



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Elektronikus Eszközök Tanszék

Teljesítmény LED-ek modellezési kérdései

Önálló laboratórium 2

Szalai Albin

V. éves villamosmérnök hallgató

Konzulens: dr. Poppe András, Elektronikus Eszközök Tanszék

BME VIK

2008

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. LED alapismeretek	3
2.1. Fizikai folyamatok	3
2.1.1. Foton-sugárzással járó rekombinációk	3
2.1.2. Foton-sugárzással nem járó rekombinációk	5
2.2. Dióda feszültség-áram karakterisztika	9
2.3. Az ideális áram-feszültség karakterisztikától való eltérés okai	12
2.4. Emissziós energia	12
2.5. Töltésmegosztás pn átmenetekben	13
2.6. Töltésmegosztás heteroátmenetekben	13
2.7. Dióda feszültség	15
2.8. Dióda feszültség hőmérsékletfüggése	16
3. Optikai tulajdonságok	18
3.1. Belső, külső és teljesítmény hatások	18
3.2. Emissziós spektrum	19
3.3. Az emisszió intenzitásának hőmérséklet függése	21
4. Modellezés	22
4.1. A félvezető eszközök modellezésének elvi kérdései[3]	22
4.1.1. Fizikai és áramköri modellezés	22
4.1.2. A „fekete doboz” módszer és a fizikai megközelítés	23
4.2. Félvezető dióda modellezése[3]	23
4.2.1. Az ideális dióda egyenlete	23
4.2.2. A soros ellenállás	24
4.2.3. Az emissziós együttható	24
4.2.4. Generációs és rekombinációs áram	24
4.2.5. A hőmérsékletfüggés modellezése	25
4.3. Félvezető dióda modell módosítása	25
4.3.1. Piros, piros-narancs, narancs LED-ek	25
4.3.2. Kék, zöld LED-ek	27

5. Téma továbbfejlesztése	28
6. Összegzés	28

1. Bevezetés

Napjainban a világítástechnikában egyre fontosabb szerepet töltenek be a LED¹-ek. Köszönhető ez a hosszú élettartamunknak, a nagy megbízhatóságuknak, és a jó hatásfokuknak. Éppen ezért van szükségünk egy olyan modellre, ami megfelelően írja le a működésüket.

Az önálló laboratórium beszámolómban áttekintem a LED-ek működését meghatározó fizikai folyamatokat, megvizsgálom a feszültség-áram karaktersztrikáikat befolyásoló tényezőket, valamint ismeretemet az alapvető optikai tulajdonságaikat.

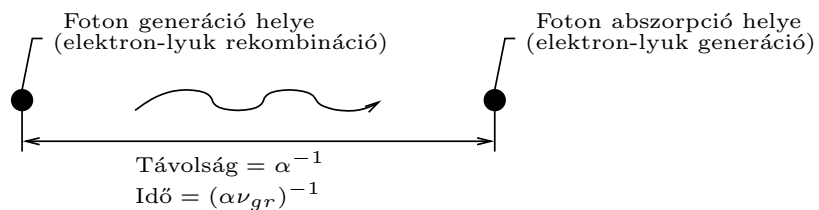
Bemutatom a TRANZ-TRAN program standard dióda modelljét, a mérési eredmények kiértékelésének segítségével próbálok módosítási javaslatokat tenni a modellre vonatkozóan, hogy az utána képes legyen előállítani a szimulált LED fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevőjét és hatásfokát.

2. LED alapismeretek

2.1. Fizikai folyamatok

2.1.1. Foton-sugárzással járó rekombinációk

A van Roosbroeck-Shockley modell. A van Roosbroeck-Shockley modell segítségével meghatározható a spontán sugárzó rekombinációs ráta egyensúlyi és nem egyensúlyi esetben [12]. A rekombinációs ráta kiszámításához csak néhány alap paraméterre van szükség, mint a bandgap energia, az abszorpciós együttható és a refraktív index. Mindegyik paraméter egyszerűen meghatározható.



1. ábra. Illusztráció a foton generáció és abszorpció közötti úthoz és időhöz

Egy félvezető abszorpciós tényezőjét $\alpha(\nu)$ -vel jelöljük, mértékegysége cm^{-1} . Egy foton egy elektron-lyuk pár rekombinációja során jön létre, majd később abszorbeálódik, ez látható az 1. ábrán. A közepes úthossz, amit a ν frekvenciájú foton megtesz az elnyelődése előtt $\alpha(\nu)^{-1}$. Ebből a foton elnyelődése előtti idő

$$\tau(\nu) = \frac{1}{\alpha(\nu)\nu_{gr}} \quad (1)$$

¹light-emitting diodes

ahol ν_{gr} a fotonok hullámterjedésének a csoportsebessége a félvezetőben. A fotonok csoportsebességét a következő összefüggés adja

$$\nu_{gr} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\nu}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = c \cdot \frac{d\nu}{d(\bar{n}\nu)} \quad (2)$$

ahol \bar{n} a refraktív index. A csoportsebességet beírva az (1) egyenletbe

$$\frac{1}{\tau(\nu)} = \alpha(\nu)\nu_{gr} = \alpha(\nu)c \frac{d\nu}{d(\bar{n}\nu)} \quad (3)$$

Ez az egyenlet megadja az inverz foton élettartamot vagy az egységnyi idő alatti foton abszorpció valószínűségét. Az abszorpció valószínűség eredményéből és a foton sűrűségből meghatározható az egységnyi idő alatt egységnyi térrészben a foton abszorpció rátája. Egyensúlyi feltételek mellett, közepes refraktív index esetén az egységnyi térrészben a foton sűrűséget a Planck fekete test sugárzási összefüggése adja meg.

$$N(\lambda)d\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^4} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\lambda \quad (4)$$

Ebből könnyen megkaphatjuk $N(\nu)d\nu$ -t, ami azon fotonok száma, amelyek a ν és $\nu + d\nu$ frekvenciaintervallumba esnek. A $\lambda = \frac{c}{(\bar{n}\nu)}$ kifejezésből

$$d\lambda = -\frac{c}{(\bar{n}\nu)^2} \frac{d(\bar{n}\nu)}{d\nu} d\nu \quad (5)$$

Ennek eredményét beírva a (4) egyenletbe megkapjuk a fekete test foton eloszlását a frekvencia függvényében.

$$N(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2\bar{n}^2}{c^3} \frac{d(\bar{n}\nu)}{d\nu} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (6)$$

Egységnyi térrészben ν és $\nu + d\nu$ frekvenciatartományban az abszorpció tényezőt a foton sűrűség és a fotonok közepes élettartamának hányadosa adja.

$$R_0(\nu) = \frac{N(\nu)}{\tau(\nu)} = \frac{8\pi\nu^2\bar{n}^2}{c^3} \frac{d(\bar{n}\nu)}{d\nu} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \alpha(\nu)c \frac{d\nu}{d(\bar{n}\nu)} \quad (7)$$

Ezt integrálva a teljes frekvenciatartományra megkapjuk az egységnyi térfogat abszorpció rátáját.

$$R_0 = \int_0^\infty R_0(\nu)d\nu = \int_0^\infty \frac{N(\nu)}{\tau(\nu)} = \frac{8\pi\nu^2\bar{n}^2}{c^3} \frac{d(\bar{n}\nu)}{d\nu} \frac{\alpha(\nu)}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (8)$$

Ezt az egyenletet van Roosbroeck-Shockley egyenletnek nevezzük. Ez egyszerűbben is felírható, ha az abszorpció együtthatót a következő alakban írjuk fel.

$$\alpha = \alpha_0 \sqrt{\frac{E - E_g}{E_g}} \quad (9)$$

Az abszorpciós együttható négyzetgyökös összefüggése az abszorpciós tényező és az állapotsűrűségek egyenes arányosságából következik. α_0 az abszorpciós tényező $h\nu = 2E_g$ esetén. α_0 értéke néhány félvezető esetén megtalálható az 1. táblázatban.

A van Roosbroeck-Shockley egyenletet egyszerűsíthetjük a továbbiakban, ha elhanyagoljuk a refraktív index frekvenciafüggését, és helyette a refraktív index sáv széli értékét használjuk. Ebből az egyenlet:

$$R_0 = 8\pi c \bar{n}^2 \alpha_0 \sqrt{\frac{kT}{E_g}} \left(\frac{kT}{ch}\right)^3 \int_{x_g}^{\infty} \frac{x^2 \sqrt{x - x_g}}{e^x - 1} dx \quad (10)$$

ahol $x = \frac{h\nu}{kT} = \frac{E}{kT}$ és $x_g = \frac{E_g}{kT}$. Az exponenciális függvény gyors növekedése miatt csak az energiának egy kicsi, a bandgaphez közel eső tartománya számít az integrálba. Az integrálnak nincs egyszerű analitikai megoldása, a megoldásához numerikus módszerek szükségesek.

Egyensúlyi feltételek mellett a hordozó generáció (foton abszorpció) megegyezik a hordozó rekombinációval (foton emisszióval), így a van Roosbroeck-Shockley modell előállítja az egyensúlyi rekombinációs tényezőt. A bimolekuláris ráta egyenletet alkalmazva mind az egyensúlyi mind a nem egyensúlyi esetre, megkapható az egységnyi idő alatt egységnyi térrészben bekövetkező rekombinációk száma.

$$R = B \cdot n \cdot p \quad (11)$$

Most a Roosbroeck-Shockley modellt használjuk a bimolekuláris rekombinációs együttható (B) meghatározására. Egyensúlyi feltételek mellett $R = R_0 = Bn_i^2$. Ebből a bimolekuláris rekombinációs együttható a következő módon függ az egyensúlyi rekombinációs rátától:

$$B = \frac{R_0}{n_i^2} \quad (12)$$

Az 1. táblázatba a különböző félvezetők bimolekuláris rekombinációs együtthatóit a (10) és (12) egyenletekből számíthatóak ki. Minden a számításhoz használt anyagi paraméter megtalálható a táblázatban. A számítási eredmények alapján a III-V direkt félvezetők esetén $B = 10^{-9} - 10^{-11} \text{cm}^3/\text{s}$. A számított eredmények jó egyezést mutatnak a tapasztalati eredményekkel. GaP, Si, Ge és minden indirekt-gap félvezető sokkal kisebb bimolekuláris rekombinációs együtthatóval rendelkezik.

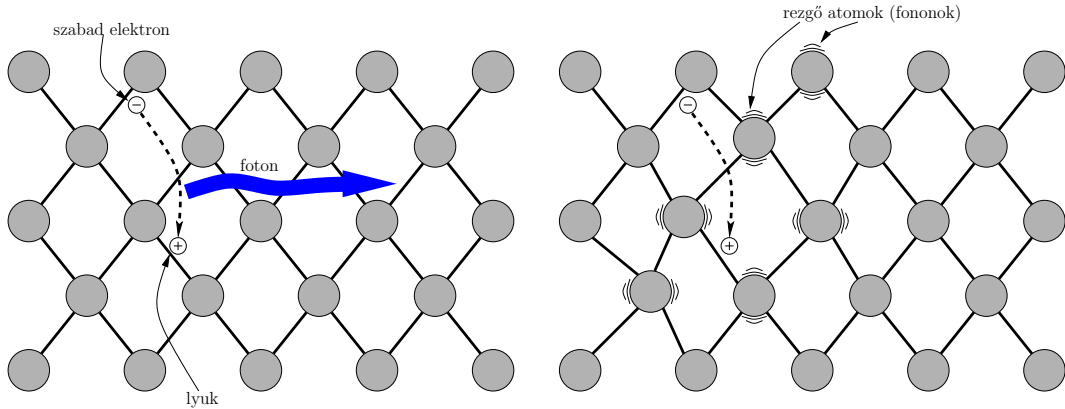
2.1.2. Foton-sugárzással nem járó rekombinációk

A foton sugárzással nem járó rekombinációk nem kívánatos folyamatok a fénykibocsátó félvezető eszközökben. Több fizikai folyamat is nem sugárzó rekombinációt okoz, ezek közül talán a leg-

Anyag	$E_g[eV]$	$\alpha_0[cm^{-1}]$	$\bar{n}[-]$	$R_0[cm^{-3}s^{-1}]$	$n_i[cm^{-3}]$	$B[cm^3s^{-1}]$	$\tau_{spont}[s]$
GaAs	1.42	$2 \cdot 10^4$	3.3	$7.9 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{-10}$	$5.1 \cdot 10^{-9}$
InP	1.35	$2 \cdot 10^4$	3.4	$1.2 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^{-10}$	$8.5 \cdot 10^{-9}$
GaN	3.4	$2 \cdot 10^5$	2.5	$8.9 \cdot 10^{-30}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$2.2 \cdot 10^{-10}$	$4.5 \cdot 10^{-9}$
GaP	2.26	$2 \cdot 10^3$	3.0	$1.0 \cdot 10^{-12}$	$1.6 \cdot 10^0$	$3.9 \cdot 10^{-13}$	$2.6 \cdot 10^{-6}$
Si	1.12	$1 \cdot 10^3$	3.4	$3.3 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^{10}$	$3.2 \cdot 10^{-14}$	$3.0 \cdot 10^{-5}$
Ge	0.66	$1 \cdot 10^3$	4.0	$1.1 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{13}$	$2.8 \cdot 10^{-13}$	$3.5 \cdot 10^{-6}$

1. táblázat. Gap energiából számított bimolekuláris rekombinációs együttható 300K-en különböző félvezetők esetén, abszorpciós együttható és refraktív index a bandgap energiánál. Spontán élettartam a $B^{-1}N_{D,A}^{-1}$ -ből, valamint a többségi töltéshordozó koncentráció $10^{18}cm^{-3}$ adalékolás esetén.

egyszerűbb a kristályrácsban található hiba. Ezen hibáknak köszönhetően az elektron rekombinációjakor nem a bandgapnek megfelelő foton jön létre, hanem rezgéseket kelt a rácsban. Ezt szemlélteti a 2. ábra. Ezt nevezzük fononnak, és ez melegedést okoz.



2. ábra. Foton sugárzással járó és foton sugárzással nem járó elektron rekombináció

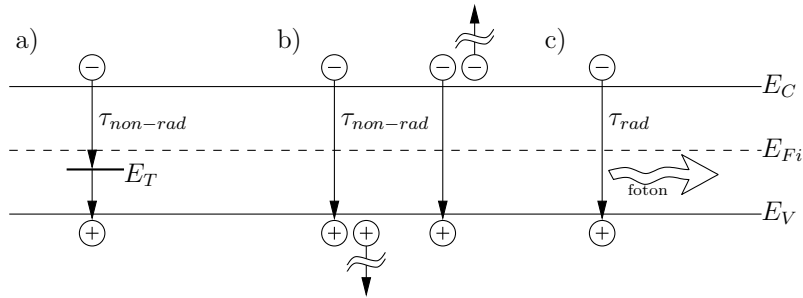
Ezek a hibák lehetnek diszlokációk, vagy beékelődött atomok [5]. Minden ilyen hiba plusz energia szinteket hoz létre a tiltott sávban.

Az energia szintek a félvezető tiltott sávjában rekombinációs centrumokat hoznak létre, különösen ha az adott energiaszint a tiltott sáv közepéhez közel helyezkedik el. A csapdaállapoton keresztüli rekombinációt szemlélteti a 3. a) ábra.

A szabad töltéshordozók csapdaállapotokon keresztüli rekombinációját először Shockley, Read és Hall vizsgálták [8][11].

Shockley-Read modell. A csapdaállapotok következtében létrejövő foton sugárzással nem járó rekombinációs ráta egyenletét Shockley és Read vezette le [11],

$$R_{SR} = \frac{p_0 \Delta n + n_0 \Delta p + \Delta n \Delta p}{(N_T \nu_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T \nu_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)} \quad (13)$$



3. ábra. Foton sugárzással nem járó rekombinációk okai: a) csapdaállapot, b) Auger folyamat. c) Foton sugárzással járó rekombináció.

ahol a csapda energia E_T , a koncentráció N_T , $\Delta n = \Delta p$, ν_n és ν_p az elektronok és a lyukak termikus határsebessége, σ_n és σ_p a csapdák befogási keresztmetszetei. Az n_1 és p_1 az elektron és lyukkonzentráció, ha a Fermi energia a csapda szintjénél található.

$$n_1 = n_i e^{\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{kT}\right)} \quad p_1 = p_i e^{\left(\frac{E_{Fi} - E_T}{kT}\right)} \quad (14)$$

ahol E_{Fi} a Fermi szint intrinsic félvezető esetén.

A többlet elektronok élettartama foton-sugárzással nem járó rekombináció esetén meghatározható a $R_{SR} = \Delta n / \tau$ egyenletből.

Ezek alapján az élettartam:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{(N_T \nu_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T \nu_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)} \quad (15)$$

Ezek után megkülönböztetjük a többségi és a kisebbségi töltéshordozókat és feltételezzük, hogy a félvezető p típusú. Ebből következik, hogy a lyukak a többségi töltéshordozók, vagyis $p_0 \gg n_0$ és $p_0 \gg p_1$. Ha az egyensúlyi állapottól kis eltérést feltételezünk ($\Delta n \ll p_0$), akkor a kisebbségi töltéshordozók élettartamát a következő egyenlet adja meg:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{n_0}} = N_T \nu_n \sigma_n \quad (16)$$

Ha az elektronok a többségi töltéshordozók, az élettartamot a fentivel analóg módon kapjuk meg:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{p_0}} = N_T \nu_p \sigma_p \quad (17)$$

Az eredmények azt mutatják, hogy a Shockley-Read rekombinációs rátát korlátozza a kisebbségi töltéshordozók befogási rátája. Ez azt sugallja, hogy a többségi töltéshordozók befogása egy sokkal gyakoribb esemény, mint a kisebbségieké. A (15) egyenlet a következő módon egyszerűsödik:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{\tau_{p_0}(n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_{n_0}(p_0 + p_1 + \Delta p)} \quad (18)$$

Az egyensúlyi esettől való kis eltérések esetén ($\Delta n \ll p_0$) ez az egyenlet tovább egyszerűsödik:

$$\tau = \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0} + \tau_{p_0} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{p_0 + n_0} \approx \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0} \quad (19)$$

Az egyenletek vizsgálata megmutatta, hogy az élettartam nem változik az egyensúlyi esettől való kis eltérések esetén.

A további vizsgálatoknál feltételezzük, hogy a csapda elektronokat és lyukakat megegyező valószínűséggel fog be ($\nu_n \sigma_n = \nu_p \sigma_p$ és $\tau_{n_0} = \tau_{p_0}$). A (19) egyenletből:

$$\tau = \tau_{n_0} \left(1 + \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0} \right) \quad (20)$$

Intrinsic félvezető esetén, ahol $n_0 = p_0 = n_i$ az egyenlet tovább egyszerűsödik:

$$\tau_i = \tau_{n_0} \left(1 + \frac{p_1 + n_1}{2n_i} \right) = \tau_{n_0} \left[1 + \cosh \left(\frac{E_T - E_{F_i}}{kT} \right) \right] \quad (21)$$

ahol E_{F_i} az intrinsic Fermi szint, ami tipikusan a tiltott sáv közepéhez közel van. A cosh-nak ott van minimuma, ahol az argumentuma nulla. Ebből következik, hogy a nem sugárzó esetben az élettartamnak minimuma van, ha $E_T - E_{F_i}$ nulla, vagyis ha a csapda szintje egybe esik a tiltott sáv közepével. Ilyen esetben az élettartam $\tau = 2\tau_{n_0}$. Az eredmények azt mutatják, hogy a csapdaállapotok hatékony rekombinációs centrumok, ha közel vannak a tiltott sáv közepéhez.

A (21) egyenlet vizsgálatakor látható a hőmérséklet függése a Shockley-Read rekombinációnak. Ha T nő, akkor a foton sugárzással nem járó rekombináció élettartama csökken. Ennek az az eredménye, hogy a foton sugárzással járó direkt sáv rekombináció hatásfoka csökken a magasabb hőmérsékleteken. A legmagasabb hatásfokot hűtéssel lehet elérni.

Auger rekombináció. Egy másik fontos mechanizmus, ami foton sugárzással nem járó rekombinációt okoz, az Auger rekombináció. Ebben a folyamatban az elektron-lyuk rekombinációból adódó energiát megkapjuk (nagyjából E_g), de eldisszipálódik gerjesztve a szabad elektronokat messze a vezetési sávba, vagy a lyukakat mélyen a vegyérték sávba. A folyamatot a 3. b) ábra szemlélteti. Az erősen gerjesztett töltéshordozók azután leadják a felesleges energiájukat többszörös fonon emisszióval, amíg közel nem kerülnek a tiltott sáv széléhez.

A 3. b) ábrán látható mindkét Auger rekombináció rekombinációs valószínűsége a következő:

$$R_{Auger} = C_p n p^2 \quad (22)$$

és

$$R_{Auger} = C_p n^2 p \quad (23)$$

Az Auger rekombináció a töltéshordozó koncentrációjának négyzetével arányos (vagy p^2 vagy n^2), mivel két azonos típusú töltéshordozó (két elektron vagy két lyuk) kell a rekombinációs folyamathoz. Az első folyamat (lásd (22) egyenlet) p típusú félvezetőben dominál, míg a második (lásd (23) egyenlet) n típusú félvezetőben.

Az Auger rekombinációkor is meg kell maradnia az energiának és a momentumnak. A vezetési és a vegyérték sáv struktúrájának a különbözősége miatt a két Auger együttható C_p és C_n alapjaiban eltér. Az Auger rekombináció valószínűsége egyszerűsödik, nem egyensúlyi esetben

$$R_{Auger} = (C_p + C_n)n^3 = Cn^3 \quad (24)$$

ahol C az Auger együttható. Ennek tipikus értéke $10^{-28} - 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ III-V félvezetők esetén [13] [7].

Az Auger rekombináció csak nagyon nagy áramok esetén rontja a fénykibocsátási hatásfokot. Ekkor a töltéshordozó koncentráció köbével arányos. A többi esetben annyira alacsony az Auger rekombináció valószínűsége, hogy elhanyagolható.

A pontos valószínűség meghatározásához kvantummechanikai számítások szükségesek, és ismerni kell a pontos sávstruktúrát [7].

2.2. Dióda feszültség-áram karakterisztika

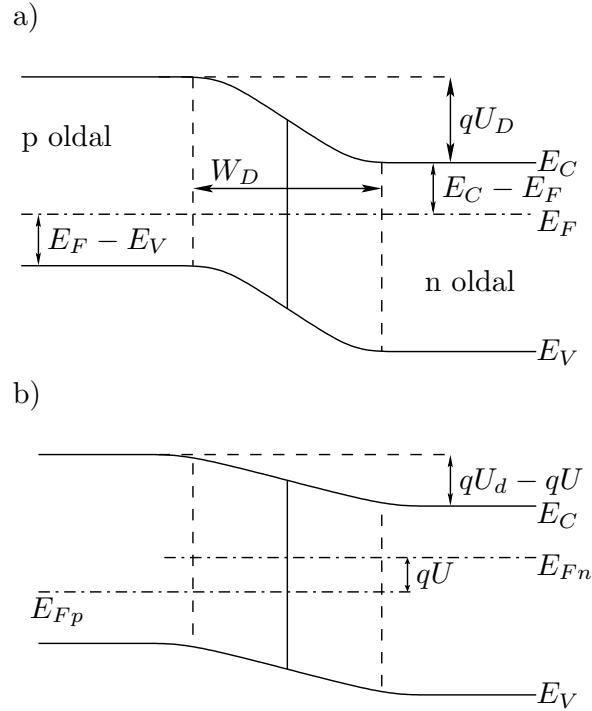
A dióda feszültség-áram karakterisztikájának felírásakor feltételezzük, hogy a vizsgált pn átmenet abrupt, a donor koncentráció N_D és az akceptor koncentráció N_A . Úgy tekintjük, hogy minden adalék ionizált állapotban van, tehát a szabad elektron koncentráció $n = N_D$ valamint a szabad lyuk koncentráció $p = N_A$. Az előfeszítetlen pn átmenet közelében az n oldal elektronjai átdiffundálnak a p oldalra, ahol az ott lévő többségi lyukakkal rekombinálnak. Természetesen a p oldalról pedig lyukak diffundálnak át az n oldalra, ahol rekombinálnak az ottani elektronokkal. Végeredményben a pn átmenet környezete kiürül. Ezt a tartományt nevezzük kiürítéses tartománynak.

A szabad töltéshordozók hiánya miatt a kiürítéses tartományban az egyetlen töltést az ionizált donorok és akceptorok adják. Az n oldalon a donorok a p oldalon az akceptorok hozzák létre a tértöltést. Ez a tértöltés potenciálkülönbséget hoz létre amit diffúziós potenciálnak nevezünk. Az U_D diffúziós potenciál felírható a

$$U_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (25)$$

egyenlettel, ahol N_A és N_D az akceptor és a donorkoncentráció, n_i az intrinsic töltéshordozó koncentráció a félvezetőben. A diffúziós potenciál szemléltetése látható a 4. ábrán. A diffúziós potenciál megadja, hogy mekkora az a potenciálgát, amit le kell győznie a szabad töltéshordozóknak ahhoz, hogy átjussanak a másik vezető oldalra.[10]

A kiürített réteg szélességét és a diffúziós potenciált a Poisson egyenlet megoldása adja. Levezethető, hogy a kiürített réteg vastagságát ki lehet fejezni a diffúziós potenciállal. Ezek alapján a kiürített réteg vastagságát a



4. ábra. pn átmenet sávdiaagramja a) nulla előfeszítés esetén, b) nyitó irányú előfeszítés esetén

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} (U - U_D) \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (26)$$

egyenlet adja, ahol $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ a dielektromos állandó, U pedig a diódára kívülről kapcsolt feszültség. Külső feszültséggel csökkenthető vagy növelhető a potenciálgát annak függvényében, hogy nyitó vagy záró irányú az előfeszítés. Nyitó irányú előfeszítés esetén elektronok és lyukak injektálódnak az ellentétes vezetési típusú tartományba és az áram nőni fog. A számunkra érdekes folyamat során a töltéshordozók átdiffundálnak az ellentétes típusú vezetési tartományba, ahol végül rekombinálnak és foton emittálásával adják le az energiájukat.

A pn átmenet feszültség-áramát először Shockley írta fel, ez az egyenlet írja le a pn átmenet $U - I$ görbét, és Shockley egyenletnek nevezzük. A Shockley egyenlet egy A keresztmetszetű dióda esetén a

$$I = qA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right) (e^{qU/kT} - 1) \quad (27)$$

egyenlet írja le, ahol $D_{n,p}$ és $\tau_{n,p}$ az elektronok és a lyukak diffúziós állandója és az elektronok és a lyukak kisebbségi töltéshordozó élettartama.

Záró irányú előfeszítés esetén a dióda árama telítődik és a telítési áramot az előző Shockley egyenletben az exponenciális tag szorzója adja. A dióda $U - I$ karakterisztikája a következő alakban írható

$$I = I_s (e^{qU/kT} - 1) \quad \text{ahol} \quad I_s = qA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right) \quad (28)$$

Nyitó irányú előfeszítés esetén a dióda feszültsége $U \gg kT/q$, és így $e^{(qU/kT)} - 1 \approx e^{(qU/kT)}$. A (25) egyenletet használva a Shockley egyenlet átírható a következő alakra

$$I = qA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right) e^{\frac{q(U-U_D)}{kT}} \quad (29)$$

ami nyitó irányú előfeszítés esetén érvényes.

A (29) egyenlet exponenciális függvényének exponense alapján látható, hogy az áram meredeken növekedni fog, ha a dióda feszültsége megközelíti a diffúziós potenciált, vagyis $U \approx U_D$. Azt a feszültséget, ahol az áram meredeken nőni kezd, küszöbfeszültségnek nevezzük, $V_{th} \approx U_D$.

A 4. ábrán látható pn átmenet sávdiaagramja szemlélteti a Fermi szint elválását a vezetési és a vegyérték sávtól. A Fermi szint és a sávhatárok energiakülönbségét a Boltzmann statisztika írja le. [10]

$$E_C - E_F = -kT \ln \frac{n}{N_c} \quad \text{az } n \text{ oldalon} \quad (30)$$

és

$$E_F - E_V = -kT \ln \frac{p}{N_v} \quad \text{a } p \text{ oldalon} \quad (31)$$

A 4. ábráról leolvasható a következő:

$$qU_D - E_g + (E_F - E_V) + (E_C - E_F) = 0 \quad (32)$$

Erősen adalékolt félvezető esetén a Fermi szint és a sáv széle közötti különbség jóval kisebb, mint a tiltott sáv szélessége, vagyis $E_C - E_F \ll E_g$ az n típusú oldalon és $E_F - E_V \ll E_g$ a p típusú oldalon. Továbbá ezek a mennyiségek csak gyengén (logaritmikusan) függenek az adalék koncentrációtól, ami a (30) és a (31) egyenletből látható. Így a (32) egyenlet harmadik és negyedik tagját elhagyhatjuk, vagyis a diffúziós potenciál közelítőleg megegyezik a bandgap energia és az elemi töltés hányadosával.

$$V_{th} \approx U_D \approx \frac{E_g}{q} \quad (33)$$

2.3. Az ideális áram-feszültség karakterisztikától való eltérés okai

A Shockley egyenlet megadja a pn átmenet elméleti U-I karakterisztikáját, de a másodlagos hatások miatt a mérési adatok ettől eltérnek. A mérési adatokat is visszaadó összefüggést kapunk, ha kiegészítjük a Shockley egyenletet egy m idealitási faktoral:

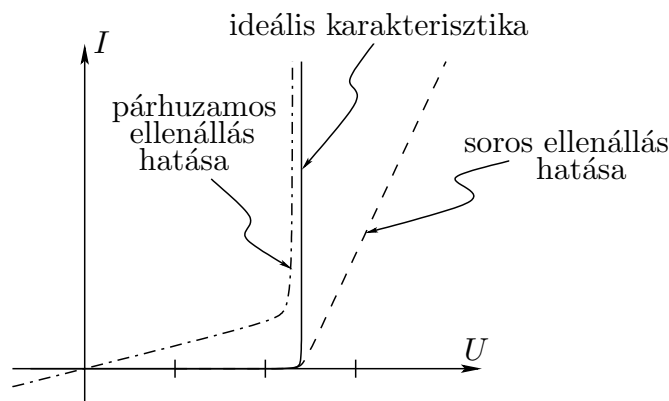
$$I = I_s e^{\frac{qU}{mkT}} \quad (34)$$

ahol m a dióda idealitási faktora. Ideális dióda esetén az idealitási faktor értéke egységnyi. Valós diódák esetén az idealitási faktor tipikus értéke $m = 1.1 - 1.5$. $m = 2$ vagy még magasabb értékek is előfordulhatnak III-V vegyületfélvezetők esetén. Például $m = 6$ GaN/GaInN diódák esetén. A diódák idealitási faktorának részletes vizsgálatával a hivatkozott irodalom foglalkozik. [6] Diódák esetén fontos idealitást elrontó tényezők, a diódák parazita ellenállásai. A soros és párhuzamos ellenállás hatása látható az 5. ábrán. A soros ellenállást okozhatja a kontaktus ellenállás vagy a félvezetőn belüli ellenállások. Párhuzamos ellenállást a pn átmenetet elkerülő csatornák létrejötte okoz. Ilyen csatornák akkor jöhetnek létre, ha sérülés van a pn átmenet körül, vagy a felületi hibák következtében.

A dióda U-I karakterisztikáját adó Shockley egyenletet ki kell egészítenünk a parazita ellenállásokkal.

$$I - \frac{(U - IR_s)}{R_p} = I_s \cdot e^{\frac{q(U - IR_s)}{mkT}} \quad (35)$$

R_s a soros, R_p a párhuzamos parazita ellenállás. Ha $R_s = 0$ és $R_p = \infty$, akkor a Shockley egyenletet kapjuk vissza.



5. ábra. A parazitaellenállások hatása

2.4. Emissziós energia

Az E_g bandgap energiájú félvezetőből kilépő foton energiája a bandgap energiájával arányos.

$$h\nu \approx E_g \quad (36)$$

Ideális dióda esetén minden elektron beinjektálódik az aktív régióba, és fotont hoz létre. Az energiamegmaradás miatt a foton energiájának meg kell egyeznie az elektron által leadott energiával.

$$qU = h\nu \quad (37)$$

Ezen összefüggésnek köszönhető néhány effektus, ha megváltoztatjuk a dióda feszültségét az ideálishoz képest.

2.5. Töltésmegosztás pn átmenetekben

A töltésmegosztás pn átmenetekben a töltéshordozók diffúziós állandóitól függ. A diffúziós állandót nehéz mérni, ezért a leggyakrabban a töltéshordozók mozgékonyágát mérik meg (például a Hall effektus segítségével), majd ebből az Einstein összefüggéssel meghatározható a diffúziós állandó. Ez az összefüggés nem degenerált félvezetők esetén:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \quad (38)$$

Amikor egy kisebbségi töltéshordozó átdiffundál az ellentétes vezetési típusú oldalra, akkor ott rekombinálódik. A rekombinációig megtett távolság a diffúziós hossz. A diffúziós hossz a következő összefüggésekkel számítható:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (39)$$

ahol τ_n és τ_p az elektronok és lyukak kisebbségi töltéshordozó élettartama. Tipikus félvezetők esetén ez néhány mikrométeres nagyságrendű. Például p típusú GaAs-ben az elektronok diffúziós hossza $L_n = \sqrt{220 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot 10^{-8} \text{ s}} \approx 15 \mu\text{m}$. Így a kisebbségi töltéshordozók csak néhány mikron vastag területen oszlanak szét.

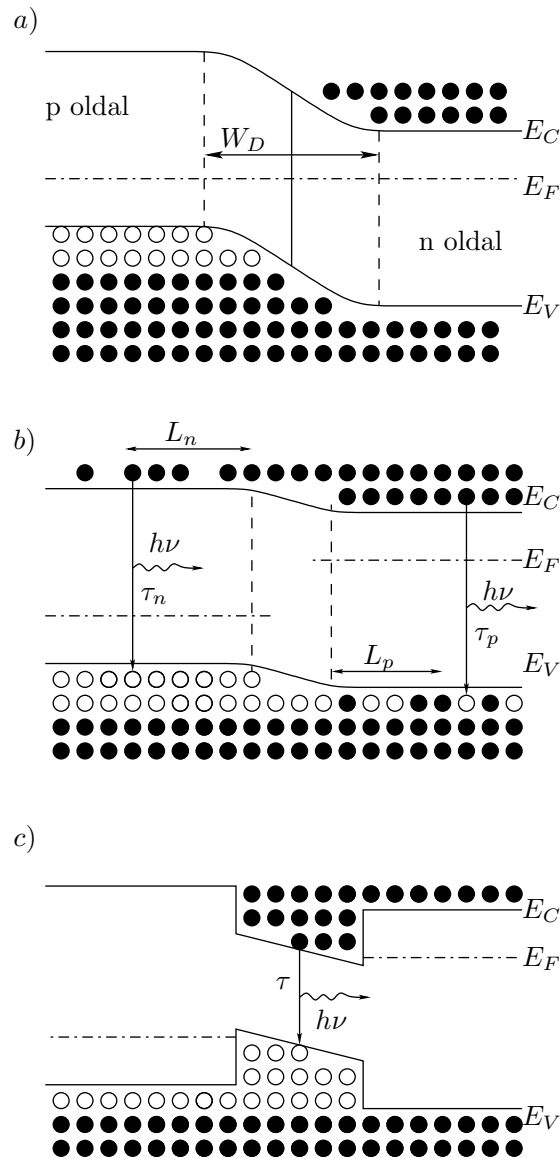
A töltéshordozók eloszlását mutatja a 6. ábra nulla és nyitó feszültség mellett. A kisebbségi töltéshordozók nagy területen oszlanak el, ezért ha néhány átdiffundál a szomszédos tartományba, akkor erősen csökken a koncentráció. Vagyis a rekombináció nagy területen erős töltéshordozó koncentráció változást okoz, ami nem kedvez a hatékony rekombinációnak.

2.6. Töltésmegosztás heteroátmenetekben

A nagy teljesítményű LED-ek esetén heteroátmeneteket használnak. Heteroátmenetes eszközöket két különböző félvezetőből készítenek. Ezeket keskeny tiltott sávú aktív régióknak és széles tiltott sávú gát régióknak nevezik. Ha a struktúra két gátat tartalmaz, akkor kettős heterostrukturának²³ nevezzük.

²double heterostructure, DH

³Szokásos elnevezés még a potenciál gödör vagy kvantum gödör



6. ábra. pn átmenet a) nulla és b) nyitó irányú, c) heteroátmenet nyitó irányú előfeszítéssel

A heteroátmenet töltéshordozó megosztására gyakorolt hatását lehet látni a 6. c) ábrán. A töltéshordozók a gátak által határolt területekre fognak összegyűlni. Ennek eredménye az lesz, hogy a rekombinációs terület vastagságát a gátak távolsága határozza meg és nem a diffúziós hossz.

Ennek a változtatásnak a következménye lényeges, ugyanis az így létrejött aktív régió vastagsága lényegesen kisebb, mint az átlagos diffúziós hossz. A diffúziós hossz 1 és $10\mu m$, a dupla heteroátmenet aktív régiójának vastagsága $0.01..1\mu m$. Ennek köszönhetően a töltéshordozó koncentráció az aktív régióban sokkal nagyobb, mint egyszerű homoátmenet esetén. A foton sugárzással járó rekombinációs ráta a bimolekuláris rekombinációs egyenlet alapján

$$R = Bnp \quad (40)$$

amiből látható, hogy magas töltéshordozó koncentráció esetén megnő a foton sugárzással járó rekombinációs ráta és csökken a rekombinációs élettartam. Ez az oka annak, hogy minden magas hatásfokú LED ilyen struktúrát alkalmaz.

2.7. Dióda feszültség

Mikor egy injektált elektron rekombinálódik, az energiája optikai energiává alakul. Ebből következik, hogy a diódára kapcsolt feszültségnek akkorának vagy nagyobbak kell lennie, mint a tiltott sáv energiája. A dióda feszültség ezek alapján

$$U = \frac{h\nu}{q} \approx \frac{E_g}{q} \quad (41)$$

Néhány mechanizmus következtében a diódára adandó minimális nyitó irányú feszültség eltér ettől valamennyire.

Az első, ha a diódánknak számottevő soros ellenállása van, akkor egy plusz feszültségesés jön létre. Plusz ellenállást a következő tényezők okozhatnak:

- kontaktus ellenállás
- abrupt heteroátmenet okozta ellenállás
- bulk ellenállás

Ez a feszültségesés megnöveli a szükséges feszültséget.

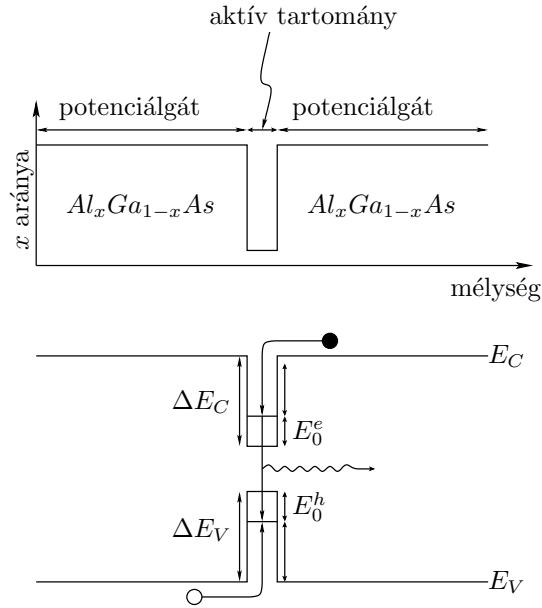
A második ilyen mechanizmus, a töltéshordozók energiát veszítenek amikor beinjektálódnak a potenciál gödörbe. Ezt szemlélteti a 7. ábra. A hordozók ekkor fonon emisszióval adják le az energiájukat, ami melegedést okoz. A töltéshordozók nem adiabatikus injekciójának következtében az energiavesztés jelentős azokban a félvezetőkben, ahol nagy a sáv szerkezet diszkontinuitása, például *GaN* vagy más III. csoportból való nitrides anyagok esetében.

Így a teljes feszültségesés egy nyitó irányban előfeszített LED esetén:

$$U = \frac{E_g}{q} + I \cdot R_s + \frac{\Delta E_C - E_0}{q} + \frac{\Delta E_V - E_0}{q} \quad (42)$$

ahol az egyenlet jobb oldalának első tagja az elméleti feszültség minimum, a második tag az eszköz soros ellenállásából adódik, a harmadik és negyedik tag a töltéshordozók aktív régióba történő nem adiabatikus injekciójából adódik.

A mérési adatok és a tapasztalat azt mutatta, hogy a dióda feszültség minimuma valamivel kisebb, mint az elméleti minimum, a (42) egyenlet ezt előre is jelezte, vagyis valamivel $E_g/q \approx h\nu/q$ alatti lesz ez az érték.



7. ábra. a) vegyületfélvezető összetétele és b) sávdigramja

2.8. Dióda feszültség hőmérsékletfüggése

Egy ideális dióda $U - I$ karakterisztikáját a Shockley egyenlet adja meg

$$I = I_s \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) \quad (43)$$

ahol I_s a telítési áram. Nem degenerált félvezetők esetén nyitó irányú előfeszítés esetén a Shockley egyenletet a következő alakban is felírhatjuk

$$I = I_s^* \left(e^{\frac{qU - E_g}{kT}} - 1 \right) \quad (44)$$

ahol

$$I_s^* = qA \left(\frac{D_p N_c N_v}{L_p N_D} + \frac{D_n N_c N_v}{L_n N_A} \right) \quad (45)$$

Tegyük fel, hogy a diódát egy konstans I árammal hajtjuk meg. Ahogy változik a hőmérséklet a diódán eső feszültség változni fog. A dióda hőmérsékletfüggését a (44) egyenlet U -ra történő megoldásával kapjuk. A megoldás

$$U(T) = \frac{kT}{q} \ln \frac{I}{I_s^*} + \frac{E_g(T)}{q} \quad (46)$$

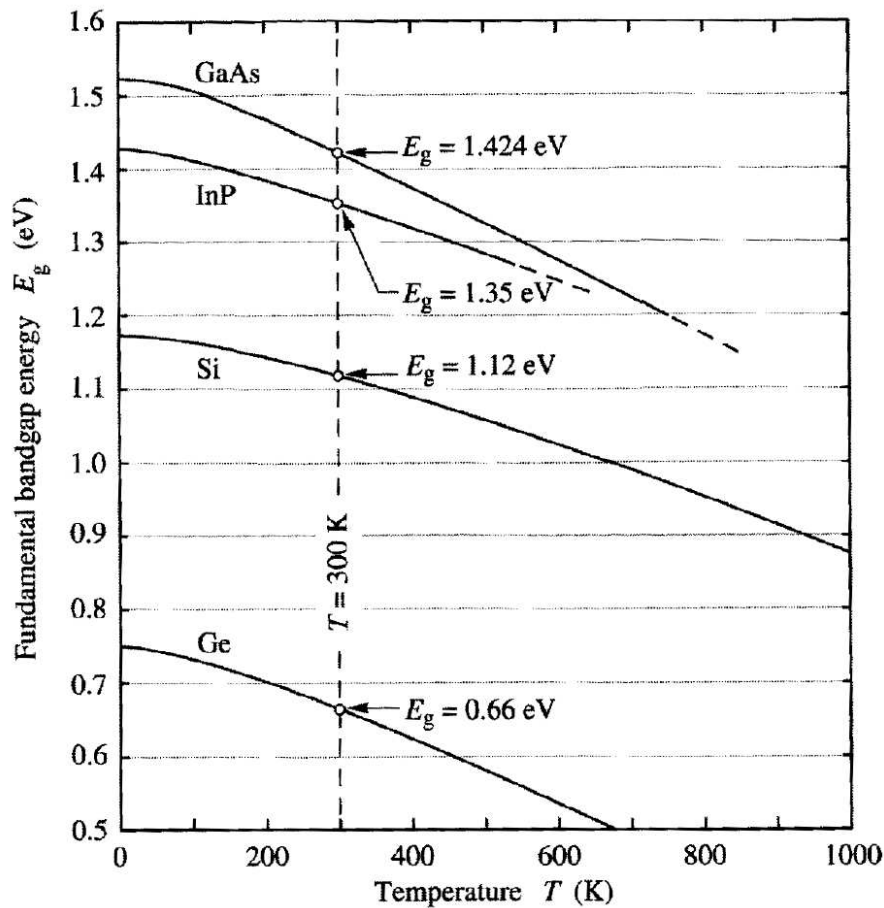
Az egyenlet jobb oldalának első tagja a Fermi szint hőmérsékletfüggésének köszönhető. A hőmérséklet növekedésével a Fermi szint elvándorol a tiltott sáv közepétől, így a Fermi szint

távolsága a p és n oldaltól kisebb lesz. Ennek az az eredménye, hogy kisebb feszültség lesz szükséges adott áramhoz.

A jobb oldal második tagja a bandgap energia hőmérsékletfüggésének köszönhető. Növekvő hőmérséklet esetén a bandgap energia csökkenni fog. A gap energia hőmérsékletfüggése formulával megadható:

$$E_g = E_g|_{T=0K} - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (47)$$

ahol α és β fittelt paraméterek. A nyitó feszültség hőmérsékletfüggése közvetlenül adódik a bandgap energia hőmérsékletfüggéséből.



8. ábra. *GaAs*, *InP*, *Si* és *Ge* bandgap energiájának hőmérsékletfüggése[9]

3. Optikai tulajdonságok

3.1. Belső, külső és teljesítmény hatásfok

Ha a LED-et ideálisnak tekintjük, akkor az aktív régióban minden injektált elektron után egy fotont emittál. Minden bevitt töltés kvantum (elektron) egy fény kvantumot (foton) hoz létre. Így az ideális LED aktív régiója egységnyi kvantum hatásfokkal rendelkezik. A belső kvantum hatásfok definíciója a következő:

$$\mu_{int} = \frac{\text{másodpercenként emittált fotonok száma}}{\text{másodpercenként a LED-be injektált elektronok száma}} = \frac{P_{int}/(h\nu)}{I/q} \quad (48)$$

ahol P_{int} az emittált optikai teljesítmény, I az injektáló áram.

Az aktív régió által emittált fotonoknak ki kellene lépni a LED-ből. Ideális LED esetén minden emittált foton kilép a LED-ből, az ilyen LED egységnyi extrakciós hatásfokkal rendelkezik. Egy valós LED esetén azonban néhány foton soha sem hagyja el a félvezetőt [9]. Ez néhány veszteséget okozó mechanizmusnak köszönhető. Például az emittálódott fény abszorbeálódik a szubsztrátban, feltéve, hogy a szubsztrát képes abszorbeálni az adott hullámhosszon. A fény még esetleg abszorbeálódhat a fém kontaktuson. Ezeket együttesen hívjuk a belső reflexiónak, ezzel írjuk le a fény csapdába esésének valószínűségét, tehát mennyivel csökken a félvezetőből való kilépésének az esélye. A fény extrakciós hatásfokának definíciója a következő:

$$\mu_{extr} = \frac{\text{másodpercenként kilépő fotonok száma}}{\text{másodpercenként emittált fotonok száma}} = \frac{P/(h\nu)}{P_{int}/(h\nu)} \quad (49)$$

ahol P a kilépő optikai teljesítmény. Az extrakciós hatásfok egy komoly korlátozó tényező teljesítmény LED-ek esetén. Nagyon nehéz 50% felé emelni anélkül, hogy nagyon megdrágítsanak az eszköz gyártását.

A külső kvantum hatásfok definíciója:

$$\mu_q = \frac{\text{másodpercenként kilépő fotonok száma}}{\text{másodpercenként a LED-be injektált elektronok száma}} = \frac{P/(h\nu)}{I/q} = \mu_{int} \cdot \mu_{extr} \quad (50)$$

A külső kvantum hatásfok megadja a ténylegesen kilépett fénykvantum és a beinjektált elektronok számának arányát.

A teljesítmény hatásfok⁴:

$$\mu_{power} = \frac{P}{I \cdot U} \quad (51)$$

ahol $I \cdot U$ a LED-re adott villamos teljesítmény.

⁴Angolszász szakirodalomban elterjedt elnevezés a „wallplug efficiency”

3.2. Emissziós spektrum

A LED-ek fény emittálásának fizikai mechanizmusa a spontán elektron-lyuk rekombináció. A spontán emisszió folyamata alapvetően különbözik a stimulált emissziótól, amit félvezető lézerekben használnak. A spontán rekombinációnak határozott karakterisztikája van, ami meghatározza a LED optikai tulajdonságait.

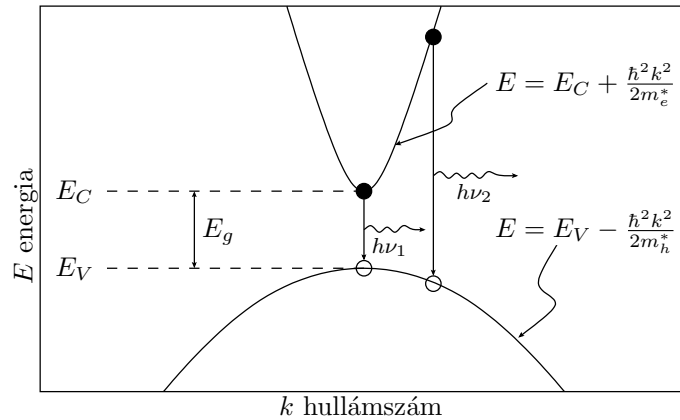
Egy elektron-lyuk rekombináció folyamatát szemlélteti a 9. ábra. Elektronok a vezetési sávban, lyukak a vegyérték sávban, összefoglalóan a parabolikus diszperziós összefüggés írja le a viselkedésüket.

$$E = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad \text{elektronok esetén} \quad (52)$$

és

$$E = E_V + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad \text{lyukak esetén} \quad (53)$$

ahol m_e^* és m_h^* az elektronok és a lyukak effektív tömege, \hbar a redukált Planck állandó⁵, k a töltéshordozók hullámszáma, E_V és E_C a vegyérték és vezetési sáv széle.



9. ábra. A parabolikus diszperziós összefüggés, „vertikális” elektron-lyuk rekombináció és foton emisszió

Az energiamegmaradás elve megköveteli, hogy a foton energiája egyezzen meg az elektron és a lyuk energiájának különbségével:

$$\hbar\nu = E_e - E_h \approx E_g \quad (54)$$

ahol E_e az elektron energiája, E_h a lyuk energiája. A foton energiája nagyjából megegyezik a bandgap energiájával, ha a termikus energia kicsi a bandgap energiához képest $kT \ll E_g$. Így a

⁵ $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

LED kívánt emissziós hullámhosszát beállíthatjuk a megfelelő bandgap energiájú félvezető anyag megválasztásával. Például a *GaAs* bandgap energiája 1.42eV szobahőmérsékleten, így a *GaAs* LED 870nm -es hullámhosszúságon fog sugározni.

Hasznos összehasonlítani a töltéshordozók átlagos impulzusát a foton impulzusával. A töltéshordozók impulzusa ha kinetikus energiájuk kT és effektív tömegük m^*

$$p = m^* \cdot v = \sqrt{2m^* \frac{1}{2} m^* v^2} = \sqrt{2m^* kT} \quad (55)$$

Az E_g energiájú foton impulzusát a de Broglie összefüggésből határozhatjuk meg

$$p = \hbar k = \frac{h\nu}{c} = \frac{E_g}{c} \quad (56)$$

A töltéshordozó impulzusának eredményéből (az (55) egyenlet alapján) és a foton impulzus eredményéből (az (56) egyenlet alapján) a töltéshordozó impulzus nagyságrendekkel nagyobb, mint a foton impulzusa. Ennek következtében az elektron impulzusa nem változhat lényegesen a vezetési sávból a vegyérték sávba történő átmenet közben. Az átmenet ezért „vertikális” lesz, ahogy a 9. ábrán látható, vagyis az elektronok csak azokkal a lyukakkal fognak rekombinálni, amelyeknek az impulzusa megegyezik az elektronokéval, vagy a k értéke egyezik meg.

Felhasználva azt a feltételt, hogy az elektronok és lyukak impulzusa meg kell egyezzen, a foton energiája felírható egy csatolt diszperziós relációval,

$$h\nu = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} - E_V + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} \quad (57)$$

ahol m_r^* a redukált tömeg

$$\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (58)$$

A csatolt diszperziós egyenletet felhasználva meghatározhatjuk a csatolt állapotsűrűség egyenletét

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E - E_g} \quad (59)$$

A töltéshordozók eloszlását a megengedett tartományokban a Boltzmann eloszlás adja meg:

$$f_B(E) = e^{-\frac{E}{kT}} \quad (60)$$

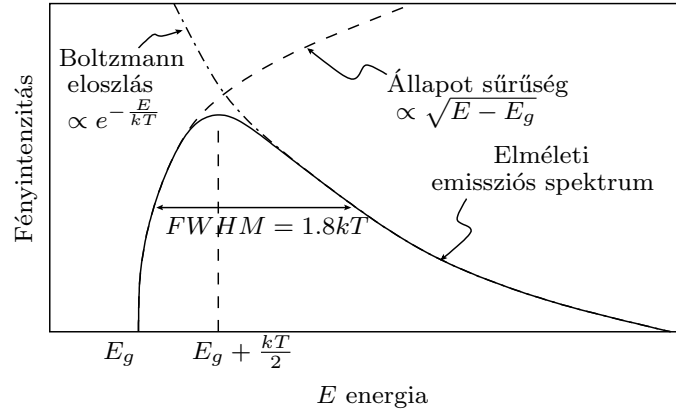
Az emissziós intenzitást az energia függvényében az (59) és (60) egyenletek alapján határozhatjuk meg,

$$I(E) \propto \sqrt{E - E_g} e^{-\frac{E}{kT}} \quad (61)$$

A LED spektrumát az (61) egyenlet adja meg, ez látható a 10. ábrán. Az emissziós intenzitás maximuma az

$$E = E_g + \frac{1}{2}kT \quad (62)$$

helyen található.



10. ábra. LED-ek elméleti emissziós spektruma, FWHM (Full width at half maximum, a maximális intenzitás felénél a spektrum szélessége $1.8kT$)

A spektrum szélessége a maximális intenzitás felénél

$$\Delta E = 1.8kT \quad (63)$$

Például szobahőmérsékleten a *GaAs* LED intenzitás maximuma $870nm$, $\Delta E = 46meV$ vagy $\Delta\lambda = 28nm$.

A LED-ek sugárzásának spektrális szélessége sok szempontból fontos. Először is a látható tartományban a LED-ek fényének spektruma keskeny a teljes látható spektrumhoz képest. Lényegesen kisebb az emberi szem számára érzékelhető színek spektrumának szélességéhez képest. Például a piros színtartomány 625 és $730nm$ között van, ami sokkal szélesebb, mint egy LED tipikus emissziós spektruma. Ennek köszönhetően a LED-ek sugárzása egyszínű az emberi szem számára.

Másodszor, az optikai vezetők szórnak, aminek mértéke nagyban függ a belépő fény spektrális szélességétől.

A töltéshordozók spontán élettartama direkt sávszerkezetű LED-el esetén $1 - 100nm$ nagyságrendű, az aktív régió adalékolásától és az anyag minőségétől függ. Ennek köszönhetően a modulációs sebesség $1Gbit/s$ is lehet. [9]

3.3. Az emisszió intenzitásának hőmérséklet függése

A LED-ek emissziós intenzitása csökken növekvő hőmérséklet esetén. Ez az emissziós intenzitás csökkenés néhány hőmérsékletfüggő faktor változásának köszönhető, mint a foton sugárzással

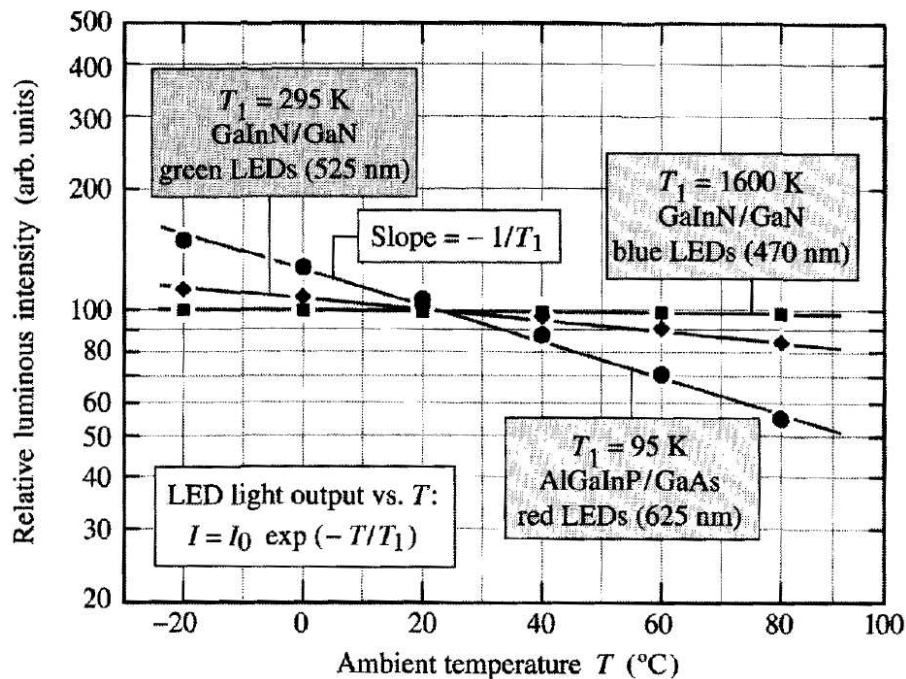
nem járó csapdaállapot miatti rekombináció, a felületi rekombinációk és a heterostruktúrák miatt bekövetkező töltéshordozó veszteség.

A LED-ek szobahőmérséklet körüli hőmérsékletfüggését gyakran a következő fenomenologikus összefüggéssel adják meg [9]:

$$I = I|_{0K} e^{-\frac{T}{T_1}} \quad (64)$$

ahol T_1 a karakterisztikus hőmérséklet, ez adja meg a hőmérsékletfüggését a LED-nek. A nagy értékű karakterisztikus hőmérséklet a kívánatos, mert ekkor lesz kicsi a hőmérsékletfüggés.

Az emissziós intenzitás hőmérsékletfüggés mérési eredményei láthatóak a 11. ábrán. Ezen a képen kék $GaInN/GaN$, zöld $GaInN/GaN$ és vörös $AlGaInP/GaAs$ LED-ek emissziós intenzitásának hőmérsékletfüggése látható állandó áram mellett.



11. ábra. Karakterisztikus hőmérsékletfüggés $GaInN/GaN$ kék, $GaInN/GaN$ zöld és $AlGaInP/GaAs$ vörös LED-ek esetén szobahőmérséklet közeli hőmérsékleten[4]

4. Modellezés

4.1. A félvezető eszközök modellezésének elvi kérdései[3]

4.1.1. Fizikai és áramköri modellezés

A félvezető diódák vizsgálatával kapcsolatosan két, jellegzetesen elkülönülő modellezési feladattal találkozunk. Ezek: a fizikai és az áramköri modellezés.

A fizikai modellezés. Célja az eszköz belső fizikai viselkedésének vizsgálata. Kiindulása a szilárdtest-fizika és a villamosságtan alapösszefüggései, valamint az anyagtulajdonságokat leíró paraméterek. A matematikai formában megfogalmazódó modell egyenleteit egy számítógépi program oldja meg. Ez a fizikai szimulációs, (vagy eszközszimulációs) program. E program bemenő információja a félvezető struktúra geometriai méretei, anyagi jellemzői valamint kapocsfeszültségi adatok. Eredményként az eszköz belsejében kialakuló térerősség, áramsűrűség stb. eloszlást kapjuk, akár stacionárius, akár időfüggő körülményekre vonatkozóan.

Az áramköri modellezés. Célja az eszköz kapcsain mutatott viselkedésének a leírása. Az eszköz belsejében lezajló folyamatok nyomon követése most nem feladat. Lényeg, hogy a kapcsolokra adott gerjesztéseknek a kapcsolokon mutatott hatását megfelelően tükrözze a modell. Innen az „áramköri modell” elnevezés is: az eszköz áramköri viselkedését kell modellezni, nem a belsejében lezajló jelenségeket.

4.1.2. A „fekete doboz” módszer és a fizikai megközelítés

Az áramköri modellek kialakításának két jellegzetes útja van. Az elsőnél az eszközt olyan „fekete doboznak” tekintjük, aminek belső felépítéséről semmit nem tudunk. Csak a kapcsolokon mutatott viselkedést ismerjük, mérési tapasztalatból. A mért adatok alapján keresünk olyan közelítő függvényt, tapasztalati leírást, ami a „fekete doboz” kívülről mutatott viselkedését megfelelő pontossággal tükrözi.

Az áramköri modellek kialakításának másik útja a fizikai megközelítés. Kiindulunk az eszköz belső felépítésének, működésének ismeretéből, fizikai alapegyenleteiből. Ezek alapján jutunk el a kapcsolok áramai és feszültségei közötti összefüggésekhez, vagyis az áramköri modellhez.

A tapasztalatok szerint az utóbbi, a fizikai megközelítés a modellalkotás biztosabb és eredményesebb útja. Előnye, hogy az azonos működési elvű, és csak méreteikben eltérő eszközök azonos modellel írhatók le. További előny, hogy a modell fejlesztése, újabb jelenségekkel való kiegészítése a fizikai megközelítésű, generikus modelleknél általában egyszerűbb, mint a fekete doboz jellegűeknél.

4.2. Félvezető dióda modellezése[3]

4.2.1. Az ideális dióda egyenlete

A (27) Shockley egyenlet alapján ismert, hogy az ideális félvezető dióda feszültség-áram egyenlete exponenciális függvény:

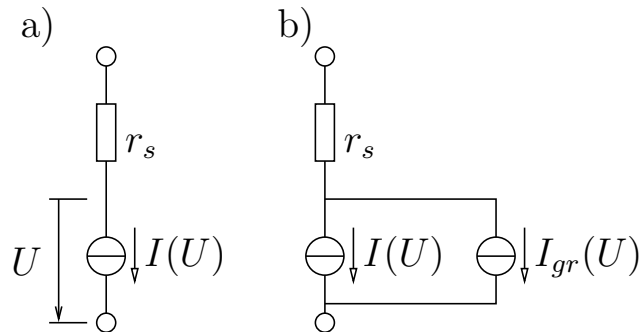
$$I = I_0 \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right) \quad (65)$$

ahol $U_T = kT/q$ a termikus feszültség, I_0 a telítési áram. Ez az ideális diódaegyenlet első közelítésben jó leírását adja a félvezető diódának, legalábbis nyitó tartományban, közepes áramokra. Azonban kis és nagy áramoknál, és különösen a záró tartományban az ideális egyenlet pontossága nem megfelelő. Jelen alkalmazás esetében ez nem okoz gondot, ugyanis ezen modell

átalakításával jutunk majd el a LED-modellünkhöz, ahol nem vizsgáljuk a záró tartományban a viselkedést, mert ez nem üzemszerű működés. Csak azokkal a másodlagos effektusok hatásával egészítjük ki a modellt, amik fellépnek normál használat közben.

4.2.2. A soros ellenállás

A diódát alkotó félvezető rétegeknek számottevő soros ellenállása van. Ez (különösen nagy nyitóáramoknál) erős eltérésre vezet a karakterisztikában az ideálshoz képest. Figyelembevételének legegyszerűbb módja, ha a dióda modellt a pn átmenet modell és egy r_s ellenállás sorba kapcsolásával alakítjuk ki, a 12. a) ábra szerint.



12. ábra. A dióda modellezéséhez [3]

4.2.3. Az emissziós együttható

Az ideális diódaegyenletben U_T helyén gyakran $m \cdot U_T$ -t szerepeltetünk, ahol m egy tapasztalati tényező, az úgynevezett emissziós együttható. Értéke 1 és 2 közötti. Segítségével a nyitó karakterisztika egyes másodlagos jelenségeit lehet közelítőleg figyelembe venni.

4.2.4. Generációs és rekombinációs áram

Az ideális diódaegyenlet nem számol azzal, hogy a pn átmenet kiürített rétegében is fellép generáció és rekombináció. Márpedig ez a hatás jelentősen befolyásolja a karakterisztikát. A generációs és a rekombinációs áram ugyanazon fizikai hatás megnyilvánulása. Mindkettő a kiürített rétegben végbemenő generációs-rekombinációs folyamatokra vezethető vissza. Záró tartományban a generáció, nyitó tartományban a rekombináció domináns. Számunkra csak a nyitó tartomány az érdekes jelen esetben, így csak $U > 0$ esetére a rekombinációs áram:

$$I_{gr} = I_{gr0} \frac{U_T}{\sqrt{U_D - U}} \left(e^{\frac{U}{2U_T}} - 1 \right) \quad (66)$$

ahol

$$I_{gr0} = const \frac{n_i}{\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}} \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (67)$$

τ_{n0} és τ_{p0} a kisebbségi töltéshordozók élettartama, N az adalék-koncentráció a gyengébben adalékolt oldalon, U_D a pn átmenet diffúziós potenciálja. A többlet áram $\exp(U/2U_T)$ -vel arányos. Ezt az áramot hozzá kell adnunk az ideális diódaáramhoz, ami a modellben egy újabb generátor segítségével adható meg - lásd 12. b) ábra.

4.2.5. A hőmérsékletfüggés modellezése

A pn átmenet modellezését mindeddig fizikai megközelítésben tárgyaltuk. Ez azt jelenti, hogy a hőmérsékletfüggés szempontjából elegendő azt tekinteni: a fizikai egyenleteink mely paraméterei hőmérsékletfüggőek. A legfontosabb a termikus feszültség hőmérsékletfüggése

$$U_T = \frac{kT}{q} \quad (68)$$

és n_i , az intrinsic töltéshordozó koncentráció hőmérsékletfüggése

$$n_i = const T^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-W_g}{2kT}} \quad (69)$$

ahol W_g a tiltott sáv szélessége. n_i közvetlenül befolyásol két lényeges állandót: az ideális diódaáram I_0 konstansát és a generációs-rekombinációs folyamatok I_{gr0} konstansát. Figyelembe vehetjük még az U_D diffúziós potenciál hőmérsékletfüggését is, de ennek hatása jóval kisebb, mint az előbbieké.

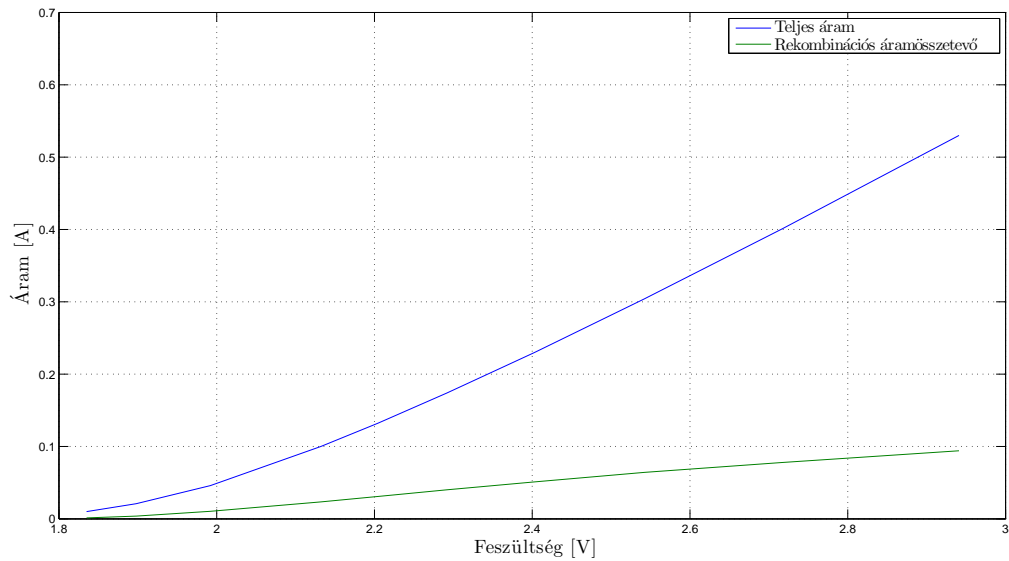
4.3. Félvezető dióda modell módosítása

A különböző színű LED-ek különböző félvezető anyagokból készülnek. A mérési eredmények azt mutatták, hogy nem csak a nyitó feszültségben mutatnak eltérést, hanem a foton sugárázással járó rekombinációs áram hőmérsékletfüggésében is lényeges különbségek mutatkoznak. A különböző viselkedés két jól elkülöníthető csoportba sorolható. Az egyikben találhatóak a piros, piros-narancs és narancs színű LED-ek, a másikban a kék, zöld és fehér LED-ek.

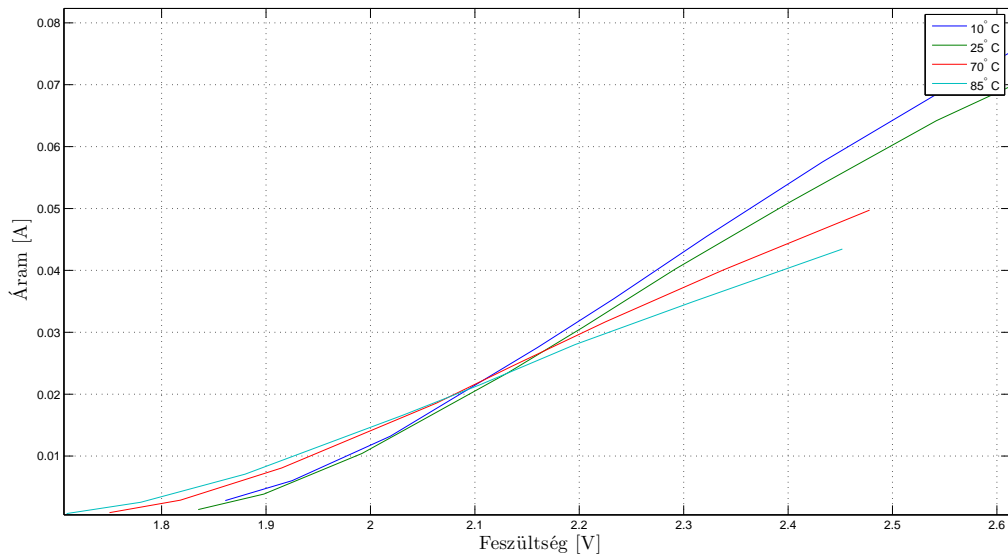
4.3.1. Piros, piros-narancs, narancs LED-ek

Ebben a kategóriában Luxeon L XK2-PD12-R00 típusú LED mérési adatai álltak a rendelkezésemre. Anyagát tekintve *AlInGaP*, illetve a gyártó adatlapjából[2] kiderül, hogy valamennyi ebbe a kategóriába eső LED-et ebből az anyagból készítik. Ennek a LED-nek a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevője és karakterisztikája látható $T = 25^\circ C$ -on a 13. ábrán.

A mérési adatok alapján megállapítható, hogy a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő lineáris függvényel közelíthető adott hőmérsékleten. Ebben az esetben a már korábban



13. ábra. Luxeon L XK2-PD12-R00 piros LED karakterisztika és fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő $T = 25^{\circ}\text{C}$ -on



14. ábra. Luxeon L XK2-PD12-R00 piros LED fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevője különböző hőmérsékleteken

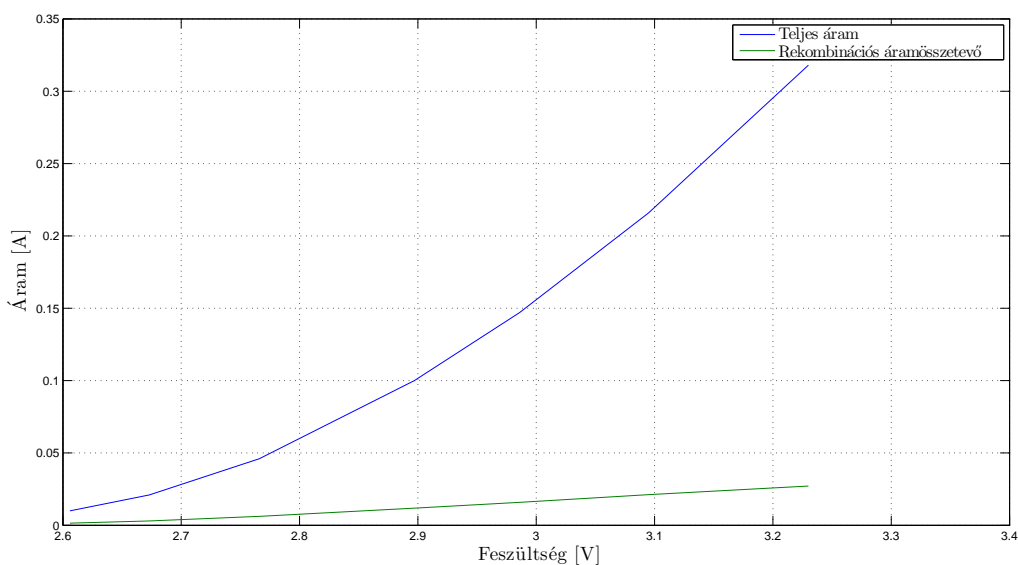
kifejtett „fekete doboz” módszert követjük. Ha a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő hőmérsékletfüggését vizsgáljuk, akkor a 14. ábrán látható összefüggést kapjuk.

Látható, hogy a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevők meredekségei különböző hőmérsékleteken különbözőek, de megőrzik lineáris jellegüket, és metszéspontjuk közel egy pontba esik, vagyis a mérési adatok szerint van egy olyan olyan munkapont, ahol a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő közel hőmérsékletfüggetlen.

Ezekből az következik, hogy a modellparaméterek extrakciója során elég megmérni két feszültségértéknél a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevőt konstans hőmérséklet mellett, ebből egyenes illesztéssel megkapjuk a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevőt. Ezen a hőmérsékleten képezve a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő és a teljes áram hányadosát megkapjuk a hatásfok görbét. Ennek maximuma megadja azt a feszültséget, ahol a különböző hőmérsékletű fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő görbék metszik egymást. Ebből és a standard dióda modell által szolgáltatott nyitó feszültség hőmérsékletfüggéséből meghatározható valamennyi fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő görbe, és abból a hatásfok.

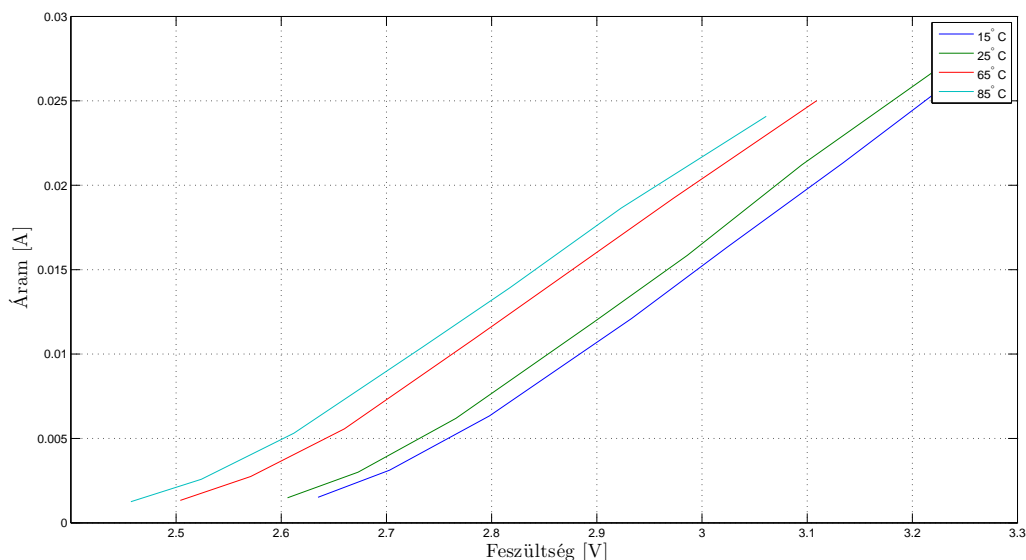
4.3.2. Kék, zöld LED-ek

Ebben a kategóriában a Luxeon L XK2-PR14-Q00, a Cree 3XL7090BL-L100-B3-J és a Cree 3XL7090CN-L100-C3-N típusú LED-ek mérési adatai álltak rendelkezésemre. Ezek a LED-ek $InGaNi[2][1]$, $GaN[1]$, $AlGaNi[1]$ félvezetőből készülnek. Egy ilyen LED mért karakterisztikája és fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevője látható a 15. ábrán.



15. ábra. Cree 3XL7090BL-L100-B3-J kék LED karakterisztika és fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő $T = 25^{\circ}C$ -on

A mérési adatok alapján megállapítható, hogy itt is lineáris függvénnyel közelíthető a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő, azonban a hőmérsékletfüggése egészen más jelleget mutat. Ez látható a 16. ábrán.



16. ábra. Cree 3XL7090BL-L100-B3-J kék LED fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevője különböző hőmérsékleteken

Ilyen LED-ek esetében a hőmérséklet változásának hatására nem változik meg a meredekség, csak a nyitófeszültség hőmérsékletfüggésével arányosan fog eltolódni. Ebből az következik, hogy a modellparaméter extrakció során elég két különböző feszültségen megmérni a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevőt konstans hőmérséklet esetén, majd erre elegendő egyenest illeszteni. Az így adódó fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő és a dióda modell által szolgáltatott áram hányadosa adja meg a hatásfokot. Amennyiben változik a hőmérséklet, a nyitófeszültség változásával arányosan kell eltolni a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő egyenesét is.

5. Téma továbbfejlesztése

Jelenleg a mérési eredmények alapján csak egy fekete doboz jellegű leírást adtunk a problémára. Ennek fizikai leírása egy univerzálisabb, általánosabb modell előállítását tenné lehetővé. További fejlesztésre ad lehetőséget a LED által kibocsátott fény spektrumának a kérdésköre, vagyis hogyan fejleszthető tovább a modell, hogy a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevőn és hatásfokon kívül a kibocsátott fény spektrumát is szolgáltatassa.

6. Összegzés

Beszámolómban áttekintettem a LED-ek működését meghatározó fizikai folyamatokat, valamint ismertettem egy már meglévő dióda modellt. A mérési adatok feldolgozásával „fekete doboz”

módszer segítségével megállapítottam az összefüggést a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő és a dióda feszültsége között konstans hőmérséklet esetén. Ez a függés lineáris jelleget mutatott. Ezután megvizsgáltam a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő hőmérsékletfüggését. Ez két jól elkülöníthető csoportra osztotta a LED-eket, majd mindkettő csoport esetére megadtam, hogyan kell módosítani a standard dióda modellt, hogy az elő tudja állítani a fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevőt adott hőmérsékleten, adott munkapontban. Ezekből meghatározható a hatásfoka is a LED-nek.

Köszönettel tartozok konzulensemnek dr. Poppe Andrásnak a magas rendelkezésre állásért, valamint Viola Richárd kollégámnak a mérési eredményekért.

Hivatkozások

- [1] Cree(R) Nitride Epitaxy Products Datasheet MAT-NITRIDE PITAXY.00A.
- [2] Luxeon(R) K2 Technical Datasheet DS51.
- [3] Székely Vladimír; Poppe András: *Áramkörszimuláció a PC-n.* 1996, Computer Books.
- [4] Toyoda Gosei Corporation: *General LED catalogue.* 2000.
- [5] Longini R. L.; Greene: Ionization interaction between impurities in semiconductors and insulators. 1956. 102. sz., *Physical Review*, 992. p.
- [6] Rhoderick E. H.; Williams R. H.: *Metal-semiconductors contacts.* 1988, Clarendon Press.
- [7] Agrawal G. P.; Dutta N. K.: *Long wavelength semiconductor lasers.* 1986, John Wiley and Sons.
- [8] Hall R. N.: Electron-hole recombination in germanium. 87. évf. (1952), *Physical Review*, 387. p.
- [9] E. Fred Schubert: *Light-Emitting Diodes.* 2003, Cambridge University Press.
- [10] S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices.* 1981, John Wiley and Sons.
- [11] Shockley W.; Read W. T.: Statistics of the recombinations of holes and electrons. 87. évf. (1952. szeptember) 5. sz., *Physical Review*, 835. p.
- [12] van Roosbroeck W.; Shockley W.: Photon-radiative recombination of electrons and holes in germanium. 94. évf. (1954. június) 6. sz., *Physical Review*, 1558–1560. p.
- [13] Olshansky R.; Su C. B.; Manning J.; Powazinik W.: Measurement of radiative and non-radiative recombination rates in ingaasp and algaas light sources. 1984. QE-20. sz., *IEEE Quantum Electronics Journal*, 838. p.

Ábrák jegyzéke

1.	Illusztráció a foton generáció és abszorpció közötti úthoz és időhöz	3
2.	Foton sugárzással járó és foton sugárzással nem járó elektron rekombináció	6
3.	Foton sugárzással nem járó rekombinációk okai: a) csapdaállapot, b) Auger folyamat. c) Foton sugárzással járó rekombináció.	7
4.	pn átmenet sávdigramja a) nulla előfeszítés esetén, b) nyitó irányú előfeszítés esetén	10
5.	A parazitaellenállások hatása	12
6.	pn átmenet a) nulla és b) nyitó irányú, c) heteroátmenet nyitó irányú előfeszítéssel	14
7.	a) vegyületfélvezető összetétele és b) sávdigramja	16
8.	$GaAs$, InP , Si és Ge bandgap energiájának hőmérsékletfüggése[9]	17
9.	A parabolikus diszperziós összefüggés, „vertikális” elektron-lyuk rekombináció és foton emisszió	19
10.	LED-ek elméleti emissziós spektruma, FWHM (Full width at half maximum, a maximális intenzitás felénél a spektrum szélessége $1.8kT$)	21
11.	Karakterisztikus hőmérsékletfüggés $GaInN/GaN$ kék, $GaInN/GaN$ zöld és $AlGaInP/GaAs$ vörös LED-ek esetén szobahőmérséklet közeli hőmérsékleten[4]	22
12.	A dióda modellezéséhez [3]	24
13.	Luxeon LXX2-PD12-R00 piros LED karakterisztika és fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő $T = 25^\circ C$ -on	26
14.	Luxeon LXX2-PD12-R00 piros LED fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevője különböző hőmérsékleteken	26
15.	Cree 3XL7090BL-L100-B3-J kék LED karakterisztika és fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevő $T = 25^\circ C$ -on	27
16.	Cree 3XL7090BL-L100-B3-J kék LED fényemisszióval járó rekombinációs áramösszetevője különböző hőmérsékleteken	28

Táblázatok jegyzéke

1. Gap energiából számított bimolekuláris rekombinációs együttható $300K$ -en különböző félvezetők esetén, abszorpciós együttható és refraktív index a bandgap energiánál. Spontán élettartam a $B^{-1}N_{D,A}^{-1}$ -ből, valamint a többségi töltéshordozó koncentráció $10^{18}cm^{-3}$ adalékolás esetén. 6