*) differenciális ellenállása [35]. A jelenséget, bizonyos megközelítéssel, modellezhetjük is.

A hullámvezető réteg ellenállását a következő egyenlettel írtuk le [35]:

$$R = d / (e\mu N(I)(1+b)S), \quad (45)$$

ahol  $d$  – hullámvezetőréteg vastagsága,  $\mu$  – az elektronok mozgékonyasága,  $b$  – a lyuk-elektron viszonylagos mozgékonyasága,  $e$  – az elektron töltése,  $N(I)$  – a

hullámvezető rétegbe termikusan injektált töltéshordozók koncentrációja (mértéke függ az áram értékétől és főleg a lézereffektus küszöbszintje alatt jelentős),  $S$  – az aktív réteg effektív keresztmetszete.

A  $\Delta V_{IC}$  egyenlő az áram ( $I$ ) és ellenállás ( $R$ ) szorzatával

$$\Delta V_{IC} = I \cdot R, \quad (46)$$

differenciálhányadosát véve és felhasználva a (45.) egyenletet a fedőréteg differenciális ellenállását leíró egyenlethez jutunk [35]:

$$d\Delta V_{IC}/dI = R \left( 1 - \left( I/N \right) dN/dI \right), \quad (47)$$

Az egyenletből láthatjuk, hogy ha az  $N(I)$  függvény lineáristól eltérő, a differenciális ellenállás akár negatív is lehet. Az egyszerűség kedvéért az  $N(I)$  függést például a következőképpen írjuk fel [35]:

$$N(I) = cI^m, \quad (48)$$

ahol:  $c$ ,  $m$  – állandók. Ebben az esetben

$$d\Delta V_{IC}/dI = -R(m-1), \quad (49)$$

melyből következik, hogy a differenciális ellenállás negatív, ha  $m > 1$ .

A küszöbáram alatt a lézervedióda teljes differenciális ellenállása a (42.,47.) egyenleteknek megfelelően a következőképpen adható meg:

$$dU/dI^- = R_s + 1/(\beta I_{th}) + R_{th} \left( 1 - \left( I_{th}/N_{th} \right) dN/dI_{th} \right), \quad (50)$$

A küszöbáram felett a dióda differenciális ellenállása ugrásszerűen változik, mivel  $1/(\beta I_{th})$  és  $dN/dI$  egyenlő nullával, vagyis

$$dU/dI^+ = R_s + R_{th}. \quad (51)$$

A differenciális ellenállás ugrása [35]

$$\Delta\left(\frac{dU}{dI}\right) = \frac{dU}{dI}^+ - \frac{dU}{dI}^- = -\frac{1}{\beta I_{th}} + R_{th} \left( \left( \frac{I_{th}}{N_{th}} \right) \frac{dN}{dI_{th}} \right). \quad (52)$$

A (48.) egyenletnek megfelelően

$$\Delta\left(\frac{dU}{dI}\right) = -\frac{1}{\beta I_{th}} + m R_{th}. \quad (53)$$

Az (53.) egyenletből láthatjuk, hogy az anomális differenciális ellenállásugrás feltétele [35]:

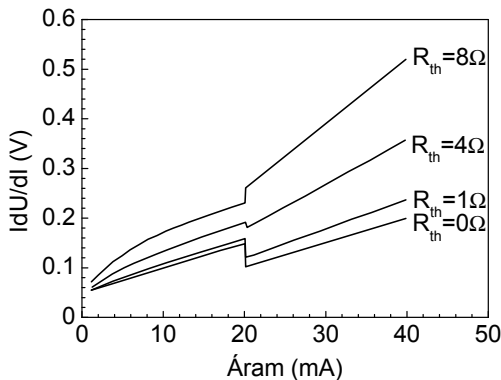
$$m R_{th} - \frac{1}{\beta I_{th}} > 0 \text{ vagy } R_{th} > \frac{1}{\beta m I_{th}} \quad (54)$$

Ha  $R_{th} = 1/(\beta m I_{th})$ , akkor a differenciális ellenállásnak nincs ugrásszerű változása.

A 38. ábrán látható a  $I dV/dI$  függés modellszámolásaink alapján a következő paraméterekkel történt [35]:  $m = 1$ ,  $1/\beta = 50 \text{ meV}$ ,  $I_{th} = 20 \text{ mA}$ . Az egyszerűség kedvéért a küszöbáram ebben az esetben mint állandó paraméter szerepel. A becsléseink azt mutatják, hogy 1 Ohmos ellenállás a következő paraméterek esetében várható:

$$d = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}, \quad A = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2, \quad \mu = 2400 \text{ cm}^2/Vs,$$

$$b = 0.2, \quad N = 6.53 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}.$$



38. ábra.  $I dV/dI$  modellezése a fedőréteg-ellenállás ( $R_{th}$ ) függvényében

A töltéshordozók koncentrációja a hullámvezető rétegben  $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  körüli, ami 2-3 nagyságrenddel kisebb attól, ami az aktív rétegben van. Az (53.) egyenletből látható, hogy a normális differenciális ellenállás-változás akkor maximális, ha  $R_{th} = 0$  vagy  $m = 0$  [35].

Az előző fejezetben megmutattuk, hogy miképpen hat a nyomás és a hőmérséklet a küszöbáramra, ugyanakkor

továbbra is ismeretlen a kapcsolat e paraméterek és az  $m$  között. A nyomás és hőmérséklet hatása az  $R_{th}$  -ra csak becslésekre alapozható: a hőmérséklet csökkenése és a nyomás egyidejű növekedése nagy valószínűséggel növeli a kvantumgödört határoló rétegek (amelyek általában alig vagy egyáltalán nem adalékoltak) kezdeti ellenállását, mivel kifagyasztja bennük a töltéshordozókat és ez anomális differenciális ellenállásváltozást (ugrást) eredményezhet küszöbáramnál.

A töltéshordozó-injekcióhoz hasonló effektus érhető el fotoindukált töltéshordozó-gerjesztéssel az aktív sávot határoló rétegekben, de ennek valószínűsége igen csekély a jó minőségű struktúráknál [35].

Az elmondottak alapján hangsúlyoznom kell, hogy mind a hőmérséklet, mind a nyomásváltozás (de különösen mindkettő egyidejű változása) gyakran nem várt effektusokat válthat ki a kvantumpotenciál-gödör-lézerdiódák esetében.

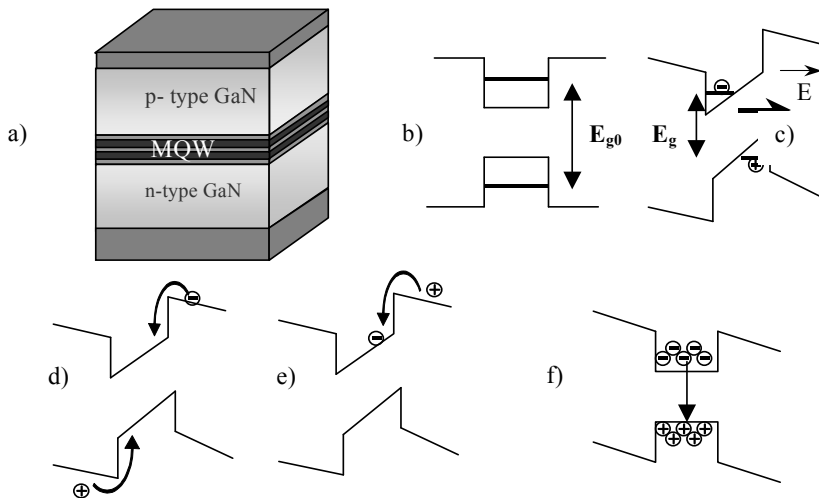
#### ***5.4. Belső elektromos tér árnyékolása GaN alapú lézereknél elektron-injekció és Si adalékolás által***

Mint az előbbieken bemutattam, a nyomás alkalmazása segíthet a sávstruktúra tanulmányozásában (például az elektronáramlás alapján). Ugyanakkor egészen más fizikai jelenségek vizsgálatára is felhasználható a hidrosztatikai nyomás. Ilyen például az InGaN/GaN alapú lézerek magasnyomású elektromos és optikai vizsgálatai során nyert eredmények alapján a belső elektromos tér létezésének bizonyítása.

E tér létezése kivételes érdeklődés tárgyát képezi, mivel feltételezhetően jelenléte felelős azért, hogy mindeddig nem sikerült jó paraméterekkel rendelkező InGaN/GaN lézerdiódát létrehozni. A 390-430 nm-es hullámsávban sugárzó GaN lézerek azonkívül, hogy a modern félvezető lézerfizika divatos részévé váltak, nagy perspektívákkal kecsegtetnek a gyakorlati alkalmazások terén is (adattárolás, monitorok fejlesztése, gyógyászat stb.).

Az első ilyen típusú lézert Nakamura [69] állította elő (a struktúra növesztése zafír alapon történt). Azóta a GaN alapú lézerstruktúrák jelentős fejlődésen estek át és természetesen javultak a paramétereik is. Továbbra sem sikerült azonban olyan minőségű lézerdiódát létrehozni, mint az InGaP, GaAs vagy akár a GaSb alapú struktúrák esetében. A fő problémának az tűnt, hogy InGaN/GaN lézert eddig csak zafír alapon sikerült növesztetni, ami nagy feszültségeket eredményez a struktúrában a zafír és GaN rácsállandók közötti

eltérés miatt (9. ábra). 2001-ben a Varsói IHPP PAS UNIPRESS laboratóriumában megjelent az első tömbi GaN-on (amelyet rekordminőség jellemez:  $10^0$ - $10^2\text{cm}^{-2}$  díszlokáció sűrűség [70,71]) növesztett, impulzusos módban működő lézerdióda. Ez azt is jelentette, hogy forradalmi változás történt a kék fényű lézerdiódák gyártásában. Ugyanakkor kiderült, hogy számos kérdés és probléma (magas küszöbáram-sűrűség, belső elektromos tér, ismeretlen optikai erősítési tényező szint), amely befolyásolja ezen diódák működését, még mindig megválaszolatlan maradt, annak ellenére, hogy 2005-ben megjelent az első folyamatos üzemmódban működő tömbi GaN-on növesztett lézer (szintén a Varsói IHPP PAS UNIPRESS laboratóriumában).



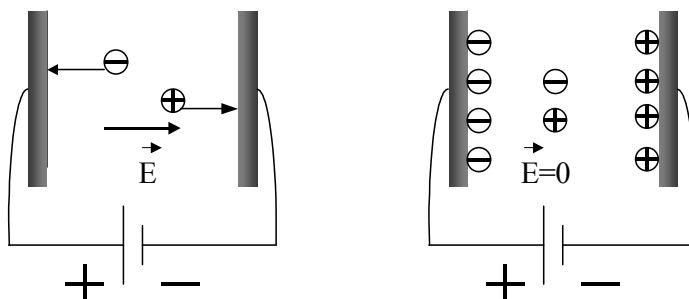
**39. ábra.** a) InGaN/GaN lézerstruktúra; b) kvantumpotenciál-gödör energiastuktúrája belső elektromos mező nélkül; c) belső elektromos mező hatása a kvantumgödör (InGaN)  $E_g$ -jére, energiasávok formájára, valamint az elektronlyuk szeparációja a térben. Belső elektromos tér kompenzálása d) töltéshordozók injekciójával; e) gátak donor (Si) adalékolásával. f) kvantumgödörös rekombináció (árnyékolt elektromos tér)

A gondok fő gyanúsítottjai továbbra is a növesztés során fellépő feszültségek maradtak, amelyek belső elektromos teret generálhatnak. Ez azzal magyarázható, hogy az InGaN/GaN alapú lézerdióda félvezető anyaga wurtzit szimmetriával rendelkezik. Ezt a heterostruktúrát jóval nagyobb piezoelektromos állandók, valamint a különböző rétegek közötti jóval nagyobb rácsállandó különbség jellemzi, mint a GaAs alapú struktúrát [72], ami szintén problémákat okozhat. Az előbbi eredménye a spontán, az utóbbiaké a piezoelektromos polarizációs beépített terek létrejötte. Becslések szerint e terek feszültsége több

MV/cm is lehet [24, 73]. Ilyen nagy elektromos feszültségek jelenléte a töltéshordozók térbeli szétválasztódását eredményezi, csökkentve ezáltal az elektronlyuk-párok rekombinációjának valószínűségét és az energiasávok alakjának deformálódásához vezet (39.a-b. ábra). Ezenkívül csökken a tiltott sáv szélessége is, ami a kisugárzott fotonok energiájának csökkenését eredményezi (39.b-c. ábra).

Ha a rekombináció valószínűségének a növekedését szeretnénk elérni, ami elengedhetetlen a lézereffektohoz, valamilyen módon csökkentenünk kell a belső elektromos teret. Lehetőségünk lehet erre például, ha valamilyen módon töltéshordozókat tudunk bejuttatni a nagyfeszültségű térbe árnyékolás céljából (40. ábra). Erre két megoldás kínálkozik: 1) külső beavatkozással – optikai gerjesztéssel elektronlyuk-párok létrehozása (ami nem alkalmazható, lévén hogy injekciós lézerről van szó), vagy töltéshordozók injektálásával (39.d. ábra); 2) a félvezető anyagok adalékolásával (39.e ábra), amely alatt az InGaN gát Si adalékolása értendő [33,34,44]. Az InGaN gát adalékolása különösen érdekes, mivel kompenzálja a belső elektromos teret, változtatva a lézerdíoda belső struktúráját, függetlenül a külső hatástól és így javítja a dióda paramétereit.

Mivel a belső elektromos tér a kvantumgödör tiltottsávját csökkenti [24], az előbbi detektálására elvileg elegendő volna összehasonlítani két, adalékolással kompenzált és a nem adalékolt struktúra elektromos paramétereit (pl. küszöbáramát vagy a kisugárzott hullámhosszat), amelyben feltételezhető a belső elektromos tér létezése. Ez egy igen bonyolult feladat, mivel nehéz (különösen GaN félvezető esetében) létrehozni két abszolút egyforma struktúrát, amelyek csak a gátak adalékolási szintjével különböznenek egymástól.

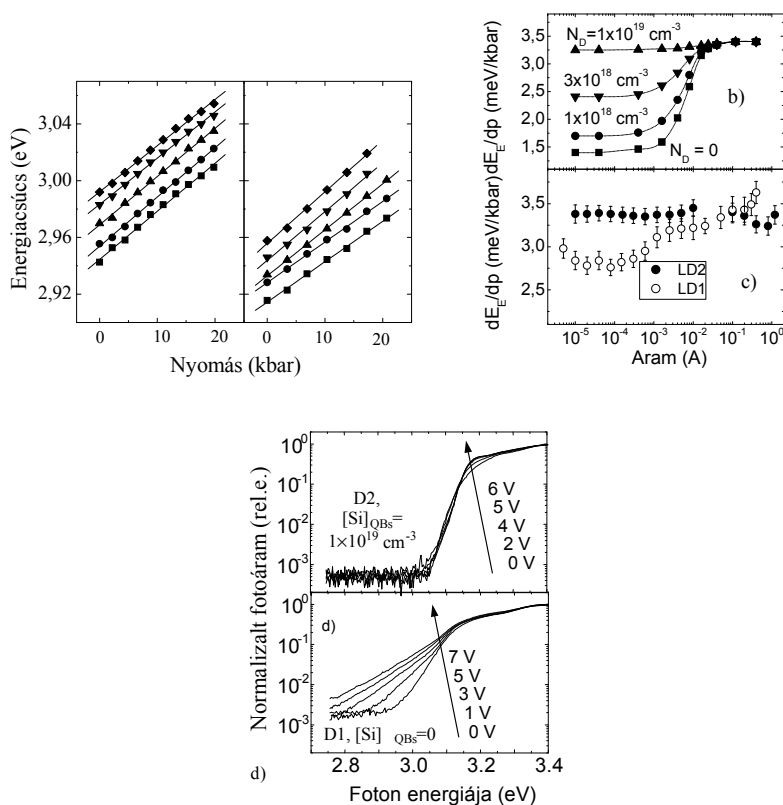


**40. ábra.** Belső elektromos tér a) hatása a töltéshordozókra; b) árnyékolása töltéshordozókkal

Ezeket a problémákat sikerült kiküszöbölnünk és így az elektromos tér létezését bizonyítottam azon magasnyomású optikai méréseim során [33,34,73,74], amelyekkel a kisugárzott lumineszcencia-spektrum csúcsának ( $E_E$ ) nyomás-áram függvény dinamikáját vizsgáltam.

E célból két hasonló lézerstruktúrának (LD1, LD2 - 15. ábra, melyek főleg a gátak adalékolásában különböztek) a lumineszcencia spektrumcsúcsának nyomástényező áramfüggvényét mértem (41. a. ábra) [33, 34, 44].

Az eredmény összhangban volt a belső elektromos tér létezésének feltételezésével, valamint azzal, hogy az utóbbit kompenzálni lehet mind adalékolással, mind pedig a töltéshordozók injekciójával. A 41.c. ábrából látható, hogy kis töltés injektálásnál (10 mA alatt, vagyis kb.  $150 \text{ A/cm}^2$  áramsűrűség alatt) a kisugárzott spektrum maximumának nyomásfüggése a nem adalékolott diódánál (LD1 –  $2.5\text{-}3 \text{ meV/kbar}$ ) elmarad az adalékolott gátakkal rendelkező lézerdiódáétól (LD2 –  $3.4 \text{ meV/kbar}$ ) [34].



**41. ábra.** a) Az elektromos lumineszcencia spektrumcsúcsának nyomástól és áramtól való függése LD1: 10  $\mu\text{A}$ , 10 mA, 100 mA, 400 mA, 1 A; LD2: 10  $\mu\text{A}$ , 300  $\mu\text{A}$ , 20 mA, 100 mA, 400 mA; b)  $dE_E/dp$  áraminjekció és donor koncentráció függvénye (szimuláció); c) mért  $dE_E/dp$  áramfüggése; d) GaN LED (D1, D2) fotoindukált áram – fotonenergia-függvény különböző záróirányú feszültségnél [34, 44]

Magasabb szintű töltéshordozó-injekciónál viszont a két lézer esetén a  $dE_E/dp$  kiegyenlítődik (41c.ábra). Szükséges kihangsúlyozni, hogy a polarizációs elektromos terek teljes árnyékolása küszöbáram (1 A) (41c.ábra) közelében megy végbe (küszöbáramsűrűség -  $12 \text{ kA/cm}^2$ ) [34].

Ez egyértelműen bizonyítja, hogy az ilyen töltéshordozó-injekció hasonló eredményhez vezet mint az adalékolás. Ennek szimulációját elvégezve megállapítottuk a számolt értékek egybeesését a mért eredményekkel (41.b-c.ábra) [34].

A belső elektromos tér létezését és az utóbbi Si-adalékolás általi kompenzálását támasztja alá két GaN alapú LED (D1- nem adalékolt, D2- Si-adalékolt gáttakkal, a struktúrájuk hasonló a LD1, LD2 lézertiódákhoz) fotoindukált áram – fotonenergia-függvény vizsgálatunk is (41.d.ábra [34, 44]).

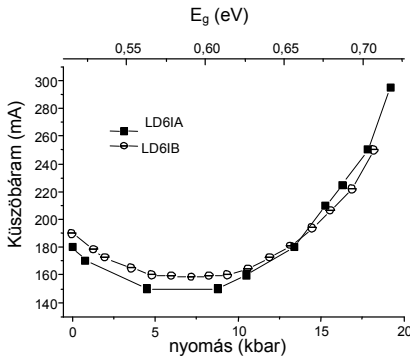
De mivel a küszöbáram mind a két lézerstruktúra esetében 1A körüli és nyomásfüggetlen, ez bizonyítja, hogy a belső elektromos tér e struktúrákban nem játszik olyan jelentős szerepet a káros minőségcsökkenésben, mint ahogyan az általánosan elfogadott.

### ***5.5. Az Auger-effektus káros hatása GaSb alapú lézerekre***

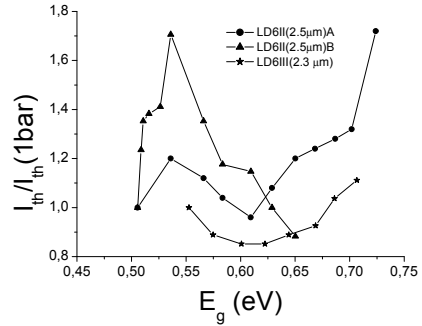
A lézertiódák alkalmazhatósága szempontjából az utóbbi időben a 2.0-2.8  $\mu\text{m}$ -es hullámhossztartomány került az érdeklődés középpontjába. Ez azzal magyarázható, hogy az ebben a tartományban sugárzó fényforrások segítségével hatékony gázdetektálást lehet megvalósítani (pl.  $\text{NH}_3$  – 2.1  $\mu\text{m}$ ,  $\text{CO}$  – 2.3  $\mu\text{m}$ ,  $\text{CH}_4$  – 2.35  $\mu\text{m}$ ) [75]. Az infravörös spektrum e részében gyakran használják a GaSb alapú lézereket, detektorokat. Ugyanakkor, igen nehéz egyeztetni a félvezető lézertiódák kisugárzott fényének hullámhosszát a különböző gázok abszorpciós vonalaival, különösen, ha figyelembe vesszük, hogy gyakran ezek a vonalak energetikailag távol esnek egymástól. Mivel azonban a GaSb alapú lézerek nagyon jól hangolhatók (5.1. fejezet), így a magas nyomás alkalmazása reális lehetőséget teremt számunkra e probléma áthidalására.

A nyomás az ilyen lézertiódákra kifejtett hatásának alaposabb vizsgálata során azonban kiderült, hogy az áramhordozók kiáramlásán kívül egy másik, a GaSb alapú lézerek működését negatívan befolyásoló jelenséggel is számolnunk kell. Ez az Auger-effektus, amely a küszöbáram változását eredményezi. Méréseink kimutatták, hogy az e típusú lézerek küszöbáramszintje igen érzékeny a nyomásra. Kísérleteinket többmódusú LD6IT- LD6III (17.b.ábra) GaSb lézertiódán (melyek 2.3-2.5  $\mu\text{m}$ -en sugároznak), valamint egymódusú LD6IE 2.4  $\mu\text{m}$ -en sugárzó lézertiódán végeztük (42-43. ábra). Méréseim [27] azt mutatták,

hogy a küszöbáram minimuma 0.6 meV foton energiánál mutatkozik, ami azt a feltételezést teszi lehetővé, hogy e jelenség magával a félvezető GaSb alapú anyag tulajdonságaival kapcsolatos és nincs összefüggésben a lézerek szerkezeti felépítésével.



**42. ábra.** A küszöbáram nyomástól való függése 2.4 $\mu\text{m}$ -en sugárzó GaSb alapú (LD6IA,B) lézer esetén



**43. ábra.** Normalizált küszöbáram ( $I_{\text{th}} / I_{\text{th}}$  (1bár)) 2.3  $\mu\text{m}$  és 2.5  $\mu\text{m}$ -en sugárzó GaSb alapú lézereknél a kisugárzott fotonok energiájának függvényében (nyomás hatása alatt)

A szakirodalomból kitűnik [76-78], hogy az Auger-effektus igen jellemző a GaSb alapú struktúrákra. Ez azzal magyarázható, hogy egyrészt ezen félvezetőknél a tiltottsáv igen kicsi, másrészt a spin-pálya felhasadásának energiája azonos nagyságrendű a tiltott sávval. A tiltottsáv nagyságából arra következtethetünk, hogy a nem sugárzásos (CHCC) Auger-rekombináció valószínűsége csökken (42. ábra), mivel a nyomás növekedésével exponenciálisan csökken a  $C_{\text{CHCC}}$  tényező a (17.) egyenletben [19]:

$$E_a(\text{CHCC}) = \frac{m_c E_g}{m_c + m_{hh}} \quad (55)$$

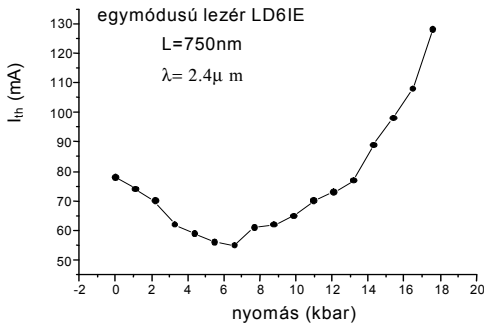
Ez a 0-8 kbár közötti nyomástartományban küszöbáram-csökkenést eredményez.

A CHSH effektus tényezője ( $C_{\text{CHSH}}$ ) a nyomás növekedésével (túl a 8 kbar-on) nő, mivel a tiltottsáv rezonancia közelbe kerül a spin-pálya felhasadásának energiájával, vagyis a (17.) egyenletben  $E_a = E_a(\text{CHSH})$  közelít a nullához [19]:

$$E_a(CHSH) = \frac{m_s}{m_c + 2m_{hh} - m_s} (E_g - \Delta) \quad (56)$$

Egyszerű számítások [79] a spin-pálya felhasadás-energiájának nagyságát ilyen összetételű félvezetőkben 0.72 eV-ban határozzák meg és a tiltott sáv szélessége 20 kbar körül éri el ezt a szintet (42. ábra). Ebben szerepet játszik továbbá az is, hogy a spin-pálya felhasadás-energiája nem érzékeny a hidrosztatikai nyomásra [80].

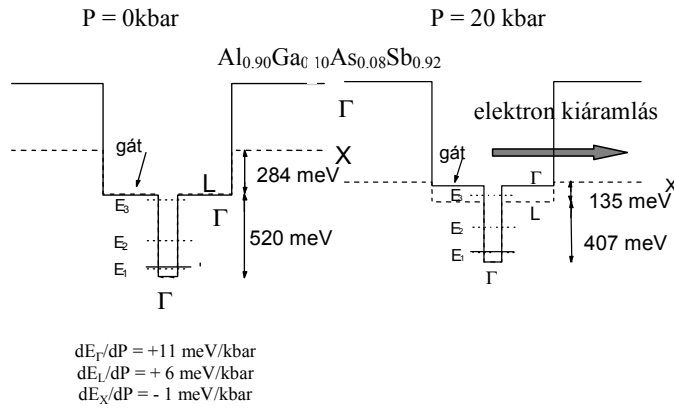
A CHCC típusú Auger-rekombináció szerepét valamelyest gyengítheti az a tény, hogy a nyomás növekedésével nő az-  $\Omega$  (confinement faktor), mivel jelentősen csökken a hullámhossz (32. ábra), ami szintén küszöbáram-csökkenést eredményezhet.



**44. ábra.** A küszöbáram nyomástól való függése 2.4 $\mu$ m-en, sugárzó egymódusú GaSb alapú (LD6IE) lézér esetében

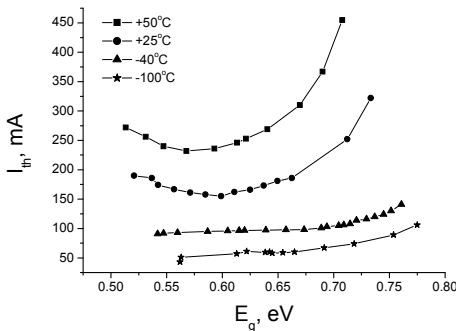
Mivel a küszöbáram nyomástól való függőségének vizsgálata során a kiáramlási tényező hatását sem lehet kizárni, szükséges megvizsgálni a fedőréteg (amely  $Al_{0.9}Ga_{0.1}As_{0.08}Sb_{0.92}$  összetételű 17.b. ábra) sávstruktúrájának változását

is (45. ábra). Tanulmányoztuk a vezetési sáv  $\Gamma$ ,  $X$ ,  $L$  energiaminimumainak nyomástól való függését. Vizsgálataink megmutatták, hogy nagy nyomás hatására jelentősen ereszkedik az  $X$ - minimum és mivel a fedőréteg eleve indirekt sávszerkezetű, csökken az energiáját, ami a kiáramlás növekedését eredményezheti (45. ábra).



**45. ábra.** A vezetésisáv-változás a nyomás hatására GaSb alapú 2.4μm-en sugárzó (LD6I) lézerdiodánál és az indirekt Al<sub>0,9</sub>Ga<sub>0,1</sub>As<sub>0,08</sub>Sb<sub>0,92</sub> határoló rétegbe történő elektronkiáramlás

Ugyanakkor, mivel maga az energiagát, amelyet az elektronoknak át kell lépniük a kiáramlás céljából még igen jelentős (>500meV, lásd 45.ábra), ha összehasonlítjuk az InGaP/AlGaInP vagy GaAs/AlGaAs típusú lézerstruktúrák elektronkiáramlási gátjával (5.2 fejezet), megállapíthatjuk, hogy a kiáramlási tényező nem lehet domináns, bár némi csekély szerepe lehet. Ezt megerősíti az InGaAsSb/AlGaAsSb lézer (LD6IT) küszöbáram diagramja  $-I_{th}(P,T)$  (46.ábra). Tiszta  $C_{CHSH}$  típusú Auger-effektusnál áthaladva az  $E_g-\Delta$  (tiltott sáv – spin-pálya felhasadás) rezonancián (hőmérsékletcsökkenésnél), azaz átlépve a 0.72eV körüli szintet (amely  $\Delta$ -nak felel meg és alig függ a hőmérséklettől), nagy valószínűséggel küszöbáram csökkenést kellene tapasztalnunk (ekkor az  $I_{th}(E_g)$  görbének a 46.ábrán lefelé kellene hajlania magas nyomásnál és alacsony hőmérsékletnél). Ilyen effektust méréseink során nem láttunk (46.ábra), ami azt jelenti, hogy valószínűleg a



**46. ábra.** A küszöbáram értékének függése a kisugárzott fotonok energiájától (nyomástól és hőmérséklettől) 2.4 μm-en sugárzó (LD6IT) InGaAsSb/AlGaAsSb lézernél

kiáramlási tényező sem kizárt, legalábbis az említett csekély mértékben.

Ugyancsak nem zárható ki teljesen a fonon-asszisztált  $C_{CHSH}$  típusú Auger-effektus sem (8.ábra), de ebben az esetben is valószínűleg  $E_g - \Delta$  rezonancia várható, mivel a fonon-asszisztált  $C_{CHSH}$  típusú Auger-effektus tényező a (16.) egyenletben a maximumát éri el akkor, amikor  $E_g - \Delta \approx 0$ , ami a következőből látható [19]:

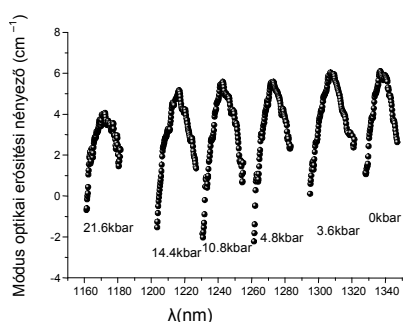
$$C_p(CHSH) \propto \frac{m_{hh}^2}{m_s} \frac{1}{E_g \Delta^2 (E_g + \Delta)(E_g - \Delta)^2} \quad (57)$$

Összegezve az InGaAsSb/AlGaAsSb lézerdiódák küszöbáram  $p$  és  $p$ - $T$  diagramjainak tanulmányozásával elért eredményeket, azt lehet kétséget kizáróan állítani, hogy ezen struktúrák esetében domináns szerepe van az Auger-effektusnak. Ezzel számolni kell, akár a magas nyomást mint lézersugárzást hangoló módszert tervezzük alkalmazni, akár pedig akkor, ha e lézerstruktúrák fejlesztésével kívánunk foglalkozni. A különböző Auger-rekombinációs folyamatok szerepének mennyiségi becslésére ugyanakkor további vizsgálatokra van szükség.

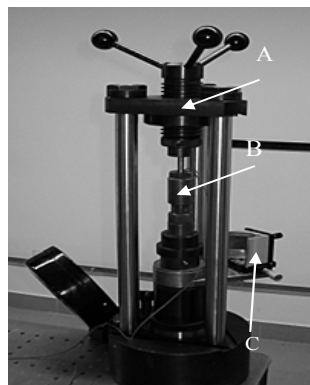
### ***5.6. Optikai erősítési tényező tanulmányozása, valamint külső rezonátor használatának lehetőségei magas nyomás alatt***

A vizsgált egymódusú lézerdiódák egyes fajtáin sikerült magas nyomás alatt módus optikai erősítési tényezőt mérni. A módus optikai erősítési tényezőnek a számítása Hakki-Paoli- módszerrel történt (14.) [36]. A vizsgált GaInNAs/GaAs alapú kvázi egymódusú lézerdióda esetében (LED5) méréseim kimutatták, hogy a küszöbáram a többszörösére (2.5-szer, 0 és 12 kbar közt 31.b. ábra) nő a nyomás növekedésével, ami várható is volt, mivel e struktúrákat a GaSb struktúrákhoz hasonlóan szintén az Auger-effektus jelenléte jellemzi. Ez a vezetési sáv nem parabolikus alakjával magyarázható [81].

A módus optikai erősítési tényező egyharmadával csökken (0 és 21.6 kbar között), pontosabban  $6 \text{ cm}^{-1}$ -ről  $4 \text{ cm}^{-1}$ -re (47. ábra) [36]. Viszont az  $\Omega$  (*confinement faktor*) biztosan növekszik a nyomásnövekedéssel, mivel csökken a hullámhossz. Bár az effektív törésmutató nyomásfüggvénye könnyen kiszámítható a kisugárzott fény spektrumából (15.), az  $\Omega$  számítása sokkal bonyolultabb és pontos törésmutató-ismeretet igényel minden rétegben a nyomás és hullámhossz függvényében. Maga a kvantumhatásfok nem mutatott észrevehető nyomásfüggést, ami az  $L(I)$  dőlési szögéből jól látható (31.a. ábra).



**47. ábra.** Módus optikai erősítési tényező (modal gain) nyomásfüggése GaInNAs/GaAs lézerben (Hakki-Paoli- módszer alapján számolva) [36]



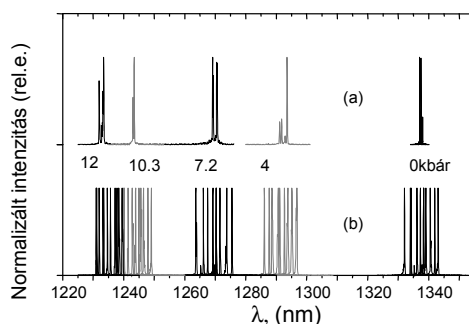
**48. ábra.** Magasnyomású-kamra (préssel együtt) egyesítve a Littrow rendszerrel (A- magasnyomású prés, B- magasnyomású kamra, C- diffrakciós rács tükörrel egyesítve) [36]

A kisugárzott spektrum mérése gradiens lencse-zafirablak fénykivezető rendszerrel történt (24.ábra). E rendszer alkalmazása azt eredményezte, hogy elsőként sikerült külső rezonátor (diffrakciós rács) segítségével magas nyomásnál egy lézerstruktúra sugárzását hangolni [36]. Az optikai elemek az ismert Littrow-rendszer ([32], 14., 48. ábra) szerint voltak elhelyezve.

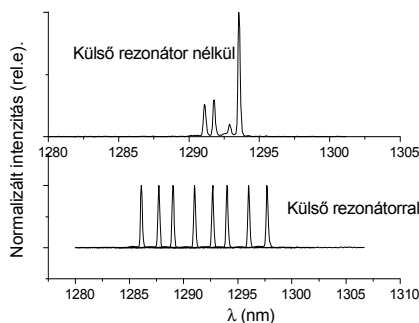
Méréseim kimutatták [36], hogy magas nyomás alkalmazásánál is érvényesülnek azok az effektusok, amelyek normál nyomásnál jól ismertek a lézerfizikában:

- 1) külső rezonátor segítségével lehetséges a pozitív optikai erősítési tényező határain belül (47.-49. ábra) változtatni a lézer kisugárzott hullámhosszát;
- 2) a lézersugárzás spektrumának minőségi javulása figyelhető meg külső rezonátor hatására: a sugárzás egymódusú lesz (49-50. ábra);
- 3) külső rezonátor alkalmazása esetén csökken a küszöbáramsztint (51.ábra);
- 4) nő a módus időbeli stabilitása;

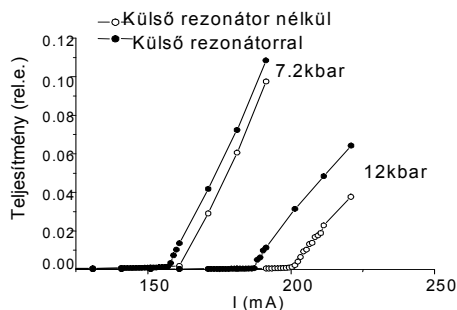
Külső rezonátort mint pótlólagos lézerdíódát hangoló tényezőt egyidejűleg nyomás és hőmérsékleti hangolás alkalmazásával először mi valósítottunk meg, ami új távlatokat nyit a félvezető lézerdíódák alkalmazhatóságában. A 47-51 ábrákon bemutatott eredményeket stabilizált hőmérsékleti körülmények között kaptam (298 K), de a hőmérséklet-stabilizáló rendszer szükség esetén megengedi a 100-300 K hőmérsékleti tartományban folytatni a lézerstruktúra tanulmányozását.



**49. ábra.** GaInNAs lézer (LD5) spektruma különböző nyomásnál: a) külső rezonátor nélkül; b) külső rezonátorral hangolt (kisugárzott egymódusú spektrumcsoportok) [36]



**50. ábra.** GaInNAs lézer sugárzási spektruma (4 kbar nyomásnál): a) külső rezonátor nélkül; b) külső rezonátorral hangolt módusok csoportja [36]



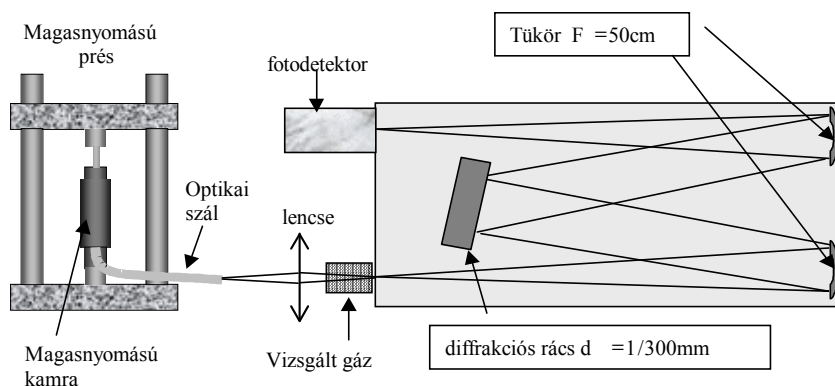
**51. ábra.** GaInNAs lézer  $L-I$  függvénye külső rezonátor nélkül és külső rezonátor alkalmazásával [36]

### 5.7. Magas nyomással hangolt GaSb,- InGaAs- alapú lézerek alkalmazása

Az eddigiekben vizsgált GaSb alapú félvezető lézerciódák lehetőséget adtak egyes gázok detektálására [75].

A probléma az, hogy a gázdetektálás az esetek többségében csak egymódusú lézercióda alkalmazásával lehetséges. Továbbá, egy adott hullámhosszon sugárzó dióddal többnyire csak egy anyag detektálására van lehetőség. E problémát munkám során sikerült áthidalni hidrosztatikai nyomással hangolt többmódusú, 2.4  $\mu\text{m}$ -en sugárzó GaSb alapú lézer alkalmazásával (LD6IT típusú struktúra). Egy ilyen lézercióda magasnyomású hangolásával (a Montpellieri Egyetem CEM-2 laboratóriumában az általam összerakott berendezésen) megvalósítottam két gáz (metán és ammónium) érzékelését.

A metánra ( $\text{CH}_4$ ) 2.32  $\mu\text{m}$ -es, ammóniumra ( $\text{NH}_3$ ) pedig a 2  $\mu\text{m}$ -es hullámhossztartományban jellemző jelentősebb elnyelés. Ezért mind a két esetben szükség volt hidrosztatikai nyomásra, mivel csak a hőmérséklet változtatásával a 2.4  $\mu\text{m}$ -en sugárzó lézerciódát nehéz áthangolni 2.32  $\mu\text{m}$ -re és lehetetlen 2.0  $\mu\text{m}$ -re (32.b ábra.). A mérési elrendezés igen egyszerű és klasszikusnak nevezhető (52. ábra).



**52. ábra.** Gáz detektálása nyomással hangolható többmódusú GaSb lézer és diffrakciós spektrométer segítségével

A vizsgált gáz elnyelését spektrométerrel mértem. A mérés a következő lépésekből állt:

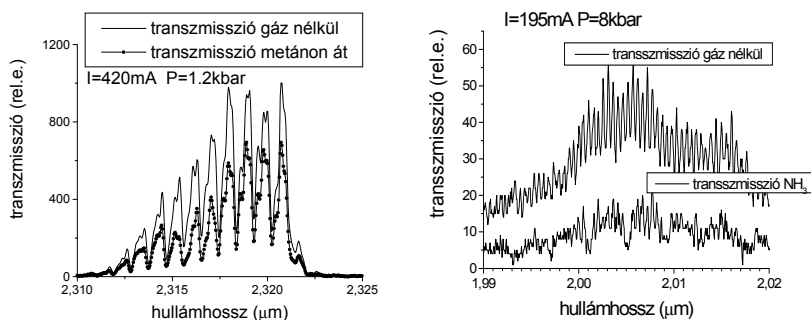
- 1) hidrosztatikai nyomással a GaSb alapú lézerciódát áthangoltam a kívánt hullámhossztartományba;
- 2) mértem a nyomással hangolt lézer kisugárzott spektrumát gáz nélkül (53. ábra);

- 3) ezután megmértem a vizsgált gáz transzmissziós spektrumát (53. ábra);
- 4) a két jel egymáshoz viszonyítása adta a transzmissziót (relatív egységben), melyet összehasonlítottam a HITRAN [82] adatbázissal (54. ábra).

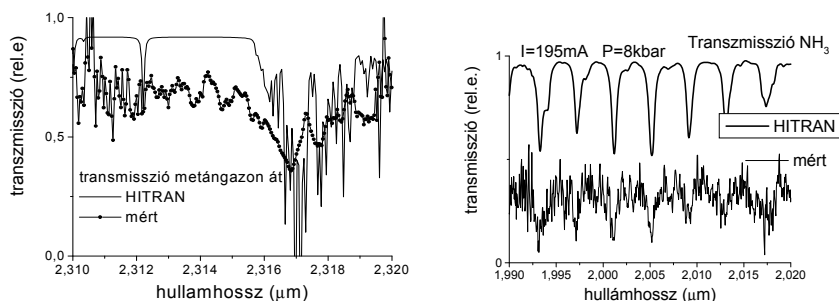
Mint láthatjuk, a mért és a HITRAN által publikált transzmisszió mind a  $\text{NH}_3$ , mind a  $\text{CH}_4$  esetében egybeesik.

Megállapítható, hogy a hidrosztatikai nyomással hangolt GaSb lézerciódák gyakorlatban is alkalmazhatók, mivel mind a lézer sugárzása (teljesítmény 10 mW), mind pedig a nyomás értéke a magasnyomású kamrában huzamosabb ideig stabilan tartható volt (55. ábra).

A lézerciódák nyomásdetektorként (magasnyomású manométerként) való alkalmazása egy további lehetséges alkalmazás, amelyet munkám során (a Varsói IHPP PAS UNIPRESS laboratóriumában) sikerült kivitelezni. A diódák e lehetséges alkalmazását először a 980 nm-en sugárzó 50 mW-os InGaAs alapú Roithner (Ausztria) cég által gyártott lézercióda segítségével valósítottam meg (a lézercióda fő paraméterei a 30. ábrán láthatók).



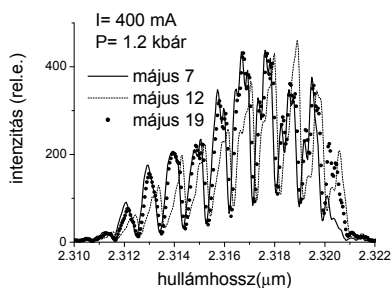
**53. ábra.** Spektrométerrel mért és magasnyomással hangolt GaSb lézercióda (2.4 μm-es) sugárzásának transzmissziója: a) metánon ( $\text{CH}_4$ ); b) ammónián ( $\text{NH}_3$ )



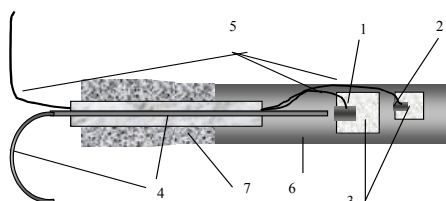
**54. ábra.** A mérések alapján kapott transzmissziós tényező (rel.e.) összehasonlítása a HITRAN (elméleti számítások) adataival: a) metán; b) ammónia esetén

Az ilyen típusú félvezető lézerciódák szinte tökéletesen megfelelnek egy ilyen célú alkalmazásnak:

- alacsony a küszöbáram-szintje ( $I_{th}=13$  mA,  $P=0$  kbar,  $T=300$  K); nincs szükség jelentős hőelvonásra, vagyis alig befolyásolja a mért objektum



**55. ábra.** A GaSb lézerspektrumának időbeli stabilitása hidrosztatikai nyomás alatt



**56. ábra.** Lézerciódák mint magasnyomású manométer. 1) vizsgált lézerciódák. 2) manométer lézerciódák. 3) hűtőtöng (réz). 4) fényszál. 5) huzal. 6) hő elvonó alap (réz). 7) dugattyú.

hőmérsékleti paramétereit;

- a küszöbáram alig változik a nyomással (30.ábra) ;
- viszonylag magas (400 K) hőmérsékletnél is még elfogadható szinten van a küszöbáram ( $I_{th}<50$  mA);

- csak egy pótlólagos áramvezető-huzalra van szükség, nem úgy mint a négykontaktusos manométer esetén;
- ahhoz, hogy a lézerdióda sugárzását regisztrálni tudja a spektrométer, elegendő, hogy a manométerként felhasznált lézer bent legyen a magasnyomású kamrában (természetesen, ha a sugárzás fényszálon vagy a zafírablakon át ki tud jutni a magasnyomású kamrából);
- sokkal egyszerűbb a használata a korábban említett InSb manométernél, amelynek méterei ( $\ll 2$  mm) a szerelést nagyon bonyolítják és nem utolsó sorban sokkal olcsóbb, mint, például egy InSb manométer;
- hátrányként említendő, hogy szükség van spektrométerre vagy más hullámhosszmérő műszerre.

Nagyon jól sikerült alkalmazni a vizsgált nyomásdetektort például a GaN és AlGaAs alapú lézerdiódák hullámhossz-nyomásfüggésének tanulmányozása során, ami jelentősen megkönnyítette és leegyszerűsítette a nyomás mérését is. A mérés pontossága  $\sim 0.2$  kbar volt, ami sok esetben (több kbar nyomásnál) jónak mondható. Tudomásom szerint a lézerdiódák ilyen célú alkalmazása eddig ismeretlen volt, így munkámnak ezen része mindenképpen új műszaki megoldásnak számít.

Összegezve a fentieket, azt lehet mondani, hogy a magas nyomás nemcsak külön a lézerstruktúrák tanulmányozására használható, hanem egy komplex berendezés formájában elég széles körben alkalmazható a fizika és technika más területein is.

## VI. Összefoglalás

- Kifejlesztettem egy eredeti, nagy hatásfokú, optikai és elektromos mérésekre egyaránt alkalmas, száloptikát tartalmazó rendszert, valamint részt vettem a zafirablak és gradiens lencse alkalmazásával működő fénykivezető-rendszer továbbfejlesztésében, melyek segítségével sikerült meghatározni egy sor kvantumpotenciál-gödör félvezető lézer paramétereinek nyomásfüggését: kisugárzott hullámhossz, stimulált emisszió, teljesítmény-áram és áram-feszültség függvény, küszöbáram. Egyes (például, InGaN/GaN- 415-420 nm, InGaAsSb/AlGaAsSb- 2300-2500 nm tartományban sugárzó struktúrák) lézerdiodák esetében az ilyen mérések teljesen újszerűek, más mért struktúrák esetében pedig lényegesen kiegészítik a korábbi méréseket.

Külön ki kell emelni, hogy a felhasznált mérési rendszerek megengedték a lézerek magas nyomás (0-22 kbar) alatti tanulmányozását széles hőmérsékleti tartományban (100-350 K), miközben sikerült a lézerdioda sugárzásának 50-75 % kivezetni a magasnyomású kamrából, ami úttörő munkának számít a fizika e gyakorlati terén.

- Megállapítottuk az alap kutatásban és a gyakorlatban használt A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> alapú félvezető kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúrák jellemző típusainak (InGaN/GaN, InGaP/AlGaInP, AlGaAs/AlGaAs, InGaAs/GaAs, InGaAsP/InP, GaInNAs/GaAs, InGaAsSb/AlGaAsSb) nyomással való hangolhatósági tényezőjét ( $d(h\nu)/dp$ ) 0-22 kbár nyomástartományban: InGaN/GaN (3.4-3.6 meV/kbar), InGaP/AlGaInP (7.1-8.1 meV/kbar), AlGaAs/AlGaAs (9.1-9.8 meV/kbar), InGaAs/GaAs (10.5 meV/kbar), InGaAsP/InP (8-8.35 meV/kbar), GaInNAs/GaAs (8.35 meV/kbar), InGaAsSb/AlGaAsSb (11.4 meV/kbar).

- Magasnyomású mérések alapján lézerdiodákban sikerült megállapítanunk olyan káros jelenségek jellemzőit, mint a töltéshordozók kiáramlása az aktív rétegből, az Auger nem sugárzásos rekombináció és a belső elektromos tér jelenlétét.

A küszöbáram  $p$ - $T$  diagrammjainak tanulmányozása az általunk kifejlesztett modellezés alkalmazásával két InGaP/AlGaInP alapú ( $\lambda=660$  és  $690$  nm) és egy AlGaAs/AlGaAs alapú ( $\lambda=780$  nm) struktúránál kimutatta a sodródásos típusú kiáramlás dominálását, valamint lehetőséget nyitott a lézerstruktúra energiasávja egy fontos paramétereinek a meghatározására: kiszámítottam az energiagátat az aktív réteg vezetési sáv  $\Gamma$ - minimuma és a

fedőréteg X- minimuma között, amely InGaP/AlGaInP struktúra (660 nm) esetében - 215 meV, valamint kiszámítottuk ezt az energiagátat az InGaP/AlGaInP struktúra ( $\lambda=690$  nm) esetén - 282 meV, és az AlGaAs/AlGaAs struktúra ( $\lambda=780$  nm) esetén - 300 meV.

Az áram-feszültség függés tanulmányozása során megállapítottuk, hogy az AlGaAs/AlGaAs struktúrájú 785 nm-en világító Sanyo gyártmányú lézereknél e függés magas nyomás alatt anomális, ami eddig ismeretlen volt. Modellszámolásaink bizonyítják, hogy ez az elektronok aktív rétegből való kiáramlásával és ez által a kvantumgödört körülvevő rétegek ellenállás-változásával magyarázható.

$\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  ( $\lambda=2400$  nm) struktúrájú lézer esetén méréseim kimutatták, hogy nagy valószínűséggel 8 kbar alatt a CHCC típusú Auger-effektus dominál, ugyanakkor 8 kbar felett jelentősebb a CHSH típusú Auger-rekombináció. Ilyen típusú Auger- effektusok jelenlétét támasztják alá az  $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  ( $\lambda=2500\text{nm}$ ) és az  $\text{In}_{0.37}\text{Ga}_{0.63}\text{As}_{0.12}\text{Sb}_{0.88}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  ( $\lambda=2300$  nm) struktúrájú lézervedényeken végzett kísérleteink is.

Két, intrinsic, illetve adalékolt gátakkal rendelkező  $\text{In}_{0.09}\text{Ga}_{0.91}\text{N}/\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$  ( $\lambda=416$  és  $421$  nm) lézerek példáján az elektrolumineszcencia spektrumcsúcsának nyomástényező áram függéséből bebizonyítottuk a polarizációs elektromos tér létezését ilyen struktúrákban és megállapítottuk, hogy az  $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$  gátak Si adalékolása ( $10^{19}\text{cm}^{-3}$ ), vagy az injektált áramsűrűség  $150\text{ A/cm}^2$  szintje szükséges ahhoz, hogy nagymértékben árnyékolja a belső elektromos teret (a beépített elektromos terek teljes árnyékolása  $12\text{ kA/cm}^2$  küszöbáramsűrűség közelében megy végbe).

De mivel a küszöbáram mind a két lézerstruktúra esetében 1A körüli és nyomásfüggetlen, ez bizonyítja, hogy a belső elektromos tér e struktúrákban nem játszik olyan jelentős szerepet a káros minőségcsökkenésben, mint ahogyan az általánosan elfogadott.

- Kísérleti-fejlesztési munkánk gyakorlati eredményeként a  $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}/\text{GaAs}$  típusú ( $\lambda=1340$  nm) lézer példáján először sikerült megvalósítani a lézervedény két jelentős hangolási tényezőjének a hidrosztatikai nyomás és külső rezonátor (szükség esetén a kifejlesztett

berendezés megengedte egyben a hőmérsékleti hangolás alkalmazását is), egyesítését.

Ennek alapján bebizonyítottam, hogy magasnyomás alatt, külső rezonátor segítségével a pozitív optikai erősítési tényező sávjának széles tartományában lehetséges lézerdiódát hangolni, és e rezonátor segítségével magas nyomás alatt is lehet jelentősen javítani a lézerek sugárzási módusstruktúráján (többmódusú dióda esetében egymódusú sugárzást nyerni).

A  $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}/\text{GaAs}$  alapú struktúránál a módus optikai erősítési tényező nyomástól való függésének tanulmányozása folytán kimutattam e tényező jelentős (33%) csökkenését a nyomás növekedésével (21 kbar-ig).

- Kísérleti berendezésünkkel magas hidrosztatikai nyomás- és hőmérséklet- változtatással az  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  félvezető lézerdiódák alkalmazásával megvalósítottuk a széles hullámsávban hangolható koherens fényforrásokat (10-700nm, lézerstruktúrától függően). Ily módon többnyire kitölthetők azok a rések (a 400-2500 nm hullámhossztartományban), amelyek a ma gyártott félvezető lézerek sugárzási spektrumaiban észlelhetők.

Az  $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  ( $\lambda=2400$  nm) struktúrájú lézerdióda példáján megmutattuk, hogy az ilyen fényforrás több száz órán keresztül stabilnak bizonyult, mind az intenzitás (10mW), mind pedig a kisugárzott fény módusstruktúrája tekintetében.

Vizsgálataim gyakorlati eredményeként megvalósítottam két, nyomással hangolt félvezető lézer által kisugárzott fény hullámhossz-változásának alkalmazását fizikai méréseknél.

Az  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  alapú ( $\lambda=980$  nm) lézer jól bevált mint manométer a magasnyomás mérések során más lézerek vizsgálatánál (nyomás tartomány 0-22 kbar). A nyomásmérési pontosság - 0.2 kbar.

Magas nyomással hangolt többmódusú  $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}-\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  struktúrájú lézerdióda ( $\lambda=2400$  nm) segítségével sikerült két gáz ( $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ ) abszorpciós detektálása a spektrum két, eléggé távoli tartományában (1.99-2.02  $\mu\text{m}$  és 2.31-2.32  $\mu\text{m}$  között), ami más hangolási módszerrel (hőmérséklettel, áramszint- változással, külső rezonátor alkalmazásával) nehezen lett volna kivitelezhető.

## **VII. Summary**

### **Introduction**

It is well known that electric and magnetic fields, pressure and temperature influence electric and optical properties of semiconductors. This influence is especially strong in the case of low-dimensional structures. The investigation of such small structures becomes possible in larger bulk structures or devices such as, for example, semiconductor laser diodes devices. In this case there appears the possibility of investigating the properties of (i) the whole structure of particular semiconductor lasers, and (ii) nanosize structures made of the semiconductor materials of which the lasers are composed.

Such investigations have a direct applicability due to the unique properties of semiconductor lasers (a high efficiency, small overall dimensions-compactness). Semiconductor lasers take the first place among coherent light sources. Semiconductor laser diodes based on two-dimensional (2D) structures with quantum wells (QW) are most widely used in modern laser engineering. It should be mentioned that despite a rather wide spectrum of semiconductor materials (these are mainly group III-V materials) used for designing semiconductor laser diodes, one cannot completely cover the full spectral range from ultraviolet, via visible, to near-infrared light.

The application of high hydrostatic pressure can appreciably help in designing tunable monochromatic light sources based on semiconductor laser diodes. This is connected with the fact that hydrostatic pressure exerts a considerable influence on the bandgap of semiconductors and, consequently, the energy of photons emitted by semiconductor lasers. It is also known that besides the influence on the mentioned parameters, pressure exerts influence on other characteristics of semiconductors and devices: the energy band structure, optical gain, and grating constant. Furthermore, pressure causes internal strain. When the semiconductor under study is part of the laser diode, the hydrostatic pressure exerts influence on other characteristics of the laser diode itself (such as threshold current and I-V characteristics). The analysis of these characteristics can be used to study different phenomena (often having negative influence on device parameters) occurring in semiconductor lasers. Such phenomena are: the charge carrier leakage (fig. 7.a) from the active region (in GaInP/AlGaInP, AlGaAs/AlGaAs structures), Auger effect (fig.8) (in GaSb structures), existence of built-in electric fields (in InGaN/GaN structures). It should be noted that to study the properties of semiconductor laser structures, it is necessary to conduct pressure investigations in a wide temperature range.

In connection with the above-mentioned, the aim of this work was: to design a highly effective device for extracting the light emission of the laser diode from a high-pressure cell; to measure with the help of this device electric and optical characteristics of semiconductor lasers within wide pressure and temperature ranges in order to study internal parameters of semiconductors and different physical phenomena occurring in semiconductor lasers; to design a pressure, temperature tunable and external-cavity tunable semiconductor laser.

### **Experimental details and experimental techniques**

To perform the investigation of semiconductor lasers under high pressure, a conventional compact liquid-filled high-pressure cell was used (fig.18).

For a highly-effective extraction of the laser diode emission from a high-pressure cell, a laser diode - optical fiber system (fig. 25,26) [43] and a laser diode - graded-index microlenses- sapphire window system (fig.24) were developed [36]. For the first time, the developed complex and methods of investigation made it possible to perform measurements simultaneously within wide pressure (0-22 kbar) and temperature (100-300K) ranges. The system laser diode – optical fiber is characterized by reliability and simplicity in work. The system laser diode - graded-index micro lenses- sapphire window allows one to maintain coherence of the laser emission and for the first time with its help, we have succeeded in designing a semiconductor laser which is simultaneously tuned by high pressure, temperature and external cavity.

The applied mounting of laser chips provides a good thermal contact (fig. 24,26) which allows one to use high-power laser diodes (0.5-2 W). Both realized optical systems in such configuration were used for the first time. The measurements included the study of the following electric and optical characteristics of quantum well laser diodes: the p-T (pressure – temperature) dependence of threshold current; the p-T dependence of I-V characteristics; the p-T emission spectrum.

Based on these measurements quantitative and qualitative analyses of processes in semiconductor laser structures were conducted. The investigation of lasers based on different systems of semiconductors provided a possibility to systematize the data obtained and generalize the results.

### **Results and conclusions**

Our optical systems of extracting the laser diode emission from a high-pressure cell allowed to extract 50-75% of radiation power and they were used for the first time in such configuration [36, 43].

With the help of the designed measuring system we have managed to tune semiconductor emission sources within a wide range of wavelengths. By this

Considerably more semiconductor laser emission wavelengths have become available by this (Table 2). Tuning the emission of a  $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  ( $\lambda=2400$  nm) laser diode, we have managed to achieve a record tuning range of  $\Delta\lambda$  equal to 700 nm [27]. Also, we obtained the emission of a laser diode with a wavelength of 590 nm (in a  $\text{InGaP}/\text{AlGaInP}$  structure  $\lambda=640$  nm)- fig.29 [45,46].

Our investigations of semiconductor laser emission spectra at different pressures and temperatures have allowed us to calculate the pressure ( $d(h\nu)/dp$ ) and temperature coefficients ( $d(h\nu)/dT$ ) of tunability of laser diodes designed on different semiconductors. We studied some laser structures under pressure for the first time. The investigations have shown a small pressure tunability of  $\text{InGaN}/\text{GaN}$  ( $\lambda=415\text{-}421$  nm) laser diodes (3.4-2.6 meV/kbar, fig.28, 41.c) [33,34,44] and a large tunability of  $\text{InGaAsSb}/\text{AlGaAsSb}$  ( $\lambda=2300\text{-}2500$  nm) lasers (11.4 meV/kbar)- [27].

Threshold current in semiconductor laser diodes is an important parameter which characterizes negative effects on device performance related to the loss of carriers, and therefore this parameter should also be investigated during pressure studies. The threshold current is given by (Eq.16) where  $n_{\text{th}}$  is the carrier concentration at the threshold,  $A$  is the nonradiative Shockley–Hall–Read (SHR) coefficient,  $B$  is the spontaneous emission coefficient,  $C$  is the nonradiative Auger coefficient, and  $I_L$  is the leakage current [23]. We have assumed that nonradiative SHR contribution does not changes with pressure [42]. The radiative recombination current increases with pressure due to the increase of the band gap and the increasing effective mass of electrons [19]. This effect may be compensated by the optical confinement factor  $\Gamma$ , which is increasing with pressure because of the substantial decrease in the emission wavelength. The third term in Eq.(13) is related to the non-radiative Auger current [23]. Naturally, in different structures different effects dominate.

In case of  $\text{AlGaInP}$  and  $\text{AlGaAs}$  laser diodes the leakage of electrons into the p-cladding, which can be of diffusion and drift character [13-16], most probably dominates. The leakage is quantitatively determined by: 1) the energy barrier  $\Delta E$  between  $\Gamma$  conduction band minimum in the quantum well and X conduction band minimum in the surrounding p-cladding; 2) temperature (in accordance with Fermi statistics). The energy barrier  $\Delta E$  is an important parameter of the energy alignment of neighbouring layers. Its value is in general not known and obtaining this value is an important task of laser diodes physics; our studies contributed to it to some extent.

It is known that the energy barrier decreases with increasing pressure [45,46], and this results in the increase of the leakage current and, consequently, in the increase of the threshold current. The decrease in temperature in its turn

decreases the leakage (which decreases the threshold current). The methods of analysis of the  $p$ - $T$  dependence (fig. 33-35) of threshold current proposed by us allows one to define the value of the energy barrier which electrons overcome [45,46]. For this it is necessary to separately consider two components of leakage: diffusion (Eq.34) and drift (Eq.35). Each of these models gives its expression (Eq.39,40) of the threshold current as a function of pressure and temperature. Our fitting of experimental curves for the threshold current with theoretical curves has shown that in AlGaInP and AlGaAs lasers a drift component of leakage dominates. The value of  $\Delta E$  in a 660 nm AlGaInP laser was 215 meV (calculated by me), in a 690 nm AlGaInP laser – 282 meV (calculated by us), and in a 780 nm AlGaAs laser – 300 meV (calculated by us). The information on the barrier for leakage may be used for optimizing the structures of semiconductor lasers.

The carrier leakage is responsible not only for the change in the threshold current, but also for the anomalous  $I$ - $V$  characteristics at the threshold in QW laser diodes. In case of normal  $I$ - $V$  characteristics of a laser diode, at the threshold the  $I_dV/dI$  suffers a kink-like decrease (fig. 5), which is conditioned by the decrease of the differential series resistance of the  $p$ - $n$  junction at the threshold [4]. In case of anomalous  $I$ - $V$  characteristics the differential resistance at the threshold increases. Earlier such an effect was observed in lasers by changing the temperature [65,67].

The similar behaviour of  $I$ - $V$  characteristics was observed by us both under the influence of low temperature (fig.36) and under the influence of high pressure (fig.37) in AlGaAs semiconductor structures (LD3, LD4- fig.16) [35].

Temperature and hydrostatic pressure effects were investigated in AlGaAs laser diodes operating in wavelength ranges between 780 and 850 nm. The spectral tuning and change of threshold current were measured. The electrical characterization by differential  $I$ - $V$  curves shows that there are cases of anomalous behaviour that is a positive step of the differential resistance at the threshold, instead of a regular negative step. These anomalous kinks of differential  $I$ - $V$  curves are identified in two typical cases: in some laser diodes the regular behaviour under normal circumstances converts into an anomalous one under high hydrostatic pressure or under lowered temperature. We suggest that the voltage drop on the sensitive layer in the laser heterostructure produces a small correction to the diode  $I$ - $V$  curve, so the latter includes an additional nonlinear electrical component besides the  $p$ - $n$  junction [35]. The differential resistance of the sensitive layer contributes to the threshold-related kink with a sign opposite to the regular effect. Therefore, the algebraic summation provides sometimes a regular (negative) cumulative result, but sometimes this summation gives an anomalous (positive) result. Occasional variations of parameters of the sensitive layers in diodes fabricated by different producers give rise to the observation of anomaly in some samples. High pressure and low temperature are the factors favourable for anomaly

as they increase the initial resistance of the sensitive layer (and the threshold currents in case of pressure). The sensitive layers are most probably the undoped optical-confinement (waveguide) layers of the separate-confinement heterostructure. The conductivity of this sensitive layer is modified by the injected carriers (effect of the injection-induced conductivity). The similar effect can be expected from the photoconductivity effect in other sensitive layers. But in well-designed laser diodes there are no candidates for photo-sensitive layers, as other components of the heterostructure are either transparent to the emission of the active region or low-resistance ones to give no rise of competitive voltage contribution [35].

The voltage correction caused by injection induced conductivity (Eq.42) produces variations of measured differential resistance step associated with the details of the laser structure (thickness of sensitive layer, composition and doping level, carrier depletion, etc.). We have demonstrated here that low temperature and high pressure are both favourable for an anomalous behaviour. These two factors, temperature and pressure, produce opposite effects on the threshold current in AlGaAs (LD3, LD4) lasers: lowering temperature gives a lower threshold, but the higher pressure produces a higher threshold. But in both cases we have noticed the appearance of an electrical anomaly which we associate with the injection-induced conductivity [35].

My measurements of electroluminescence spectra and threshold currents of InGaN/GaN semiconductor lasers under different pressures, in combination with interpretation and modeling performed by us, demonstrated that in the given structures a built-in electric field can exist, which should exert a negative influence upon characteristics of (Al, Ga, In)N laser diodes [33,34,44,73,74]. The existence of the built-in electric field (i. e. polarization induced electric field) is confirmed by a different rate of the electroluminescence peaks shift ( $dE_E/dP$  at different injection currents) to a blue region of the spectrum under the influence of hydrostatic pressure of two laser diodes: LD1 (quantum barriers (QB) without doping fig.15.a.) and LD2 (QB with Si doping  $-10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , fig.15.b.). Differences are observed at small currents (lower value of  $dE_E/dP$  in LD1 at currents below  $\sim 10 \text{ mA}$  - current density below  $\sim 150 \text{ A/cm}^2$ ), and vanish at higher injection levels [33,34,44].

According to us, this demonstrates that in LD1 structure there exists a built-in electric field which is screened by a injection of charge carriers into the quantum well (fig. 41.c). It should be underlined, that full screening of polarization induced electric fields in nitride laser diodes can be accomplished to lasing threshold ( $1 \text{ A}$ , threshold current density –  $12 \text{ kA/cm}^2$ ) [34]. In case of LD2 the  $dE_E/dP$  is identical in the whole range of currents (fig. 41.c), which shows full screening of the built-in field by Si doping concentration in the QBs.

The results are also confirmed by our modeling of the shift rate of  $dE_E/dP$  as a function of doping concentration (fig. 41.b), by measurements of the photoinduced current in GaN LED D1, D2 (D1- quantum barriers (QB) without doping, D2- QB with Si doping  $-10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) (fig.41.d) [34].

An important conclusion follows from this: the built-in electric field in InGaN/GaN lasers is easily screened both by an injection of carriers and doping of QBs.

But as the thresholds of both laser diodes are close to each other and pressure independent we can conclude that internal electric fields in such structures do not have such a large influence on lasing properties as it was generally considered.

In case of investigated long-wavelength GaSb semiconductor lasers (for example LD6IT-2.4  $\mu\text{m}$  – fig.17.b), we deal with the dominating influence of Auger recombination, which directly follows from the analysis of threshold current as a function of pressure [27]. With increasing the pressure to 8 kbar the threshold current decreases (fig. 42), which is caused by the domination of direct Auger recombination of CHCC type (Fig.8) and connected with the increase in the activation energy of this process (Equations 16 and 17).

Above 8 kbar we observed an increase of the threshold current, which we interpret to be related to Auger recombination of CHSH type (Fig.8). CHSH recombination is related to resonances between energy transitions of conduction band – valence band (the energy of emitted photons) and the transitions of valence band – spin-orbital splitting band.

An additional mechanism leading to an increased threshold can be related to the last term in Eq. (16), namely the leakage current  $I_L$ . There are two regions that contribute to the electron leakage: the  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  waveguide and the  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$  cladding. The lowest conduction-band minimum in the waveguide occurs at the  $L$  point of the Brillouin zone, while in the cladding it occurs at the  $X$  point. The  $\Gamma-L$  and  $\Gamma-X$  energy separations decrease with pressure at the rate of about 6 meV/ kbar and 12 meV/ kbar, respectively. This means that the QW becomes effectively shallower under pressure, and that the distance from the Fermi level to  $L$  and  $X$  minima becomes substantially reduced at high pressure (fig. 45) [27].

The results of our analyses of threshold current behaviour for the multimode laser structures emitting at wavelengths of 2.3  $\mu\text{m}$  (LD6III) and 2.5  $\mu\text{m}$  (LD6II) (fig.43) and a one-mode laser at 2.4  $\mu\text{m}$  (composition similar to LD6IT) are confirmed by a detailed p-T dependence of threshold current of laser LD6IT (fig.44).

In case of  $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}/\text{GaAs}$  long-wave semiconductor lasers (LD5-1.34  $\mu\text{m}$  – fig. 17.a.) we are dealing with Auger recombination which causes a sharp increase in the threshold current with increasing pressure (fig.31) [36]. My calculations of the modal net gain (by Hakkı-Paoli method) of a one-mode laser have shown that the gain decreases with increasing the pressure from 0 to 21 kbar by 1.5 times (fig.51) [36].

The established effects of the influence of different factors on the emission efficiency of the studied typical laser structures are applicable for the development of specific systems. In particular, by using the optical system: the laser diode - graded-index microlenses- sapphire window for extracting the laser emission from the high-pressure cell into the diffraction grating in the Littrow configuration for the first time, we managed to obtain  $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}/\text{GaAs}$  semiconductor laser diode simultaneously tunable by hydrostatic pressure, temperature and by an external cavity. We showed that an external cavity allows one to tune the laser emission in such a system almost within the whole positive optical gain range (fig.47) [36]. With this external cavity, the modal structure of the emission spectrum and modal stability improve, and the threshold current decreases (fig.51).

Using a  $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$  pressure-tunable multi-mode semiconductor laser (LD6IT –  $\lambda=2.4 \mu\text{m}$ ) the absorption analysis of two gases ( $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$  – fig. 53,54), the absorption wavelength lines of which differ much (1.99-2.02  $\mu\text{m}$  and 2.31-2.32  $\mu\text{m}$ , respectively), was realized for the first time in this work.

Taking an InGaAs laser ( $\lambda=980 \text{ nm}$ ) as an example, the use of a laser diode as a high-pressure manometer was realized for the first time (using the wavelength of laser emission as a measure of pressure –fig. 56). The mentioned laser was selected because of a low value of threshold current, good stability and considerable pressure tunability of the laser emission wavelength (fig. 30). With the help of such a manometer the investigations of InGaN/GaN lasers were conducted. The measurement error did not exceed 0.2 kbar.

Summarizing the above, it should be emphasized that the results of measurements were obtained due to a high efficiency, reliability and stability of the developed optical systems extracting the light emission from the high-pressure cell. These systems allowed us to study the properties of quantum-well semiconductor lasers and different phenomena occurring in them.

This undoubtedly demonstrates that the experimental methods based on the use of hydrostatic pressure and completed with temperature change used for the

first time to analyse semiconductor laser quantum structures and tuning of corresponding laser emission are extremely promising for fundamental and applied studies of radiative semiconductor quantum structures and can be used for the design of semiconductor devices.

### **VIII. Köszönetnyilvánítás**

Köszönettel tartozom témavezetőmnek, Dr. Kökényesi Sándornak, aki segítette a doktori munkám elkészítését, valamint az eredmények kiértékelését és értelmezését.

Köszönettel tartozom Dr. Bercha Artemnek (Varsói IHPP PAS UNIPRESS), aki jelentősen hozzájárult ahhoz, hogy az adott érdekes és aktuális témával kezdtem foglalkozni, tanácsaival segített a mérésekben és segített az eredmények értelmezésében, Dr. Witold Trzeciakowski (Varsói IHPP PAS UNIPRESS), hogy lehetőséget biztosított a lézerstruktúrák magas nyomás alatti tanulmányozására.

Köszönet illeti Dr. Tadeusz Suskit (Varsói IHPP PAS UNIPRESS) aki szorgalmazta a GaN alapú lézerek magasnyomású tanulmányozását, valamint tanácsaival segített az eredmények kiértékelésében.

Köszönöm továbbá Dr. Csík Attilának (Debreceni Egyetem) és kollégáimnak: Pawel Adamiecnek, Dr. Gijs Franssennek (Varsói IHPP PAS UNIPRESS) akik tanácsaikkal és segítőkészségükkel jelentős mértékben hozzájárultak a doktori munkám megírásában.

### IX. Irodalomjegyzék

1. Jacques I. Pankove, *Optical processes in semiconductors*, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1971.
2. V.P. Dragunov, I.G. Neizvestnyj, V.A. Gridcin, *Osnovi nanoelektroniki*. NGTU, Novosibirsk 2000, 332.
3. S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Ch1-2, Wiley-Interscience, New York (1981).
4. H.C. Casey, M.B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York (1978).
5. *Semiconductors Basic Data*, ed. by O. Madelung, Springer-Verlag, New-York, Berlin, Heidelberg, (1996), 311.
6. I. Mojzes, S. Kökényesi, *Fotonikai anyagok és eszközök*, Műegyetemi Kiadó, (1997) 330.
7. R.N. Hall et al., *Phys.Rev.Lett.*, **9**, 366 (1962).
8. M.G. Bernard, G. Duraffourg, *Phys.Stat. Solidi*, **1**, (1961) 699.
9. L.A. Coldren, S.W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, New York 1995.
10. Basil W. Hakki and Thomas L. Paoli, *J. Appl. Phys.* **46**, (1975) 1299-1306.
11. D.A.B. Miller, D.S.Chemla, S. Schmitt-Rink, *Phys. Rev.*, **B33** (1986) 6976.
12. P. Lefebvre, S. Anceau, P. Valvin, T. Taliercio, L. Konczewicz, T. Suski, S.P. Lepkowski, H. Teisseyre, H. Hirayama, Y. Aoyogi, *Phys. Rev.* **B66**, (2002) 195330.
13. D. P. Bour, D. W. Treat, R. L. Thornton, R. S. Geels, and D. F. Welch, *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, (1993), 1337.
14. A.T. Meney, A.D. Prins, A.F. Philips, J.L. Sly, O'Reilly, D.J. Dunstan, A.R. Adams, A. Valster, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **1**, no.2, (1995), 697.
15. S.A. Wood, C.H. Molloy, P.M. Snowton, P. Blood, and D.J. Somerford, *Appl. Phys. Lett.*, **75** (1999) 1748.
16. R.F. Kazarinov, M.R. Pinto, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, (1994), 49.
17. A. Haug, D. Kerkhoff, W. Lochmann, *Phys. Stat. Sol. (b)* **89** (1978) 357.
18. A. Haug, *Appl. Phys.* **B44**, (1987) 151.
19. B. Gönül, *Semicond. Sci. Technol.* **14**, (1999), 648.
20. A. Haug, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **16**, (1983), 4159.
21. A. Haug, *J.Phys. Chem. Solids*, **49**, (1988), 599.
22. A. Haug, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, (1992), 1337.
23. G.P. Agrawal, N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2<sup>nd</sup> (ed. Van Nostrand-Reinhold), New-York, (1986).

24. *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes*, ed. by S. Nakamura and S. F. Chichibu (Taylor & Francis, London, 2000).
25. B. Mroziewicz, M. Bugajski, W. Nakwaski, *Physics of Semiconductor Lasers*, PWN, Warszawa, 1991.
26. B.R. Bennet, R.A. Soref, J.A. del Alamo, *IEEE J. Quantum Electronics*, **26** (1990), 113.
27. P. Adamiec, A. Salhi, R. Bohdan, A. Bercha, F. Dybala, W. Trzeciakowski, Y. Rouillard, A. Jouillie, *Appl. Phys. Lett.*, **85** (2004), 4292.
28. M.D. Frogley, J.L. Sly, D.J. Dunstan, *Phys. Rev.* **B58** (1998), 12579.
29. F. Mournaghan, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **30** (1944), 244.
30. [www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/](http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/)Electronic archive. New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties.
31. Kam Y. Lau, *Ultralow threshold quantum well lasers*, (Quantum well lasers, ed. Peter S. Zory, Jr), Academic Press. Inc., San Diego, (1993) 189.
32. C.J. Hawthorn, K.P. Weber, and R.E. Scholten, *Rev. of Scient. Instruments* **72** (2001) 4477.
33. T. Suski, G. Franssen, P. Perlin, R. Bohdan, A. Bercha, P. Adamiec, F. Dybala, W. Trzeciakowski, P. Prystawko, M. Leszczyński, I. Grzegory, S. Porowski, *Appl. Phys. Lett.*, **84** (2004) 1236.
34. G. Franssen, T. Suski, P. Perlin, R. Bohdan, A. Bercha, W. Trzeciakowski, I. Makarowa, P. Prystawko, M. Leszczyński, I. Grzegory, and S. Porowski, S. Kökényesi, *Appl. Phys. Lett.* **87** (2005) 041109.
35. P.G. Eliseev, P. Adamiec, A. Bercha, F. Dybala, R. Bohdan, W. Trzeciakowski, *IEEE J. Quantum. Elect.* **41** (2005) 9.
36. A. Bercha, F. Dybala, K. Komorowska, P. Adamiec, R. Bohdan, W. Trzeciakowski, J. A. Gupta, P. J. Barrios, G. J. Pakulski, A. Delage, Z. R. Wasilewski Publication: *Proc. SPIE* **5722** (2005)565.
37. R. Wisniewski, A.J. Rostocki, K. Krajski, W. Boch, *Wysokie cisnienia, wytwarzanie, poiry, zastosowania*, Wyd. Naukowo-Techniczne, Warszawa, (1980) 328.
38. Eremets M.I., Itskevich E.S., Kosichkin Yu.V. et al., *Instrum. Exper. Techn.* **21** (1978) 487.
39. K. Vedman, P. Limsuvan, *J. Chem. Phys.* **69** (1978) 4762.
40. K. Vedman, P. Limsuvan, *J. Chem. Phys.* **69** (1978) 4772.
41. P. Adamiec, F. Dybala, A. Bercha, R. Bohdan, W. Trzeciakowski, M. Osinski, *Proc. SPIE* **4973** (2003)158.
42. F. Dybala, P. Adamiec, A. Bercha, R. Bohdan, W. Trzeciakowski, *Proc. SPIE* **4989** (2003) 181.
43. R. Bohdan, A. Bercha, P. Adamiec, F. Dybala, and W. Trzeciakowski, *Instruments and Experimental Techniques*, **47**(3) (2004) 422.

44. G. Franssen, T. Suski, P. Perlin, R. Bohdan, A. Bercha, P. Adamiec, F. Dybala, W. Trzeciakowski, K. Kazlauskas, G. Tamulaitis, A. Žukauskas, R. Czernecki, M. Leszczyński, and I. Grzegory, *Phys. Stat. Sol.(c)* **2** (2005) 1019.
45. A. Bercha, P. Adamiec, F. Dybala, R. Bohdan, W. Trzeciakowski, *Proc. SPIE* **4986**, (2003) 613.
46. P. Adamiec, T. Swietlik, R. Bohdan, A. Bercha, F. Dybala, W. Trzeciakowski, *Acta Physica Polonica A*, **103** (2003) 585.
47. P. Adamiec, F. Dybala, A. Bercha, R. Bohdan, W. Trzeciakowski, *Proc. SPIE* **5120**, (2002) 172.
48. F. Dybala, P. Adamiec, A. Bercha, W. Trzeciakowski, T. Piwonski, P. Sajewicz, M. Bugajski, *IEEE Proceedings of ICTON, 2002 International Conference on Transparent Optical Networks* **2** (2002) 93.
49. P. Perlin, V. Iota, B.A. Weinstein, P. Wisniewski, T. Suski, P.G. Eliseev, M. Osinski, *Appl. Phys. Lett.* **70**, (1997), 2993.
50. G. Vaschenko, D. Patel, C.S. Menoni, N.F. Gardner, J. Sun, W. Gotz, C.N. Tome, B. Clausen, *Phys. Rev.* **B64** (2001) 241308.
51. M. Hawley, A. R. Adams, M. Silver, A. R. Adams, *IEEE J. Quantum Electron.* **29** (1993) 1885.
52. A. D. Prins, J.L. Sly, A.T. Meney, D.J. Dunstan, E.P. O'reilly, A.R. Adams, A. Valster, *J. Phys. Chem. Solids* **56** (1995) 423.
53. T. Kobayashi, R.S. Deol, *Appl. Phys. Lett.* **58** (1991) 1289.
54. E.P. O'reilly, G. Jones, M. Silver, A.R. Adams, *Phys. Stat. Sol. (b)* **198** (1996) 363.
55. N. Lifshitz, A. Jayaraman, R. A. Logan, R.G. Maines, *Phys. Rev.* **B20** (1979) 2398.
56. T. Sauncy, M. Holtz, O. Brafman, D. Fekete, Y. Finkelstein, *Phys. Rev.* **B59** (1999) 5056.
57. S.R. Jin, S.J. Sweeney, C.N. Ahmad, A.R. Adams, B.N. Murdin, *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004) 357.
58. H. Muller, R. Trommer, M. Cardona, P. Vogl, *Phys. Rev.* **B21**, (1980), 4879.
59. A. Virro, J. Friedenthal, A. Gerst, P. Louk, A. Niilisk, A. Rosental, *Semicind. Sci. Technol.* **5** (1990) 847.
60. A. L. Edwards, H. G. Drickamer, *Phys. Rev.* **122**, (1961), 1149.
61. R. J. Warburton, R. J. Nicholas, N. J. Mason, P.J. Walker, A.D. Prins, D. J. Dunstan, *Phys. Rev.* **B43** (1993) 4994.
62. V.E. Kudrjasov, S.S. Mamakin, A.N. Turkin, A. E. Junovitch, A.N. Kovalev, D. I. Manjachin, *Fizika i tehnika poluprovodnikov*, **35** (2001) 861.

63. D.P. Bour, R.S. Geels, D. W. Treat, T.L. Paoli, F. Ponce, R.L. Thorton, B.S. Krusor, R. D. Bringans, D. F. Welch, *IEEE J. Quantum Electron.* **30** (1994) 593.
64. Thomas L. Paoli, Peter A. Barnes, *Appl. Phys. Lett.* **28** (1976) 714.
65. Vu Van Luc, P. G. Eliseev, M.A. Manko, G.T. Mikaelian, O.G. Okhotnikov, *Proc. Lebedev Phys. Inst., N.G. Basov, Ed. , New York, Nova Sci., Commack*, **166** (1986) 236.
66. P.G. Eliseev, J. Maege, G. Erbert, G. Beister, *J. Quantum Electron.*, **25** (1995) 99.
67. P.G. Eliseev, O. G. Okhotnikov, G.T. Pak, *Kratk. Soobsh. Po Fizike, FIAN, Moscow (in Russia)*, N3 (1984) 21.
68. Y. Mitsuhashi, J. Shimada, S. Mitsutsuka, *IEEE J. Quant. Electron.* **17** (1981) 1216.
69. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoko, and Y. Sugimoto, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **35** L74 (1996).
70. Grzegory, M. Bockowski, S. Krukowski, B. Lucznik, M. Wroblewski, J. L. Weyher, M. Leszczynski, P. Prystawko, R. Czernecki, J. Lehnert, G. Nowak, P. Perlin, H. Teisseyre, W. Purgal, W. Krupczynski, T. Suski, L. Dmowski, E. Litwin-Staszewska, C. Skierbiszewski, S. Lepkowski, and S. Porowski, *Acta Phys. Pol. A* **100** (2001) 229 .
71. P. Perlin, I. Grzegory, M. Leszczyn´ski, P. Prystawko, R. Czernetzki, G. Nowak, P. Wisniewski, L. Dmowski, H. Teisseyre, E. Litwin-Staszewska, T. Suski, M. Bockowski, B. łuczniak, G. Franssen, and S. Porowski, in *Gallium-Nitride-based Technologies*, edited by M. Osinski (SPIE, Bellingham, 2002).
72. F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, *Phys. Rev. B* **56**, R10024 (1997).
73. G. Franssen, R. Bohdan, S. Lepkowski, W. Trzeciakowski, T. Suski, and P. Perlin. XXXII International school on the physics of semiconducting compounds Jasowiec, Abstracts, (2003), 123.
74. G. Franssen, T. Suski, P. Perlin, R. Bohdan, A. Bercha, P. Adamiec, F. Dybala, W. Trzeciakowski, L.H. Dmowski, S.P. Lepkowski, H. Teisseire, P. Prystawko, R. Czernecki, M. Leszczynski, I. Grzegory, and S. Porowski. XXXIII International school on the physics of semiconducting compounds Jasowiec, Abstracts, (2004), 127.
75. A. Vicet, D.A. Yarekha, A. Perona, Y. Rouillard, S. Gaillard, A.N. Baranov, *Spectrochimica Acta Part A* **58**, (2002), 2405.
76. Akira Sugimura, *J. Appl. Phys.*, 51, (1980), 4405.
77. Akira Sugimura, E. Patzak, and P. Meissner, *IEEE J. Quant. Electronics*, **QE-21**, (1985), 1851.

78. A.N. Baranov, C. Fouillant, P. Grunberg, J.L. Lazzari, S. Gaillard, A. Joullie, *Appl. Phys. Lett.* **65**, (1994), 616.
79. Sadao Adachi, *J.App. Phys.*, **61**, (1987), **4869**.
80. R.A. Bendryus, A. Y. Shileika, *Sov. Phys. Semicond.* **6**, (1972), 1042.
81. S.R. Jin, S.J. Sweeney, A.R. Adams, H. Riechert, *Appl. Phys. Lett.* **82**, (2003), 2335.
82. L. S. Rothman, et al., *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer* **48**(1992) 469.  
HITRAN

# Magas nyomás hatása a kvantumpotenciál-gödör-lézerstruktúrák elektronfolyamataira

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

Írta: Bohdan Roland, okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem fizika tudományok doktori iskola szilárdtestfizika és anyagtudomány programja keretében

Témavezető: Dr. Kökényesi Sándor

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr. ....  
tagok: Dr. ....  
Dr. ....

A doktori szigorlat időpontja: 200... ..

Az értekezés bírálói:

Dr. ....  
Dr. ....

A bírálóbizottság:

elnök: Dr. ....  
tagok: Dr. ....  
Dr. ....  
Dr. ....  
Dr. ....

Az értekezés védésének időpontja: 200... ..