

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI  
BOLOGNA

---

SCUOLA DI SCIENZE  
Corso di Laurea in Fisica

**Studio della densità di dislocazioni di  
un dispositivo LED  
tramite l'analisi del coefficiente  
di Poole-Frenkel**

Tesi di Laurea

Relatore  
Chiar.mo Prof.  
ANNA CAVALLINI

Presentata da  
ELISABETTA  
ZUCCATTI

Sessione II  
Anno Accademico 2012/2013



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Giunzioni ed Eterogiunzioni</b>	<b>7</b>
2.1	Semiconduttori Drogati . . . . .	7
2.1.1	Iniezione di Donatori : <b>tipo n</b> . . . . .	7
2.1.2	Iniezione di Accettori : <b>tipo p</b> . . . . .	8
2.1.3	Livello di Fermi . . . . .	8
2.2	Giunzione p-n . . . . .	10
2.2.1	Diodo a Giunzione pn . . . . .	11
2.2.2	Caratteristica I-V . . . . .	12
2.3	Eterogiunzione . . . . .	14
2.3.1	Dislocazioni . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Meccanismi di Trasporto di Portatori di Carica</b>	<b>17</b>
3.1	Mobilità dei portatori di carica . . . . .	17
3.1.1	Resistività e Conduttività . . . . .	18
3.2	Processo di Diffusione . . . . .	18
3.3	Processo di Generazione e Ricombinazione . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Principali Meccanismi di Trasporto di Cariche per Multiple Quantum Well LEDs</b>	<b>23</b>
4.1	Variable-Range Hopping . . . . .	23
4.2	Thermally-Assisted Multistep Tunneling . . . . .	25
4.3	Effetto Poole-Frenkel . . . . .	27
<b>5</b>	<b>Dispositivi Analizzati e Metodi Applicati</b>	<b>31</b>
5.1	Procedura Sperimentale . . . . .	33
5.2	Analisi Dati G13A HDD . . . . .	34
<b>6</b>	<b>Risultati e conclusioni</b>	<b>37</b>

<b>7 Appendice</b>	<b>41</b>
7.1 G13A . . . . .	41
<b>Bibliografia</b>	<b>47</b>

# Capitolo 1

## Introduzione

Questo lavoro descrive procedure sperimentali e fondamenti teorici utilizzati per la caratterizzazione elettrica di un High-Dislocation Density Light-Emitting Diode (HDD LED) con una struttura a multi quantum-wells a nitruri.

L'analisi dell'andamento della corrente  $I$  al variare della Tensione  $V$  ed a varie Temperature  $T$  é un efficiente modo per studiare i meccanismi che legano le caratteristiche fisiche del dispositivo considerato (concentrazione di drogante, densità di dislocazioni, tecnica di crescita dei materiali, etc.) al suo effettivo rendimento; in questo modo é possibile individuare i parametri sui quali agire per aumentare le prestazioni del LED cercando di ottimizzare i costi di produzione.<sup>1</sup>

Sperimentalmente sono state ottenute le caratteristiche corrente-tensione,  $I - V$  a varie temperature e da esse, tramite un fit non lineare, é stato estrapolato il valore della costante di Poole-Frenkel  $\beta_{PF}$  sapendo che il contributo di corrente fornito dall'omonimo effetto rende l'andamento della corrente descrivibile tramite la relazione

$$I = I_0 \exp \left[ \frac{\beta_{PF} \sqrt{F}}{kT} \right]$$

dove  $F$  indica il campo elettrico espresso in  $\frac{V}{cm^2}$  mentre la costante di Poole-Frenkel  $\beta_{PF}$  é espressa in  $eV \sqrt{\frac{cm}{V}}$ . Per concludere dopo aver individuato un valore medio fra i vari  $\beta_{PF}$  trovati, lo si é usato per eseguire un secondo fit sulle curve sperimentali verificandone l'accordo. Le conclusioni

---

<sup>1</sup>Leakage Current Characteristics of nitride-Based InGaN LED' di K. Kim, J. Kim, S.N. Cho

sono state infine tratte sulla base dei risultati dei fit ed alla luce del legame fra il valore della costante di Poole-Frenkel e la densità di dislocazioni dei dispositivi associati.

# Capitolo 2

## Giunzioni ed Eterogiunzioni

### 2.1 Semiconduttori Drogati

Un semiconduttore si definisce **drogato** se all'interno della sua struttura cristallina sono state introdotte artificialmente impurità, ovvero atomi di altri elementi intenzionalmente scelti in modo da aumentare all'interno del reticolo la densità di portatori di carica, siano essi **elettroni** oppure **lacune**. Controllare i livelli di drogaggio in un semiconduttore permette di eseguire un cambiamento selettivo della conduttività del materiale; il fenomeno spiega in maniera esaustiva se si suppone che le impurità generino degli stati elettronici localizzati, le cui energie cadono all'interno del gap di energia proibita  $E_g$ .

#### 2.1.1 Iniezione di Donatori : tipo n

I donatori sono atomi con un numero di elettroni di valenza tale da lasciarne uno più debolmente legato rispetto agli altri. Quest'ultimo risulterà quindi libero di muoversi all'interno della struttura cristallina in cui è stato inserito, prendendo parte ai vari processi di trasporto di portatori di carica di cui si parlerà in maniera più approfondita nel prossimo capitolo.

In assenza di campi esterni ed a temperatura ambiente questo elettrone rimarrà confinato all'interno della banda di valenza; per far sì che passi dalla banda di valenza alla banda di conduzione sarà necessario fornirgli dall'esterno una quantità di energia

$$E \geq E_a \longrightarrow E \propto kT$$

dove  $E_a$  prende il nome di **Energia di Attivazione**. In conclusione, un semiconduttore si definisce drogato n se i portatori di carica liberi maggioritari sono elettroni.

### 2.1.2 Iniezione di Accettori : tipo p

Gli accettori, al contrario del caso precedente, sono atomi con un numero di elettroni di valenza tale che, inseriti all'interno del reticolo cristallino, riescono a stabilizzarsi solo catturando elettroni debolmente legati dagli atomi che li circondano creando una lacuna, generando così un reticolo di atomi ionizzati. Il susseguirsi del processo di generazione e ricombinazione delle lacune fa sì che si possa considerare il moto delle lacune come una vera e propria corrente di portatori di carica uguale ed opposta a quella degli elettroni.

### 2.1.3 Livello di Fermi

La differenza principale fra metalli, isolanti e semiconduttori risiede nella disposizione dei livelli energetici che gli elettroni possono o non possono occupare, ovvero nella **struttura elettronica a bande**. Essendo fermioni obbediranno al principio di esclusione di Pauli, mentre la statistica di Fermi-Dirac stabilirà quali stati potranno essere o non essere occupati. Un ruolo importante in questo contesto è giocato dal livello di Fermi, che nel caso dei metalli rappresenta il valore di energia massimo posseduto dagli elettroni allo zero assoluto, mentre nel caso dei semiconduttori corrisponde ad un'energia all'interno del gap di energie proibite; l'ampiezza di tale gap permette il passaggio di portatori di carica eccitati dalla banda di conduzione a quella di valenza. Il livello di Fermi per un semiconduttore non drogato si trova approssimativamente al centro del Gap in condizione di equilibrio termico, ma a seguito del drogaggio si sposta apportando importanti conseguenze sulla capacità di conduzione del materiale.

In un semiconduttore intrinseco, cioè non drogato, data la concentrazione effettiva di stati nella banda di conduzione  $N_c$  e nella banda di valenza  $N_v$ , si ha che

$$\frac{N_c}{N_v} = \frac{\exp\left[\frac{E_F - E_V}{kT}\right]}{\exp\left[\frac{E_C - E_F}{kT}\right]}$$

dove  $E_F$  è l'energia del livello di Fermi,  $E_V$  è l'energia della banda di valenza e  $E_C$  è l'energia della banda di conduzione. A questo punto si ricava facilmente che

$$\log \frac{N_c}{N_v} = \frac{E_V + E_C - 2E_F}{kT} \rightarrow kT \log \frac{N_c}{N_v} = E_C + E_V - 2E_F$$

e dal momento che il logaritmo si annulla in quanto  $N_c \simeq N_v$  risulta chiaro il posizionarsi del livello di Fermi al centro del gap

$$E_F = \frac{E_C - E_V}{2}$$



Nel caso di semiconduttore drogato n il livello di Fermi si sposterá verso la banda di valenza come mostrato in Figura 1.1, in quanto avró una maggiore concentrazione di elettroni, e risulterà

$$N_D = N_C \exp \left[ -\frac{E_C - E_F}{kT} \right] \longrightarrow kT \log \frac{N_D}{N_C} = E_F - E_C$$

dove  $N_D$  é la concentrazione effettiva di donatori. Dal momento che ora il logaritmo non si annulla, risulterà

$$E_F = E_C + kT \log \frac{N_D}{N_C}$$

Per quanto riguarda un semiconduttore drogato p, esso tenderá ad avvicinarsi alla banda di conduzione come mostrato in Figura 1.2 in quanto, chiamando  $N_A$  la concentrazione efficace di accettori, risulterà

$$\frac{N_A}{N_V} = \exp \left[ \frac{E_F - E_V}{kT} \right] \longrightarrow kT \log \frac{N_A}{N_V} = E_V - E_F$$

e dal momento che neppure in questo caso il logaritmo si annulla, avremo come risultato un livello di Fermi ad energia minore

$$E_F = E_V - kT \log \frac{N_A}{N_V}$$

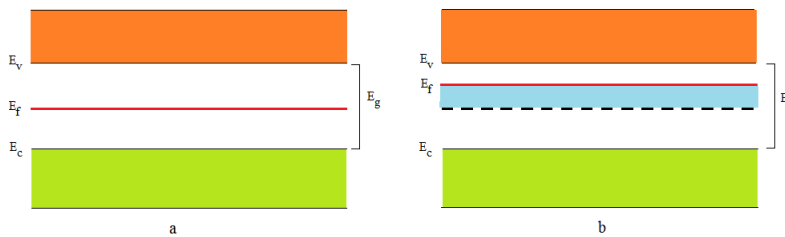


Figura 2.1: Posizione del Livello di Fermi : a-prima dell'iniezione di donori;b-dopo l'iniezione di donori

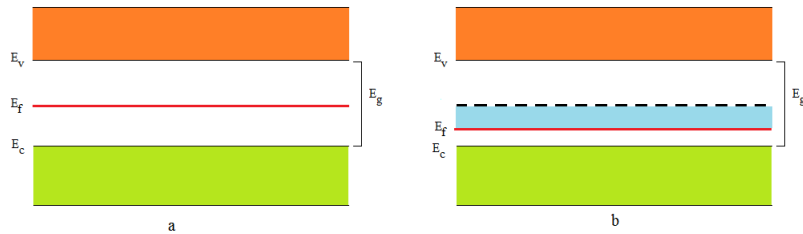


Figura 2.2: Posizione del Livello di Fermi : a-prima dell'iniezione di accettori;b-dopo l'iniezione di accettori

## 2.2 Giunzione p-n

Una giunzione p-n si ottiene mettendo a contatto due semiconduttori della stessa natura ma drogati in maniera diversa. Nella regione di contatto l'allinearsi dei due livelli di Fermi fa sì che si venga a creare una differenza di potenziale detta **potenziale di contatto** o **potenziale di built-in**  $\phi_{built-in}$  sentita dai portatori di carica mobili (Figura 1.3) .

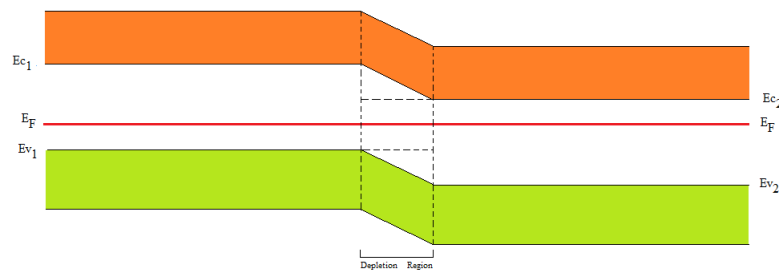


Figura 2.3: Livelli Energetici nella regione della giunzione e regione di svuotamento (depletion region)

Questo potenziale infatti genera un gradiente di densità che porta elettroni e lacune ad allontanarsi dalla regione della giunzione; il movimento

incentiva il fenomeno di ricombinazione fino al raggiungimento di un nuovo equilibrio che vede la zona della giunzione completamente svuotata di portatori di carica mobili.

### 2.2.1 Diodo a Giunzione pn

Una differenza di potenziale applicata ai capi delle due regioni del semiconduttore fa sì che i portatori di carica percepiscano una barriera di potenziale diversa rispetto alla condizione di equilibrio (Figura 1.4), il che genera un gradiente di densità di portatori mobili pur mantenendo il dispositivo elettricamente neutro.

Tale gradiente incentiva il processo di ricombinazione in quanto porta le cariche a muoversi per ristabilire l'equilibrio. Si crea in questo modo una regione privata totalmente di portatori di carica mobili che prende il nome di **Depletion Region** o **Zona di Svuotamento** localizzata nella zona della giunzione e la cui larghezza dipende dalla tensione applicata ai capi del dispositivo, mentre i due estremi conterranno una maggioranza rispettivamente di elettroni e lacune: questi portatori non hanno partecipato al processo di ricombinazione, ma creano due poli distinti lasciando invariata la neutralità complessiva del dispositivo.

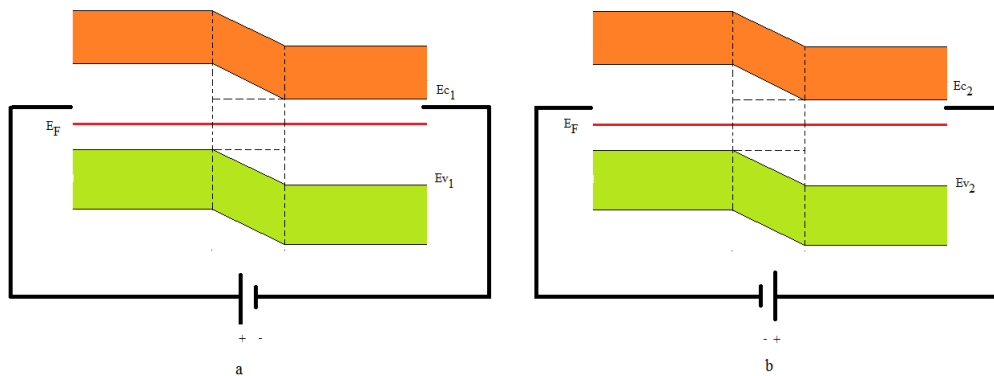


Figura 2.4: Schema circuitale della polarizzazione : a-diretta ; b-inversa

#### Polarizzazione Diretta : Forward Bias

Si ottiene una polarizzazione diretta collegando il polo negativo del generatore alla regione drogata n e quello positivo alla regione drogata p. In

questo modo l'altezza della barriera di potenziale vista dai portatori si abbassa permettendo agli elettroni di avvicinarsi alla zona della giunzione e di attraversarla, generando così un flusso di portatori maggioritari. Il dispositivo diventa quindi meno resistivo e la larghezza della Depletion Region diminuisce.

### **Polarizzazione Inversa : Reverse Bias**

Polarizzo inversamente la giunzione collegando il polo negativo del generatore alla regione drogata p e quello positivo alla regione drogata n. A differenza di ciò che accadeva prima, l'altezza della barriera di potenziale reagirà all'applicazione del campo esterno alzandosi. Di conseguenza i portatori di carica ripristineranno l'equilibrio allontanandosi dalla regione della giunzione; il loro moto genererà nei primi istanti un flusso di maggioritari estremamente breve che allargherà la depletion region. A causa dell'aumento di tensione, i portatori di carica che ai due capi della giunzione risultano minoritari (quindi elettroni nella regione p e lacune nella regione n) creano una propria corrente grazie al processo di ricombinazione. Quest'ultima, di maggior durata rispetto alla corrente di maggioritari seppur di minore intensità, prende il nome di **Corrente Inversa di Saturazione**.

### **2.2.2 Caratteristica I-V**

La dipendenza della Corrente dalla Tensione più generale è descritta dall'**Equazione del Diodo Ideale**, e si riferisce ad un dispositivo che presenta un gap di energia proibita relativamente basso ( $\simeq 1eV$ ), in modo da rendere trascurabili i fenomeni di generazione-ricombinazione fra elettori e lacune che ivi si potrebbero verificare. Si assume inoltre di applicare un potenziale piccolo dall'esterno, in modo che la barriera di potenziale non modifichi la sua altezza in maniera troppo marcata.

Nel caso di un diodo ideale in condizione di *Low-Level Injection*, ovvero con bassa percentuale di portatori minoritari iniettati, si possono identificare due contributi di corrente distinti: la **Corrente di Drift**  $I_{drift}$  che descrive la corrente di portatori generata dall'azione del campo elettrico esterno e la **Corrente di Diffusione**  $I_{diff}$  che descrive il moto dei portatori di carica minoritari a seguito di una variazione nel gradiente di densità. Entrambe risultano costanti all'interno della depletion region grazie alle dimensioni ridotte della Depletion Region, ed insieme fanno in modo che la corrente totale risulti costante attraverso tutta la giunzione. In Figura 1.5 sono rappresentati gli andamenti della corrente in funzione della posizione all'interno della giunzione.

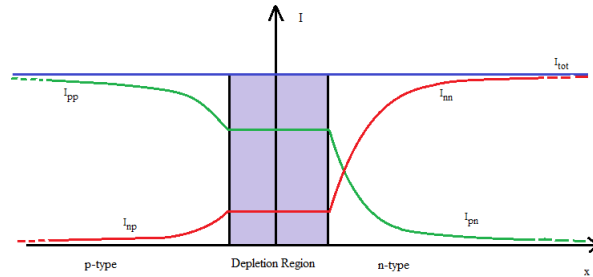


Figura 2.5: Andamento della corrente in funzione della posizione nella zona della giunzione

Gli indici  $I_{pp}$  ed  $I_{np}$  indicano rispettivamente le correnti di elettroni e lacune all'interno della regione drogata p (p-type), mentre  $I_{nn}$  ed  $I_{pn}$  analogamente indicano le correnti di elettroni e lacune all'interno della regione drogata n (n-type).

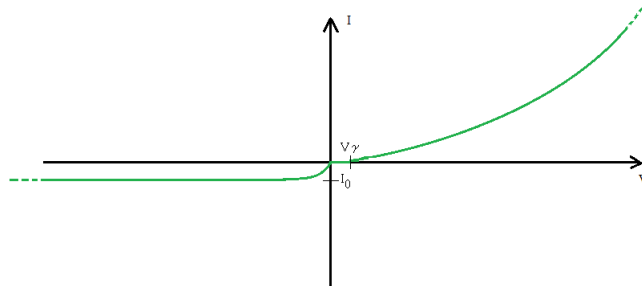


Figura 2.6: Caratteristica I-V

La corrente totale, somma dei due contributi, sarà espressa dall'equazione del diodo ideale (detta anche Equazione di Shockley)

$$I = I_0 \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right]$$

in cui il termine  $I_0$  rappresenta la **Corrente Inversa di Saturazione** che non dipende dalla tensione di polarizzazione inversa applicata (Figura 1.6),  $V$  é la tensione applicata alla temperatura  $T$ , mentre  $k$  é la costante di Boltzmann. Nel grafico si notano chiaramente i due andamenti: quello esponenziale in forward bias e quello stazionario della corrente inversa di saturazione in reverse bias.

## 2.3 Eterogiunzione

Una giunzione fra due materiali semiconduttori che hanno energy gap diversi prende il nome di **eterogiunzione**. Il diagramma a bande per un'eterogiunzione ideale (Figura 1.7) mostra la disposizione dei livelli energetici prima (Figura 1.7 a) e dopo (Figura 1.7 b) l'allineamento dei due livelli di Fermi.

Le funzioni  $\varphi_{mi}$  e  $\chi_i$  sono definite rispettivamente :

- **Funzione di Lavoro**, ovvero rappresenta la quantità di energia necessaria alla rimozione di un elettrone dal livello di Fermi;
- **Affinitá Elettronica**, che indica la quantità di energia richiesta per sottrarre un elettrone dalla banda di conduzione e portarlo nel livello vacuo

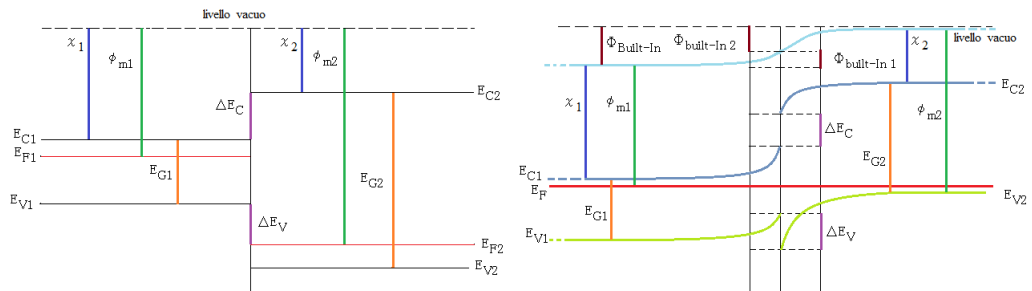


Figura 2.7: Diagramma a bande energetiche per un'eterogiunzione : a-prima dell'equilibrio ; b-dopo l'equilibrio

Le quantità  $\Delta E_C$  e  $\Delta E_V$  sono invece indici della discrepanza fra le due bande di conduzione e le due bande di valenza; il nuovo assetto all'equilibrio dovrà

nuovamente portare all'allineamento dei due livelli di Fermi e del livello vuoto. Il nuovo potenziale di built-In  $\varphi_{Built-In}$  sarà dato dalla somma dei singoli potenziali elettrostatici. Le eterogiunzioni risultano in alcune applicazioni più vantaggiose rispetto alle omogiunzioni<sup>1</sup> in quanto l'equilibrio che si crea fa in modo che le bande energetiche subiscano una flessione più accentuata in corrispondenza della giunzione (Figura 1.7) e la Funzione di Lavoro risulta più piccola, aumentando il moto dei portatori di carica.

### 2.3.1 Dislocazioni

I due materiali semiconduttori oltre ad avere degli Energy Gap diversi hanno anche differenti costanti di struttura e coefficienti di espansione termica, di conseguenza risulta praticamente impossibile creare una eterogiunzione senza discontinuità nel reticolo cristallino. Tali discontinuità, una volta formatesi all'interfaccia, si comportano come degli stati localizzati, detti anche **trapping centers**, che possono essere occupati dai portatori di carica mobili. In questo contesto la discontinuità nella banda di conduzione rimane uguale alla differenza fra le Affinità Elettroniche mentre la differenza di energia fra il Livello di Fermi e la banda di conduzione in corrispondenza dell'interfaccia dipende direttamente dalla quantità di stati che sono presenti (Figura 1.8). In generale queste discontinuità sono localizzate, e lo è anche la loro influenza sulla disposizione degli stati. Attorno ad esse la struttura cristallina tende ad adattarsi, e questo riassetto interno fa in modo che si vengano a creare dei difetti unidimensionali che prendono il nome di **Dislocazioni**. Ciò permette di avere un numero di trapping centers sufficientemente alto da renderne significativo il contributo nei meccanismi di trasporto dei portatori di carica.

#### Vantaggi dell'utilizzo di una Eterogiunzione

Questi stati sono posizionati fra le due Depletion Region e tendono a comportarsi da Accettori, di conseguenza prendono parte attiva nei processi di generazione e ricombinazione. Tutto ciò porta ad un abbassamento complessivo della Funzione di Lavoro, il che implica la necessità di un quantitativo minore di energia per portare un portatore di carica dal Livello di Fermi alla banda di conduzione. Tutto ciò si ripercuote in primo luogo sulla corrente, che è influenzata dai vari meccanismi legati alla densità di stati ed alla discontinuità delle bande: se la barriera di potenziale vista dalle lacune è molto più grande di quella vista dagli elettroni, la corrente risultante sarà

---

<sup>1</sup>Physics of semiconductor devices' Sze

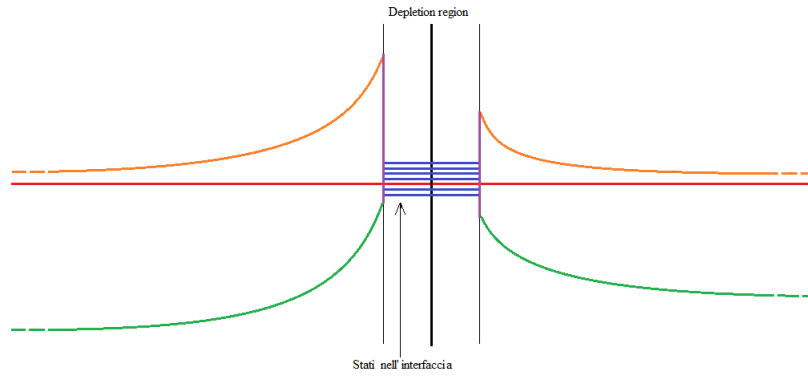


Figura 2.8: Discontinuitá delle bande energetiche e stati di interfaccia

prevalentemente una corrente di cariche negative e viceversa. Nello specifico, assumere che nell'interfaccia siano presenti dei trapping centers permette di giustificare degli 'anomali' andamenti delle caratteristiche I-V in quanto i trapping centers contribuiscono al verificarsi di fenomeni che, in un contesto ideale, non potrebbero sussistere.



## Capitolo 3

# Meccanismi di Trasporto di Portatori di Carica

L'applicazione di una tensione esterna ai capi di un'eterogiunzione genera una corrente che attraversa il dispositivo; tale corrente è composta da portatori minoritari il cui moto è dovuto, in prima analisi, ai seguenti fenomeni:

- Diffusione
- Ricombinazione

### 3.1 Mobilità dei portatori di carica

<sup>1</sup>

Le cariche all'interno di un semiconduttore si muovono con una velocità  $\mathbf{v}_d$  la cui direzione è casuale in assenza di campo esterno (velocità relativa all'agitazione termica), o diretta lungo le linee del Campo Elettrico  $\mathbf{E}$  se un campo elettrico è presente, e risulta

$$\mathbf{v}_d = \mu \mathbf{E}$$

dove la costante di proporzionalità  $\mu$  prende il nome di **Mobilità**.

La mobilità è quindi un indice di quanto le cariche siano effettivamente libere di muoversi in seguito all'azione di un campo elettrico all'interno della struttura cristallina, ed il suo valore dipende in modo significativo dalla concentrazione di impurità presenti: all'aumentare della concentrazione di impurità la mobilità diminuisce.

---

<sup>1</sup>Sze- 'Physics of semiconductor devices', Chapter 2: Carrier Transport Phenomena

### 3.1.1 Resistività e Conduttività

2

La Resistività è definita come la costante di proporzionalità fra la densità di corrente  $\mathbf{j}$  ed il Campo elettrico  $\mathbf{E}$  applicato

$$\mathbf{E} = \rho \mathbf{j}$$

ed esprime la tendenza di un materiale ad opporsi al passaggio di cariche. Il suo reciproco prende il nome di Conduttività  $\sigma$

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \longrightarrow \mathbf{E}\sigma = \frac{\mathbf{E}}{\rho} = \mathbf{j}$$

, ed esprime la tendenza del materiale ad incentivare il passaggio di cariche. La conduttività è infatti direttamente proporzionale alla mobilità  $\mu$ , e in un materiale in cui sono presenti sia elettroni che lacune si avrà

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_p p)}$$

## 3.2 Processo di Diffusione

3

Quello di Diffusione è un processo legato principalmente alla non-omogeneità della distribuzione di elettroni e lacune. Sono infatti riconoscibili nel sistema due regioni distinte, una con una concentrazione maggiore di elettroni e l'altra con una concentrazione maggiore di lacune.

Il sistema cercherà quindi di ristabilire l'equilibrio eliminando tale disomogeneità (il tutto nei limiti concessi dalla polarizzazione esterna applicata) facendo in modo che le cariche si muovano all'interno del materiale semiconduttore dirigendosi verso la regione che le vede minoritarie. Il loro moto diffusivo sarà influenzato dal coefficiente di mobilità secondo le **Relazioni di Einstein**:

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{q}$$

esprime il legame fra il coefficiente di diffusione  $D_n$  degli elettroni e il loro coefficiente di mobilità  $\mu_n$ , mentre

$$D_p = \mu_p \frac{kT}{q}$$

rappresenta il legame fra il coefficiente di diffusione delle lacune  $D_p$  e la rispettiva mobilità  $\mu_p$ .

---

<sup>2</sup>Sze- 'Physics of Semiconductor Devices', Chapter 2: Carrier Transport Phenomena

<sup>3</sup>Sze- 'Physics of Semiconductor Devices', Chapter 2: Carrier Transport Phenomena

### 3.3 Processo di Generazione e Ricombinazione

Il processo di generazione e ricombinazione é un altro processo che aiuta i portatori di carica a muoversi all'interno di un materiale semiconduttore a seguito dell'applicazione di un campo elettrico esterno. Esso prevede che un elettrone/lacuna che occupa un determinato stato, sia esso nella banda di conduzione, di valenza o nell'energy gap (nel qual caso occuperebbe uno dei trapping centers ivi presenti), si accoppi con una lacuna/elettrone occupante un altro stato e nel passaggio emetta fotoni  $\gamma$ ; tali fotoni potranno quindi essere catturati da una carica limitrofa acquisendo energia, oppure essere rilevati dall'esterno (Figura 2.1).

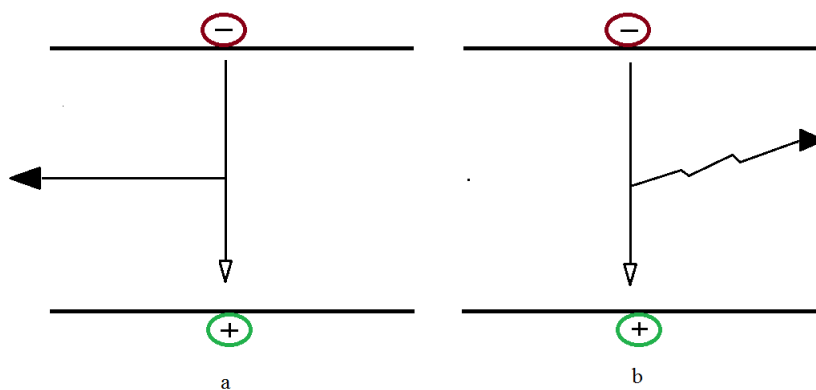


Figura 3.1: Processo di ricombinazione di un elettrone con una lacuna: a- con emissione di un fotone; b- con emissione di energia trasferita ad un'altra carica mobile.

Nello specifico, la **Generazione** si riferisce al processo radiativo che porta un elettrone ad allontanarsi dall'atomo di appartenenza creando una lacuna, la **Ricombinazione** é invece riferita al processo che porta un elettrone ed una lacuna ad accoppiarsi generando una configurazione piú stabile e cessano in questo modo di essere cariche mobili. A seconda della collocazione degli stati iniziali e finali possiamo identificare diverse categorie (Figura 2.2):

- **Cattura di un elettrone:** Un elettrone viene catturato da una lacuna che occupa uno stato ad energia minore, e nel passaggio perde energia emettendo un fotone. Lo stato di arrivo é occupato da una lacuna, ed all'arrivo dell'elettrone i due si ricombineranno.
- **Emissione di un elettrone:** Un elettrone viene emesso e raggiunge uno stato energetico piú alto, generando una lacuna.

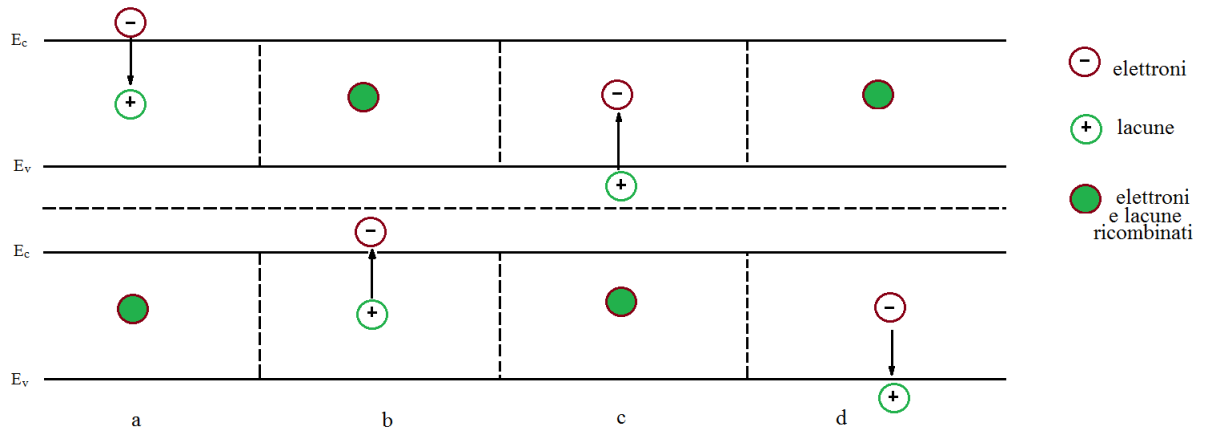


Figura 3.2: Meccanismi di generazione e ricombinazione: a- Cattura di un elettrone; b- emissione di un elettrone; c- Cattura di una lacuna; d- Emissione di una lacuna.

Analogamente si definiscono i processi di **Cattura di una lacuna** ed **Emissione di una lacuna**. In Figura 2.2 sono rappresentati i meccanismi sopracitati, i quali vengono descritti considerando la presenza di un solo stato all'interno dell'energy gap, anche se nella realtà di stati ce ne sono molteplici, e grazie ad essi i portatori riescono a spostarsi agevolmente fra Banda di Valenza e di Conduzione.

Il tasso di ricombinazioni per unità di tempo e di volume é dato da

$$U = \sigma v_t N_t \frac{(pn - n_i^2)^2}{n + p + 2n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)}$$

dove  $\sigma$  è la sezione d'urto differenziale dei portatori di carica (supponiamo che elettroni e lacune abbiano sezioni d'urto differenziali uguali),  $v_t$  è la loro velocità termica,  $N_t$  è la densità di stati all'interno dell'energy gap,  $E_t$  è l'energia dello stato considerato,  $E_i$  è l'energia del livello di Fermi intrinseco mentre  $n_i$  é la densità intrinseca dei portatori di carica.

Sapendo che la condizione di equilibrio é

$$pn = n_i^2$$

si ha che, al suo raggiungimento, il tasso di produzione sará nullo. Viceversa, avremo un tasso di ricombinazione massimo quando

$$\cosh \frac{E_t - E_i}{kT} = 0 \longrightarrow E_t - E_i = 0$$

il che significa che ho massima ricombinazione quando il trapping center considerato si trova approssimativamente al centro dell'energy gap. Questi meccanismi di trasporto di portatori di carica giustificano perfettamente un andamento della corrente già introdotto in Paragrafo 1.3 con l'**Equazione del Diodo Ideale di Schokley**

$$I = I_0 \left( \exp \frac{qV}{kT} - 1 \right)$$

Questa analisi non riesce però a spiegare in maniera dettagliata il comportamento della corrente, perché la non idealità dei dispositivi in esame fa sì che il contributo di altri meccanismi di trasporto di portatori di carica risulti non trascurabile, ed influenzi l'andamento della corrente totale in maniera significativa.



## Capitolo 4

# Principali Meccanismi di Trasporto di Cariche per Multiple Quantum Well LEDs

In prima analisi si é visto che la corrente in polarizzazione inversa presenta due andamenti distinti, i quali vengono evidenziati all'aumentare in modulo della tensione<sup>1</sup>; al di sotto e al di sopra di circa 280K la dipendenza della corrente da parametri quali Temperatura e Tensione subisce una drastica variazione, indice del fatto che a differire sono i meccanismi di trasporto di portatori di carica, differenti rispetto ai ben noti meccanismi di diffusione e ricombinazione.

### 4.1 Variable-Range Hopping

Questo tipo di meccanismo, studiato da Mott, vede i portatori di carica 'saltellare' ( 'hopping' ) da uno stato all'altro all'interno dell'energy gap incrementando la quantità di carica in moto attraverso la giunzione (Figura 3.1)<sup>2</sup>.

L'energia  $E$  necessaria al portatore per effettuare il salto, dipende dalla quantità detta range  $R$ , dipendente dalle energie degli stati iniziale  $E_i$  e finale

---

<sup>1</sup>Investigation of Reverse Leakage Characteristics of InGaN/GaN Light-Emitting Diodes on Silicon' di J. Kim, J. Y. Kim, Y. Tak, J. Kim, H. G. Hang, M. Yang, S. Choe, J. Park, U. I. Chung.

<sup>2</sup>Transport mechanism analysis of the reverse leakage current in InGaN light emitting diodes' di Q. Shan, D. S. Meyaard, Q. Dai, J. Cho, E. E. Schubert et al.

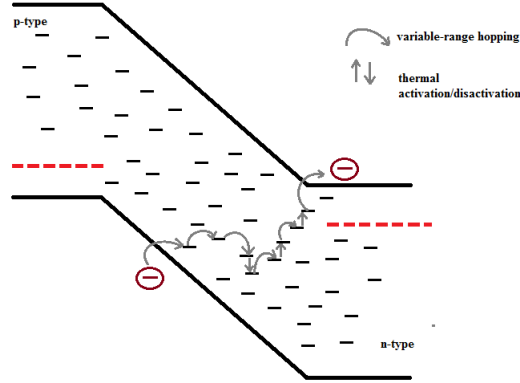


Figura 4.1: Passaggio di cariche mobili tramite Variable-Range Hopping e Thermal Activatio/Disactivation schematizzato

$E_f$  del portatore di carica e la loro distanza spaziale  $X$ , data da

$$R = -2\alpha X - \frac{E}{kT}$$

dove, oltre ad  $X$  ed  $E$  compaiono i termini  $\alpha$  di correzione quantistica e la costante di Boltzmann  $k$ ; si mostrò dunque che la probabilità di salto da uno stato iniziale ad uno finale fosse proporzionale a

$$P \propto \exp \left[ -2\alpha X - \frac{W}{kT} \right] = \exp [-R]$$

Essendo piú alta la probabilità che un salto si verifichi fra due stati contigui e sufficientemente vicini, introducendo la grandezza  $\tilde{R}$  che corrisponde al rate medio fra i rate di stati vicini fra loro si ottiene una nuova espressione della probabilità

$$P \propto \exp [-\tilde{R}]$$

dalla quale si ricava la conduttività  $\sigma$  a sua volta proporzionale a  $P$ . Una volta esplicitato il valore di  $\tilde{R}$  si ottiene un andamento della conduttività dato da

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[ -\frac{T_0}{T} \right]^{\frac{1}{4}}$$

e da esso si ricava l'andamento della corrente, che si accorda con i dati sperimentali per temperature al di sotto di 280K<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>La validità dei risultati al di sotto della temperatura di 280K è già stata evidenziata ad inizio capitolo.



## 4.2 Thermally-Assisted Multistep Tunneling

In una giunzione polarizzata può verificarsi un processo di tunneling dei portatori di carica se<sup>4</sup> :

- nella zona della giunzione da cui parte il portatore di carica considerato ci sono degli stati occupati
- nella zona verso cui il suddetto è diretto ci sono degli stati liberi che possono essere da lui occupati
- le caratteristiche della barriera di potenziale devono essere tali da rendere finita la probabilità che l'effetto tunnel si verifichi
- il momento si deve conservare durante il processo di tunneling

Applicando un campo esterno sufficientemente grande (con polarizzazione sia diretta che inversa), la probabilità che i portatori occupino stati ad energia maggiore per effetto tunnel diventa finita, siano questi ultimi nella banda di valenza o all'interno dell'energy gap (da cui l'appellativo multistep).

Tale probabilità può essere valutata tramite l'approssimazione WKB (metodo Wentzel-Kramers-Brillouin) e risulta data da

$$T_t = \exp \left[ -2 \int_{-x_1}^{x_2} |k(x)| dx \right]$$

dove  $|k(x)|$  è il valore assoluto del vettore d'onda dell'elettrone considerato posizionato lungo la barriera, mentre  $x_1$  ed  $x_2$  sono i cosiddetti punti di svolta, rappresentati in Figura 3.2. In analogia con la trattazione dell'effetto tunnel per una particella attraverso una barriera di potenziale, considero anche per gli elettroni liberi due tipi di barriera, una triangolare ed una parabolica (nell'ordine in Figura 3.2 a e b).

Nel caso della barriera di potenziale triangolare il vettore d'onda è

$$k(x) = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}(U(x) - E)} = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}\left(\frac{E_G}{2} - q\mathbf{E}x\right)}$$

dove  $U(x)$  è l'energia potenziale,  $E$  è l'energia dell'elettrone che sta arrivando,  $E_G$  è l'energia del gap ed  $\mathbf{E}$  è il campo elettrico. Sostituendo nell'espressione di  $T_t$  l'espressione di  $|k(x)|$  si ottiene

$$T_t = \exp \left[ -2 \int_{-x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}\left(\frac{E_G}{2} - q\mathbf{E}x\right)} dx \right] = \exp \left[ \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{q\mathbf{E}\hbar} \left(\frac{E_G}{2} - q\mathbf{E}x\right)^{\frac{3}{2}} \right]_{-x_1}^{x_2}$$

---

<sup>4</sup>Sze-'Physics of semiconductor devices', Chapter 4: Tunnel Diode and Backward Diode

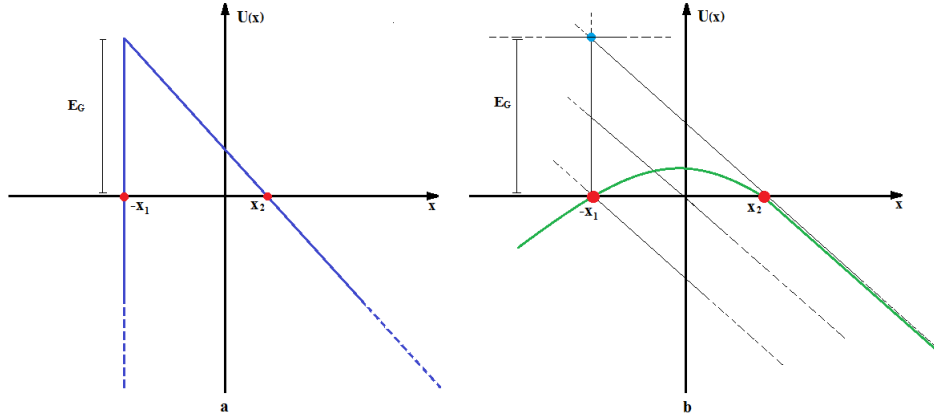


Figura 4.2: Grafico delle barriere di potenziale considerate: a- barriera di potenziale triangolare; b- barriera di potenziale parabolica

ma risulta che

$$x = -x_1 \longrightarrow \frac{E_G}{2} - q\mathbf{E}x = E_G \longrightarrow \frac{E_G}{2} = q\mathbf{E}x$$

mentre

$$x = x_2 \longrightarrow \frac{E_G}{2} - q\mathbf{E}x = E_G$$

di conseguenza per la probabilità si avrà

$$T_t = \exp \left[ \frac{-4\sqrt{2m^*}E_G^{\frac{3}{2}}}{3q\hbar\mathbf{E}} \right]$$

Nel caso della barriera di potenziale parabolica si introduce una nuova quantità  $E_0$ , la quale rappresenta la differenza fra l'energia dell'elettrone considerato  $E$  e quella del centro del band gap e rispetto alla quale si ha

$$U(x) - E = \frac{\frac{E_G^2}{2} - E_0^2}{E_G} = \frac{\frac{E_G^2}{2} - q\mathbf{E}x^2}{E_G}$$

e da ciò si ottiene

$$T_t = \exp \left[ \int_{-x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} \left( \frac{\frac{E_G^2}{4} - (q\mathbf{E}x)^2}{E_G} \right)} dx \right] = \exp \left[ \frac{-\pi\sqrt{m^*}E_G^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{2}q\hbar\mathbf{E}} \right]$$

che risulta identica alla precedente eccezion fatta per il fattore  $\frac{\pi}{2\sqrt{2}}$ .

Durante il processo di tunneling il momento totale si deve conservare, di conseguenza si dovrà includere nella trattazione il contributo del momento trasverso sull'energia. Ciò é possibile dividendo l'energia in due componenti: la prima componente  $E_x$  sarà diretta lungo la direzione di moto dell'elettrone, la seconda  $E_{\perp}$  avrà una direzione perpendicolare alla precedente.

Implementata adeguatamente con questi termini la probabilità che il processo di tunneling si verifichi sarà espressa nel modo seguente:

$$T_t = \exp \left[ \frac{-\pi\sqrt{m^*}E_G^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{2}q\mathbf{E}\hbar} \right] \exp \left[ \frac{-2E_{\perp}}{E'} \right]$$

$$\text{con } E' = \frac{\sqrt{2}q\hbar\mathbf{E}}{\pi\sqrt{m^*}E_G^{\frac{3}{2}}}.$$

Il moto degli elettroni che passano dalla banda di valenza a quella di conduzione per effetto tunnel genera una corrente la quale sarà a sua volta dipendente dalla probabilità che il fenomeno si verifichi; la corrente totale osservata sarà

$$I \simeq A'T_t \frac{qV}{kT} (V_n + V_p - qV)^2$$

dove  $A'$  è una costante mentre  $V_n$  e  $V_p$  sono termini legati alla degenerazione dei livelli nelle due regioni della giunzione.

La combinazione del variable-range hopping con il thermally-assisted multistep tunneling porto alla creazione di un nuovo modello che giustificasse l'incremento di corrente in polarizzazione inversa: secondo tale modello gli elettroni situati nella banda di valenza possono passare per effetto tunnel incentivato dall'attivazione termica (la quale riesce ad essere a sua volta accresciuta dal campo elettrico esterno applicato  $\mathbf{E}$ ) all'interno dell'energy gap raggiungendo gli stati ivi presenti, poi passano per hopping fra uno stato e l'altro fino a raggiungere la sommità della banda di conduzione, raggiungendola nuovamente per effetto tunnel.<sup>5</sup> Questo modello risulta valido solo per temperature inferiori a 280K.

### 4.3 Effetto Poole-Frenkel

L'effetto Poole-Frenkel consiste in una distorsione del potenziale elettrostatico da parte del campo esterno applicato ai capi della giunzione (Figura 3.3), in modo che l'altezza della barriera vista dai portatori di carica risulta diminuita di una quantità  $\Delta E_t$ .

---

<sup>5</sup>Transport Mechanism Analysis of the Reverse Leakage Current in GaInN LED' di Qifeng Shan, Davind S. Meyaard, Qi Dai, Jaehee Cho, E. Fred Schubert et al.

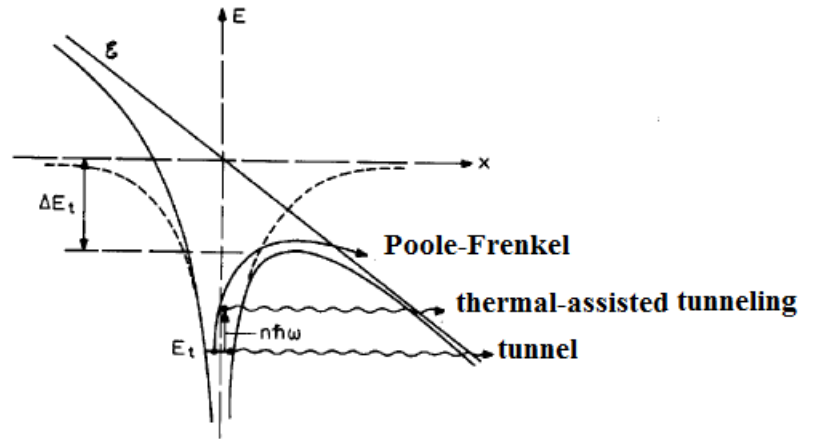


Figura 4.3: rappresentazione schematica degli effetti Poole-Frenkel, thermal-assisted tunneling ed effetto tunnel

Di conseguenza il tasso di emissione termica di portatori aumenta, assumendo la forma

$$e_n = N_e \sigma_n \langle v_n \rangle \exp \left[ -\frac{E_c - E_t - \Delta E_t}{kT} \right] = e_{n0} \exp \left[ \frac{\Delta E_t(\mathbf{E})}{kT} \right]$$

dove  $e_{n0}$  é il tasso di emissione in assenza di campi esterni applicati. L'abbassamento della barriera di potenziale  $\Delta E_t$  dipende dal tipo di potenziale in questione; nel caso di potenziale Coulombiano risulterà

$$\Delta E_t(\mathbf{E}) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e^3 \mathbf{E}}{\pi \epsilon_r \epsilon_0}}$$

L'aumento del rate di emissione inciderá sull'andamento della corrente

$$I = I_0 \exp \left[ \frac{\beta_{PF} \sqrt{\mathbf{E}}}{kT} \right]$$

con

$$\beta_{PF} = \sqrt{\frac{e^3}{\pi \epsilon_r \epsilon_0}}$$

ed assieme agli altri meccanismi di trasporto giustifica i dati sperimentali per temperature superiori a 280K.



# Capitolo 5

## Dispositivi Analizzati e Metodi Applicati

É stato analizzato un High Dislocation Density Light-Emitting Diode (G13A HDD), ovvero un dispositivo caratterizzato da un'alta densità di dislocazioni, cresciuto dal Cambridge Centre of Gallium Nitride, gruppo di ricerca dell'Università di Cambridge tramite TF-MOCVD (Two Flow-Metalorganic Chemical Vapor Deposition).

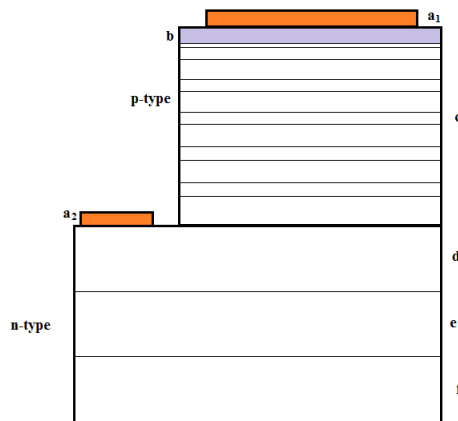


Figura 5.1: Struttura dell'InGaN/GaN led con 5 quantum wells

In Figura 4.1 é rappresentato lo schema del dispositivo:

- $a_1$ ;  $a_2$  : i due indici indicano la posizione dei due contatti ohmici rispettivamente nella regione drogata p e nella regione drogata n;
- $b$  si riferisce alla regione drogata p, il cui spessore é di  $130nm$  di GaN:Mg con una densità di portatori di circa  $3 \cdot 10^{19}cm^{-3}$ ;

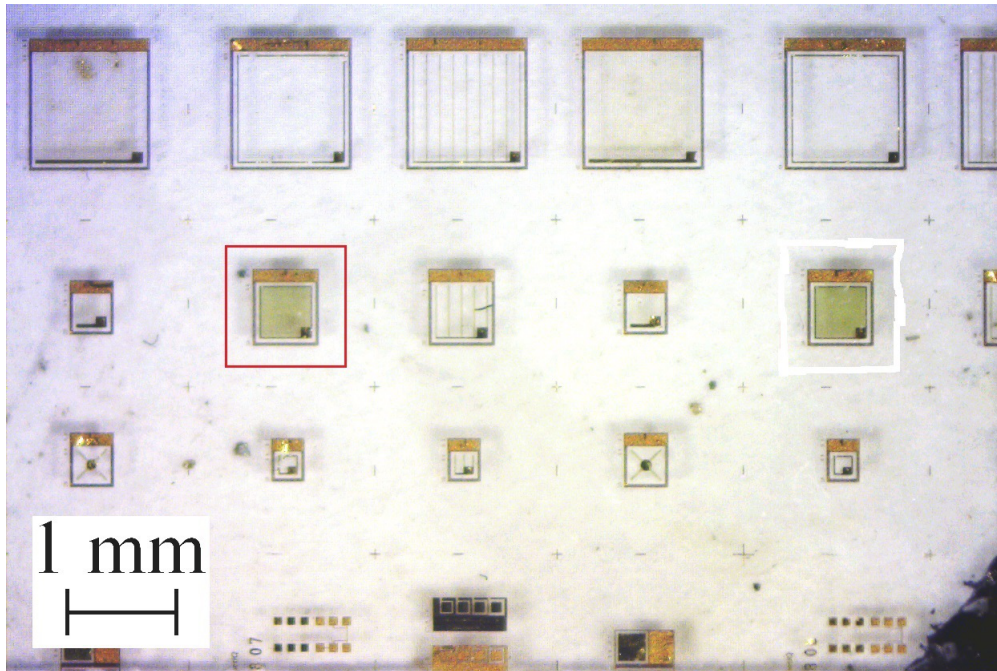


Figura 5.2: Campione contenente il led G13A HDD

- **c** indica la regione attiva in cui sono presenti 5 quantum wells dello spessore di  $1,6\text{nm}$  con InGaN al 15 per cento, separate l'una dall'altra da strati di GaN di  $6,7\text{nm}$ ;
- **d** si riferisce alla regione drogata n spessa  $2,7\mu\text{m}$  e composta da GaN:Si con densità approssimativamente di  $4 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ;
- **e** è uno strato di GaN spesso circa  $2,3\mu\text{m}$ ;
- **f** rappresenta il substrato di zaffiro su cui la struttura è stata cresciuta.

La Figura(4.2) mostra il campione sul quale si trova il led analizzato G13A HDD.

Per effettuare le misure sono state collegate ai contatti ohmici delle punte di tungsteno (Figura 4.3) le quali, per una maggiore precisione, sono state trattate con attacco elettrochimico in una soluzione di idrossido di potassio KOH.



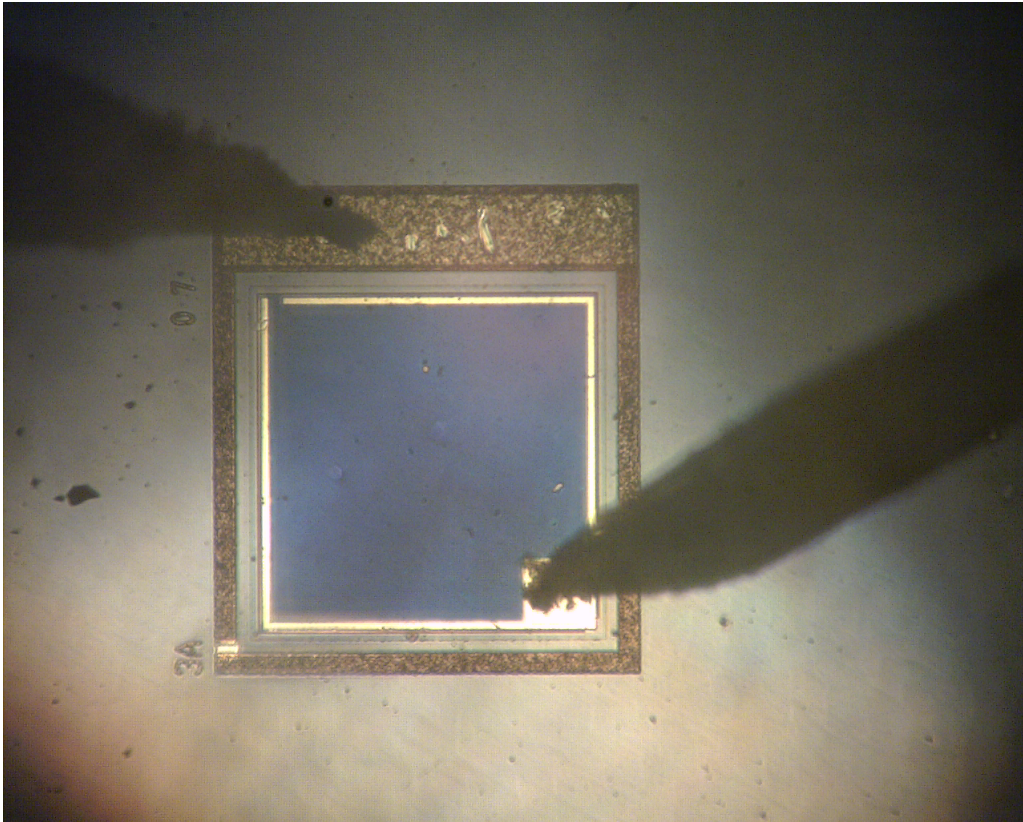


Figura 5.3: G13A con punte di tungsteno collegate ai contatti ohmici

## 5.1 Procedura Sperimentale

La raccolta dei dati per tracciare le caratteristiche tensione-corrente é stata effettuata tramite un elettrometro<sup>1</sup> collegato direttamente al pc grazie ad una scheda di interfaccia<sup>2</sup>.

La temperatura é stat variata in modo controllato introducendo il dispositivo in una camera a vuoto<sup>3</sup> collegata ad una pompa rotativa<sup>4</sup>, la quale é a sua volta collegata ad un controller di temperatura<sup>5</sup>: l'aumento di temperatura si ottiene per effetto Joule, facendo attraversare dalla corrente una resistenza interna all'apparecchio, mentre l'abbassamento di temperatura si genera introducendo dell'azoto liquido in un apposito scomparto a contatto

---

<sup>1</sup>Electrometer 'Keithley' 6517

<sup>2</sup>scheda di interfaccia IEEE 488 GPIB

<sup>3</sup>Apparato criogenico 'Jenis'

<sup>4</sup>Alcatel Pascal 2010sd

<sup>5</sup>'Lake Shore' Temperature Controller

con il campione; la temperatura risultante viene poi misurata da una termocoppia, ed una seconda scheda di interfaccia<sup>6</sup> raccoglie i dati relativi a queste misure.

## 5.2 Analisi Dati G13A HDD

Sono stati raccolti i dati per tracciare le caratteristiche I-V di G13A HDD a dieci differenti temperature, in un range che varia da 78K a 380K. La Figura(4.4) mostra le caratteristiche ottenute.

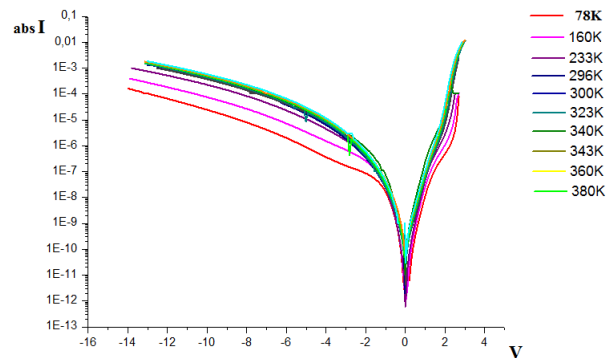


Figura 5.4: Caratteristiche I-V di G13A HDD misurate

In accordo con la teoria, per temperature inferiori a 280K<sup>7</sup> la corrente in polarizzazione inversa non dipende solo dall'effetto tunnel diretto, ma anche da fenomeni come il Variable-Range Hopping, rendendo la dipendenza dalla temperatura esprimibile dalla relazione

$$I \propto I_0 \exp \left[ - \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right]$$

ovvero, rispetto alla temperatura di riferimento  $T_0$  si avrà una dipendenza da  $\exp -T^{-\frac{1}{4}}$ .

Per temperature superiori a 280K, in accordo con la teoria di Poole-Frenkel, si avrà un andamento di corrente rappresentato dalla relazione

<sup>6</sup>Scheda di Interfaccia National Instruments

<sup>7</sup>'Investigation of reverse leakage characteristics of InGaN/GaN Light-Emitting Diode on silicon' di J. Kim, J. Y. Kim, Y. Tak, J. Kim, H. G. Hong, M. Yang, S. Chae, J. Park, Y. Park, U. I. Chung

$$I = I_0 \exp \left[ \frac{\beta_{PF} \sqrt{F}}{kT} \right]$$

già introdotta nel capitolo precedente; attraverso un fit sui dati a disposizione siamo in grado di stimare la costante di Poole-Frenkel  $\beta_{PF}$ .

Il valore del campo elettrico  $F$  lo può essere calcolato sapendo che

$$F = \frac{V - \frac{kT}{q}}{180 \cdot 10^{-7}}$$

in cui  $V$  é il valore della tensione applicata dall'esterno,  $\frac{kT}{q}$  rappresenta l'energia termica espressa in eV mentre il fattore  $180 \cdot 10^{-7}$  indica lo spessore della regione attiva in cm.

Il fit non lineare é stato quindi eseguito sulle V-I in polarizzazione inversa considerando come parametri incogniti sia la costante di Poole-Frenkel che il valore di  $I_0$ . Per trovare i parametri di fitting si é utilizzata la funzione

$$I = A \exp \left[ B \frac{\sqrt{\frac{V - \frac{kT}{q}}{180 \cdot 10^{-7}}}}{kT} \right]$$

in cui  $V$  funge da variabile indipendente ed  $I$  da variabile dipendente.

Dall'esecuzione del fit per ogniuna delle caratteristiche I-V, sono stati trovati i valori di  $I_0$  e  $\beta_{PF}$  inseriti in Tabella

Temperatura	$I_0$	Errore su $I_0$	$\beta_{PF}$	Errore su $\beta_{PF}$
78K	$8.1 \cdot 10^{-10}$	$\pm 0.2 \cdot 10^{-10}$	$9.3 \cdot 10^{-5}$	$\pm 1,8 \cdot 10^{-7}$
160K	$6.9 \cdot 10^{-9}$	$\pm 0.1 \cdot 10^{-9}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.3 \cdot 10^{-6}$
233K	$4.3 \cdot 10^{-8}$	$\pm 0.1 \cdot 10^{-8}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.8 \cdot 10^{-6}$
296K	$8.6 \cdot 10^{-8}$	$\pm 0.3 \cdot 10^{-8}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.1 \cdot 10^{-6}$
300K	$6.2 \cdot 10^{-8}$	$\pm 0.2 \cdot 10^{-8}$	$3.01 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.1 \cdot 10^{-6}$
323K	$7.2 \cdot 10^{-8}$	$\pm 0.2 \cdot 10^{-8}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.1 \cdot 10^{-5}$
340K	$6.9 \cdot 10^{-8}$	$\pm 0.3 \cdot 10^{-8}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.4 \cdot 10^{-6}$
343K	$9.3 \cdot 10^{-8}$	$\pm 0.3 \cdot 10^{-8}$	$3.4 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.3 \cdot 10^{-6}$
360K	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$\pm 0.4 \cdot 10^{-8}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.4 \cdot 10^{-6}$
380K	$1.3 \cdot 10^{-7}$	$\pm 0.4 \cdot 10^{-8}$	$3.7 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.2 \cdot 10^{-6}$

In accordo con la teoria<sup>8</sup>, é stata eseguita una media sui valori della costante di Poole-Frenkel considerando solo quelli corrispondenti a temperature superiori a 280K, trovando  $\beta_{PF_{medio}} = 3.32 \cdot 10^{-4} eV V^{-\frac{1}{2}} cm^{\frac{1}{2}}$

Il fit non lineare é quindi stato ripetuto per accertarsi che le caratteristiche di corrente cosí costruite si accordino con quelle sperimentalmente misurate; in Appendice sono riportati i grafici contenenti le caratteristiche di corrente in polarizzazione inversa ed entrambi i fit per ogni temperatura.

---

<sup>8</sup>Investigation of reverse leakage characteristics of InGaN/GaN light-emitting diode on silicon

# Capitolo 6

## Risultati e conclusioni

Alla luce dell'analisi fatta possono essere tratti tre importanti risultati. Innanzitutto si é verificato che, in accordo con la teoria<sup>1</sup>, l'effetto Poole-Frenkel non si accorda con i dati sperimentali per temperature inferiori a 280K. Prendendo in considerazione i grafici in Appendice, che per ogni temperatura considerata comparano le caratteristiche I-V in reverse con i due fit eseguiti, si nota che la curva generata dal secondo fit effettuato con  $\beta_{PFmedio}$  non trova alcun accordo con le caratteristiche relative alle temperature di 78K, 160K e 233K. Rispetto alle altre caratteristiche si riscontra un soddisfacente accordo soprattutto per tensioni inferiori a  $-10V$ , zona in cui la curva del secondo fit é quasi sovrapposta a quella sperimentale.

In secondo luogo va notato l'andamento delle costanti di Poole-Frenkel  $\beta_{PF}$  ricavate dal primo fit, le quali sono risultate dipendenti dalla temperatura, aumentando all'aumentare di essa. Ciò puó essere dovuto alla presenza di altri fenomeni di trasporto dei portatori di carica, facendo in modo che l'effetto Poole-Frenkel non sia l'effetto dominante. Potrebbe inoltre essere conseguenza del fatto che, nell'approssimazione usata, non é stato considerato il contributo della piezoelettricitá e da ciò ne é conseguito che nella valutazione del campo elettrico

$$F = \frac{V - \frac{kT}{q}}{180 \cdot 10^{-7}}$$

come valore di tensione  $V$  é stato considerato solo quello di polarizzazione, senza la correzione relativa alla piezoelettricitá.

---

<sup>1</sup>Investigation of reverse leakage characteristics of InGaN/GaN light-emitting diode on silicon' di J. Kim, J. Y. Kim, Y. Tak, J. Kim, H. G. Hang, M. Yang, S. Chae, J. Park, Y. Park, U. I. Chung

Infine dai due fit si è trovato un valore della costante di Poole-Frenkel  $\beta_{PF_{medio}} = 3.32 \cdot 10^{-4} eVV^{-\frac{1}{2}} cm^{\frac{1}{2}}$  prossimo a quello riportato in letteratura<sup>2</sup> che era pari a  $\beta_{PF_{articolo}} = 3.7 \cdot 10^{-4} eVV^{-\frac{1}{2}} cm^{\frac{1}{2}}$ .

Viene riportato nel suddetto articolo che tale valore è stato trovato per un dispositivo con una densità di dislocazioni pari a  $5 \cdot 10^7 cm^{-2}$ , alla luce del legame che sussiste fra costante di Poole-Frenkel e densità di dislocazioni; conseguentemente al valore della costante trovata per G13A corrisponderà una densità di dislocazioni di poco inferiore ad essa. Dal momento che la densità di dislocazioni nominale risulta essere pari a circa  $8 \cdot 10^8 cm^{-2}$ , è stata eseguita una verifica utilizzando le misure EBIC (Electron beam-induced current) e SEM (Scanning Electrons Microscope) (Figure 5.1 e 5.2) ed è stata confermata una densità di dislocazioni di circa  $4 \cdot 10^7 cm^{-2}$  che si accorda con quella ipotizzata sulla base della costante di Poole-Frenkel misurata, portando alla conclusione che la densità di dislocazioni effettiva del campione G13A è inferiore rispetto a quella nominale.

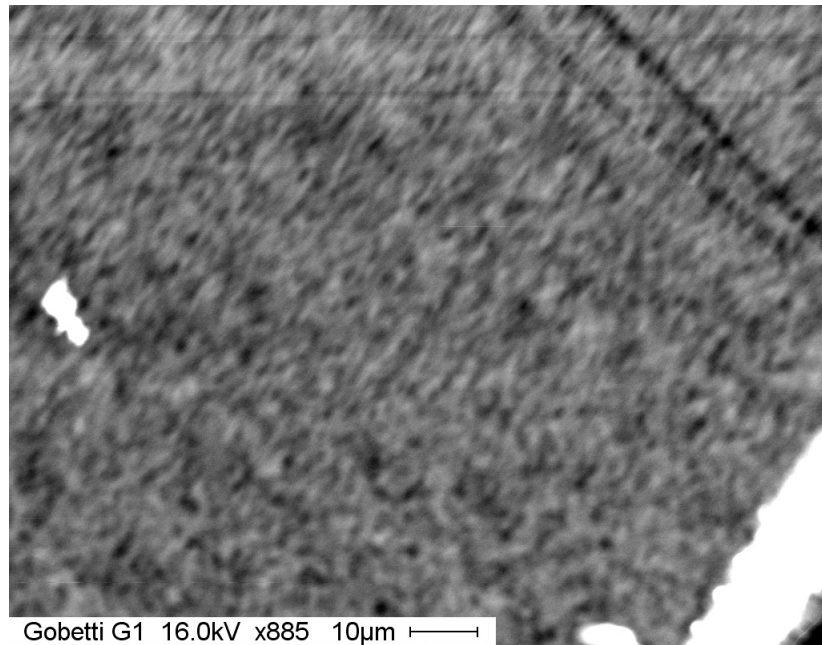


Figura 6.1: Immagine EBIC di G13A

<sup>2</sup>'Effect of threading defects on InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes' di M. S. Ferdous, X. Wang, M. N. Fairchild e S. D. Hersee

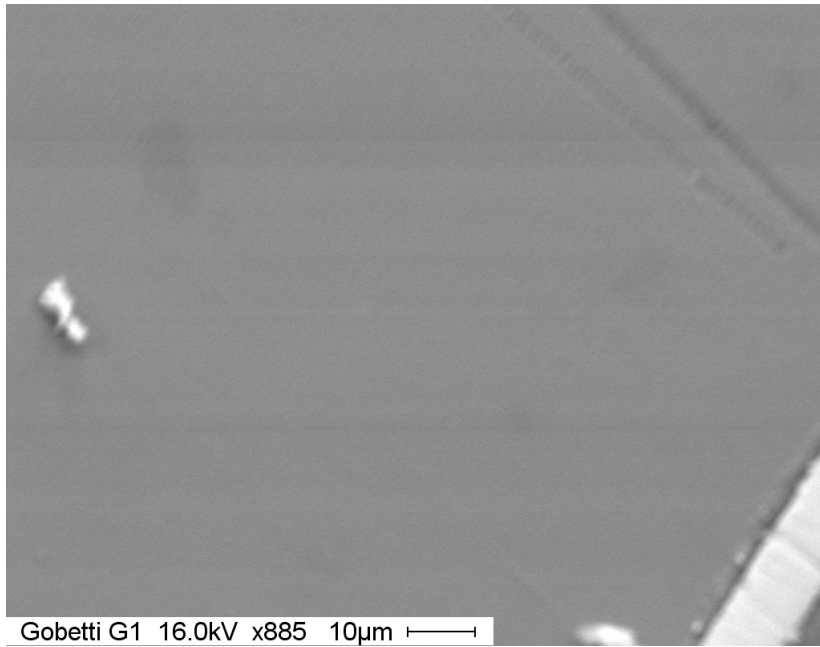


Figura 6.2: Immagine SEC di G13A





# Capitolo 7

## Appendice

### 7.1 G13A

Sono di seguito riportate le caratteristiche di corrente in polarizzazione inversa a varie temperature, insieme ai risultati associati dei due fit non lineari eseguiti.

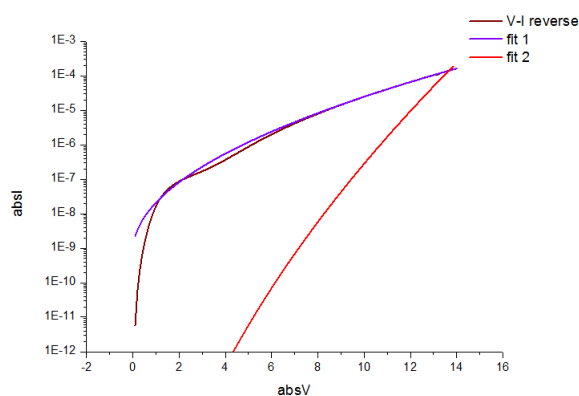


Figura 7.1: Caratteristica I-V a 78K

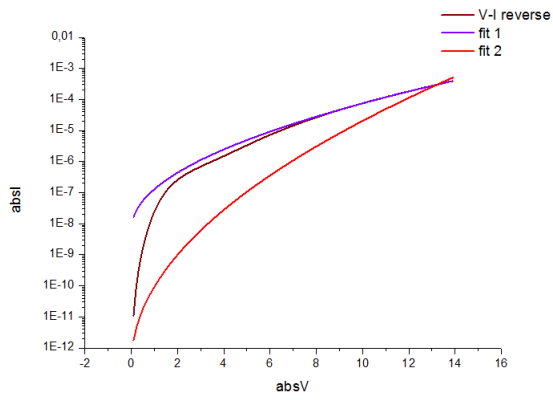


Figura 7.2: Caratteristica I-V a 160K

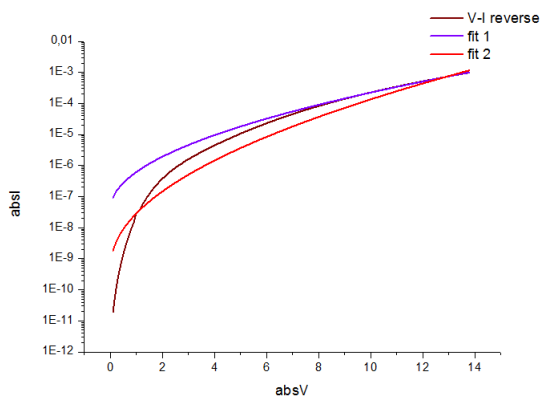


Figura 7.3: Caratteristica I-V a 233K

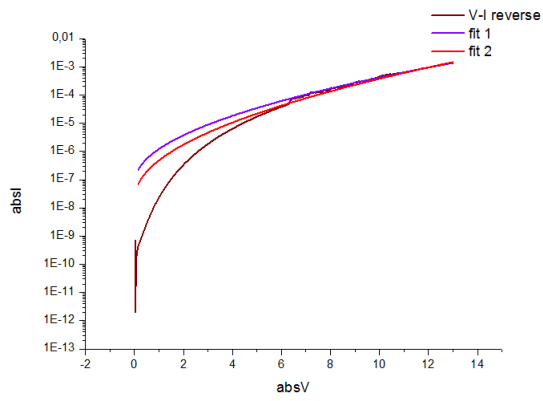


Figura 7.4: Caratteristica I-V a 296K

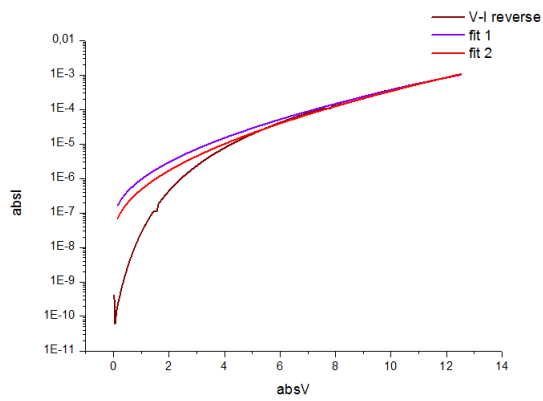


Figura 7.5: Caratteristica I-V a 300K

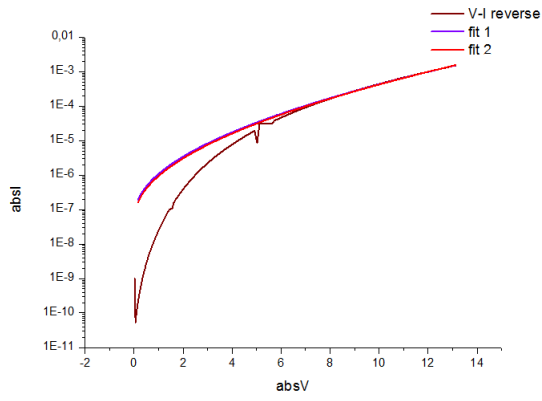


Figura 7.6: Caratteristica I-V a 323K

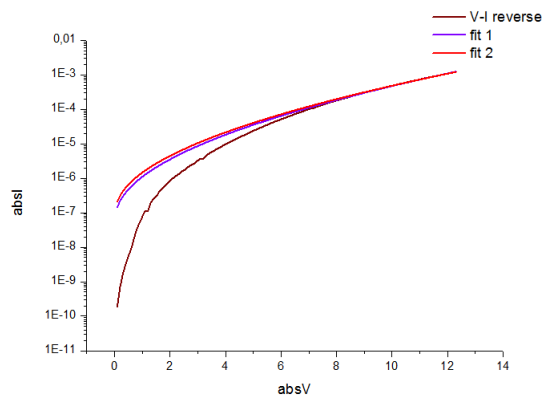


Figura 7.7: Caratteristica I-V a 340K

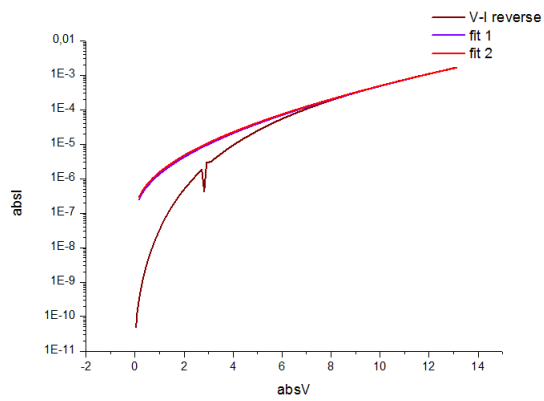


Figura 7.8: Caratteristica I-V a 343K

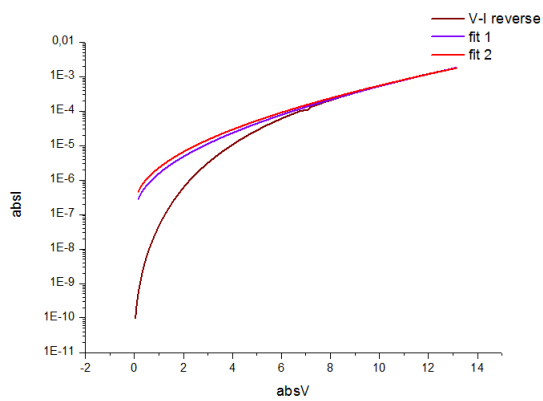


Figura 7.9: Caratteristica I-V a 360K

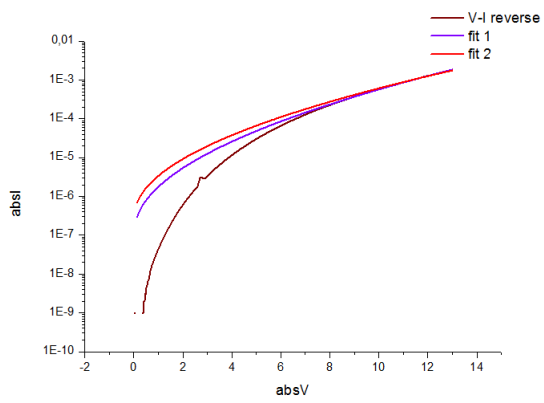


Figura 7.10: Caratteristica I-V a 380K

# Bibliografia

- [1] [1] **Effect of threading defects in InGaN/GaN multiple quantum well light emitting diodes**  
M.S. Ferdous, X. Wang, M.N. Fairchild, S.D. Hersee.
- [2] [2] **Current-Voltage characteristics of GaN and AlGaN p-i-n diodes**  
N.I. Kuznetsov, K.G. Irvine.
- [3] [3] **Investigation of reverse leakage characteristics of InGaN/GaN light emitting diodes**  
J. Kim, J.Y. Kim, Y. Tak, J. Kim, H.G. Hong, M. Yang, S. Chae, J. Park, Y. Park, U.I. Chung.
- [4] [4] **Leakage current characteristics of Nitride-Based InGaN light-emitting diodes**  
K.S. Kim, J.H. Kim, S.N. Cho.
- [5] [5] **Growth and characterization of InGaN blue LED structure on Si(1 1 1) by MOCVD**  
C. Mo, W. Fang, Y. Pu, H. Liu, F. Jiang.
- [6] [6] **Distinction between the Poole-Frenkel and tunneling models of electric-field-stimulated carrier emission from deep levels in semiconductors**  
S.D. Ganichev, E. Ziemann, W. Prettl, I.N. Yassievich, A.A. Istratov, E.R. Weber.
- [7] [7] **Transport-Mechanism analysis of reverse leakage current in GaInN light-emittind diodes**  
Q. Shan, D. S. Meyaard, Q. Dai, J. Cho, E.F. Schubert.

- [8] [8] **Properties of GaN and AlGaN Schottky contacts revealed from I-V-T and C-V-T measurements**  
T. Sawada, Y. Izumi, N. Kimura, K. Suzuki, K. Imai, S. W. Kim, T. Suzuki.
- [9] [9] **Relationship between streaming current and activation energy**  
S. Watanabe, M. Fujii, K. Tanabe, A. Ohashi, W. Z. Han, M. Benyamina, G. Touchard.
- [10] [10] **Space-Charge-Limited current in solids**  
A. Rose.
- [11] [11] **Electrical characterization of InGaN/GaN light-emitting diodes grown by molecular beam epitaxy**  
L. Hirsch, A. S. Barrière.
- [12] [12] **GaN-based optoelectronics on silicon substrates**  
A. Krost, A. Dadgar.
- [13] [13] **Effect of deep-level states on current-voltage characteristics and electroluminescence of blue and UV light-emitting diodes**  
R. Nana, P. Gnanachchelvi, M. A. Awaah, M. H. Gowda, A. M. Kamto, Y. Wang, M. Park.