



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

TDK dolgozat

Félvezetők fotovezetési  
tulajdonságainak vizsgálata  
mikrohullámú mérés technikával

Blum Balázs

Témavezető: Simon Ferenc  
Egyetemi tanár  
BME Fizika Tanszék

**Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem**

**2018.**

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezető és motiváció</b>	<b>3</b>
<b>2. Elméleti Háttér</b>	<b>5</b>
2.1. Szilárdtestek vezetésének jellemzése a sávmérettel . . . . .	5
2.2. Töltéshordozó párok keltése félvezetőkben fény hatására . . . . .	6
2.3. Rekombinációs típusok . . . . .	8
2.4. Az élettartam és diffúziós hossz . . . . .	9
2.5. A Drude-modell . . . . .	11
2.6. A reflexiós jel kapcsolata a vezetőképességgel . . . . .	13
<b>3. A felhasznált eszközök</b>	<b>14</b>
3.1. Mikrohullámú eszközök . . . . .	14
3.2. Impulzus lézer és optikai detektorok . . . . .	16
3.3. Adatfeldolgozás . . . . .	17
3.4. A minta . . . . .	18
<b>4. Eredmények és azok értelmezése</b>	<b>19</b>
4.1. Mérési összeállítás . . . . .	19
4.2. A mérési eredmények . . . . .	22
4.3. Az eredmények diszkussziója . . . . .	26
<b>5. Összefoglalás</b>	<b>29</b>

## Köszönetnyilvánítás

Szeretném köszönetemet kifejezni Prof. Simon Ferencnek a lehetőségért, hogy a kutatócsoportjában dolgozhattam, tanításai és útmutatásai nélkül ennek a munkának az eredménye nem születhetett volna meg.

Köszönöm Sági Olivérnek a hosszas munkáját, hogy a mikrohullámú mérés-technika ismereteit átadja nekem, és a rendkívüli segítőkészségét és türelmét, melyet tanúsított a munkám elvégzése közben.

Továbbá köszönöm ezenkívül a segítségét Gyüre Balázsnak, akitől szintúgy sokat tudtam tanulni, és aki mindig segített a munka során felmerülő elakadásokon túljutni.

Hálás vagyok ezenfelül a labor többi tagjának, akik mind nagyon segítőkészek és biztatóak voltak.

# 1. fejezet

## Bevezető és motiváció

A XXI. században az emberiség számára egyik legfontosabb kihívás a fejlődés fenntarthatóságának biztosítása.

A fenntartható fejlődés számára igen fontos a megújuló energiaforrások felhasználása. Erre az egyik legelterjedtebb és ígéretesebb mód az úgynevezett fotovoltaiikus alkalmazások. Az ilyen eszközökben a fény által létrehozott elektron-lyuk párok jutnak el a megfelelő elektródákra, majd áramkörbe helyezve végeznek munkát. A berendezések működéséhez elengedhetetlen az elektron-lyuk párok élettartamának ismerete, ahhoz hogy kijuthassanak a megfelelő elektródára.

Másfelől a modern félvezető ipar nagyban támaszkodik az igen tiszta félvezetők előállítására. Az egyik elterjedt módszer a tisztaság nem invazív meghatározására az úgynevezett fotovezetés időbeni dinamikájának mérése. Erre a bevett módszer egy fényimpulzus által létrehozott vezetőképesség időbeni meghatározása miközben mikrohullámok reflexióját vizsgáljuk az anyagról.

Mindkét alapvető probléma – töltéshordozó élettartam fotovoltaiikus alkalmazásokban és a tisztaság meghatározása – tehát technikailag ugyanazzal a módszerrel elvégezhető. A módszer lényege, hogy egy félvezető mintáról történő reflexiót vizsgáljuk, miközben nagyfrekvenciás (10 GHz körüli) jellel sugározzuk be. A reflektált jelből következtethetünk a minta vezetőképességének és töltés hordozó koncentrációjának időbeli változására, miközben a mintát lézerpulzusokkal sugározzuk be.

A munkám során szilícium egykristály mintát vizsgáltam különböző teljesítményű megvilágítás esetén. A dolgozatban először bemutatom a fotovezetés fizikai alapjait, az elektron-lyuk párok keletkezésének és rekombinációjának folyamatait, ezek élettartamának és diffúziós hosszainak leírási módjait, illetve a Drude-modell eredményét a vezetőképességre. Ezek után ismertetem a kísérleti technikát, kitérve a felhasznált eszközökre és módszerekre, illetve az eredményeimet. Azt találtam, hogy a rendelkezésre álló eszközök, és a használt mérési technika alkalmas az ilyen fajta vizsgálatokra. Egy adott szilícium egykristály minta esetében megmértem az extra töltéshordozó koncentráció időbeli változását különböző mértékű, impulzusszerű fotonfluxus hatására tör-

ténő töltéshordozó keltés után. Ezekből az értékekből meghatároztam az adott folyamatra a többlet töltéshordozók élettartamának időbeli fejlődését, majd ebből az élettartamok függését a többlet töltéshordozó koncentrációtól. Ezek a kapott időtartam értékek az irodalomból ismertekkel hasonló nagyságúaknak adódtak.

## 2. fejezet

# Elméleti Háttér

### 2.1. Szilárdtestek vezetésének jellemzése a sávmélettel

Szilárd testek esetén az elektromos vezetés résztvevői elektronok. Ezek különböző energia állapotokban lehetnek, ellenben nem vehetnek fel bármekkora energiaértékeket, hanem csak bizonyos sávokon belül. Ezeket a sávokat elválasztó részeket hívjuk tiltott sávoknak, melyeken belüli energia szinteket nem veheti fel az elektron. Viszont az ezek közti sávokon belül gyakorlatilag bármilyen energiaszintet felvehetnek, ha azok nincsenek betöltve. Ha az elektron a legfelső betöltött sáv, melyet valencia-sávnak vagy vegyérték-sávnak szoktak nevezni, fölötti betöltetlen sávban helyezkedik el, akkor a sávon belül változhat az energiája, így energiát vehet fel külső elektromos térből, azaz részt tud venni a vezetésben. Így ezt a sávot (a valencia sáv feletti sávot) vezetési sávnak nevezzük. Ebben a modellben az elektron-elektron kölcsönhatásokat elhanyagoljuk.

Ezek alapján a vezető, szigetelő és félvezető anyagok vezetési tulajdonsága a következőképpen magyarázható:

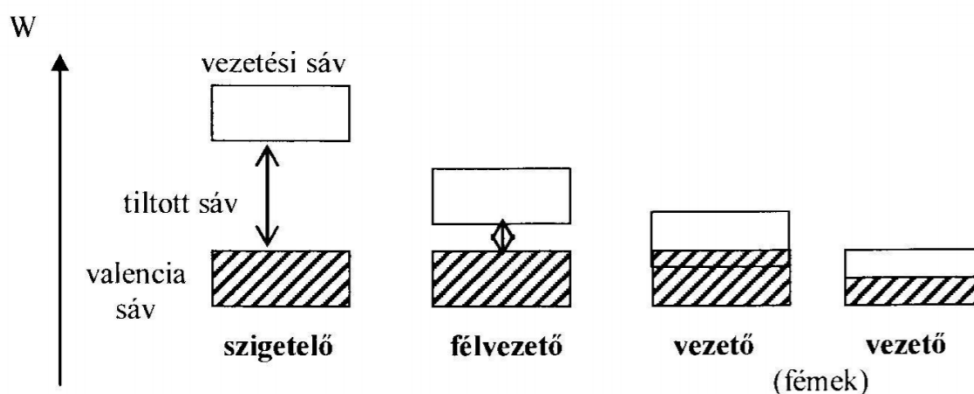
-A vezető anyagok esetében a vezetési sáv nem teljesen betöltött sáv, de nem is teljesen kiürített. Így az itt lévő elektronok részt tudnak venni a vezetésben.

-Szigetelő anyagok esetében a vezetési sáv kiürített, de a valencia sáv és a vezetési sáv közötti tiltott sáv elég széles, így az elektronoknak nem lesz a vezetési sávba jutáshoz elegendő energiájuk.

-Félvezetők esetében szintúgy kiürített a vezetési sáv, ellenben az alatta lévő tiltott sáv keskeny, így elegendő nagyságú hőmérséklet esetén az elektronok termikus energiája elegendő lehet ahhoz, hogy feljussanak a vezetési sávba, és az anyag vezetővé váljon. Emellett a termikus energián kívül úgy is szerezhetnek elegendő energiát az elektronok, hogy elnyelnek egy foton. Ezen alapszik a napelemek létezésének lehetősége, és jelen kutatás is ezt a jelenséget vizsgálja egy bizonyos szempont szerint. Emellett a félvezetők esetén megjelenik egy másik, a vezetéshez hozzájáruló, jelenség. Ennek lényege, hogy ha egy elektron felkerül a vezetési sávba, akkor hagy maga

után egy betöltetlen "lyukat" a korábbi energiaszintjén, amelybe "beugorhat" egy mellette elhelyezkedő elektron a külső elektromos tér hatására, és így a lyuk átkerült a szomszédos elektron helyére. Azaz, lényegében olyan, mintha ez a "lyuk" az energiaszintekben mozogna az anyagban az elektromos tér irányában, és úgy viselkedik, mintha egy pozitív töltésű töltéshordozó lenne, ami részt vesz az elektromos vezetésben. Ezeket a kvázi töltéshordozókat nevezik lyukaknak, és  $h^+$ -al jelölik őket.

Ezen három típusú anyag jellemzésének szemléltetését a 2.1. ábrán láthatjuk.



2.1. ábra. Szigetelők (bal oldal), félvezetők (középen) és vezetők (jobb oldal) sávmélet alapján való értelmezésének szemléltetése. [10]

## 2.2. Töltéshordozó párok keltése félvezetőkben fény hatására

Elegendően nagy termikus energiával rendelkező elektronok félvezető anyagokban a valencia sávból a vezetési sávba juthatnak, és részt vehetnek a vezetésben. Ezért nő a félvezetők vezetőképessége, ha növekszik a hőmérséklete, mivel így megnő azon elektronok száma is, amelyek elegendő termikus energiával rendelkeznek ehhez. Emellett viszont az elektronok elektromágneses hullám elnyelésével is szerezhetnek a vezetési sávba jutáshoz elegendő energiát. Ez adja az alapját a napcellák készítésének lehetőségére.

Félvezetőre beérkező fénynyalábbal a következő három esemény történhet: vagy reflektálódik, vagy továbbhalad, vagy pedig elnyelődik. Ezek közül kizárólag az utolsó folyamat során következhet be töltéskeltés, így ezt vizsgáljuk. Az elnyelődés mértékét, hányadát az úgynevezett abszorpciós tényezővel szokták jellemezni. Ez egy anyag- és hullámhosszfüggő tényező. Megfigyelhető, hogy félvezetőkben ez a jellemző egy bizonyos  $E_g$  energiaértéknek megfelelő hullámhossz körül élesen változik. Ez az érték pedig a vezetési sáv és a valen-

cia sáv közötti tiltott sáv szélességéhez tartozó energiaérték. Ebből származik az éles abszorpciós tényező változás is, mivel ekkor elég energiával rendelkezik a fény ahhoz, hogyha elnyelődik, akkor akkora energiát adjon az elektronnak, hogy az a vezetési sávba jusson. Ha pedig a fény energiája nagyobb, mint  $E_g$  érték, akkor az elnyelődés után az elektron szintűgy feljut a vezetési sávba, és a többlet energia termikus energiává alakul át.

Fény által történő töltéshordozó keltés vizsgálatakor érdemes még figyelembe venni, hogy ha egy félvezető minta megvilágítás alá kerül, akkor a fénynek van egy úgynevezett behatolási mélysége. Emiatt a vezető keltés leginkább a felszín közelében történik. A felszíntől befele haladva így egyre kevesebb töltéshordozó keletkezik. Ennek vizsgálatához azt az intenzitást, ami a felszíntől  $x$  mélységben elhelyezkedő réteget eléri, a bejövő nyaláb  $I_0$  intenzitásából a következőképpen számolhatjuk:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (2.1)$$

Ahol  $\alpha$  az abszorpciós tényező. Feltéve, hogy a bejövő fény hullámhossza akkora, hogy a töltéshordozó keltéshez elegendő energiát tudjon átadni elnyelődéskor, a felszíntől számított  $x$  távolsággal jellemzett, a félvezető anyag vékony rétegében egységnyi idő alatt keltett töltéshordozók számát a keltési rátával írhatjuk le. Ezt a fenti egyenletből kiindulva a következőképpen számolhatjuk:

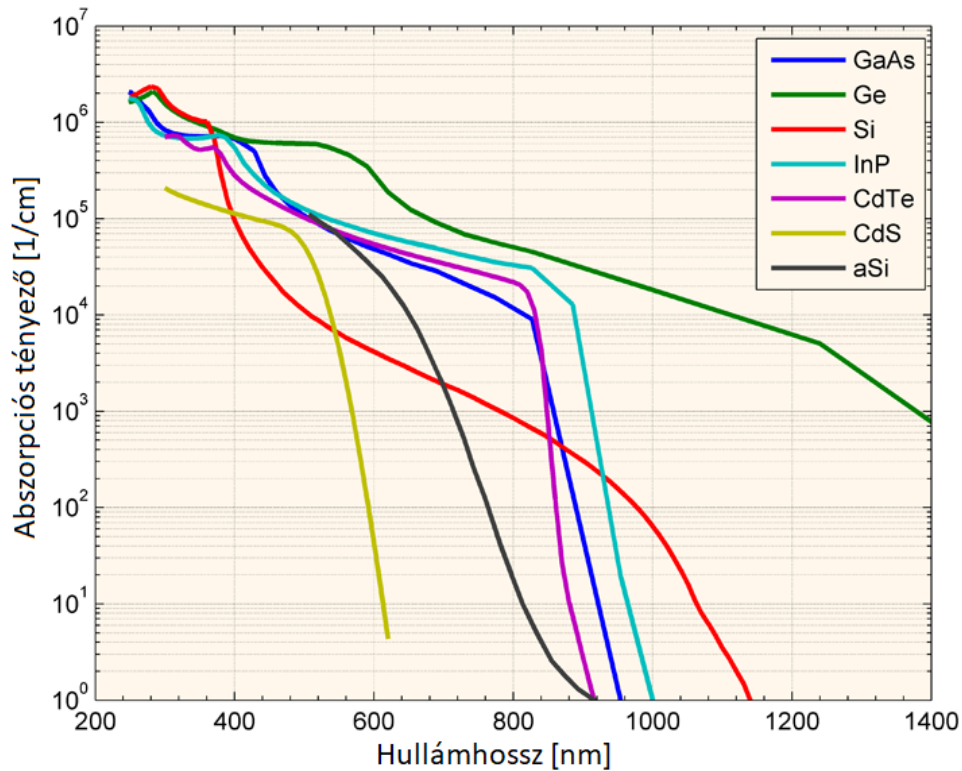
$$G = \alpha N_0 e^{-\alpha x}, \quad (2.2)$$

ahol  $G$  a keltési ráta (generation rate),  $\alpha$  továbbra is az abszorpciós tényező és  $N_0$  a felületre jutó fotonfluxus, vagyis az egységnyi felületen, egységnyi idő alatt beérkezett fotonok száma.

Tipikusan néhány mikrométeres mélységnél már 10%-alá esik ez az érték szilícium esetén.

A 2.2. ábrán látható néhány anyag esetén az abszorpciós tényező hullámhosszfüggése. Mindegyik görbe esetén megfigyelhető, hogy egy adott energiaértékhez tartozó hullámhosszérték elérése esetén élesen változik az abszorpciós tényező. Ez a letörési pont azonosítható a tiltott sáv szélességével megegyező energiát biztosító hullámhossz értékekkel.





2.2. ábra. Néhány anyag abszorpciós tényezője a beeső fény hullámhosszának függvényében. Látható, hogy egy hullámhossz értéket elérve a görbék élesen letörnek.[1]

## 2.3. Rekombinációs típusok

Az előbbieken taglalt jelenség fordítottja a rekombináció jelensége, azaz amikor egy, a vezetési sáv elektronja visszajut a valencia sávra, és ott elhelyezkedik az egyik lyuk helyén. Ezt három különböző módon teheti meg.

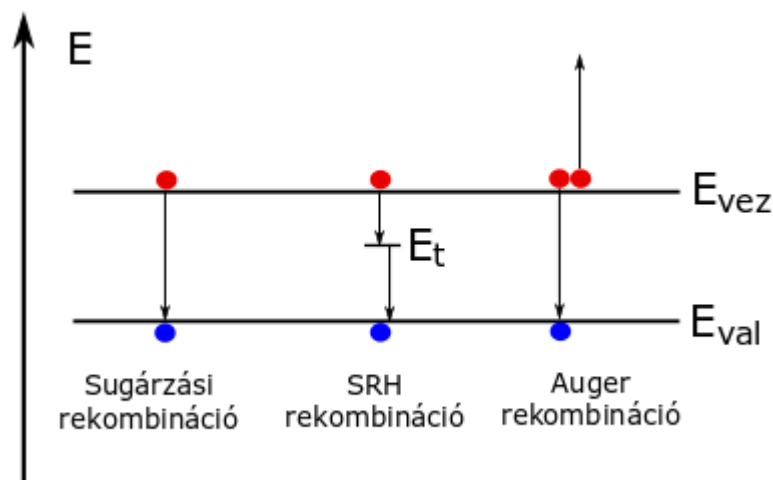
Ez első, az úgynevezett sugárzási típus esetében az elektron a valencia sávba jutása során a vezetési sáv és a valencia sáv közötti energiát (melyet korábban  $E_g$ -vel jelöltünk, mint "gap energy") elektromágneses sugárzás formájában adja le, hogy az állapotának megfelelő energia szintre jusson.

A második, az úgynevezett Shockley-Read-Hall (SRH) típus esete hasonló a sugárzási rekombinációs típushoz, csak ebben az esetben nem egy elektromágneses hullámot bocsájt ki a folyamat során az elektron, hanem először egy kisebb energiával rendelkezőt, amivel a tiltott sáv egy energiaszintjére jut el, majd onnan még egy újabb kibocsájtás révén lejutva a valenciasávba megtörténik a rekombináció. Megtörténhet úgy is, hogy egy lyuk jut fel a tiltott sávbeli szintre, és ott történik meg a rekombináció. A tiltott sávbeli szintre való fel-, vagy lejutást az anyagban megjelenő hibák, vagy szennyező

atomok teszik lehetővé, így teljesen tiszta és tökéletes kristályban ez a folyamat nem játszódik le. Emellett a folyamat akkor következik be nagyobb valószínűséggel, ha a hibából származó, a tiltott sávon lévő, az elektron által felvehető energia szint a tiltott közepéhez minél közelebb helyezkedik el. Ugyanis ha a valencia sáv, vagy a vezetési sávhoz közel helyezkedik el, akkor a töltéshordozók könnyen kaphatnak akkora termikus energiát, mellyel másik energiaszintre jutnak el még azelőtt, hogy a rekombinációhoz szükséges másik töltéshordozó is eljutna az adott energia szintre.

A harmadik típust pedig Auger rekombinációnak hívjuk. Ez esetben az elektron a vezetési sávból a valencia sávba jutása során nem elektromágneses hullám kisugárzása révén adja le az energiáját, hanem egy, a vezetősávban elhelyezkedő másik elektronnak adja át, mely később ezt ütközések során továbbadja az anyagnak mint termikus energiát.

A rekombinációs típusokat a 2.3. ábrán szemléltetjük a sávméleti megközelítésnek megfelelően. Itt baloldalon a sugárzási rekombinációt láthatjuk ("band-to-band recombination"), középen az SRH rekombinációt ("trap-assisted recombination") és jobb oldalt az Auger rekombinációt.



2.3. ábra. A rekombinációs típusokat szemléltető ábra. Bal oldalt a sugárzási rekombináció, középen a SRH rekombináció és jobb oldalt az Auger rekombináció.

## 2.4. Az élettartam és diffúziós hossz

Élettartamnak nevezzük azt az átlagos időt, mely eltelik egy töltéshordozó keletkezése és rekombinációja között. Ez függhet az adott anyagtól, annak

hibáitól és tisztaságától, a hőmérséklettől és az anyagban lévő töltéshordozók koncentrációjától (kifejezetten a kisebbségi töltéshordozók koncentrációjától ha az adott anyag szennyezett). Alacsony szennyezettségű anyagok esetén ez az idő összefügg a rekombinációs rátával, azaz a rekombinációk számával egységnyi idő alatt egységnyi térfogatban:

$$\tau_c = \frac{\Delta n}{R}, \quad (2.3)$$

ahol  $\tau_c$  az élettartam (a  $c$  alsó index a töltéshordozóra utal az angol *charge carrier* kifejezésből),  $\Delta n$  a többlet töltéshordozók koncentrációja és  $R$  a rekombinációs ráta.

Így, ha  $K$  rátával keltjük az anyagban a töltéshordozókat (egységnyi idő alatt és egységnyi térfogatban keltett töltéshordozók száma), akkor a fenti, 2.3. egyenletet felhasználva a következőképpen írhatjuk fel a többlet töltéshordozók koncentrációjának megváltoztatását:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = K - \frac{\Delta n}{\tau_c}, \quad (2.4)$$

ahol  $\frac{\Delta n}{\tau_c} = R$  a 2.3. egyenlet alapján. Itt stacionárius esetben a bal oldali tag nulla. Ha viszont a töltéshordozó keltést abbahagyjuk (vagyis  $K = 0$  lesz), akkor a differenciál egyenletet megoldva a következő összefüggést kapjuk a többlet töltéshordozó koncentrációra:

$$\Delta n(t) = \Delta n(t_0) e^{-\frac{t-t_0}{\tau_c}}. \quad (2.5)$$

Ellenben ez nem csak egy egyszerű exponenciális görbe, mivel a  $\tau_c$  függ a töltéshordozó koncentrációtól. Ezt az irodalomban [8] úgy szokták figyelembe venni, hogy a 2.5 egyenlet exponenciális függvénykapcsolatát fenntartják, viszont a tau is időfüggő értéket vehet fel,  $\tau_c = \tau_c(t)$ . Viszont ha van egy, a többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jelünk az idő függvényében felvéve, akkor abból a jel logaritmusát véve és deriválva az idő szerint, megkapjuk az időtartam reciprokát az idő függvényében:

$$\frac{d(\ln[\Delta n(t)])}{dt} = -\frac{1}{\tau_c(t)}. \quad (2.6)$$

Itt  $\tau_c$  csak közvetve függ az időtől a többlet töltéshordozó koncentráción keresztül. Mivel azonban megvan a többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jelünk, így az élettartam-többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jel összefüggés is, melyből könnyebben és átfogóbban lehet következtetni az anyag tulajdonságaira. Jelen mérésben pontosan ennek a kimérése volt a célom.

Emellett érdemes megjegyezni, hogy a különböző rekombinációs típusokhoz más-más élettartam tartozik, melyekkel az összesített élettartamot a következőképpen lehet megadni:

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{\text{sugárzási}}} + \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}}. \quad (2.7)$$

Az időtartammal szorosan összefüggő jellemző a diffúziós hossz, vagyis az átlagos távolság, amit egy töltéshordozó megtesz a keltéstől mielőtt bekövetkezik a rekombináció. Ez a mutató szintén függ az anyagi tulajdonságoktól, a hőmérséklettől, a töltéshordozó koncentrációtól illetve a domináló rekombinációs típustól. Egykristály szilícium esetén a diffúziós hossz körülbelül 100-300  $\mu\text{m}$ .

A diffúziós hossz pedig, mint a  $\tau$  függvénye, a differenciál egyenlet megoldásából a következőnek adódik:

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (2.8)$$

ahol  $L$  a diffúziós hossz,  $D$  a diffúziós állandó és  $\tau$  az élettartam. A  $D$  diffúziós állandó például három dimenziós vizsgálat esetén, szabad úthossz megközelítésben a következőképpen adható meg:

$$D = \frac{1}{3}v_{\text{átlag}}\ell_{\text{átlag}}, \quad (2.9)$$

Ahol  $v_{\text{átlag}}$  az átlagsebessége az elektronoknak és  $\ell_{\text{átlag}}$  az átlagos szabad úthossz. Ennek értéke tiszta szilícium egykristályban akár 1 mm is lehet.

Mind az élettartam, mind a diffúziós hossz olyan mutató, mely szoros kapcsolatban áll a napelem cellák hatásfokával, illetve a félvezető anyagok tisztaságával.

## 2.5. A Drude-modell

A Drude-modell [3] az elektromos vezetést írja le, és az alapja az, hogy az elektronokra úgy tekint, mint kis gömb alakú testekre, melyek be vannak zárva egy, az atommag körüli véges dobozba. Így a modell az elektronokat klasszikus közelítésben kezeli. Az elektronok szabadon mozoghatnak, külső hatás, elektromos tér hiányában termikus mozgást végeznek. Elektromos tér jelenlétében viszont megjelenik emellett egy úgynevezett drift-sebességük is. A modell szerint az elektronok a környezetükkel csak ütközések révén lép kölcsönhatásba, azaz minden hosszú távú hatástól eltekint. Továbbá felteszi még, hogy az ütközések során az elektronok elveszítik a drift-sebességüket, és kizárólag a termikus sebességük marad meg. Két ütközés közötti időt  $\tau$ -val szokták jelölni, és szokták relaxációs időnek is nevezni, és függetlennek tekinthető az ütközés típusától.

Először vizsgáljuk az elektronok mozgását, ha a külső elektromos tér állandó. Ekkor kiátlagolva az elektronok sebességét az ütközések után 0-át kapunk, ami után viszont  $\frac{e\mathbf{E}}{m_e}$  gyorsulással kezdenek el mozogni. Itt  $e$  az elemi töltés,  $\mathbf{E}$  az elektromos térerősség és  $m_e$  az elektronok tömege. Ezek alapján

felírva az elektron impulzusának megváltozását két ütközés között:

$$\frac{\Delta\langle\mathbf{p}\rangle}{\tau} = e\mathbf{E}. \quad (2.10)$$

Mivel az ütközések során átlagosan kinullázódik az elektronok impulzusának megváltozása, így eltekinthetünk az impulzushoz hozzájáruló tényezőktől, és felírhatjuk a következőt:

$$\langle\mathbf{p}\rangle = e\mathbf{E}\tau. \quad (2.11)$$

Ebből pedig felhasználva a  $\langle\mathbf{p}\rangle = m\langle\mathbf{v}\rangle$  és  $\mathbf{j} = n_e e\langle\mathbf{v}\rangle$  összefüggéseket (ahol  $\mathbf{j}$  az áramsűrűség,  $\mathbf{v}$  a sebesség és  $n_e$  az elektronok koncentrációja), kifejezhetjük az áramsűrűséget az elektromos tér függvényében:

$$\mathbf{j} = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e} \mathbf{E}, \quad (2.12)$$

ahol a  $\sigma = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e}$  szorzótag a vezetőképesség.

Amennyiben a külső elektromos tér nem állandó, hanem például egy  $\omega$  körfrekvenciával jellemezhető harmonikus függvény szerint változik, akkor hasonló módon indulhatunk ki mint az előbb. Felírva Newton II. törvényét a következő egyenletet kapjuk:

$$\frac{d\langle\mathbf{p}(t)\rangle}{dt} = e\mathbf{E} - \frac{\langle\mathbf{p}(t)\rangle}{\tau}. \quad (2.13)$$

Mely egyenletet megoldva a vezetőképességre a következő összefüggés jön ki:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + i\omega\tau}, \quad (2.14)$$

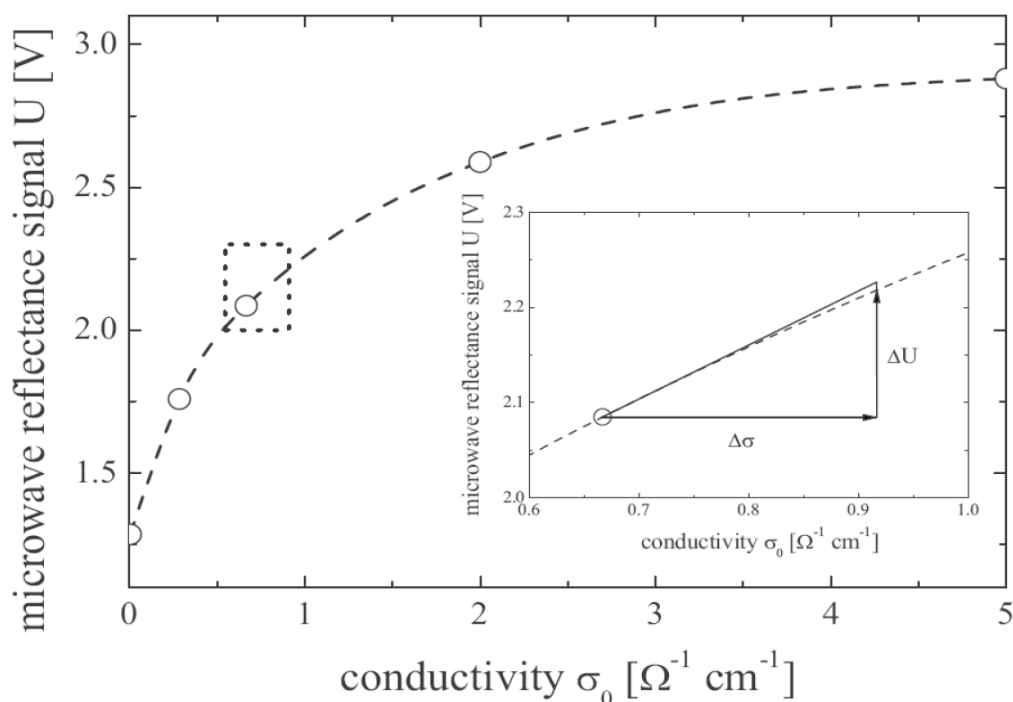
Ahol  $\sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e}$  az állandó térerősségnél kapott egyenáramú (DC) vezetőképesség.

Ezen eredmények alapján kimondhatjuk, hogy a modell alapján a vizsgált anyagunk vezetőképessége és a benne lévő töltéshordozó koncentráció lineáris kapcsolatban vannak.

## 2.6. A reflexiós jel kapcsolata a vezetőképességgel

A reflexiós jel vezetőképességtől való függésének pontos meghatározása igen nehéz. A pontos meghatározás vagy numerikus közelítés elvégzése nem volt céлом e munka során, így az irodalomban [13] is használt feltételezést követtem. A 2.4.ábrának megfelelően a feltételezés szerint ez kis tartományon vizsgált vezetőképesség változás esetén a mikrohullámú reflexiós jel jó közelítéssel lineáris kapcsolatban van a vezetőképesség nagyságával. Az ábrán vizsgált kapcsolat nagy vezetőképesség értékek határesetén visszaadja a jól ismert Hagen-Rubens formulát [6].

Összességében tehát a reflektált jelünket arányosnak vehetjük a vezetőképességgel. Ennek jelentősége pedig az, hogy a Drude-modellt bemutató részben taglaltak alapján a vezetőképesség pedig lineáris kapcsolatban van a töltéshordozó koncentrációval, tehát a mikrohullámú reflexiós jelünk lineáris kapcsolatban lesz a töltéshordozó koncentrációval



2.4. ábra. A pillanatnyi élettartam-többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jel görbék az egyes lézer teljesítmény értékek esetén. [13]

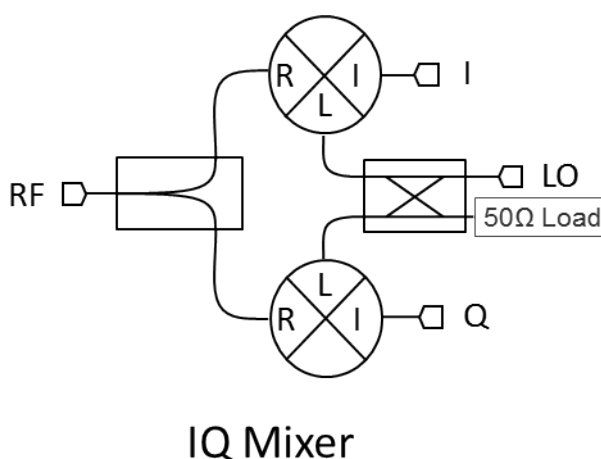
## 3. fejezet

# A felhasznált eszközök

### 3.1. Mikrohullámú eszközök

**IQ mixer: Marki IQ0618LXP, [9]**

A mixerek olyan mikrohullámú eszközök, melyek nagyon érzékeny detektálásra adnak lehetőséget mikrohullámú jelek mérése esetén. Az RF bemeneti jelet összeszorozzák az LO lokáloszcillátor jelével, és ez a jel jelenik meg a kimeneteken. Szinuszosan változó jel esetében a trigonometrikus azonosságok felhasználásával belátható, hogy ennek eredménye egy összeg- és egy különbségi frekvencia lesz ( $f_{LO} \pm f_{RF}$ ), melyből a nagy frekvenciás tag egy aluláteresztő szűrő segítségével elnyomható. Nem harmonikus jel esetén magasabb rendű összeg-és különbség frekvenciák is megjelennek, amelyek a mixer nem lineáris működésével magyarázhatók.



3.1. ábra. Az IQ mixer felépítése

A mixernek két kimenete van, az *I-in phase signal*, azaz fázis azonos jelű és a *Q-quadrature signal*, vagyis az LO jel fázisának  $90^\circ$ -al eltolt jelével lekevert és kapott jelű. A két jelet szokták vektorábrán ábrázolni, melyen a két

jel a két merőleges komponense a tényleges jel vektoros megfelelőjének. Így ez lehetőséget ad fázisérzékeny detektálásra. Ennek eredménye, hogy a két jel nagysága és egymáshoz képesti arányuk függ az RF és LO bemeneti jelek egymáshoz képesti fázisától.

Most a mixert ugyanakkora frekvenciájú LO és RF bemenettel használtam, azaz a jelet DC szintre kevertük le, vagyis egyenáramú jelre, ugyanis most csak a jel nagysága volt érdekes számomra.

A mixer megfelelő működéséhez a gyártó előírása szerint körülbelül +10 dBm teljesítményre van szükség az LO ágon. A mixer telítésének elkerülése végett, az RF ágon a teljesítményt mindig 0 dBm közelében tartottam. Ezzel biztosítottam, hogy a munkapont még a lineáris tartományban legyen.

#### **Fázistoló: ARRA AR4329**

A fázistoló lényegében egy olyan eszköz, melyen egy tekerővel állítható az eszközön áthaladó mikrohullámú jel úthossza, így változtatva a kimeneti jelének fázisát. Ez egy passzív fázistoló, vagyis olyan áramköri elem, mely üzemeltetéséhez nem szükséges tápegység használata.

Ezt az eszközt az IQ mixer LO bemenete elé bekötve be lehet állítani olyan fázist, mellyel a mixer I kimenete maximális lesz, a Q pedig közel nulla, így elegendő csak az I kimenet vizsgálatát.

#### **Cirkulátor: DITOM D4C2040, [2]**

A cirkulátor olyan non-reciprok nagyfrekvenciás eszköz, mely a bejövő jelet egy másik, adott kimenetre vezeti, és többi kimenet felé elnyomja a jelet. Így ha az egyik bemenetén küldünk egy jelet, és az egy másik kimeneten jön ki, de azon a kimeneten jön jel befele is az eszközbe (például reflexiós jel), akkor azt a jelet egy harmadik kimenetre vezeti, és nem vissza az elsőre. Az ilyen jellegű eszközöket nevezik duplexereknek is. Ennek a cirkulátornak négy kimenete volt (1-es, 2-es, 3-as és 4-es számú), melyek mindegyike az eggyel nagyobb kimenetre vezette a bemeneti jelét, illetve a 4-es számú az egyesre. Mivel mi nekünk csak három kimenetre volt szükségünk, ezért a negyediket lezártuk egy 50  $\Omega$ -os ellenállással, hogy véletlenül se reflektálódjon onnan a rámenő jel egy másik kimenetre.

#### **Iránycsatoló: NARDA 4015C-10, [7]**

Az iránycsatoló olyan eszköz, ami egy nagyfrekvenciás jelet két részre oszt, az egyik kimenetére 10 dB-vel kisebb jel megy, mint az eredeti, az eredeti jel maradéka (90%-a, körülbelül 1 dB-vel kisebb jel) pedig a másik kimenetre jut. Ezt az eszközt használtuk arra, hogy a forrás jelét egy körülbelül 10 dBm-es jelre, mely a mixer LO bemenetére ment, és egy 0 dBm körüli jelre osszuk, ami pedig a mintára, majd onnan a mixer RF bemenetére kerül.

#### **Jelforrás: Agilent 83751B**



Jelforrásnak az Agilent 83751B High Power Synthesized Sweeper-t használtam, mely nagy teljesítményű, nagy frekvenciás (2-20 GHz) jel generálására képes.

A kísérleteimben 9.87 GHz frekvenciájú, 13 dBm teljesítményű, folyamatos kimeneti jelet használtunk. A mikrohullámú frekvencia pontos értéke nem lényeges, bármi lehetne 8-12 GHz között, ahol az áramkörünkben használt frekvenciafüggő elemek (pl. cirkulátor és mikrohullámú hullámvezető) jól működnek. A frekvenciaértéket azért választottam ekkorára, mivel a forrást másik mérésben is használták, így ugyanakkora beállítás használatával elkerülhető volt az átállításokból származható figyelmetlenségen alapuló hibák. A jel nagyságát pedig úgy választottam meg, hogy a mixer bemeneteire pont optimális teljesítmények jussanak. A jelgenerátor kimenetére ezen kívül kötöttem egy úgynevezett izolátort, ami lényegében egy egyenirányító, mely a jelgenerátorból jövő jelet átengedi, de a jelgenerátorba bemenő jelet kiszűri, így az esetleges reflexióból vagy máshonnan jövő jeleket, melyek a jelgenerátor meghibásodásához vezethetnek, kiküszöbölhetőek.

## 3.2. Impulzus lézer és optikai detektorok

### **Teljesítmény detektor: THORLABS DET36A/M, [5]**

Ez az eszköz egy olyan fénytelsítmény detektor, mely a rávilágító fény teljesítményével arányos jelet ad ki igen nagy sebességgel követve annak változását. Mivel impulzus lézert használtunk, mely impulzusainak kezdőpillanatának időpontjait ismernünk kellett, erre adott lehetőséget ez az eszköz. A lézer nyalábjából egy üveglap segítségével 5%-nál kisebb teljesítményű részét kiveztettük a detektorra, mely így az impulzus érkezésekor nagy kiugró jelet bocsájtott ki, mely jelet az oszcilloszkópra vezetve megfelelő trigger jelként szolgáltatott. Ennek segítségével a mérést mindig ugyanabban az időpontban tudtuk indítani, amikor a lézer kiadta egy pulzusát.

### **Teljesítménydetektor: THORLABS S310C, [4]**

Ezt a fotodetektort pedig arra használtam, hogy lemérjem a lézernyaláb teljesítményét. Ezt úgy végeztem el, hogy rövid időre behelyeztük a mérőfejét a nyaláb útjába, és leolvastam az általa kijelzett impulzusértékeket. Erre azért volt szükség, mert a lézer vezérlésekor nem volt lehetőség a pontos teljesítmény értékekre való beállításra.

### **Impulzus Lézer:**

A mérésekben az Evolution 15 típusú és a Coherent inc. USA által legyártott eszközt használtuk. Ez egy Q-kapcsolt impulzus lézer, mely 1  $\mu$ s hosszú pulzusokat, 1 kHz-es repetícióval (azaz ismétlési rátával) bocsájt ki. A lézer fénye 527 nm hullámhosszúságú.

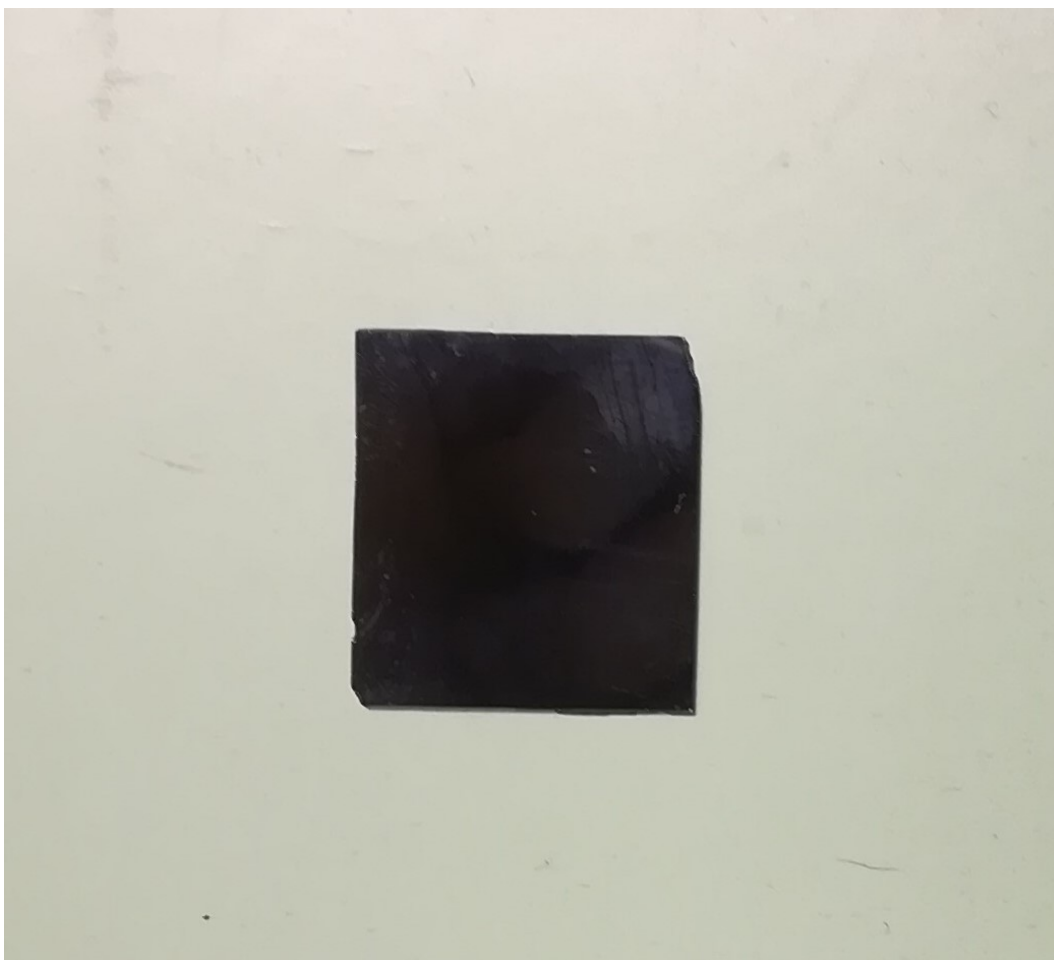
### 3.3. Adatfeldolgozás

#### **Oszilloszkóp: Tektronix MDO 3024**

Oszilloszkópnak pedig a Tektronix MDO 3024 típusú 200 MHz-es, 4 csatornás oszilloszkópot használtam. Egyik bemenetére a THORLABS DET36A/M detektor jelét kötöttem, mely a lézer impulzusa alatt adott ki egy kiugró jelet, amire az oszilloszkóppal jól lehetett triggerelni. A másik két kimenetére pedig az IQ mixer I és Q kimenetét kötöttem AC csatolásban (*AC coupling*). Ezen kívül még beállítottam 512-es átlagolást is. Az így kapott jeleket számítógéppel olvastam ki, amelyhez saját fejlesztésű mérőprogram tartozott.

### 3.4. A minta

A minta nagytisztaságú szilícium egykristály volt, azonban a pontos tisztaság illetve a szennyezők koncentrációja nem ismert. A vastagsága  $560\ \mu\text{m}$ . A mintát a Semilab Zrt bocsájtotta a rendelkezésünkre Dr. Dario Quintavalle által.



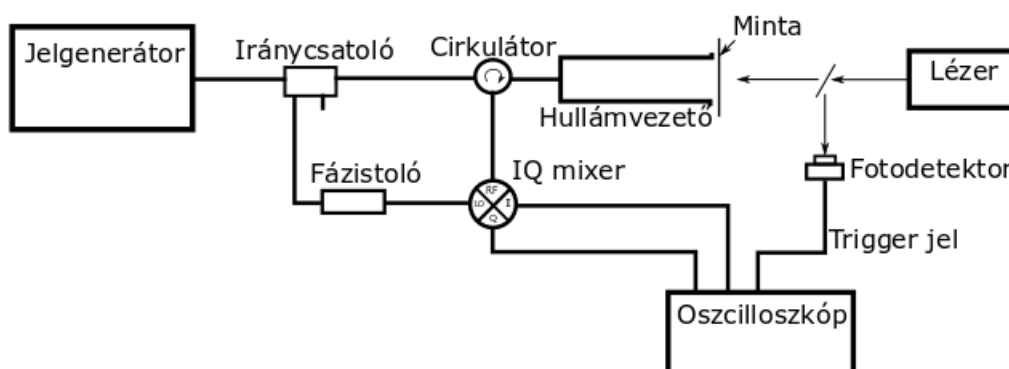
3.2. ábra. A használt szilícium egykristály minta fényképe

## 4. fejezet

# Eredmények és azok értelmezése

Ebben a fejezetben bemutatom a kifejlesztett és használt mérési elrendezést. Majd interpretálom a mért adatokat és az abból készített eredményeket, kitérve a közvetett eredmények megkapásához szükséges lépések részletezésére is. Végül pedig összehasonlítom néhány eddig ismert eredménnyel, ami ezen a kutatási területen elértek.

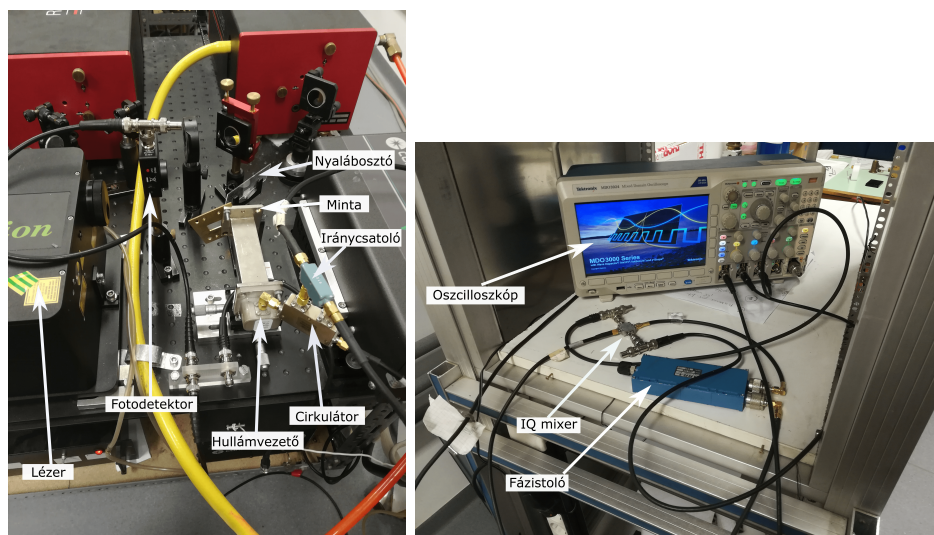
### 4.1. Mérési összeállítás



4.1. ábra. A használt mérési elrendezés vázlata

A mérési elrendezés 4.1.ábrának megfelelően a következőképpen nézett ki: A jelgenerátor kimenetét egy izolátoron keresztül (ami lényegében csak ebben az irányban engedte át a jelet, és a jelgenerátor védelmét szolgálta) az iránycsatolóra kötöttük. A jelgenerátor kimeneti jele 13 dBm teljesítményű, és 9.87 GHz frekvenciájú volt. Az iránycsatoló 90%-os kimenetét a mixer LO bemenetére kötöttem a fázistolón keresztül, melyre a kábelek 1-2 dB körüli vesztesége és az iránycsatolón való 1 dB körüli teljesítmény csökkenés révén körülbelül 10 dBm teljesítményű jel jut, ami az optimális jelnagyság. Az

iránycsatoló másik kimenetét, mely az eredeti jel nagyságánál 10 dB-el kisebb jelet engedett tovább (azaz a teljesítményének 10%-át), pedig a cirkulátor 3-as kimenetére kötöttem. Ekkor a jel nagysága 1-2 dBm-es nagyságú körülbelül az iránycsatoló és a kábelek vesztesége alapján. A cirkulátor 3-as bemenetén bejövő jelet a 4-es kimenetre vezeti, melyet egy négyszögletes hullámvezetőre kötöttem. Ennek végére helyeztem a mintát, melyről a bejövő jel reflektálni fog. A minta másik oldalára pedig a lézer nyalábját vezetjük. Megvizsgáltuk azt az összeállítást is, amikor ugyanarról az oldalról éri a mintát a lézer fénye, mint a mikrohullámú jel, de nem észleltünk a kapott jelben megfigyelhető különbséget. Vélhetően a minta vékonysága miatt (minthogy a mintánk 560  $\mu\text{m}$ -es vastagságú volt, a behatolási mélység pedig akár 1 mm is lehetett). A nyalábból előtte kivezettem egy üveglap segítségével egy, az eredeti nyaláb teljesítményének 5%-ánál kisebb teljesítményű hányadát, melyet rávezetünk a fotódetektorra. Ennek jelét ezután rávezettem az oszcilloszkóp egyik kimenetére, és az oszcilloszkópot beállítottam úgy, hogy erre a jelre triggereljen. Emiatt minden mérés kezdeti időpontja az a pillanat lesz, amikor a lézer kibocsájtja az impulzusát és a mintában a töltéshordozó párok keletkeznek. A mintáról reflektált jel pedig visszajut a cirkulátor 4-es bemenetére, melyen keresztül a 1-es kimenetre jut (a 2-es kimenetet pedig egy 50  $\Omega$ -os ellenállással lezárjuk, ezzel elkerülve az erről a végről történő reflexiók zavaró jeleinek megjelenését). Ezt a kimenetet pedig a mixer RF bemenetére kötjük. Ekkor a jel a veszteségek miatt körülbelül 0 dBm nagyságú, ami szintúgy az optimális szint. A mixer I és Q kimenetét pedig az oszcilloszkóp egy-egy csatornájára kötjük.



4.2. ábra. A mérési elrendezésről készült képek.

Ekkor a műszereket bekapcsolva, és a triggeret beállítva az oszcilloszkópon, figyelve a mixer I és Q kimenetének jelét, a fázistoló tekerőjét úgy állítottam,

hogy a Q nem egyenfeszültségű jele, azaz a reflexiós jel szinte eltűnjön, és kizárólag az I kimeneten jelenjen meg. Így elég csak az I jelét felvenni és vizsgálni. Erre azért volt szükség, mert egyrészt ez leegyszerűsíti az adatok feldolgozásának menetét, másrészt az elrendezés tervezése során felmerült, hogy csak olyan oszcilloszkóp fog majd a rendelkezésünkre állni, amelynek csak két bemeneti csatornája van, azaz nem tudtuk volna az I és Q jelét egyszerre mérni.

## 4.2. A mérési eredmények

A mérési berendezést megfelelően összeállítva, a műszereket és a lézert bekapcsolva, illetve az oszcilloszkóp trigger jelének és mintavételezési módjának beállításának elvégzése után már tudtam mérni. A mintavételezést úgy állítottam be, hogy az oszcilloszkóp 10000 pontot vegyen fel, és 512 adatsort átlagoljon. Így, felvéve egy mérést, eredményül kaptunk öt 10000 adatból álló adatsort, egy az idő-adatoké, a többi négy pedig az oszcilloszkóp négy csatornáján az adott időpillanathoz tartozó mért feszültségjele. Ebből nekünk csak az idő, és a mixer I kimenetének jelére volt szükségünk a későbbiekben. Egy ilyen adatsor (80 mW lézer teljesítmény esetén) a 4.3. ábrán látható az idő függvényében ábrázolva. Mivel most a jel DC komponense nem volt érdekes, így az oszcilloszkóp AC *coupling* beállítási lehetőségével ezt nullába toltam. Ellenben ez nem teljesen történt meg (az oszcilloszkóp ezen funkciója úgy működik, hogy a felvett görbe integrálja legyen nulla értékű), így az adatokat még el kellett tolnom úgy, hogy a DC szint a nullába essen.

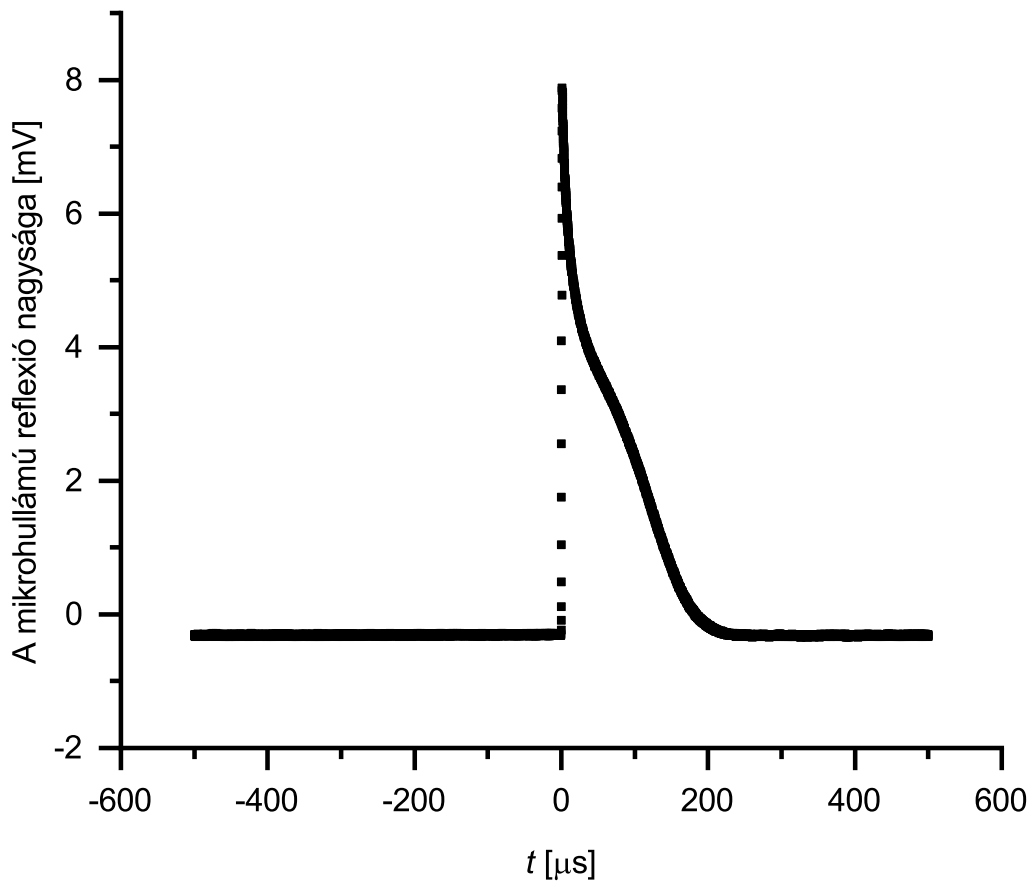
Így az előbb leírt módon felvettem a mérési adatokat összesen hét különböző, a lézer nyalábjának, teljesítmény értéke esetén. A teljesítményértékek, melyek esetén a méréseket elvégeztem a 4.1. táblázatban láthatóak. Az egyes teljesítmény értékek hibája 2%-al becsülhető.

Vizsgált teljesítmények	Pulzusenergiák
40 mW	40 $\mu$ J
80 mW	80 $\mu$ J
190 mW	190 $\mu$ J
440 mW	440 $\mu$ J
730 mW	730 $\mu$ J
1300 mW	1300 $\mu$ J
1800 mW	1800 $\mu$ J

4.1. táblázat. A vizsgált lézer teljesítményértékeket és pulzusenergiákat tartalmazó táblázat

Hasonlóan más eredményekhez [12] a kiértékelés egyik legnehezebb feladata a mért jel és a töltéshordozó koncentráció kapcsolatát meghatározni, majd ez alapján a töltéshordozó koncentráció és az élettartam kapcsolatát vizsgálni. Az irodalomban [12] is használt legegyszerűbb feltevés az, hogy a reflektált mikrohullámú jel nagysága arányos a felületi töltéshordozók számával. Így ez és az elméleti háttér című fejezetben ismertetett modellek alapján az általam használt legegyszerűbb feltevés is az volt, hogy a reflektált jel arányos a többlet töltéshordozó koncentrációval.

Ellenben ennek helyességét kérdőjelezi meg emellett még az, hogy nem csak rekombináció hanem diffúzió is van. De ez a mikrohullámoknál nem számít,



4.3. ábra. A mixer I kimenetén mérhető, a többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jel az idő függvényében, 80 mW teljesítményű megvilágító lézernyaláb esetén.

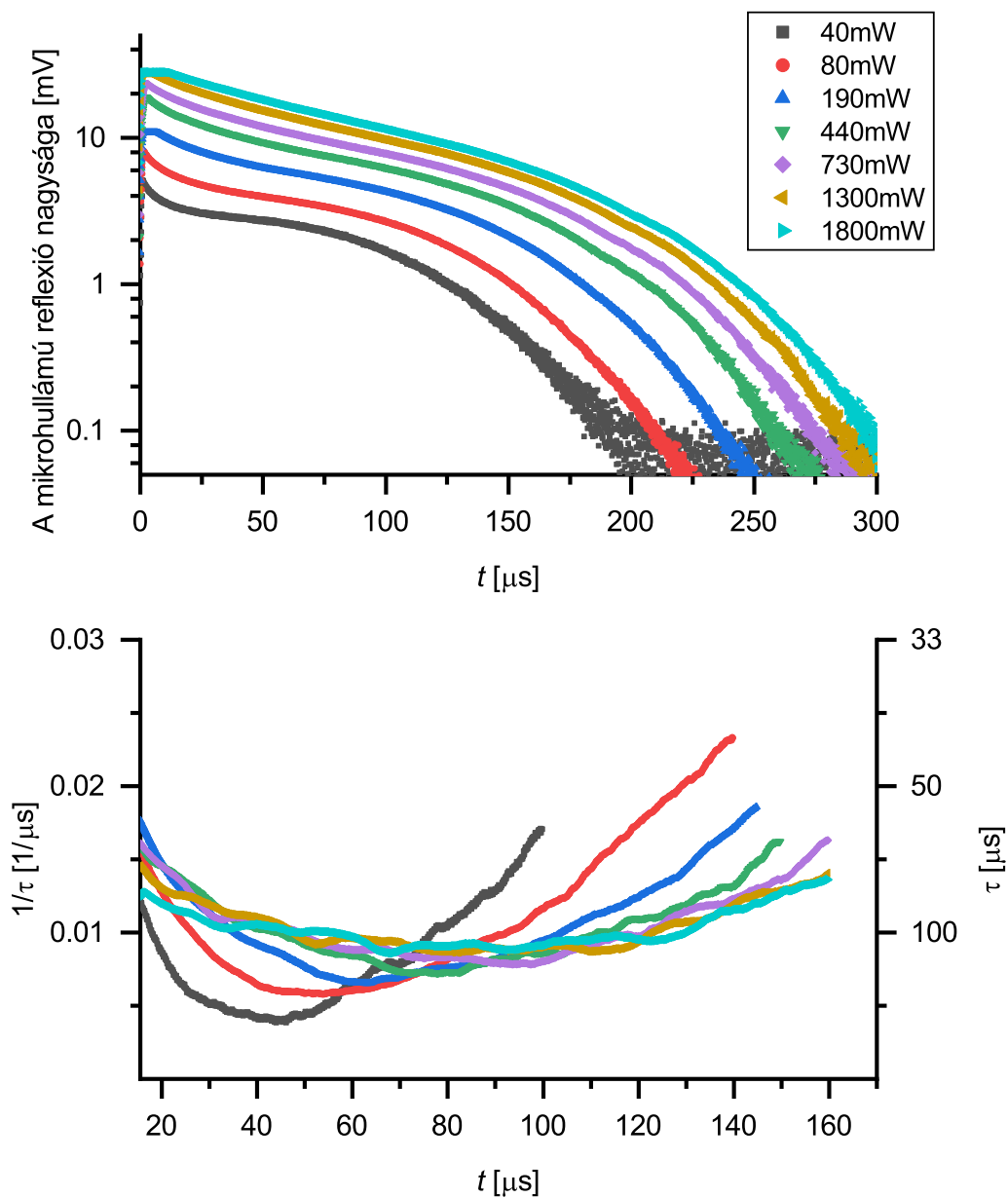
mert nagy a hullámhossz a lézer spot méretéhez képest, ezért kiátlagolja a felületi töltéshordozók számát. Így a feltételezést megtehetjük.

Az adatsorokat ábrázoltam grafikonon. Ez a következőképpen történt: A többlet töltéshordozóval arányos jelünket, azaz a mixer I kimenetén mérhető jelet ábrázoltuk logaritmikus skálán az idő függvényében, majd a skálát úgy állítottuk, hogy a töltéshordozó keltés előtti pillanatot, és amikor már a rekombináció következtében a jelünk visszaállt a 0 mV körüli DC szintre, kivágtuk. A hét lézer teljesítményérték esetén mért adatokat pedig egy közös grafikonon ábrázoltuk. Ez a 4.4. ábra felső részén látható.

Észrevehető, hogy a görbék karakterisztikája változik a teljesítmény változásával, és minél nagyobb a teljesítmény, annál inkább egy egyszerű exponenciális lecsengéshez közelíthető. Ennek egyik magyarázata az lehet, hogy a különböző megvilágító lézernyaláb teljesítmények esetén a minta más-más hőmérsékletre melegedett, ami közvetlen hatással van a rekombinációs típusok bekövetkezési valószínűségére, az élettartamra és a minta vezetőképességére. Kisebb



teljesítmények esetén jól látható, hogy először a többlet töltéshordozók száma gyorsan csökken, majd a csökkenés lelassul a folyamat közepe felé, és a végén újra felgyorsul.



4.4. ábra. Fent: Az egyes lézer teljesítményekhez tartozó, a mixer I kimenetén mért és a többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jelünk az idő függvényében szemi-logaritmikus skálán.

Lent: A fenti adatokból kapott relaxációs idő reciproka az idő függvényében.

Ezután az elméleti háttér fejezet az élettartam és diffúziós hossz szekciójában kifejtett eljárásnak megfelelően elvégeztük a 2.3.egyenlet baloldalán

szereplő műveleteket a többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jelünkön. A jel a következőképpen írható fel:

$$R(t) = A\Delta n(t_0)e^{-\frac{t-t_0}{\tau_c}}, \quad (4.1)$$

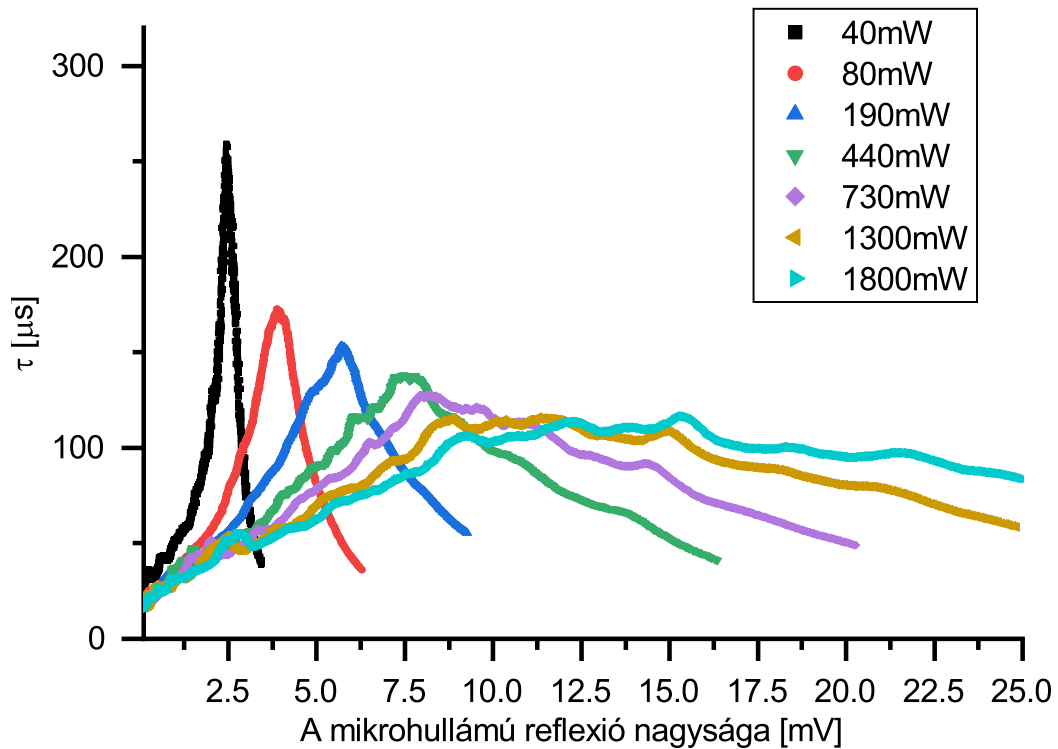
ahol  $R$  a reflexiós jel nagysága,  $A$  az arányossági tényező,  $\Delta n(t_0)$  a kezdeti többlet töltéshordozó koncentráció,  $\tau_c$  az élettartam és  $t$  az idő.

Ebből az élettartammal arányos jelet pedig a következő eljárással kapjuk:

$$\frac{d(\ln[\Delta n(t)])}{dt} = -\frac{1}{\tau_c(t)}. \quad (4.2)$$

Belátható, hogy mivel a  $\Delta n$ -el arányos jel  $\Delta n$ -ből egy szorzótaggal kapható, így a logaritmus, majd a deriválás elvégzése után ez a szorzótag eltűnik a kifejezésből. Ezzel megkapjuk a pillanatnyi élettartam idők reciprokának (-1)-szeresét. Ezeknek az adatoknak az abszolút értékét ábrázoltam az idő függvényében. Ezek szintén közös grafikonon ábrázolva a 4.4. ábra alsó részén láthatóak. A jobb oldali tengelyen feltüntettem a tényleges élettartam időket is. Az egyes adatsorok vége már nem volt értelmezhető, mivel igen zajosak voltak, így minden adatsor azon részét, melynél már ez erőteljesen érvényesült, levágtam. Itt is megfigyelhető a feljebb említett karakterisztika, hogy először kicsi a pillanatnyi élettartam (a reciprok érték nagy), majd megnő (a reciprok érték kicsi), és a végső szakaszon újra lecsökken. E mellett ezen a grafikonon már konkrét értékek is leolvashatóak az élettartamra, mely láthatóan körülbelül 50  $\mu$ s és 200  $\mu$ s közötti értékeket vesz fel. Összességében azt mondhatjuk, hogy sikerült felvennünk az élettartam változását az időben a többlet töltéshordozók keltése után félvezetőkben több megvilágító fényteljesítmény esetén.

Továbbmenve, minthogy van egy, a többlet töltéshordozókkal arányos jel adatsorunk az idő függvényében, és egy élettartam adatsorunk az időben, felvehetjük az élettartam-többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jel görbét. Ez a 4.5. ábrán látható. Ennek az a jelentősége, hogy megfelelő, az egyes rekombinációs típusokra vonatkozó, referencia görbék segítségével lehet következtetni arra, hogy mekkora többlet töltéshordozó koncentráció esetén melyik rekombinációs típus dominál, illetve, hogy abból lehet-e következtetni az anyag valamilyen tulajdonságára. Például SRH rekombinációs dominancia esetén a minta hibáira vagy tisztaságára.

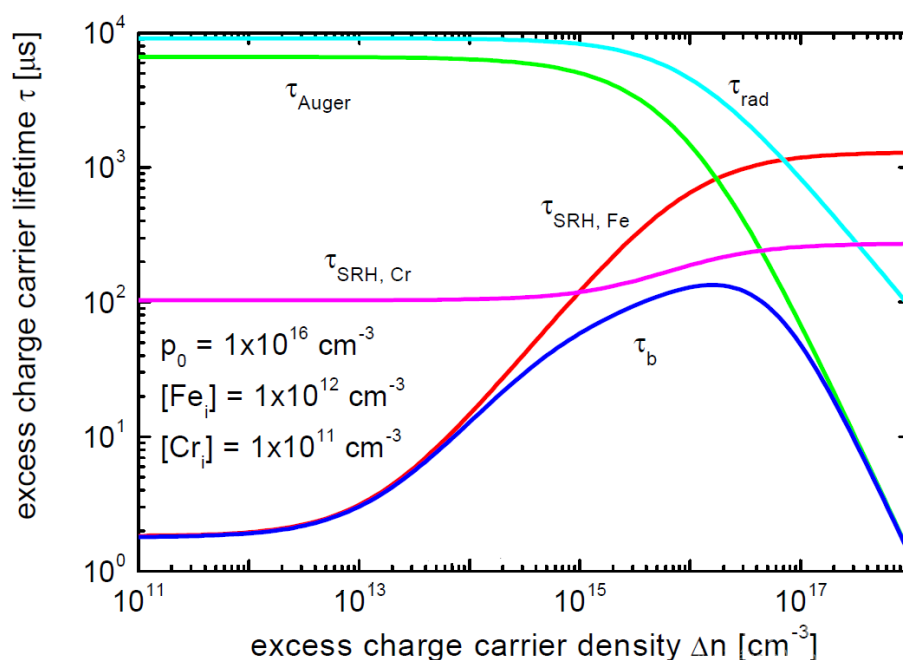


4.5. ábra. A pillanatnyi élettartam-többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jel görbék az egyes lézer teljesítmény értékek esetén.

### 4.3. Az eredmények diszkussziója

A kapott eredmények most már alkalmasak az összehasonlításra más, ezen a kutatási területen elért eredményekkel. A 4.6. ábrán K. Lauer egy munkájából [12] kiragadott grafikonon látható. Ezen a grafikonon kék görbével jelölték az összesített élettartamot, pirossal a vas szennyezettségből származó SRH rekombinációhoz tartozót, rózsaszínnel a króm szennyezettségből származó SRH rekombinációhoz tartozót, zölddel az Auger rekombinációhoz tartozót és türkizkékkel a sugárzási rekombinációhoz tartozót.

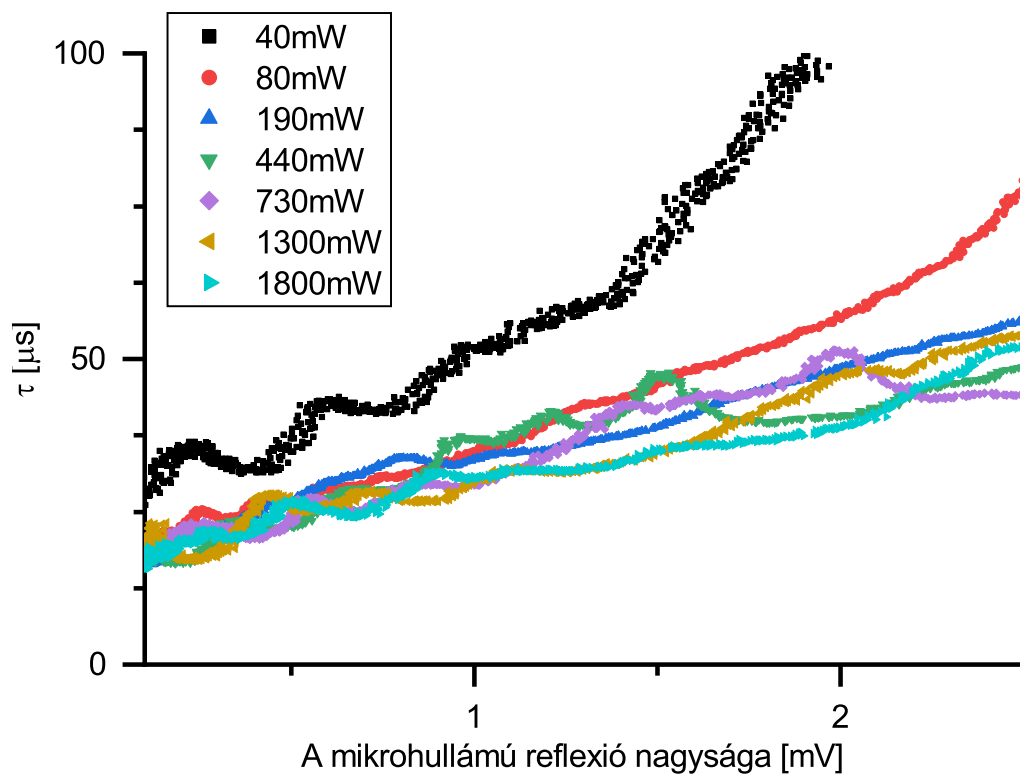
Összehasonlítva a 4.5. ábrán látható görbékkel, kimondhatjuk, hogy a két eredményt hasonló. Az én általam kapott görbék karakterisztikája olyan, mint az összesített élettartamhoz ( $\tau_b$ -hez) tartozó görbének a karakterisztikája. Megfigyelve a kapott számszerű értékeket, mindkét esetben 100  $\mu$ s-os nagyságrendig megy fel a jel. A mi eredményünk esetén akár 250  $\mu$ s-ot is elér, illetve kis többlet töltéshordozó koncentráció esetén is 20  $\mu$ s körüli értékre megy csak le az élettartam, míg az ő esetükben körülbelül 2  $\mu$ s-ra. Erről a 4.7. ábrán látható, a korábbi, élettartam-mikrohullámú reflexiós jel görbe origó körüli kinagyítottján, hogy egyik görbe esetén se lesz az élettartam 12.5  $\mu$ s-nál kisebb (továbbá 30-40  $\mu$ s-nál nagyobb se). Erről arra lehet következní a



4.6. ábra. A pillanatnyi élettartam-többség töltéshordozó koncentrációval arányos jel görbék az egyes lézer teljesítmény értékek esetén. [12]

4.6. ábrán láthatóakból, hogy a szilíciumban lévő, szennyező vas atomsűrűsége nem lehet nagyobb, mint  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , minthogy ez az értékű szennyezettség már olyan 2  $\mu\text{s}$ -os élettartam időket okozna az ebből származó SRH rekombinációk révén. Ez pedig azt jelenti, minthogy a szilícium atomsűrűségének irodalmi értéke  $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  [11], hogy a vas atomsűrűsége a mintában kevesebb, mint  $10^{-10}$ -szerese a szilíciumének, azaz a minta rendkívül tiszta. Ezt a szennyező koncentrációt annak fényében kell vizsgálnunk, hogy egy nagytisztaságú anyag általában ppm-es ( $10^{-6}$ ) szennyezőkoncentrációval rendelkezik, a jelen minta ennél 10.000-szer tisztább.

Tehát a kapott számszerű élettartam értékek és a karakterisztikák hasonlósága is azt sugallja, hogy a mérés helytálló volt. Ellenben a karakterisztikák esetén az volt a váromlásunk, hogy ugyanakkora mikrohullámú reflexiós jel, vagyis többségi töltéshordozó koncentráció hordozó arány esetén közel ugyanakkora élettartamokat fogunk kapni, illetve a görbék az adott értékek esetén körülbelül megegyező menetek szerint fognak változni. Ezzel ellentétben a 4.5. ábrán azt látjuk, hogy különböző teljesítmény értékek esetén a görbék szétszúznak és ellaposodnak. Ennek az oka nem egyértelmű. Egyik lehetséges ok eredhet a hőmérséklet különbözőségéből, de lehetséges az is, hogy nagyon nagy tartományban változtatjuk a töltéshordozók számát, emiatt az elméleti bevezetőben ismertetett linearizált közelítés (Reflexió  $\propto \sigma$ ) nem feltétlenül érvényes. A jelenség pontos okát a jövőben tervezem vizsgálni.



4.7. ábra. A pillanatnyi élettartam-többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jel görbék az egyes lézer teljesítmény értékek esetén az origó körül kinyújtva. Ezek az értékek a tranzienstörbe végén, azaz kis többlet töltéshordozó koncentráció mellett.

## 5. fejezet

# Összefoglalás

A TDK dolgozatomban bemutattam egy nem invazív vizsgálati módszert félvezetők vizsgálatára, illetve ismertettem egy szilícium minta, különböző megvilágító fényteljesítmények esetén, többlet töltéshordozóinak élettartam-többlet töltéshordozó koncentrációval arányos jel és az élettartam-idő görbék megmérése során végzett munkámat. Ennek érdekében először bemutattam a mérési módszer alapját szolgáló elméleti ismereteket. Majd a rendelkezésre álló eszközöket, és azt, hogy ezek segítségével hogyan tudtam a mérés elvégzésére alkalmas mérési összeállítást elkészíteni. Ezután ismertettem az eredményeket, kitérve azokra a lépésekre, melyekkel ezeket a nyers adatokból megkaptam. Megmutattam, hogy a módszer segítségével a félvezetőben az ún. töltésrelaxációs idő meghatározható. Az eredményeket összehasonlítottam korábban készült kutatásokkal, arra jutottam, hogy a kapott eredményem az irodalmi ismeretekkel jó egyezést mutat, tehát a használt módszerek és rendelkezésre álló eszközök alkalmasak az ilyen szintű mérések és vizsgálatok elvégzésére. A munka során egy jelenleg nyitott kérdés is felmerült, nevezetesen, hogy a töltéshordozó koncentrációtól pontosan hogyan függ a töltésrelaxációs élettartam. Ezt a jelenséget tervezem a jövőben részletesen vizsgálni. A nem várt jelenség, amit tapasztaltam fogja a jövőbeli kutatásaim egyik vizsgálandó anyagát alkotni. Emellett hasznos tudást halmoztam fel a munkám során mind a félvezető fizika, mind a mikrohullámú méréstechnika területén, melyre szükségem is lesz, mivel ez a kutatás folytatódni fog az ennél még pontosabb és informatívabb mérési eljárás továbbfejlesztése reményében.

# Irodalomjegyzék

- [1] <https://pveducation.org/pvcdrom/absorption-coefficient>.
- [2] <https://www.ditom.com/cart/product/d4c2040/>.
- [3] Drude model. [https://en.wikipedia.org/wiki/Drude\\_model](https://en.wikipedia.org/wiki/Drude_model).
- [4] <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=S310C>, .
- [5] <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=DET36A/M>, .
- [6] [https://en.wikipedia.org/wiki/Hagen%E2%80%93Rubens\\_relation](https://en.wikipedia.org/wiki/Hagen%E2%80%93Rubens_relation).
- [7] <https://nardamiteq.com/viewmodel.php?model=4015C-10>.
- [8] Töltéshordozók keltése, rekombinációja és injekciója félvezetőkben. [http://titan.physx.u-szeged.hu/~dpiroska/felvez/tltshordozk\\_keltse\\_rekombincija\\_s\\_injekcija\\_flvezetkben.html](http://titan.physx.u-szeged.hu/~dpiroska/felvez/tltshordozk_keltse_rekombincija_s_injekcija_flvezetkben.html).
- [9] <https://www.markimicrowave.com/Assets/datasheets/IQ-0618.pdf>.
- [10] <http://uni-obuda.hu/users/racz.ervin/Savelmelet.pdf>.
- [11] <http://pvcdrom.pveducation.org/APPEND/Silicon.htm>.
- [12] K. Lauer. Comparison of rf-pcd and mw-pcd lifetime measurements on silicon wafers and bricks. 6 2012.
- [13] Kevin Lauer, A Laades, H Ubensee, H Metzner, and A Lawerenz. Detailed analysis of the microwave-detected photoconductance decay in crystalline silicon. *Journal of Applied Physics*, 104:104503 – 104503, 12 2008. doi: 10.1063/1.3021459.