

Mérési jegyzőkönyv:

Félvezetőfizikai mérések

Jóni Bertalan, Rakyta Péter

4. éves fizikus hallgatók

mérés időpontja: 2007. szeptember

Mérésvezető:
Serényi Miklós

1. Félvezető lézerek elektromos és elektrooptikai paramétereinek mérése

1.1. Bevezetés

Jelen mérés során az injekciós lézer vagy hétköznapi nevén a lézerdióda működésével, annak elektromos és elektrooptikai paramétereinek mérésével ismerkedtünk meg. A félvezető lézereket napjainkban széleskörűen alkalmazzák a fénytávközlésben, az információ feldolgozásában, az automatizálásban és a szórakoztató elektronikai iparban is. A hagyományos lézerekkel ellentétben itt a fénykibocsátás széles energiasávok közötti átmenetek eredménye, ezért szélesebb az emissziós spektrum, viszont az aktív tartomány kis méretei miatt lényegesen nagyobb a fénynyaláb divergenciája. Azonban kis mérete és előnyös működési paraméterei a lézerdiódát kompatibilissé teszik a többi félvezető eszközzel. Működési elve a félvezetők vezetési sávjában és a valenciasávban elhelyezkedő lyukak fotonkibocsátással történő rekombinációján alapul. Először 1961-ben N.G. Baszov és munkatársai írták le, hogy a félvezető $p - n$ átmenet tartományában rekombinálandó töltéshordozók megfelelő sűrűsége koherens emissziót tesz lehetővé, de a gyakorlatban is használható lézereket csak az 1969-70-es években sikerült létrehozni.

1.2. Félvezető lézerek működési elve

A sugárzásos rekombinációval kapcsolatos folyamatok a vezetési sáv és a valenciasáv között mennek végbe. Az elektron-lyukpár egyesülésekor keletkező fény hullámhossza jó közelítéssel

$$\lambda = \frac{hc}{E_g}, \quad (1)$$

ahol E_g a tiltott sáv szélessége, c a fénysebesség és h a Planck állandó. Az inverz betöltés és ennek következtében a fényerősítés létrejöttének feltétele:

$$E_{F_c} - E_{F_v} > hv > E_g, \quad (2)$$

,ahol E_{F_c} és E_{F_v} a vezetési, illetve a valenciasávra vonatkozó *kvázi-Fermi szintek*. Eszerint ahhoz, hogy az indukált emisszió sebessége meghaladja az abszorpcióét, a kvázi-Fermi szintek szétválásának nagyobbak kell lennie, mint a fényerősítés folyamatában résztvevő fotonok energiája. Ez nagy nemegyensúlyi töltéshordozó létrehozását követeli meg. A lézerdióda működéséhez tehát alapvetően három dolog kell:

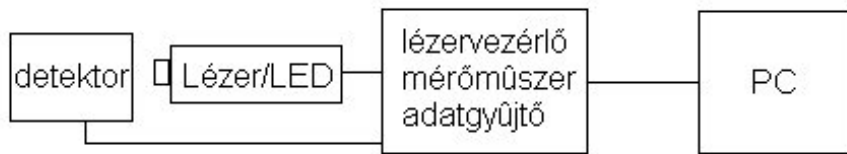
1. rekombinációs tartomány, ahol a populációinverziót elektron-lyukpárok injekciója hozza létre
2. belső hullámvezető a hatékony erősítés megvalósításához
3. optikai üregrezonátor a pozitív visszacsatoláshoz.

Az első két feltételt ún. kettős hetero szerkezettel valósítják meg. Ez egy olyan struktúra, ahol egy szubmikronos réteget ágyaznak be két szélesebb tiltott sávú félvezető közé a határfelületek rácsillesztésére odafigyelve. A két külső réteg segíti a töltéshordozóknak és a fénynek az együtt

tartását az aktív tartományban. A harmadik feltétel teljesítésére általában Fabry-Perot típusú rezonátort használnak. Kihasználva, hogy a félvezetők törésmutatója nagy, hasított véglapok kialakításával biztosítják a félig áteresztő tükörfelületet. Ezek a felületek merőlegesen az aktív rétegre. A LED-ek és a félvezető lézerek működése lényegében csak a harmadik feltétel (rezonátor) biztosításában tér el egymástól: LED-ek működéséhez nincs szükség üregezonátorra, mivel csak a spontán fényemissziót használják ki fénykibocsátásukhoz.

1.3. A LED és a lézer karakterisztikájának összehasonlítása

A félvezető lézer működését különböző karakterisztikák és paraméterek határozzák meg. A következőkben ezeket vizsgáljuk. A fénytjeljesítmény-áramerősség karakterisztikának két jellegzetes szakasza van: a spontán emissziós (LED) tartomány és az indukált emissziós (lézer) tartomány. A kettőt egymástól a küszöbáram választja el, melyet a karakterisztika meredek szakaszának visszametszésével határozzunk meg. A mérést az 1. ábrán látható mérőberendezéssel végeztük el. Az $L - N2$ lézer fénytjeljesítmény-áram karakterisztikáját a 2. ábra szemlélteti. A



1. ábra. A lézert áramgenerátorral működtetjük. A detektor áramából kalibrálás után meghatározható a kibocsátott fénytjeljesítmény, melyet számítógéppel ábrázolhatunk a lézeren átfolyó áram

karakterisztika meredek szakaszára illesztett egyenes paraméterei:

$$P(I) = aI + b \quad a = (0.746 \pm 0.001) \frac{\text{mW}}{\text{mA}} \quad b = (-23.87 \pm 0.05) \text{ mW} \quad (3)$$

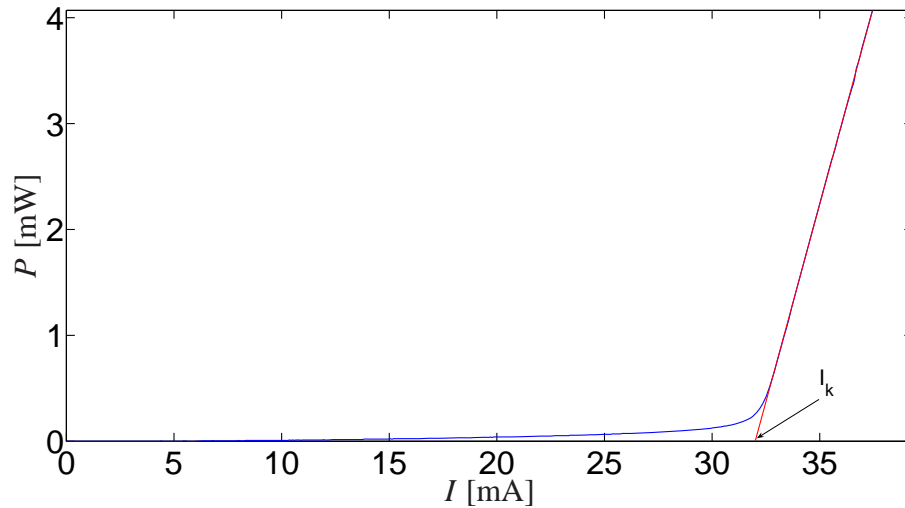
Ebből könnyű számolással adódik a küszöbáram ($T = 22^\circ\text{C}$ mérési hőmérséklet mellett):

$$I_K = (32.0 \pm 0.1) \text{ mA} \quad (4)$$

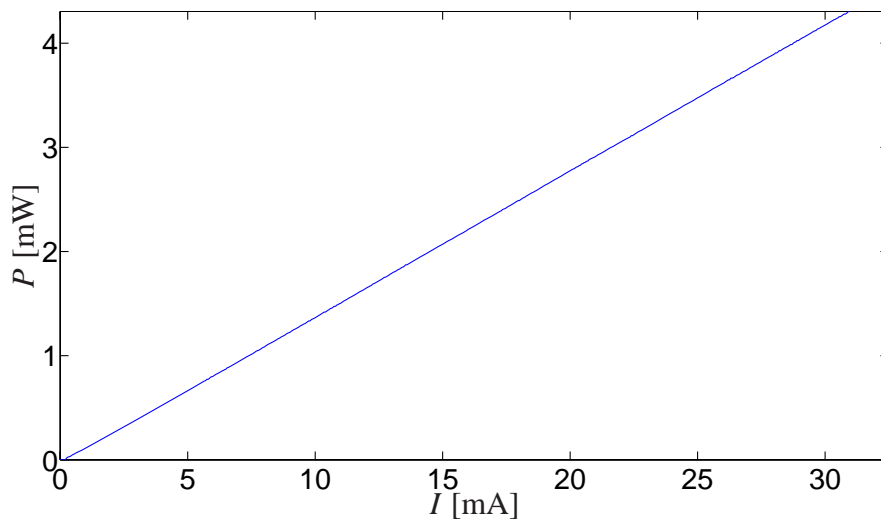
Hasonló mérési elrendezésben felvettük egy LED (*LED T750*) fénytjeljesítmény-áramerősség karakterisztikáját is. Az eredményt a 3. ábra szemlélteti. A különbség a LED és a lézer karakterisztikája között szembeűnő: a LED mindvégig spontán emissziós tartományban működik, mivel nem tartalmaz üregezonátort, ami az indukált emisszió szükséges feltétele félvezető lézereknél. Ezek után felvettük az előzőekben használt LED és lézer *feszültség-áram* karakterisztikáját is. A lézer karakterisztikája a derivált grafikonnal együtt a 4. ábra szemlélteti. A lézer működését jó közelítéssel az alábbi egyenletek írják le:

$$I \approx I_0 \left(\exp\left(\frac{Uq}{mk_B T}\right) - 1 \right) \quad \text{ha } I < I_k \quad (5)$$

$$U \approx \frac{E_g}{q} + IR_s \quad \text{ha } I > I_k \quad (6)$$



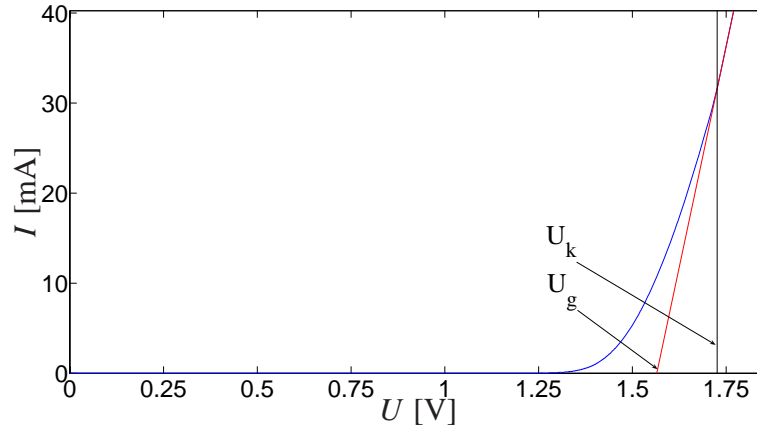
2. ábra. Az $L - N_2$ lézer fénytéljesítmény-áram karakterisztikája. A használt lézer névleges hullámhossza $\lambda = 790 \text{ nm}$, a detektor érzékenysége ennél a hullámhossznál $\eta = 0.488 \frac{\text{mA}}{\text{mW}}$, a mérést $T = 22^\circ\text{C}$ hőmérséklet mellett végeztük el. A karakterisztikából a küszöbáramra $I_K = (32.0 \pm 0.1) \text{ mA}$ adódott.



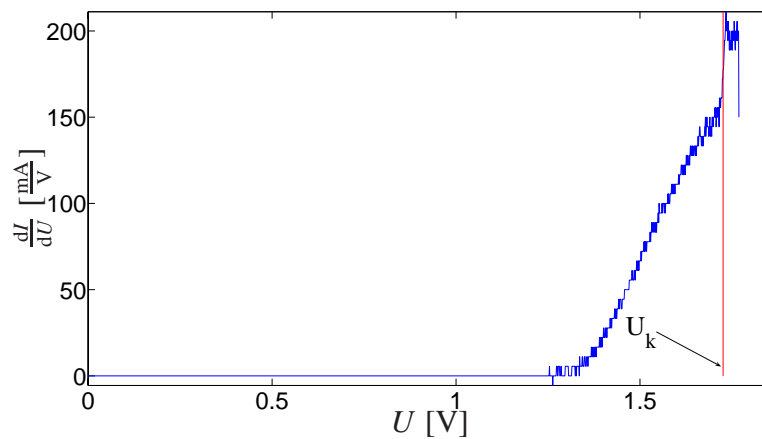
3. ábra. Az $LED T750$ LED-dióda fénytéljesítmény-áram karakterisztikája. A használt LED névleges hullámhossza $\lambda = 750 \text{ nm}$, a detektor érzékenysége ennél a hullámhossznál $\eta = 0.471 \frac{\text{mA}}{\text{mW}}$, a mérést $T = 22^\circ\text{C}$ hőmérséklet mellett végeztük el.

Az egyenleteknek megfelelően a feszültség-áram karakterisztikát egy törés jellemzi annál az értéknél, ahol az áram eléri a küszöbértéket ($U_k \approx 1.726 \text{ V}$) A törés nagyon jól megfigyelhető a derivált ábrán. A törés utáni lineáris szakaszra egyenest illesztve megkaphatjuk a tiltott sáv szélességet és $p - n$ átmeneten eső soros ellenállást (R_s) is. Az illesztésből az alábbi eredmények adódnak:

$$E_g = (1.56 \pm 0.02) \text{ eV} \quad R_s = (5.10 \pm 0.03) \Omega \quad (7)$$



(a) A lézer feszültség-áram karakterisztikája



(b) A lézer feszültség-áram karakterisztikájának derivált grafikonja

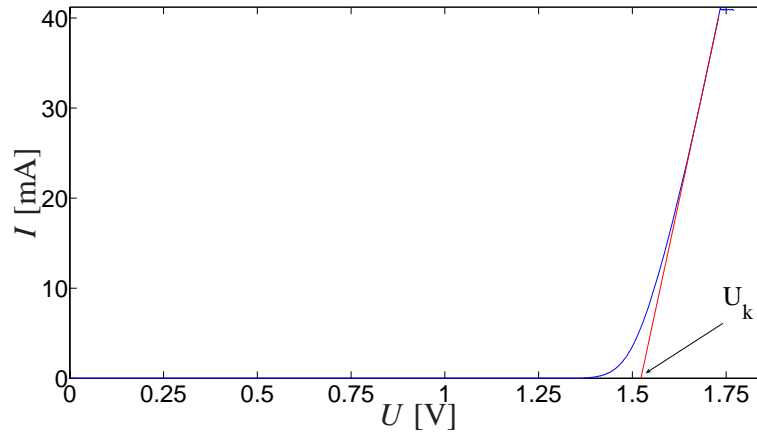
4. ábra. Az $L - N2$ lézer feszültség-áram karakterisztikája. A használt lézer névleges hullámhossza $\lambda = 790 \text{ nm}$, a mérést $T = 22^\circ\text{C}$ hőmérséklet mellett végeztük el. A grafikonból a tiltott sáv szélesség $E_g = (1.56 \pm 0.02) \text{ eV}$ -nak adódott.

A tiltott sáv szélességből meghatározhatjuk a lézer hullámhosszát is az alábbi összefüggés segítségével:

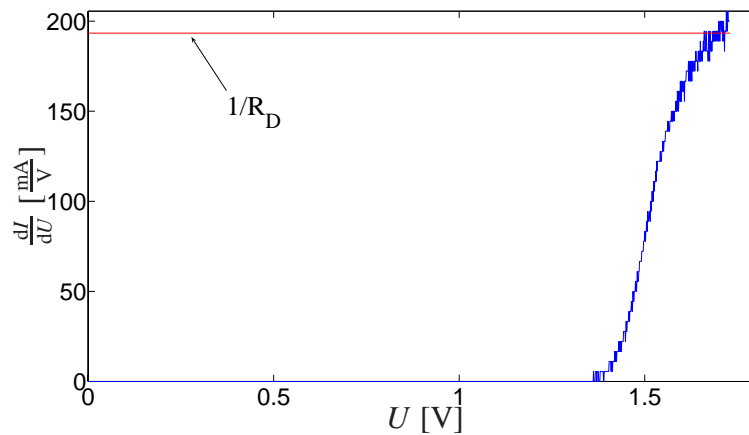
$$\frac{\lambda}{\mu\text{m}} = \frac{1.242 \text{ eV}}{E_g} \quad (8)$$

A hullámhosszra így $\lambda \approx 794 \text{ nm}$ adódott. Ez a megadott értékhez képest kevesebb mint 1%-os eltérést jelent. Hasonlóan felvehetjük a LED-re jellemző feszültség-áram karakterisztikát is. A grafikonokat az 5. ábra szemlélteti. A karakterisztika végén levő lineáris szakaszra egyenest illesztve meghatározhatjuk a LED küszöbfeszültségét (U_k) és a $p - n$ átmenet soros ellenállását (R_D). (Ez az a szakasz, ahol a derivált ábrán a grafikon egy konstans érték körül osszcillál.) Az illesztésből az alábbi eredmények adódnak:

$$U_k = (1.523 \pm 0.006) \text{ V} \quad R_D = (5.17 \pm 0.01) \Omega \quad (9)$$



(a) A LED feszültség-áram karakterisztikája



(b) A LED feszültség-áram karakterisztikájának derivált grafikonja

5. ábra. Az LED T750 LED-dióda feszültség-áram karakterisztikája. A használt LED névleges hullámhossza $\lambda = 750$ nm, a mérést $T = 22^\circ\text{C}$ hőmérséklet mellett végeztük el. A grafikonból a LED küszöbfeszültsége $U_k = (1.523 \pm 0.006)$ V. A küszöbfeszültség felett a $p-n$ átmenet jó közelítéssel $R_D = (5.17 \pm 0.01)$ Ω soros ellenállással rendelkezik.

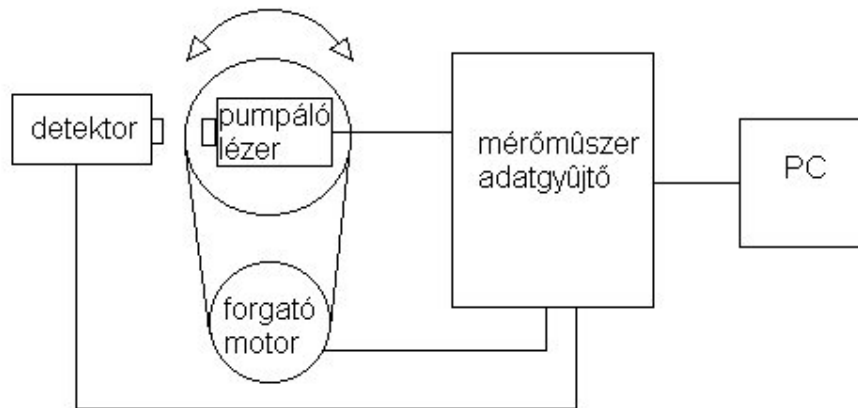
1.4. A lézer távoltéri intenzitáseloszlásának mérése

A lézer kisméretű emittáló felülete miatt a fénynyaláb divergenciája lényegesen nagyobb, mint a hagyományos lézereké. A lézersugár divergenciáját a 6. ábrán látható elrendezés segítségével mértük meg. A méréshez $\lambda = 1130$ nm hullámhosszú lézert használtunk. Általában távoltéri intenzitás-szög eloszlás félérték szélessége az aktív réteggel párhuzamosan $5 - 35^\circ\text{C}$, a merőleges irányban pedig $25 - 50^\circ\text{C}$ között változhat. Esetünkben az eredményeket a 7. ábra szemlélteti. Az ábrán a kisebb félérték szélességű grafikon az aktív réteggel paralell intenzitáseloszláshoz tartozik, míg a nagyobb félérték szélességű grafikon az aktív rétegre merőleges intenzitáseloszlást szemlélteti. Az ábrákról leolvasható félérték szélességek:

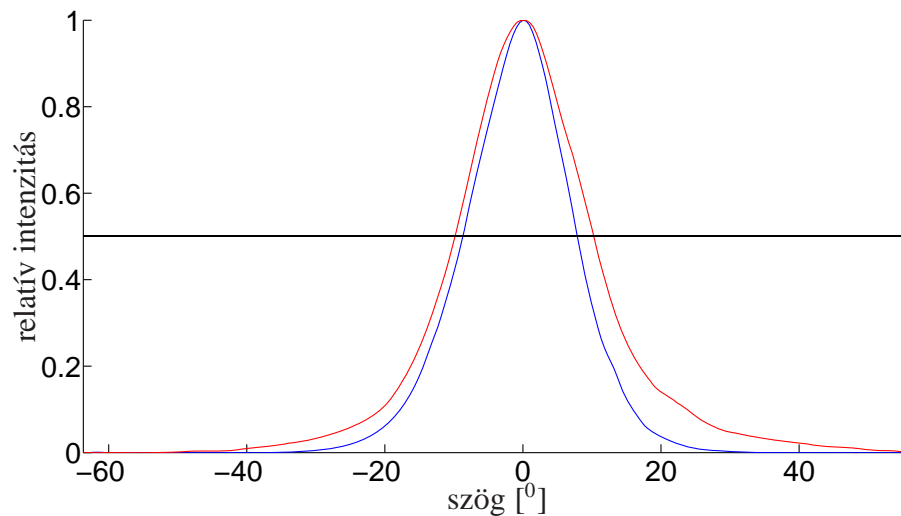
$$\Delta_{\text{paralell}} = 16.56^\circ \quad \Delta_{\text{meroleges}} = 20.40^\circ . \quad (10)$$

A két félérték szélesség aránya:

$$\frac{\Delta_{\text{meroleges}}}{\Delta_{\text{paralell}}} \approx 1.23 . \quad (11)$$



6. ábra. A lézer távoltéri intenzitáseloszlás mérésének vázlatos elrendezése. A lézert egy forgatható motor mozgatja 120° -os szögtartományban. A detektorral mérjük a fényintenzitást, melyet számítógép segítségével ábrázolhatunk a szög függvényében.

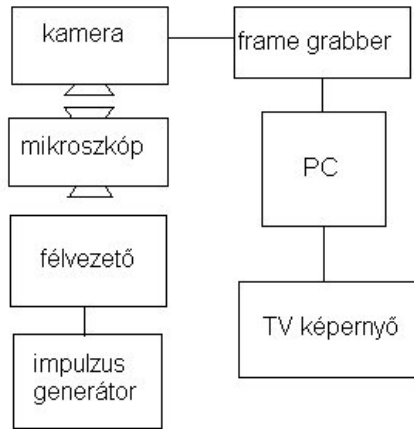


7. ábra. A lézer távoltéri intenzitáseloszlás mérésének eredménye. A kisebb félérték szélességű grafikon az aktív réteggel paralell intenzitáseloszláshoz tartozik, míg a nagyobb félérték szélességű grafikon az aktív rétegre merőleges intenzitáseloszlást szemlélteti.

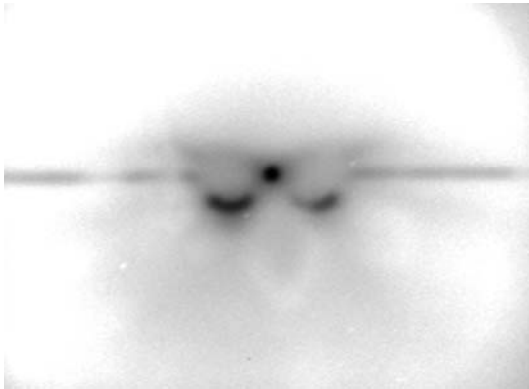
Ez az érték nagyon jól jellemzi a lézersugár keresztmetszetének a körtől való eltérését.

1.5. A lézer kézeltéri intenzitáseloszlásának mérése

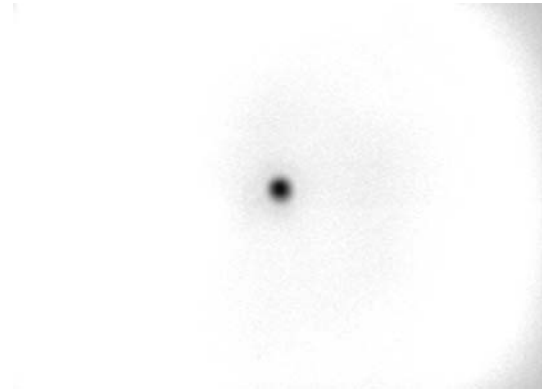
A méréshez $\lambda = 1140$ nm hullámhosszú lézert használtunk. A CCD-kamera segítségével egy nagyított képet rögzíthettünk a lézer közeltéri intenzitáseloszlásáról a lézer küszöbárama alatti és feletti működési tartományban (8. ábra). A felvételeket a 9. ábra szemlélteti. Kiválasztva a CCD chip pixelei közül egy sort, összehasonlíthatjuk a küszöbáram alatti és feletti tartományban való működtetés intenzitáseloszlását. A küszöbáram alatti működtetéshez 1 : 1 kitöltésű négyszögjelet, míg a küszöbáram feletti működtetéshez 1 : 1000 kitöltésű négyszögjelet használtunk a



8. ábra. A lézer közeltéri intenzitáseloszlás mérésének vázlatos elrendezése. Az intenzitáseloszlást egy optikai rendszeren keresztül nagyítva láthatjuk a TV képernyőn. A képet egy CCD chip rögzíti.



(a) Felvétel a küszöbáram alatti működési tartományban



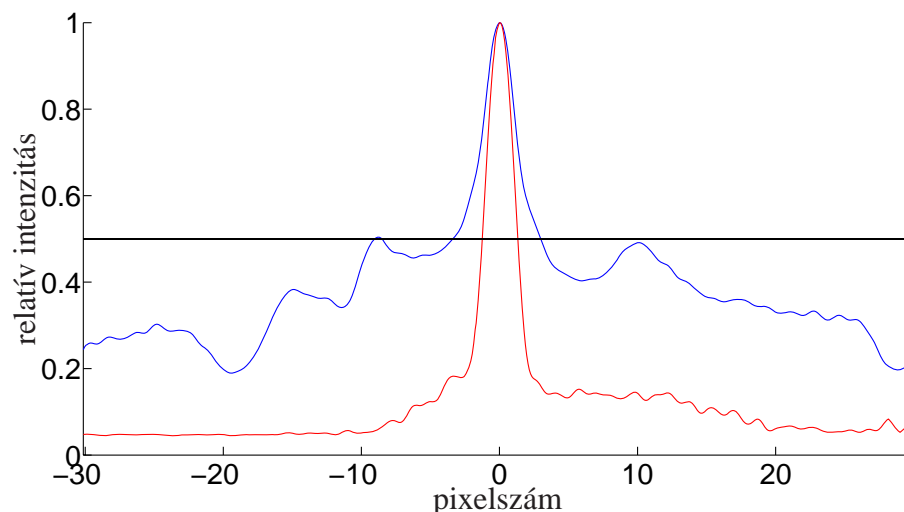
(b) Felvétel a küszöbáram feletti működési tartományban

9. ábra. A lézer közeltéri intenzitáseloszlás mérése közben készített felvétel.

túlmelegedés és a CCD-kamera túlvezérlésének elkerülése végett. Az eredményt a 10. ábra szemlélteti. A grafikonokból nagyon jól látszik, hogy a küszöbáram átlépésével a lényeges intenzitásjórulék a lézernyalábba koncentrálnak. A lézercsíp geometriáját tükröző veszteségek most is fellépnek, csak elhanyagolhatóvá válnak a központi lézernyaláb intenzitásához képest.

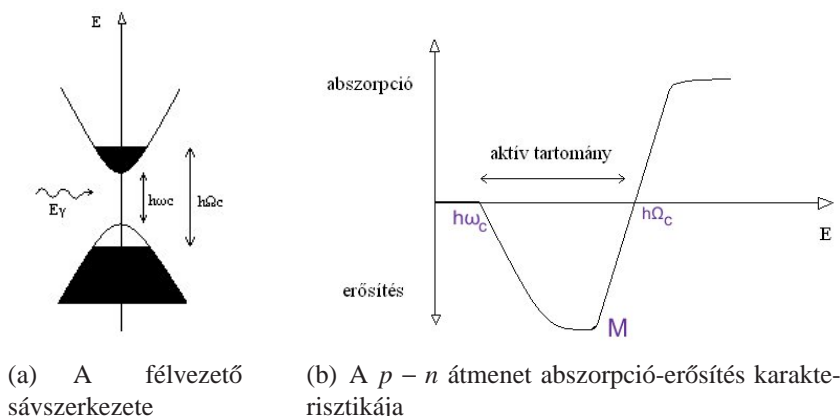
2. A lézerdióda spektrumának elemzése

Két mechanizmus együttes hatása határozza meg azt, hogy milyen hullámhosszú komponensekből tevődik össze a lézer spektruma. Az egyik mechanizmus a $p - n$ átmenet abszorpció-erősítés karakterisztikájából származtatható: ha a bejövő foton energiája kisebb, mint a tiltott sáv szélesség ($E_\gamma < E_g = \hbar\omega_c$), akkor az egyszerűen átmegy az anyagon, vagyis az anyag átlátszó az ilyen foton számára. Ha a foton energiája nagyobb mint a kvázi-Fermi szintek különbsége ($E_\gamma > \hbar\Omega_c$), akkor erősen abszorbeálódik, ha pedig a foton energiája a kettő közé esik ($\hbar\omega_c < E_\gamma <$



10. ábra. A lézer közeltéri intenzitáseloszlás mérésének eredménye. A kisebb félérték szélességű grafikon a küszöbáram feletti működési tartományhoz tartozik, míg a nagyobb félérték szélességű grafikon a küszöbáram alatti működtetési tartományhoz.

$\hbar\Omega_c$), akkor stimulált emissió következik be. Ezt nevezzük erősítési tartománynak.(11. ábra) Ha



(a) A félvezető sávszerkezete

(b) A $p - n$ átmenet abszorpció-erősítés karakterisztikája

11. ábra. Az egyik mechanizmus, mely meghatározza a lézernyén spektrumát.

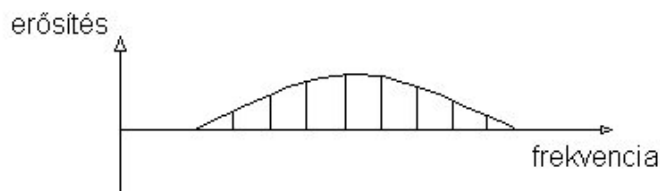
növeljük a lézerciódán átfolyó áramot, akkor az erősítés maximuma is nő (M pont a 11. ábrán), az eloszlás egyre élesebb lesz. Ennek következtében lesz majd nagy áramok mellett a lézernyén jó közelítéssel monokromatikus.

A másik meghatározó tényező a Fabry-Perot rezonátor okozta interferenciajelenség. A rezonátor tükröit esetünkben a kristályfalak alkotják. A rezonátorban a határfeltételek miatt olyan frekvenciájú fotonoknak van számottevő élettartama, melyeknek a hullámhossza az alábbi összefüggést elégíti ki:

$$nL = k \frac{\lambda}{2},$$

ahol L a rezonátor tükrölapjainak az egymástól való távolsága, n a közeg törésmutatója, k pedig egész szám. Ez a peremfeltétel diszkrétizálja a lehetséges frekvenciák értékeit. Az említett két

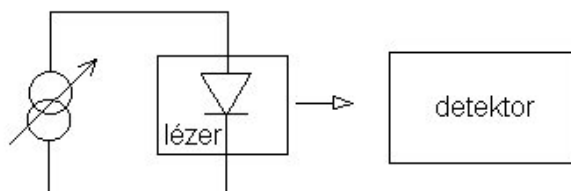
mechanizmus együttes hatása szabja meg a lézersugár spektrális összetételét. (12. ábra)



12. ábra. A lézersugár spektrális összetétele.

2.1. A lézersugár spektrális összetételének a mérése

Ennek a mérésnek a célja a félvezető lézer spektrumának felvétele volt. Ezt a spektrumot a nyitóáram környezetében célszerű vizsgálni, így érhetjük el ugyanis a legnagyobb pontosságot. Először tehát meghatároztuk a nyitóáram hozzávetőleges értékét. Ehhez a 13. ábrán látható elrendezést használtuk. A nyitóáram az előző fejezethez hasonló módon egyenes illesztéssel

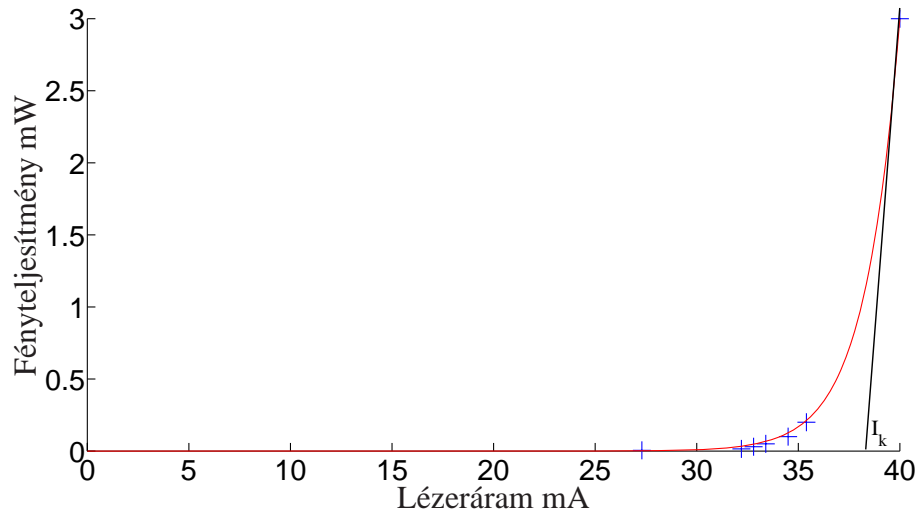


13. ábra. A nyitóáram értékének meghatározása. A detektorral mért fénytelsítményt ábrázoljuk a lézerdiódán átfolyó áram függvényébe, ebből meghatározható a nyitóáram értéke.

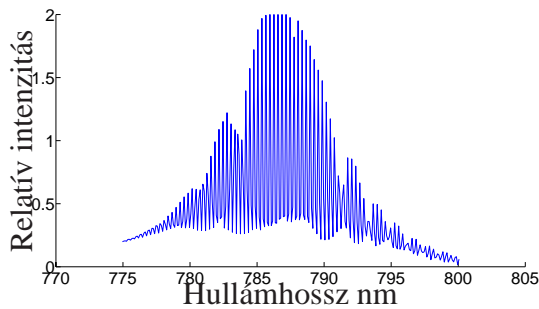
határozható meg. A mért adatokat az alábbi táblázat tartalmazza:

fénytelsítmény mW	lézeráram mA
0.005	31.3
0.015	36.2
0.03	36.8
0.05	37.4
0.1	38.5
0.2	39.4
3	44

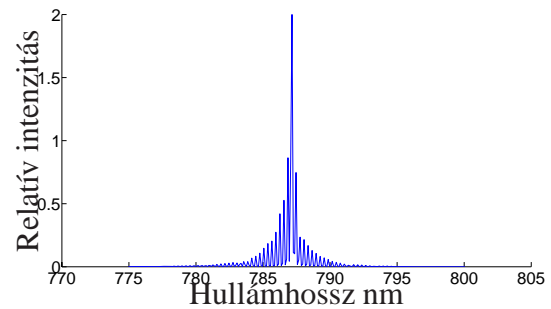
Az adatpontokra illesztett görbét és az illesztett egyenest a 14. ábra szemlélteti. Az illesztésből a nyitóáram értékére közelítőleg $I_k \approx 37.8$ mA adódott. A spektrum felvételekor a sugárnyalábot spektrométerre irányítottuk. A hullámhossz kiválasztását számítógép vezérelte egy léptetőmotor segítségével, mely a spektrométerben lévő rácsot forgatta. A spektrális eloszlásra két tipikus



14. ábra. A nyitóáram meghatározása egyenes illesztéssel. Az illesztés eredményeképp $I_k \approx 37.8$ mA adódott.



(a) A lézersugár spektruma a küszöbáram alatt. $I = 34$ mA



(b) A lézersugár spektruma a küszöbáram felett. $I = 38$ mA

15. ábra. A lézersugár spektrális eloszlásának két tipikus grafikona.

grafikont kaptunk a küszöbáram felett és alatt. Egy-egy ilyen tipikus grafikont a 15. ábra mutat. A mérési eredmények a mérőműszerek nemrégii költöztetési miatt sajnos nagyon zajosnak bizonyultak. A 15. ábra bal oldali grafikonjáról (küszöbáram alatt) azonban leolvasható néhány csúcshoz tartozó hullámhossz, melyeket a bevezetőben ismertetett Fabry-Perot rezonátor választ ki. A rezonancia feltételt kifejezve a csúcsok $\Delta\lambda$ hullámhosszkülönbségeik segítségével:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} . \quad (12)$$

Az ábráról leolvasott csúcsokhoz tartozó hullámhosszak: $\lambda = (792.1, 794, 795.45, 796.7, 797.9, 799.1)$ nm. Ezekből az adatokból felhasználva az előző összefüggést kiszámolható a lézercsip aktív tartományának (avagy a rezonátor) mérete. Egyszerű számolásokkal

$$L = (6 \pm 1) \mu\text{m} \quad (13)$$

adódott.

3. Optikai szálak vizsgálata

A fénytávközlés kialakulásának egyik alapvető kérdése a megfelelő hullámvezető közeg kiválasztása volt. Már a kutatások elején is az üveg volt a legkézenfekvőbb megoldás, de akkortájt az üvegveszteségek (kb. 1000 dB/km) messze meghaladták az elfogadható értékeket (0, 5 – 5 dB/km). Az abszorpciós veszteségek egyik fajtája, hogy a szál anyaga a fény egy részét elnyeli és hővé alakítja. (Ezen a jelenségen alapul a csillapítás mérésének egyik módszere.) Ennek fizikai magyarázata, hogy az anyagban lévő elektronok a fény elnyelésével magasabb energiájú állapotba kerülnek, az elnyelt fényteljesítmény relaxáció útján pedig hőenergiává alakul. Az elnyelődés olyan hullámhosszakon történik, melyekre igaz, hogy

$$\lambda = \frac{hc}{E_1 - E_2}, \quad (14)$$

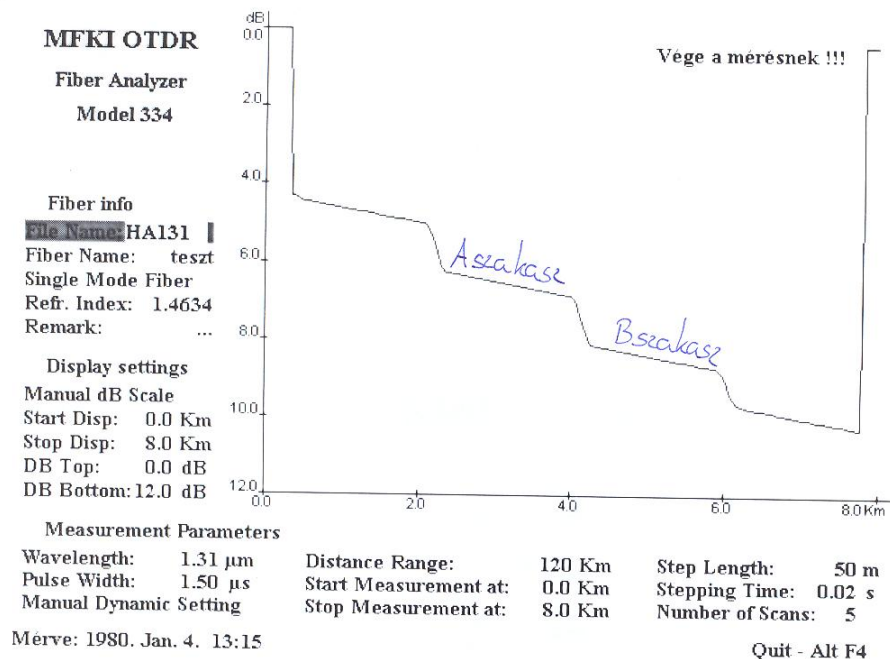
ahol E_1 és E_2 a folyamatban résztvevő elektronok kezdeti és végállapotbeli energiája, c a fénysebesség, h a Planck-állandó. A veszteségeknek van egy másik jelentős csoportja is az abszorpciós veszteségeken kívül: ezek a szórás veszteségek. Ezek során a szálban haladó energia szóródik a szennyezéseken, vagyis a fény kilép a szálból és ilyen módon növeli a veszteségeket.

Optikai szálak esetén alapvető kérdés még az impulzusátvitel minősége is. Ha a szálba becsatolt impulzus a szál végéhez torzítatlanul érkezne, akkor az erősítő állomások távolságát csupán a csillapítás korlátozná. A tapasztalat azonban azt mutatja, hogy a különböző hosszúságú és típusú szálak különböző mértékben torzítják a jelalakot. A megtett úttal arányos impulzusszélesség-növekedésért a szál diszperziója a felelős.

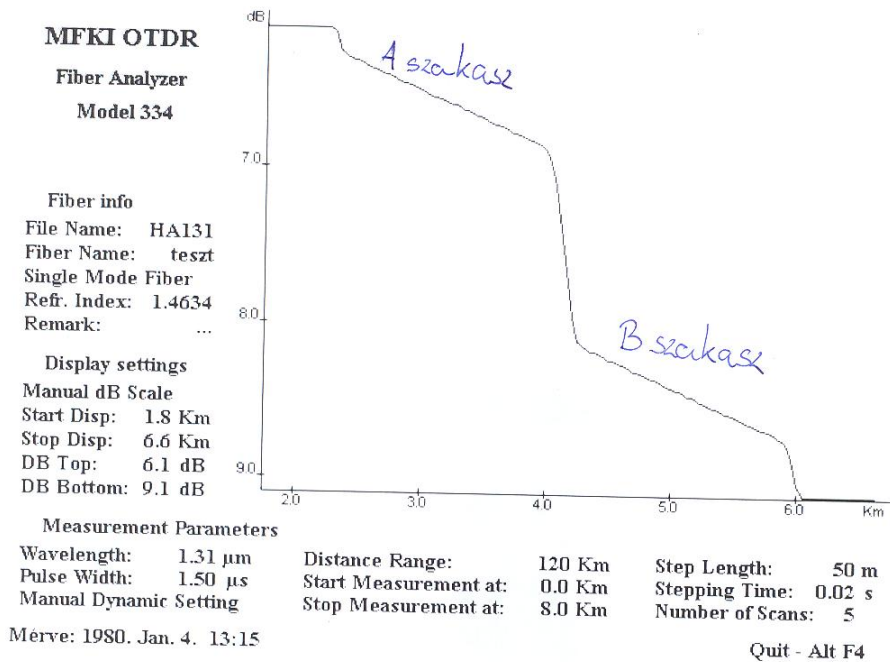
3.1. A veszteségek mérése optikai szálban. Az OTDR mérés

Jelen mérés során az ún. *OTDR* mérési technikával vizsgáltuk egy optikai szál veszteségeloszlását. Ezen berendezés működési elve a visszaszóráson alapul. A szál egyik végén periodikusan rövid félvezetőlézer-impulzust csatolunk a szálba, és a szál ugyanazon végén detektáljuk a visszaszórt jelet. Minden fényvezető szálban fellép ugyanis szórás veszteség. Ez abból adódik, hogy a szálban haladó fény egy része úgy szóródik ki a magból, hogy már nem tér vissza. Ha a félvezető lézer teljesítménye nem túl nagy (lineáris tartományban működik), akkor az uralkodó szórás mechanizmus az ún. *Rayleigh-szórás*. (A szórástípus fizikai magyarázata a dielektromos állandó térbeli inhomogenitásán alapul.) A szórt fény kis része a szálban marad, és vezetett módusokban terjed előre vagy hátra. Utóbbit használjuk fel a teljes veszteség meghatározására. A Rayleigh szórás folytonos visszaszórt jelet ad, amelynek időbeli csökkenése a szál teljes veszteségére jellemző. Ez a jel rendkívül kicsi, ezért detektálása speciális elektronikát igényel. A hibahelyek meghatározása a törésmutató ugrásszerű változásával fellépő *Fresnel-reflexiók* okozta csúcsokból (általában a rossz hegesztés következménye) és időbeli távolságukból következik. A szál törésmutatójának ismeretében az idő-távolság transzformáció elvégezhető, így mind a hibák meghatározása, mind a veszteség szálmenti eloszlása meghatározható.

Az általunk mért fényvezető 8 km hosszú volt. A mérés során két hullámhosszú lézert használtunk: $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$. Ez összesen négy mérést jelent, mivel két hullámhosszan mértük meg a fényvezető veszteségeloszlását annak mindkét végpontjából. A mért grafikonok a 16., 17., 18. és 19. ábrákon láthatóak. A $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ hullámhosszú fényre a veszteségek a két



(a) A teljes veszteségeloszlás-grafikon

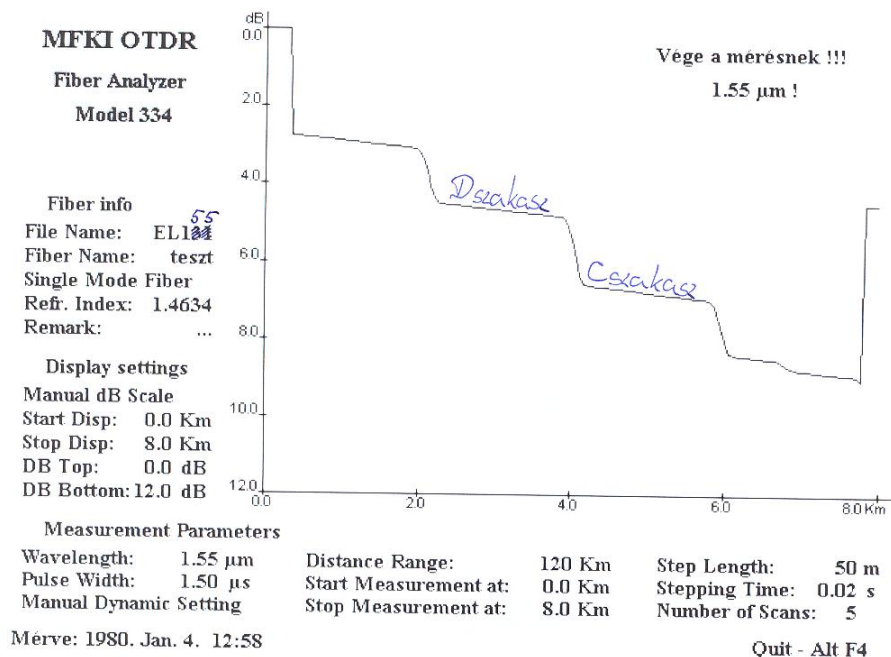


(b) A veszteségeloszlás-grafikon középtája kinagyítva

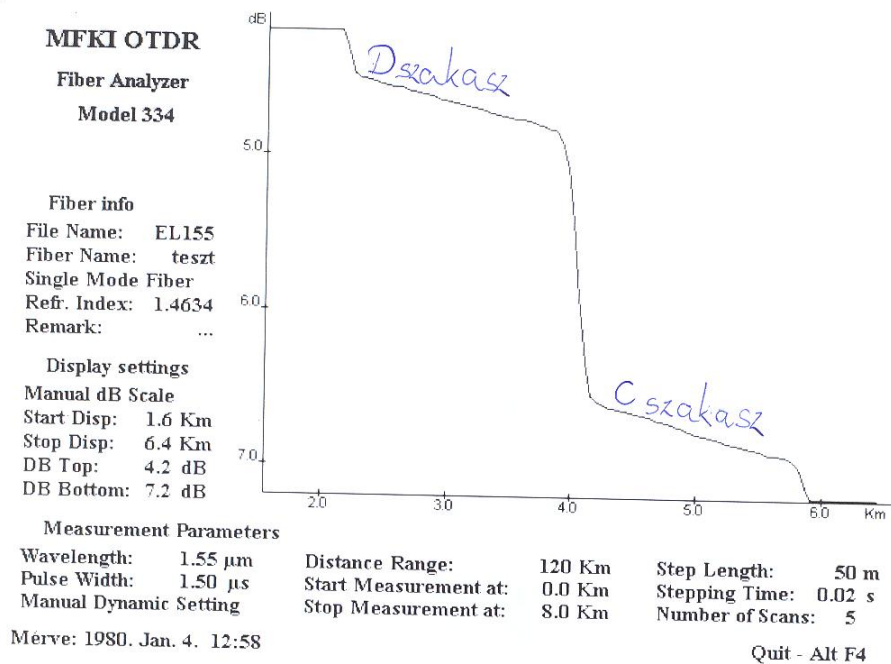
17. ábra. A fényvezető veszteségeloszlása $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ hullámhosszú fényre a *másik* végén mérve.

valamint a Fresnel-reflexió során fellépő veszteség $\Delta_{1,31} = (1.177 \pm 0.002) \text{ dB}$. Hasonló módon adódnak a veszteségek a $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ hullámhosszú lézer esetén:

$$C \text{ szakaszon: } \eta_C = (240 \pm 1) \frac{\text{dB}}{\text{km}} \quad D \text{ szakaszon: } \eta_D = (202 \pm 2) \frac{\text{dB}}{\text{km}}, \quad (16)$$



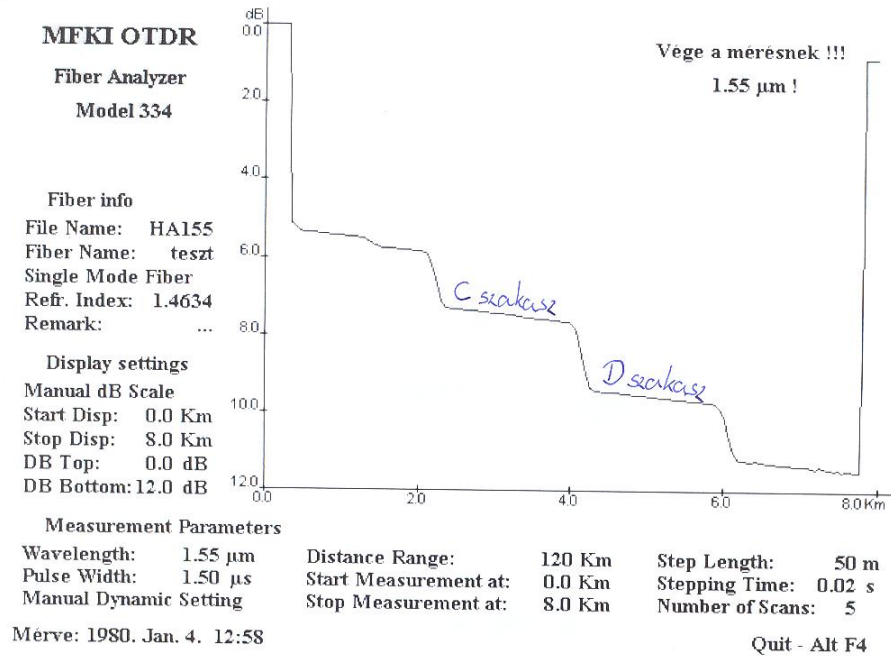
(a) A teljes veszteségeloszlás-grafikon



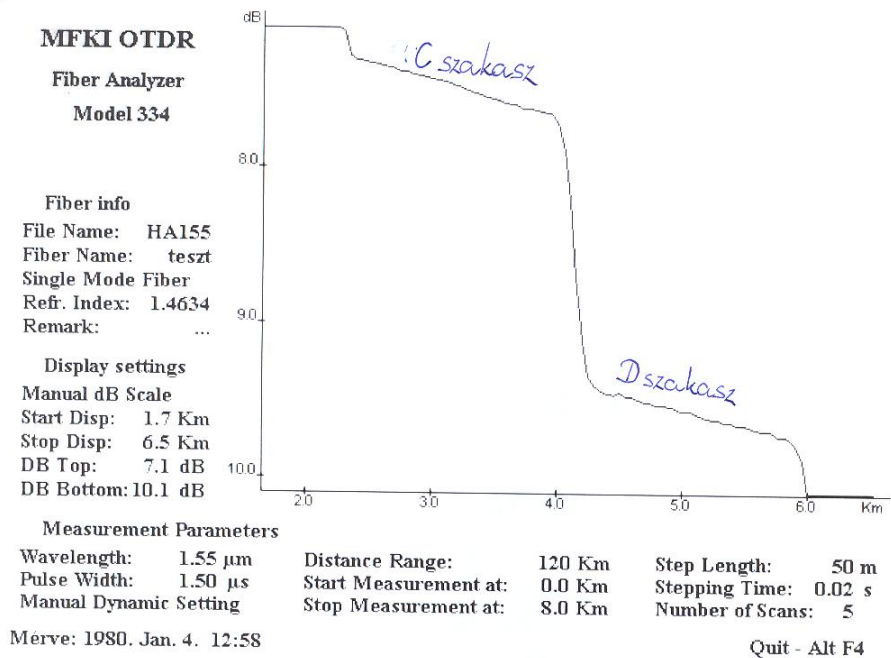
(b) A veszteségeloszlás-grafikon középtája kinagyítva

18. ábra. A fényvezető veszteségeloszlása $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ hullámhosszú fényre az *első* végén mérve.

valamint a Fresnel-reflexió során fellépő veszteség $\Delta_{1,55} = (1.684 \pm 0.003) \text{ dB}$.



(a) A teljes veszteségeloszlás-grafikon



(b) A veszteségeloszlás-grafikon középtája kinagyítva

19. ábra. A fényvezető veszteségeloszlása $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ hullámhosszú fényre a *másik* végén mérve.