



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

---

FACOLTÀ DI INGEGNERIA

*Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Elettronica*

**DEGRADATION PROCESSES IN COLOR CODED  
GAN-BASED STRUCTURES: IMPACT ON  
EFFICIENCY AND OPTICAL PROPERTIES**

*Laureando*

**Francesco Dalla Torre**

*Relatore*

**Prof. Matteo Meneghini**

*Co-relatore*

**Prof. Enrico Zanoni**

---

ANNO ACCADEMICO 2018/2019



Alla mia famiglia,  
e a tutti coloro che  
mi hanno sostenuto.



# Indice

<b>1</b>	<b>Teoria introduttiva sui LED</b>	<b>3</b>
1.1	Ricombinazione radiativa e non radiativa . . . . .	3
1.2	Eterostrutture . . . . .	8
1.3	Meccanismi di degrado dei LED . . . . .	11
1.3.1	Degrado graduale . . . . .	11
1.3.2	Degrado catastrofico . . . . .	14
1.4	Tecniche di caratterizzazione . . . . .	15
1.4.1	Caratterizzazione elettrica . . . . .	15
1.4.2	Caratterizzazione Ottica . . . . .	20
1.5	Tecniche avanzate di caratterizzazione . . . . .	23
1.5.1	Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) . . . . .	23
1.5.2	Deep-Level Optical Spectroscopy (DLOS) . . . . .	26
<b>2</b>	<b>Strumentazione utilizzata</b>	<b>29</b>
2.1	Setup di misura . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Wafer in esame</b>	<b>37</b>
<b>4</b>	<b>Risultati ottenuti</b>	<b>45</b>
4.1	Forward Current Step-Stress . . . . .	45
4.2	Forward Current Constant Stress . . . . .	59
4.3	Catodoluminescenza: SEM . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>89</b>



## Sommario

Il presente lavoro di tesi è rivolto allo studio dei meccanismi di degrado a lungo termine che affliggono i dispositivi LED basati su nitruro di gallio. Lo scopo principale è l'identificazione delle cause fisiche di degrado sia per un fine scientifico, finalizzato alla comprensione dei processi fisici che avvengono all'interno del dispositivo, che ingegneristico, finalizzato al miglioramento dei processi produttivi di tali tecnologie.

Al fine di raggiungere tale obiettivo, campioni con buche quantiche a lunghezza d'onda differente sono stati sottoposti a cicli di stress e caratterizzazioni elettriche (IV), ottiche (spettro) e più avanzate (DLOS, DLTS) così da poter identificare i contributi del degrado nelle diverse regioni dello stack epitassiale.

I risultati ottenuti hanno permesso di identificare la diffusione di specie chimiche dal lato p come processo di degrado dominante, con delle considerazioni aggiuntive per la struttura dell'EBL nei tre dispositivi.





# Introduzione

Negli ultimi venticinque anni i dispositivi optoelettronici, e le strutture basate su nitruro di gallio, hanno subito un rapido sviluppo, permettendo l'introduzione di tali tecnologie in moltissimi ambiti della società moderna. Alcuni esempi possono essere i laser impiegati per la scrittura o la lettura di supporti ottici, quali Blu-Ray, oppure nell'ambito delle telecomunicazioni con la trasmissione di informazioni tramite fibra ottica, nell'ambito automotive con dispositivi quali hemt di potenza, in ambito medico, con la sanificazione tramite radiazione UV-C. Anche l'ambito illuminotecnico è stato fortemente influenzato dall'avvento di questa tecnologia con un rapido sviluppo dell'illuminazione a stato solido, basata quindi sull'utilizzo dei LED a dispetto delle ormai antiquate e meno efficienti fonti luminose basate su fluorescenza o incandescenza. La preferenza all'uso di illuminazione a stato solido è giustificata dal grande sviluppo che ha subito, questa tecnologia, in termini di affidabilità ed efficienza, partendo da *External Quantum Efficiency* inferiori all'1% [1] fino ad arrivare a EQE dell'ordine del 56% [2]. Ad oggi, una soluzione d'illuminazione basata su stato solido può vantare un'aspettativa di vita oltre le 50000 ore [3].

Questo sviluppo è stato possibile grazie alla ingegnerizzazione dei dispositivi e allo studio di nuovi materiali impiegati nella loro costruzione, primo tra tutti il nitruro di gallio.

Questo nuovo materiale, o leghe basate su di esso, ha permesso lo sviluppo di LED su range spettrali più ampi rispetto alle precedenti generazioni basate su AlInGaP, con la quale il range spettrale era vincolato al rosso e al verde. Sebbene il progresso tecnologico abbia portato i LED ad un livello di maturità tale da essere superiore, dal punto di vista dell'efficienza energetica, rispetto alle vecchie sorgenti luminose, la ricerca scientifica è ancora molto attiva nello studio dei meccanismi di degrado che potrebbero compromettere l'affidabilità del dispositivo, quali fenomeni legati a scariche elettrostatiche o a stress termici che possono portare a degradi dei contatti ohmici [4, 5] e dei packaging [6], degrado della regione attiva [4, 7] e meccanismi di degrado a lungo termine [7, 8]. In letteratura, in merito a quest'ultima tipologia di

meccanismi di degrado, è possibile trovare pubblicazioni asserenti a processi di diffusione di specie chimiche dal lato p del dispositivo [9] ma, su ciò, non è ancora presente nessun studio approfondito.

L'obiettivo di questa tesi è l'identificazione, grazie a diverse tipologie di stress e caratterizzazione, dei meccanismi di degrado a lungo termine in LED color-coded basati su GaN. Tali dispositivi sono stati ideati con una struttura epitassiale, avente due diverse buche quantiche, appositamente concepita per l'analisi e l'identificazione di meccanismi di degrado, in primis la diffusione di specie chimiche.

Riprendendo l'iter di studi e di sperimentazioni condotti, questo lavoro di tesi è suddiviso nei seguenti capitoli:

- **Capitolo 1:** Descrizione delle proprietà fisiche e strutturali dei LED con una panoramica sui processi di degrado e spiegazione delle metodologie di misura adottate.
- **Capitolo 2:** Presentazione della strumentazione utilizzata e dei setup di misura adottati.
- **Capitolo 3:** Presentazione dei campioni in esame
- **Capitolo 4**
  - Indagine e confronto dei meccanismi di degrado indotti da alte densità di corrente nelle strutture in esame.
  - Analisi di caratterizzazioni avanzate finalizzate allo studio della natura delle difettosità del materiale.
  - Analisi di catodoluminescenza e processi che intercorrono durante l'irraggiamento con fascio elettronico.
- **Capitolo 5:** Conclusioni dello studio condotto e prospettive per la sua continuazione.

# Capitolo 1

## Teoria introduttiva sui LED

Il funzionamento dei diodi ad emissione luminosa (Light Emitting Diode) si basa su una transizione di stato energetico da parte di un elettrone che, ricombinandosi con una lacuna, passa da uno stato eccitato (energia elevata) ad uno meno energetico, rilasciando la differenza di energia sotto forma di radiazione elettro-magnetica (fotone) o di quanto vibrazionale (fonone).

L'obiettivo della ricerca scientifica, ai fini di migliorare l'efficienza, è quello di massimizzare il rate di emissione dei fotoni rispetto a quello dei fononi, e soprattutto assicurarne l'estrazione al di fuori del dispositivo. In questo capitolo verranno analizzate la struttura e le proprietà ottiche ed elettriche dei LED, approfondendo i processi fisici che ne consentono l'emissione luminosa.

### 1.1 Ricombinazione radiativa e non radiativa

Le ricombinazioni sopracitate si dividono in due macro categorie ovvero: *ricombinazioni radiative* (nel caso di un'emissione di fotoni) e *ricombinazioni non radiative* (nel caso di un'emissione di fononi).

#### Ricombinazione radiativa

In un semiconduttore in condizioni di equilibrio, ovvero in assenza di stimoli esterni quali luce o corrente elettrica, a temperatura costante, vale la legge dell'azione di massa, che lega la concentrazione di elettroni e di lacune secondo la relazione:

$$n_0 p_0 = n_i^2$$

dove  $n_0$  e  $p_0$  sono le concentrazioni di elettroni e lacune all'equilibrio, mentre  $n_i$  è la concentrazione intrinseca di portatori.

La probabilità che avvenga una ricombinazione dipende proporzionalmente dal numero di elettroni in banda di conduzione e dal numero di lacune in banda di valenza. Definendo con  $B$  il coefficiente di ricombinazione bimolecolare possiamo definire  $R$ , ovvero il *tasso di ricombinazione bimolecolare* per unità di tempo e per unità di volume, con la seguente formula:

$$R = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = Bnp. \quad (1.1)$$

Fuori dalle condizioni di equilibrio, per esempio in caso di assorbimento di una radiazione luminosa, una variazione della temperatura o iniezione di corrente, la concentrazione totale di elettroni e lacune può essere scritta come:

$$n = n_0 + \Delta n \quad \text{e} \quad p = p_0 + \Delta p.$$

dove  $\Delta n$  e  $\Delta p$  sono rispettivamente la concentrazione di elettroni e le lacune in eccesso dovuti al perturbamento delle condizioni di equilibrio. Quindi anche la (1.1) può essere riscritta come:

$$R = B(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p). \quad (1.2)$$

In base al peso di  $\Delta n$  (o  $\Delta p$ ) nell'equazione (1.2), ovvero alla concentrazione di elettroni (o lacune) in eccesso dovuti al perturbamento rapportato alla somma della concentrazione di elettroni e lacune in condizioni di equilibrio, si possono definire due macro regioni di funzionamento denominate come *bassa iniezione* ed *alta iniezione*.

• In condizione di **bassa iniezione** [ $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$ ] e con  $\Delta n(t) = \Delta p(t)$ , l'equazione (1.2) diventa:

$$R = Bn_i^2 + B(n_0 + p_0)\Delta n(t) = R_0 + R_{excess} \quad (1.3)$$

dove  $R_0$  è il tasso di ricombinazione intrinseco e  $R_{excess}$  è il tasso di ricombinazione in eccesso. L'andamento temporale della concentrazione di elettroni può essere scritto come:

$$\frac{dn(t)}{dt} = G - R = (G_0 + G_{excess}) - (R_0 + R_{excess}) \quad (1.4)$$

dove con  $G_0$  e  $R_0$  sono stati indicati i tassi di generazione e ricombinazione all'equilibrio.

Combinando le equazioni (1.4) e (1.3), supponendo che al tempo  $t = 0$  l'eccitazione cessa ( $G_{excess} = 0$ ) e definendo  $\Delta n_0 = \Delta n(t = 0)$ , otteniamo una legge che descrive l'andamento della concentrazione di portatori:

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 e^{-B[n_0+p_0]t} = \Delta n_0 e^{t/\tau} \quad \tau = \frac{1}{B[n_0 + p_0]} \quad (1.5)$$

Si può notare che l'equazione (1.5) appena ricavata, è delineata da un decadimento esponenziale dove  $\tau$  è il tempo di vita medio dei portatori prima della loro ricombinazione (*lifetime*). Quest'ultimo parametro è di particolare rilevanza incidendo nell'efficienza del dispositivo.

• In condizioni di **alta iniezione** [ $\Delta n \gg (n_0 + p_0)$ ] l'equazione (1.1) diventa:

$$\frac{d\Delta n(t)}{dt} = -B\Delta n^2 \quad (1.6)$$

la cui soluzione è:

$$\Delta n(t) = \frac{1}{Bt + \Delta n_0^{-1}} \quad \tau(t) = -\frac{\Delta n(t)}{\frac{d\Delta n(t)}{dt}} = t + \frac{1}{B\Delta n_0} \quad (1.7)$$

In queste condizioni l'analisi dell'andamento della concentrazione dei portatori è leggermente più complessa rispetto all'analisi in condizione di bassa iniezione (1.5), poiché la nuova legge che ne descrive l'andamento (1.7) non è più prettamente esponenziale: la "costante di tempo"  $\tau$  è una pseudo-costante di tempo dipendente dal tempo stesso, ovvero, il tempo di vita dei minoritari cresce col passare del tempo arrivando, per tempi molto lunghi, al caso di bassa iniezione.

### Ricombinazione non radiativa

In un evento di ricombinazione non radiativa l'energia, in eccesso, dell'elettrone che va a ricombinarsi, viene convertita in energia vibrazionale (fononi) del reticolo cristallino, ossia calore.

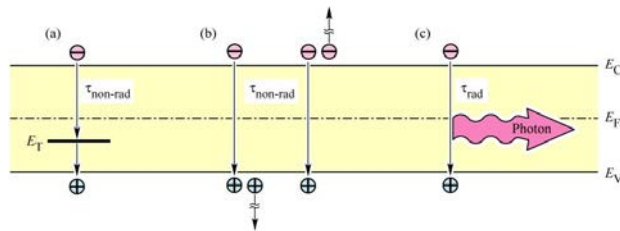


Figura 1.1: Diagramma a bande rappresentante: (a) Ricombinazione non radiativa attraverso stati trappola, (b) Ricombinazione Auger e (c) Ricombinazione radiativa. [10]

Esistono molti meccanismi per i quali può avvenire una ricombinazione non radiativa, i più comuni sono dovuti ai difetti della struttura cristallina (dislocazioni, vacanze, difetti interstiziali, ecc.). Tali difetti creano degli stati trappola all'interno dell'energy gap che fungono da centri di ricombinazione non radiativa, permettendo agli elettroni, al momento della ricombinazione, di occupare quel livello energetico emettendo l'energia in eccesso sotto forma di calore. Tale ricombinazione attraverso stati trappola, chiamati livelli profondi, è stata ampiamente analizzata da Shockley, Read, e Hall e rappresentata in Figura 1.1(a).

Questo meccanismo è caratterizzato da un tasso di ricombinazione tramite difetti definito da:

$$R_{SRH} = \frac{p_0 \Delta n + n_0 \Delta p + \Delta n \Delta p}{(N_T v_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T v_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)} \quad (1.8)$$

Dove  $N_T$  rappresenta il numero di difetti localizzati al livello energetico  $E_T$ ,  $\Delta n = \Delta p$ ,  $v_n$  e  $v_p$  sono le velocità termiche degli elettroni e delle lacune,  $\sigma_n$  e  $\sigma_p$  sono le sezioni di cattura delle trappole,  $n_1$  e  $p_1$  sono le concentrazioni di elettroni e lacune qualora il livello di Fermi fosse posizionato a  $E_T$  (livello energetico delle trappole).

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right) \quad p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_T}{kT}\right).$$

Conseguentemente, sapendo che  $R_{SRH} = \frac{\Delta n}{\tau}$ , è possibile ricavare il tempo di vita medio dei portatori:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{(N_T v_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T v_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)} \quad (1.9)$$

Da queste considerazioni è facile notare come il tasso di ricombinazione non radiativa sia determinato dalla posizione delle trappole all'interno dell'energy gap (tanto più  $E_T$  è vicino al centro dell'energy gap e tanto più probabile questo tipo di ricombinazione), dal tasso di cattura dei minoritari e dalla temperatura (maggiore è la temperatura e minore è il lifetime, fattore che porta ad un calo dell'efficienza).

La ricombinazione tramite difetti superficiali è un tipo specifico di ricombinazione non radiativa ed avviene a causa della non periodicità del reticolo cristallino sulla superficie del semiconduttore. Infatti, gli atomi superficiali, non potendo avere la stessa struttura di legame degli atomi presenti all'interno del substrato, presentano dei legami incompleti, detti *dangling bonds* che fungono da centri di ricombinazione non radiativa (vedi Figura 1.2).

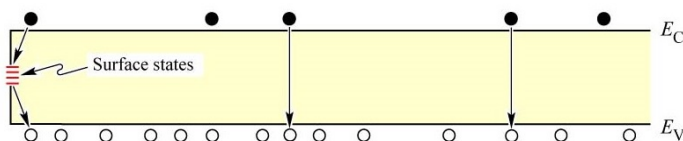


Figura 1.2: Diagramma a bande rappresentante il processo di ricombinazione superficiale. [10]

La ricombinazione Auger (Figura 1.1(b)) rappresenta un altro importante meccanismo di ricombinazione non radiativa, in cui l'energia di ricombinazione tra un elettrone e una lacuna viene ceduta ad un altro elettrone in banda di conduzione, che verrà promosso ad uno stato energetico molto eccitato; quest'ultimo dissiperà l'energia acquisita tramite emissioni di fononi, o quanti vibrazionali, con inevitabile generazione di calore, fino a tornare ad uno stato energetico prossimo alla banda di conduzione.

In maniera del tutto duale l'energia della ricombinazione di un elettrone e una lacuna può essere ceduta ad una lacuna che verrà promossa ad uno stato energetico inferiore nella banda di valenza. Il rate dei due processi di ricombinazione Auger è dato da:

$$R_{Auger} = C_p n p^2 \qquad R_{Auger} = C_n n^2 p \qquad (1.10)$$

Dove  $C_p$  e  $C_n$  rappresentano i coefficienti Auger per le lacune e per gli elettroni.

Il fenomeno descritto dalla prima equazione è più probabile in semiconduttori *p-type* a causa dell'abbondanza di lacune; estendendo il ragionamento è facile intuire che la seconda è più probabile nei semiconduttori *n-type*.

In condizioni di *alta iniezione* ( $n = p$ ), il tasso di ricombinazione diventa:

$$R_{Auger} = (C_n + C_p) n^3 = C n^3 \qquad (1.11)$$

La ricombinazione Auger ha un ruolo rilevante sull'efficienza solo in condizioni di altissima iniezione, in quanto la dipendenza della concentrazione dei portatori è cubica.

## 1.2 Eterostrutture

Si parla di eterostrutture quando, per creare un dispositivo, si interfacciano cristalli con diversa affinità elettronica e/o diverso energy gap, spesso per uso optoelettronico o per creare layer intermedi con lo scopo di minimizzare il mismatch reticolare.

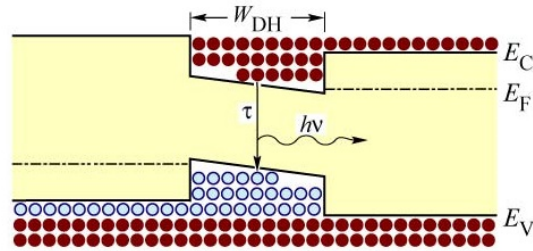


Figura 1.3: Struttura a bande di una buca quantica in una eterogiunzione p-n polarizzata in diretta. [10]

Questa pratica è comune nei dispositivi moderni e molto vantaggiosa in quanto andando ad interporre pochi nanometri di materiale, a basso energy gap, si va a discretizzare, secondo la fisica quantistica, i livelli energetici disponibili in quella sezione del dispositivo. In questo modo si ha un confinamento dei portatori nella *regione attiva*, ovvero la regione in cui si vuole che avvenga la ricombinazione. Questo particolare tipo di eterostrutture sono chiamate buche quantiche, o anche *quantum wells* (Figura 1.3).

Le quantum wells rappresentano, quindi, delle buche di potenziale, opportunamente create ed ingegnerizzate, per la discretizzazione dei livelli energetici disponibili ed il controllo del gap energetico che separa i portatori, per ottenere, qualora avesse luogo una ricombinazione radiativa, una determinata lunghezza d'onda del fotone emesso dal salto energetico.

Dalla profondità della buca di potenziale, e grazie agli stati discretizzati all'interno di essa, si ha un aumento della concentrazione di portatori confinati nella regione attiva che porta ad un aumento dell'efficienza, in quanto la relazione del rate di ricombinazione radiativa ( $R = Bnp$ ) è dipendente dalla densità di elettroni e lacune.



### Carrier escaping

In un semiconduttore la distribuzione di elettroni e lacune nei vari livelli energetici è descritta dalla distribuzione di Fermi-Dirac (Figura 1.4). Secondo questa funzione di probabilità, esiste una certa probabilità non nulla che un elettrone abbia abbastanza energia da fuoriuscire dalla buca senza ricombinarsi.

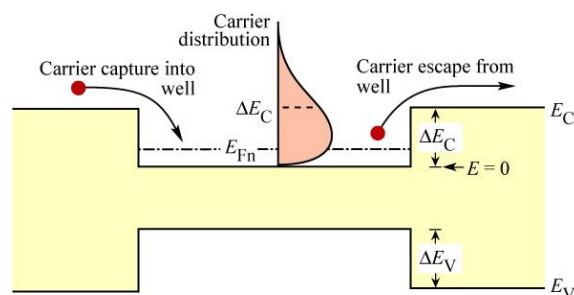


Figura 1.4: Distribuzione dei portatori nei vari livelli energetici in una buca quantica. [10]

Aumentando l'energia termica degli elettroni c'è la possibilità di promuoverli ad un livello energetico sufficientemente alto da superare la barriera di potenziale introdotta dalla buca quantica. Questo fenomeno può comportare, nel caso in cui non vi siano più altre quantum well o barriere di potenziale, ad una corrente di perdita che porta ad una riduzione dell'efficienza del dispositivo. Il verificarsi di tale meccanismo di perdita è conosciuto come *carrier escaping* ed è legato alla struttura a bande del dispositivo e alla temperatura.

### Carrier overflow

A differenza del carrier escape, il meccanismo di *carrier overflow* si verifica tipicamente in regime di alta iniezione, quando l'elevata concentrazione di portatori nella buca causa un aumento degli stati energetici occupati, e con essi un aumento del livello di Fermi. Una volta che il livello di Fermi sarà prossimo al bordo della banda di valenza, si avrà una saturazione della potenza ottica del dispositivo: i nuovi portatori derivanti da un ulteriore aumento della corrente iniettata, infatti, avrebbero sufficiente energia da superare le quantum wells senza entrarvi, raggiungendo le regioni quasi neutre, dove non offrono alcun contributo alla ricombinazione radiativa nello spettro visibile.

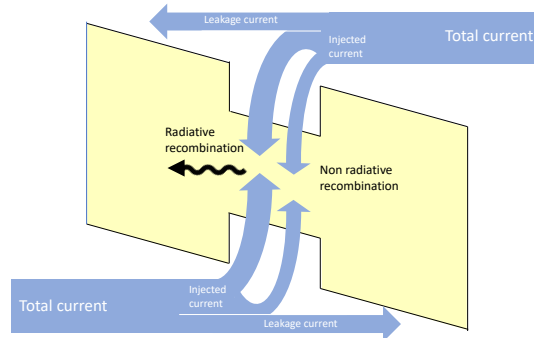


Figura 1.5: Schema descrittivo del fenomeno di carrier overflow.

### Electron Blocking Layer

L'inserimento di ulteriori barriere di potenziale è utile per limitare l'overflow dei portatori e confinarli nella regione attiva. Tali barriere vengono definite *blocking layers*. Poiché la mobilità degli elettroni è più elevata di quella delle lacune, nella maggior parte dei casi, si opta per un Electron-Blocking Layer, ovvero una barriera di potenziale creata inserendo un materiale ad alto energy gap ma con banda di valenza prossima a quella della regione circostante, in modo da limitare il flusso degli elettroni, ma non quello delle lacune (Figura 1.6).

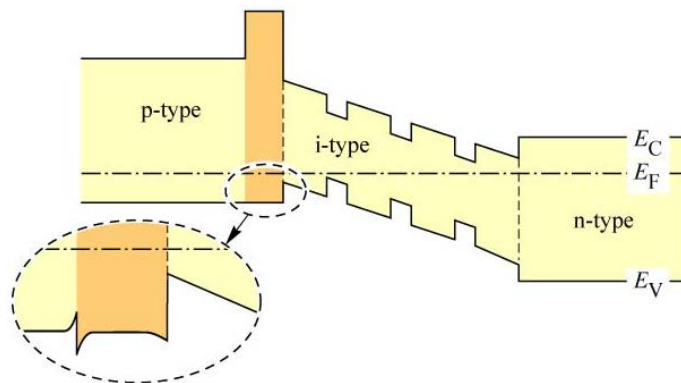


Figura 1.6: Electron-Blocking Layer in una struttura a tre buche quantiche. [10]

## 1.3 Meccanismi di degrado dei LED

Oggigiorno l'utilizzo dei LED è sempre più frequente in quanto conveniente rispetto all'uso di una classica lampadina ad incandescenza o alogena. Infatti, l'ingegnerizzazione delle tecniche di manipolazione e crescita epitassiale del GaN ha permesso di ottenere una maggiore qualità cristallografica, ovvero una minore concentrazione di difettosità, all'interno del dispositivo, tanto da ottenere dispositivi LED in grado di raggiungere tempi di vita utile di oltre 100000 ore. Tuttavia, lo studio dei meccanismi di degrado dei LED basati su nitruro di gallio è un ambito molto vasto dove è possibile distinguere due diverse macro-tipologie di degrado: degrado graduale e degrado catastrofico.

### 1.3.1 Degrado graduale

Per degrado graduale di un LED si intende il deterioramento delle proprietà elettriche e ottiche del dispositivo, indotto da specifici processi fisici che possono essere accelerati dalla temperatura e dalla condizione di polarizzazione del dispositivo.

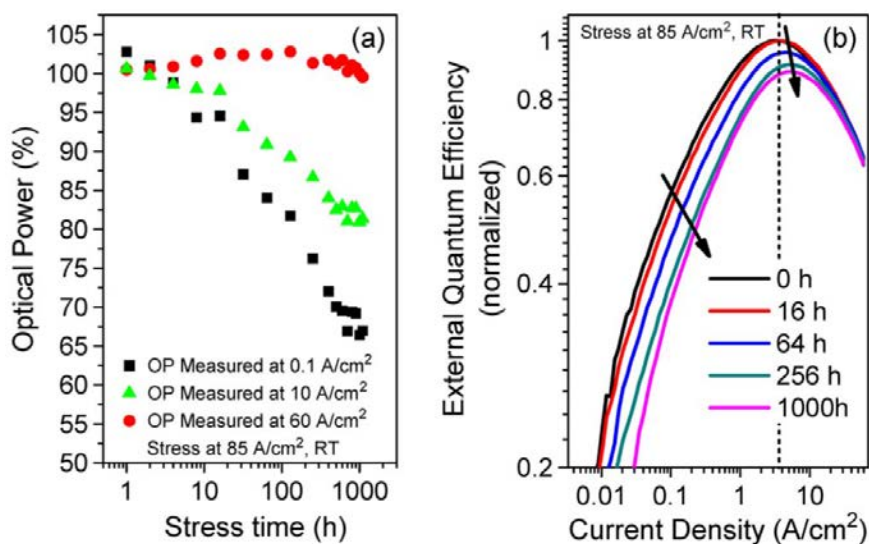


Figura 1.7: (a) Calo della potenza ottica misurata durante il tempo di stress. (b) Efficienza normalizzata a inizio stress versus densità di corrente durante lo stress.[11]

### Aumento dei centri di ricombinazione non radiativa

L'aumento delle difettosità nella regione attiva, causate dalla perturbazione della periodicità del reticolo cristallino (da parte di difetti di punto, vacanze di atomi o dislocazioni) che definiscono dei livelli energetici permessi all'interno dell'energy gap, che fungono da centri di ricombinazione non radiativa, porta ad un calo dell'efficienza quantica interna, con conseguente calo della potenza ottica emessa dal dispositivo a parità di corrente iniettata.

L'effetto è particolarmente visibile in condizioni di bassa iniezione.

Un esempio di stress accelerato è rappresentato in Figura 1.7, dove è possibile osservare l'andamento della potenza ottica e dell'efficienza quantica esterna a diversi livelli di iniezione [11]. Risulta evidente il progressivo calo della potenza ottica durante lo stress, in particolar modo per basse densità di corrente, dove i centri di ricombinazione non radiativa non sono ancora saturi. Per alte densità di corrente i centri di ricombinazione non radiativi risultano essere saturi per l'alta concentrazione di portatori e non comportano degradi significativamente rilevabili.

La formazione di percorsi preferenziali nella regione attiva è confermata dalla caratteristica IV mostrata in Figura 1.8: è evidente l'aumento della conduzione in regione inversa e debolmente diretta, compatibile con la formazione di percorsi di leakage che bypassano la giunzione.

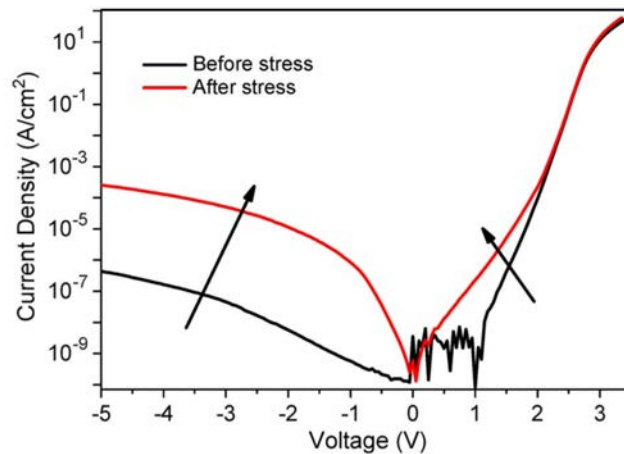


Figura 1.8: Degradazione della caratteristica IV pre e post stress a  $85 A/cm^2$ . [11]

Tali meccanismi di conduzione sono legati, in generale, al modello hopping di Mott [12] e al tunneling, ovvero un effetto quanto-meccanico che permette ad una particella di superare una barriera (a patto che sia abbastanza stretta) anche se non avrebbe l'energia per farlo e quindi impossibile secondo

la meccanica classica, ma la tipologia specifica di conduzione dipende dalle condizioni operative del dispositivo.

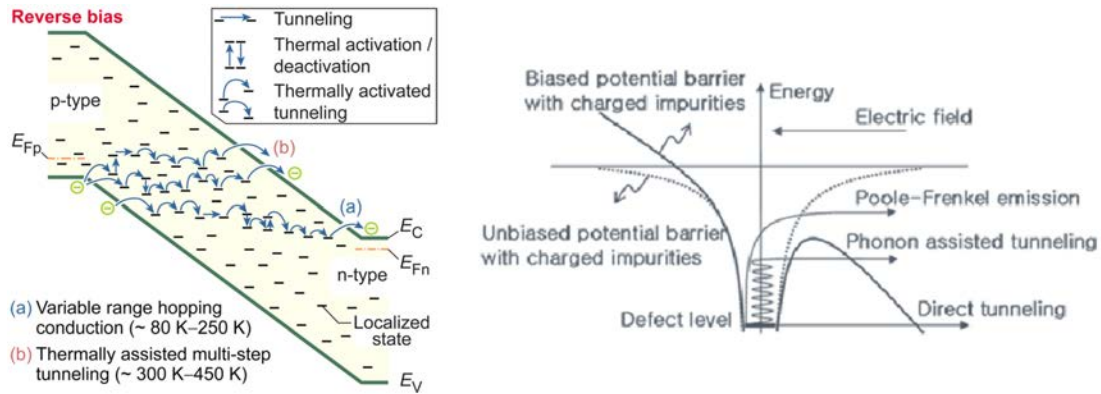


Figura 1.9: **A sinistra:** Diagramma a bande che rappresenta il variabile range hopping (a) e del thermally assisted multi-step tunnelling (b). [13] **A destra:** Emissione dei portatori da un livello profondo in condizione di campo elettrico esterno. [14]

Per basse temperature la conduzione in reverse bias è descritta dal modello *variable range hopping* [13], ovvero l'attraversamento dalla banda di valenza alla banda di conduzione è assistita da stati energetici permessi (prossimi tra loro) i quali formano un cammino percolativo per l'elettrone (Figura 1.9). A temperature superiori, il meccanismo di conduzione parassita dominante è il *thermally assisted multi-step tunnelling* [15], che consiste nella promozione dell'elettrone a livelli profondi poco più energetici grazie all'energia termica fornitagli. (Figura 1.9)

Il tunneling, inoltre, risente significativamente dell'intensità del campo elettrico: per campi di modesta entità, il piegamento delle bande facilita il superamento delle barriere di potenziale perché comporta una diminuzione dell'energia di attivazione del livello profondo. Tale effetto è detto di *Poole Frenkel* [14].

### Degrado dei contatti ohmici

Fenomeni di autoriscaldamento o condizioni di alta iniezione, che portano all'aumento della temperatura della giunzione, possono indurre l'aumento della tensione operativa del dispositivo, al calo della potenza ottica nonché all'insorgere del *current crowding effect* [7], che comporta una disuniformità della concentrazione di portatori sul dispositivo in favore alle vicinanze dei

contatti metallici. Questa disuniformità crea cammini di diversa resistenza che inducono la non uniformità dell'illuminazione. [10]

Una tecnica per migliorare la diffusione dei portatori è quella di variare la geometria dei contatti (ad esempio, con un contatto realizzato a griglia o a croce, invece che con un punto singolo).

### Diffusione del magnesio

Come noto una struttura intrinseca basata su nitruro di gallio presenta un intenso background doping di tipo n (alta concentrazione di elettroni) a causa delle vacanze di azoto e all'intrappolamento di impurità di ossigeno nel reticolo cristallino. Per compensare questo comportamento, al fine di creare una regione di tipo p, è necessario l'inserimento di un drogante di tipo accettore, quale il magnesio, attraverso tecniche di deposizione particolarmente complesse [16, 12]. L'inserimento del magnesio, per la creazione della regione drogata di tipo p, può portare, durante il normale funzionamento del dispositivo, alla diffusione dello stesso verso le zone drogate n, causando la formazione di centri di ricombinazione non radiativa nella zona attiva e un conseguente calo dell'internal quantum efficiency. [17]

In particolare l'interazione del magnesio con l'idrogeno parassita presente all'interno del dispositivo può formare complessi Mg-H che inducono una riduzione della concentrazione di accettori attivi, un aumento della resistività del contatto metallo-semiconduttore e una distribuzione non uniforme della corrente all'interno del dispositivo. [5]

### 1.3.2 Degrado catastrofico

Il degrado catastrofico è un tipo di degrado che pone fine immediata alla vita utile di un dispositivo. Un evento di degrado catastrofico può essere causato da over stress elettrico (EOS): ovvero una condizione di polarizzazione nella quale vengono ecceduti i valori nominali, forniti dal costruttore, di tensione e/o corrente sostenibili da un determinato dispositivo elettronico.

In base alla durata di questo stress viene classificato l'evento come generico over stress elettrico (EOS), nel caso in cui la durata non sia inferiore ai  $\mu s$ , oppure, nel caso in cui la durata dell'evento sia compresa tra i  $ns$  e i  $\mu s$ , viene classificato come un evento di scarica elettrostatica (ESD).

I generici eventi di EOS si suddividono in *electrical over current*, che portano ad un riscaldamento del dispositivo con il rischio di fusione o rottura del bonding, e in *electrical over voltage*, che inducono il breakdown del dielettrico creando un cammino percolativo per tutto lo spessore del dielettrico.

Le scariche elettrostatiche (ESD), invece, sono degli impulsi di tensione molto

energetici (decine di  $kV$ ) che iniettano una densità di corrente molto elevata all'interno del dispositivo: raggiunto un livello critico, essa provoca un corto localizzato nel componente rendendolo inutilizzabile e comportando un maggior rischio di rottura nelle fasi di produzione, imballaggio e in generale di maneggio da parte di un operatore o di una macchina.

## 1.4 Tecniche di caratterizzazione

La caratterizzazione di un dispositivo elettronico è un passo fondamentale da compiere nello studio di quest'ultimo, al fine di poter trarre informazioni utili per migliorarne la tecnologia.

Particolare attenzione va tenuta nell'assicurare ripetibilità alla misura e nel fissare i parametri da utilizzare al fine di non alterare o degradare le caratteristiche del dispositivo durante una caratterizzazione.

### 1.4.1 Caratterizzazione elettrica

La caratterizzazione elettrica consiste nel misurare la corrente ( $I$ ) che circola sul dispositivo ad una data tensione ( $V$ ) imposta, da qui il nome caratterizzazione  $IV$ . Per studiare le caratteristiche elettriche dei LED si fa uso della teoria di base della giunzione pn.

Per facilitare la trattazione si adottano delle semplificazioni che descrivono il comportamento di un dispositivo ideale, quali il fatto che non vi sia compensazione di droganti dovuta a difetti o impurità e che la concentrazione di droganti accettori ( $N_A$ ) e donori ( $N_D$ ), completamente ionizzati, sia costante nella regione di impianto, mentre nulla al di fuori (senza gradienti di concentrazione).

Una volta formata la giunzione, in prossimità della stessa, gli elettroni e lacune diffonderanno verso la zona ad opposto segno di carica per ricombinarsi. Man mano che gli elettroni e le lacune si ricombinano la carica fissa dei droganti ionizzati, non più equilibrata, produce un campo elettrico direzionato nel verso opposto al flusso di diffusione delle lacune. Si raggiungerà l'equilibrio quando la tendenza degli elettroni a diffondere dalla zona n alla zona p viene compensata dalla deriva di elettroni dovuta al campo elettrico.

A questo punto, in prossimità della giunzione, si troverà una regione svuotata di tutti i portatori chiamata, appunto, *regione di svuotamento* o *regione di carica spaziale (RCS)*, mentre ai capi di essa ritornerà ad esserci una situazione di equilibrio delle cariche dei portatori, le *regioni quasi neutre*.

In condizione di polarizzazione nulla, sulla regione di svuotamento grava un

caduta di potenziale  $V_D$  detta *potenziale intrinseco di giunzione* che costituisce una barriera di potenziale per i portatori minoritari:

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (1.12)$$

L'applicazione di una polarizzazione esterna induce un piegamento delle bande di energia agendo così sulla risultante barriera di potenziale vista dai portatori minoritari diminuendola o aumentandola a seconda di che tipo di polarizzazione si va ad imporre, *polarizzazione diretta* ( $V > 0$ ) e *polarizzazione inversa* ( $V < 0$ ) rispettivamente. La relazione analitica che descrive quanto detto è stata sviluppata da Shockley e mostra come la corrente abbia un comportamento esponenziale in polarizzazione diretta e come tenda a saturare al valore di  $I_s$  in condizioni di polarizzazione inversa.

$$\text{Per polarizzazione diretta:} \quad I = I_s e^{\frac{q(V-V_D)}{kT}} \quad (1.13)$$

$$\text{Per polarizzazione inversa:} \quad I = I_s (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad (1.14)$$

$$\text{dove} \quad I_s = qA \left( \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_A} \right). \quad (1.15)$$

### Interpretazione delle misure I-V

In condizioni di polarizzazione **diretta** si genera, su un dispositivo, una corrente dipendente da diversi contributi di densità di corrente: densità di corrente di diffusione ( $J_{diff}$ ), densità di corrente di generazione/ricombinazione ( $J_{NR}$ ) e la densità di corrente superficiale di ricombinazione ( $J_{sur}$ ). Essendo densità di correnti, esse devono essere moltiplicate per l'area di superficie del dispositivo per ottenere la corrente. Infatti, devono essere tenute in considerazione anche l'area della giunzione ( $A_{pn}$ ) e l'area della superficie esterna ( $A_{sur}$ ), secondo questa equazione:

$$I_F = A_{pn}(J_{diff} + J_{NR}) + A_{sur}J_{sur}. \quad (1.16)$$

Una tipica caratteristica IV di un LED è riportata in Figura 1.10 in cui è possibile identificare 4 regioni distinte:

- **Regione A:** A basse tensioni domina la corrente di ricombinazione superficiale  $J_{sur} = J_{s0} (e^{(qV/kT)} - 1)$



- **Regione B:** Per tensioni moderate prevalgono alcuni meccanismi di tunnelling assistiti da difetti profondi quali: tunnelling di lacune verso la zona attiva, tunnelling di elettroni tramite stati localizzati all'interno delle barriere.
- **Regione C:** Aumentando ulteriormente la tensione applicata diventa predominante la corrente di diffusione  $J_{diff} = J_0 e^{qV/kT}$ .
- **Regione D:** Quando la densità di corrente diventa sufficientemente alta, la caduta di potenziale su contatti e regioni quasi neutre non è più trascurabile e la corrente si assesta al valore di  $I_D = \frac{\Delta V_D}{R_s}$ , dove  $R_s$  rappresenta la resistenza delle regioni quasi neutre.

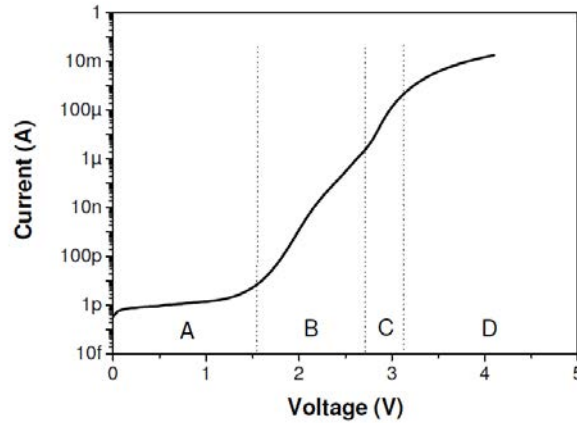


Figura 1.10: Caratteristica tensione-corrente di un LED polarizzato in diretta.

In condizioni di polarizzazione **inversa**, nel dispositivo, la corrente generata segue l'equazione:

$$I_R = A_{pn}(J_{s0} + J_{NR}) + A_{rsur}J_{rsur}. \quad (1.17)$$

Questa corrente di reverse differisce da quella che scorre in polarizzazione diretta in quanto è mancante il contributo della densità di corrente di diffusione; al suo posto rimane la densità di corrente di saturazione  $J_{s0}$  che dominerà su tutte le altre componenti della corrente  $I_R$  anche se, per bassi valori di tensione inversa, la corrente di reverse sarà determinata dalla conduzione superficiale  $A_{rsur}J_{rsur}$ . In un caso non ideale, ci sono delle devia-

zioni dalla caratteristica tensione-corrente ideale, non-idealità che richiedono l'introduzione di un coefficiente nella formula ideale:

$$I = I_S e^{qV/\eta kT}. \quad (1.18)$$

dove  $\eta$  rappresenta il fattore di idealità, che nel caso ideale vale 1, mentre in un caso non ideale dipende proporzionalmente dal numero di giunzioni all'interno della struttura del dispositivo. Altre sorgenti di non idealità sono rappresentate da cammini resistivi, non voluti, in serie o in parallelo alla giunzione. Questi cammini resistivi possono essere modellizzati come resistori opportunamente connessi al diodo ideale.

La *resistenza serie* del diodo, in particolare, rappresenta i contributi di

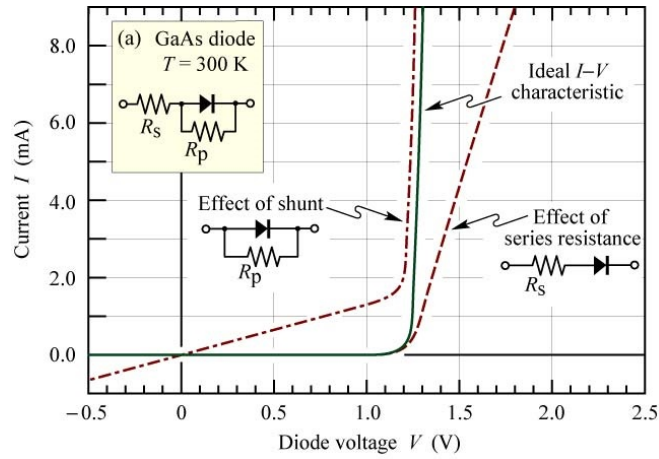


Figura 1.11: Effetto della resistenza serie e resistenza parallelo sulla caratteristica IV. [10]

resistività dalle regione quasi neutre, dalle interfacce tra le eterogiunzioni e dai contatti.

La *resistenza parallelo*, invece, rappresenta la conduzione sulla superficie esterna o la presenza di un cammino conduttivo parassita.

Una modellizzazione del comportamento elettrico di un LED può essere realizzata utilizzando elementi discreti, quali diodi e resistori, secondo lo schema riportato in Figura 1.11.

Considerando tali effetti resistivi, l'equazione (1.18) può essere riscritta come:

$$I - \frac{V - IR_S}{R_P} = I_S e^{\frac{q(V - IR_S)}{\eta kT}}. \quad (1.19)$$

dove  $R_S$  e  $R_P$  sono gli elementi di resistenza serie e parallelo, rispettivamente.

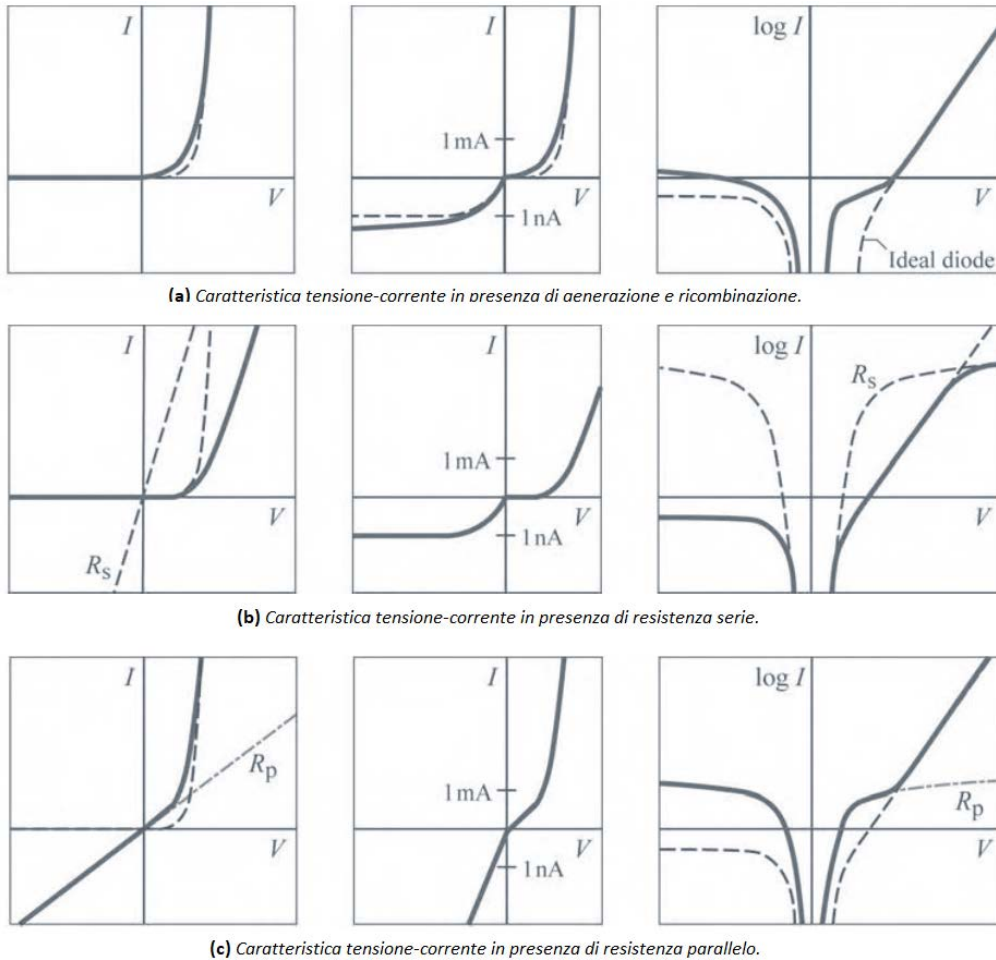


Figura 1.12: Confronto tra caratteristiche IV con tre diverse non idealità. La curva tratteggiata rappresenta la caratteristica ideale mentre la curva continua mostra l'effetto della non idealità sulla caratteristica I-V. [10]

La Figura 1.12 riporta le conseguenze, di tre diverse non idealità, nella caratteristica IV del diodo: in Figura 1.12(a) è rappresentato il contributo della generazione e ricombinazione all'interno della regione di svuotamento causato dagli stati trappola presenti nei dispositivi non ideali. Per bassi valori di tensione, in condizioni di polarizzazione diretta, domina la corrente di ricombinazione fornendoci un  $\eta$  di circa 2. A tensioni elevate sarà la corrente di diffusione a dominare con un conseguente fattore di idealità pari a 1. In condizioni di polarizzazione inversa l'eccesso di corrente è dovuto alla generazione di portatori all'interno della regione di svuotamento.

In Figura 1.12(b) è riportato il contributo di una resistenza in serie al diodo: le cadute di tensione si sommano determinando la caratteristica in figura; è evidente come la resistenza abbia una caratteristica logaritmica nella scala semi-logaritmica e lineare in scala lineare.

In Figura 1.12(c) è rappresentato il contributo di una resistenza in parallelo al diodo: in questo caso sono le correnti che scorrono nei due componenti a sommarsi. La presenza o meno di una resistenza parallelo è di facile identificazione in quanto presenta una caratteristica che, a basse tensioni, è molto simile sia in condizioni di polarizzazione diretta che in condizioni di polarizzazione inversa.

## 1.4.2 Caratterizzazione Ottica

La caratterizzazione ottica di un dispositivo è costituita da un insieme di misure che permettono di stabilire le proprietà emissive del dispositivo, tipicamente risolte spettralmente, ed il loro legame con le grandezze elettriche in gioco.

In presenza di una densità di corrente iniettata nella regione attiva, e ricordando che i meccanismi di ricombinazione possono essere radiativi o non radiativi, si ha che l'equazione del tasso di ricombinazione diventa:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{qd} - (Bnp + AN_Tn + Cn^3) \quad (1.20)$$

dove  $d$  è lo spessore della regione attiva,  $B$  il coefficiente di ricombinazione bimolecolare,  $A$  il coefficiente di ricombinazione non radiativa,  $N_T$  la densità di difetti,  $n$  e  $p$  le concentrazioni di elettroni e lacune nella regione attiva,  $C$  il coefficiente di Auger.

Potendo trascurare il contributo delle ricombinazioni Auger, in quanto molto piccolo per semiconduttori a largo energy gap e a densità di corrente non troppo elevate, l'equazione (1.20), per semiconduttori molto dopati ( $n = p > N_A, N_D$ ), può essere riscritta come:

$$Bn^2 + AN_Tn - \frac{J}{qd} = 0 \quad (1.21)$$

Nel caso di alta iniezione, con ( $n \approx p \ll N_A, N_D$ ), dove risulta  $AN_Tn \ll Bn^2$ , è la ricombinazione radiativa a prevalere su quella non radiativa e l'equazione ((1.21) diventa:

$$Bn^2 \approx \frac{J}{qd}. \quad (1.22)$$

Poiché l'intensità luminosa  $L$  è proporzionale alla sola ricombinazione radiativa,  $L \propto Bn^2$ , l'equazione (1.22) indica che c'è una dipendenza lineare tra la corrente iniettata nel dispositivo e la potenza ottica emessa. Questa dipendenza diventerà infine sub-lineare per elevate densità di correnti iniettate a causa dei fenomeni di autoriscaldamento.

Al contrario, in regime di bassa iniezione sono i fenomeni di ricombinazione non radiativa a dominare ( $AN_Tn \gg Bn^2$ ), pertanto la relazione ((1.21) diviene pari a:

$$AN_Tn \approx \frac{J}{qd} \quad L \propto Bn^2 \approx \frac{B}{A^2} \left( \frac{J}{qd} \right)^2 \quad (1.23)$$

Dove è possibile notare la dipendenza quadratica della potenza ottica dalla corrente.

Il passaggio tra i due regimi di iniezione dominanti è osservabile sperimentalmente analizzando i grafici della caratterizzazione LI in scala log-log, infatti, la pendenza della curva tracciata tende a diventare unitaria all'aumentare della corrente di polarizzazione (vedi Figura 1.13(b)).

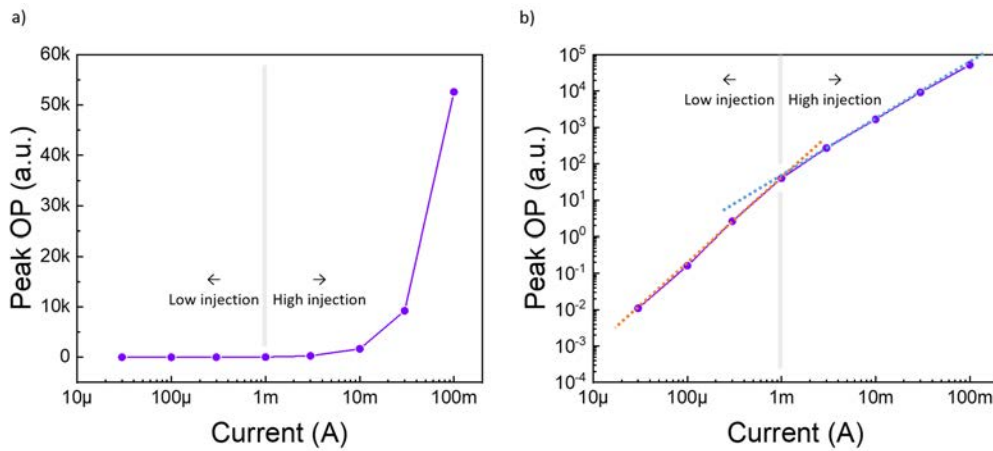


Figura 1.13: (a) Grafico di una LI log - lin. (b) Grafico di una LI log - log.

### Radiazione luminosa risolta spettralmente

Una tecnica utile per analizzare le proprietà cromatiche di un LED è la spettrometria. Tale tecnica consiste nell'utilizzare uno strumento (spettrometro) che permette di risolvere spettralmente una radiazione elettromagnetica, ovvero suddividere, in base alla lunghezza d'onda, le varie componenti che

compongono l'onda in esame.

Solo una parte dello spettro elettromagnetico contiene radiazioni visibili all'occhio umano e, convenzionalmente, viene chiamato spettro ottico (o visibile) che va dai  $380\text{nm}$  (colore viola) ai  $740\text{nm}$  (colore rosso).

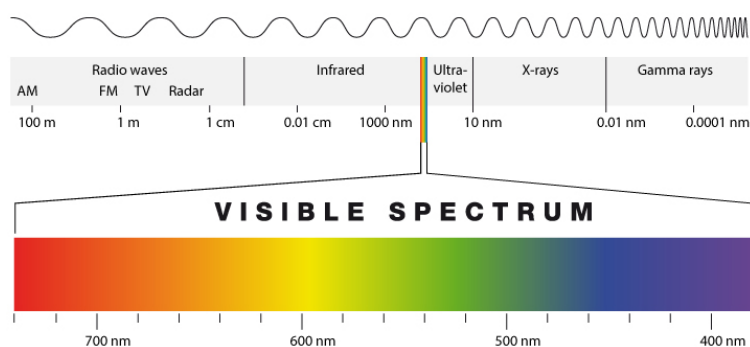


Figura 1.14: Suddivisione dello spettro elettromagnetico.

Essendo il LED un dispositivo optoelettronico ideato per l'illuminazione, il suo intero spettro deve rientrare nella regione dello spettro elettromagnetico appena definita. L'analisi spettrale a  $300\text{K}$  della radiazione luminosa proveniente da tre LED di colore blu, verde e rosso, è presentata in Figura 1.15 dove è riportata l'intensità della radiazione (o potenza ottica) in funzione della lunghezza d'onda  $\lambda$ .

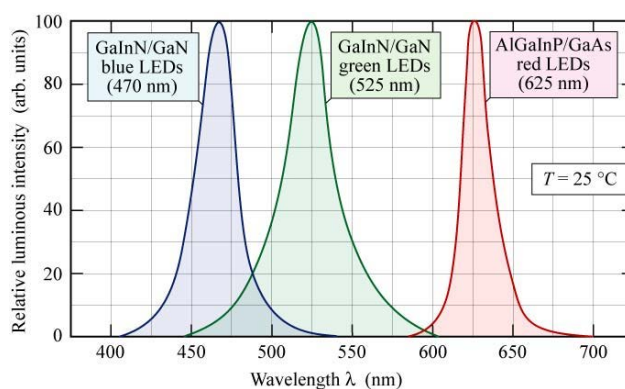


Figura 1.15: Emissione spettrale, a  $300\text{K}$ , di tre LED di colore blu, verde e rosso. [10]

## 1.5 Tecniche avanzate di caratterizzazione

In questa sezione saranno presentate in breve due tecniche avanzate di caratterizzazione. Queste tecniche si basano sulla misurazione di transienti capacitivi al fine di misurare la concentrazione di difetti, o stati trappola, all'interno di un dispositivo ad eterogiunzioni.

### 1.5.1 Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS)

La Deep-Level Transient Spectroscopy è una tecnica di caratterizzazione che permette di ottenere informazioni sugli stati trappola nella regione di svuotamento di un dispositivo (ad esempio in una giunzione  $pn$ ) osservando la cinetica dei transienti associati alla variazione della capacità.

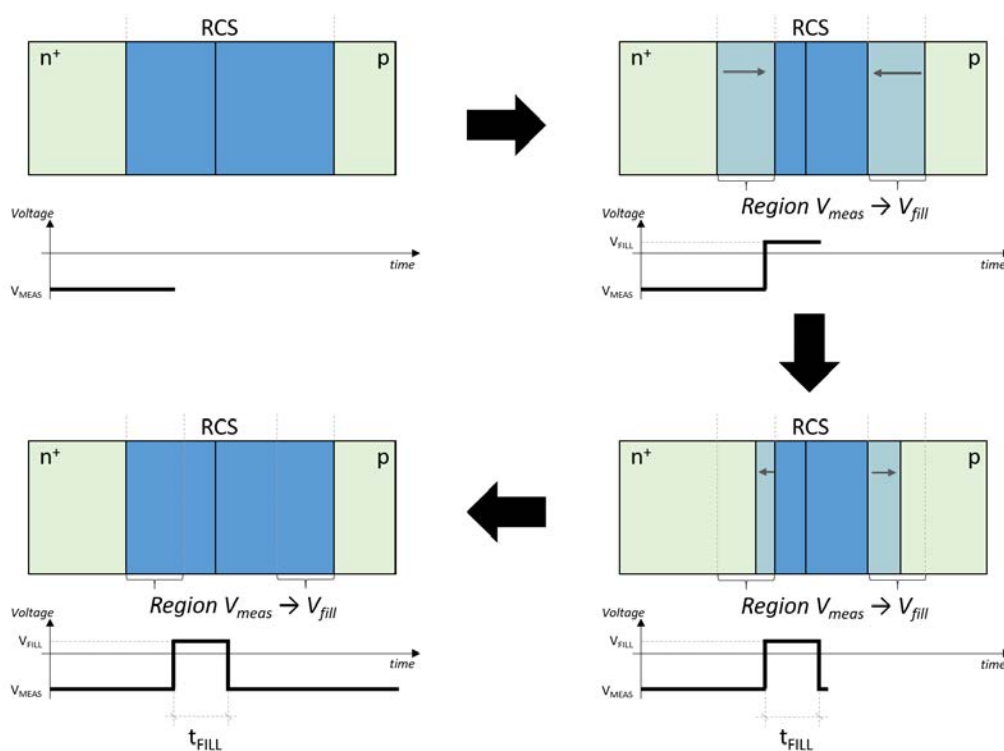


Figura 1.16: Schema riassuntivo della RCS durante la polarizzazione del campione in una DLTS.

Per maggiore chiarezza prendiamo in esame una misura DLTS su una semplice giunzione  $n^+p$ : in questo caso, essendo la concentrazione di atomi donatori maggiore di quella degli accettori, si avrà che regione di carica spaziale

si estenderà maggiormente nel lato p (l'analisi può essere estesa poi a tutti i tipi di giunzioni). Il tasso di cattura ed emissione termica dei minoritari (elettroni) viene indicato con  $c_n$  e  $e_n$  rispettivamente, mentre il tasso di cattura ed emissione dei maggioritari (lacune) con  $c_p$  e  $e_p$  rispettivamente.

Lo stato iniziale di una misura DLTS prevede che il campione in esame venga polarizzato con una tensione ( $V_{meas}$ ) in modo da allargare la regione di carica spaziale: come già detto precedentemente, l'applicazione di un campo elettrico esterno causerà un piegamento delle bande e una variazione della RCS. In questa condizione la densità degli stati occupati può essere scritta come:

$$n_1 = \frac{e_p}{e_n + e_p} N_T \quad (1.24)$$

dove  $N_T$  è la concentrazione degli stati trappola.

Questa condizione iniziale di polarizzazione inversa è molto importante in quanto permette di svuotare gli stati trappola all'interno della regione di carica spaziale che verranno ripopolati polarizzando il campione con un'adeguata tensione ( $V_{fill}$ ) per un tempo ( $t_{fill}$ ). Ovviamente per ottenere la ripopolazione degli stati trappola, le tensioni in gioco dovranno essere  $V_{fill} > V_{meas}$ . La durata dell'impulso incide sul numero di stati trappola che verranno occupati e tipicamente è impostata in un range variabile tra i  $\mu s$  e i  $ms$ .

Una volta terminato l'impulso, il campione sarà riportato alla condizione iniziale di polarizzazione ( $V_{meas}$ ): questo porta allo svuotamento degli stati trappola appena riempiti, producendo così un transiente esponenziale della capacità.

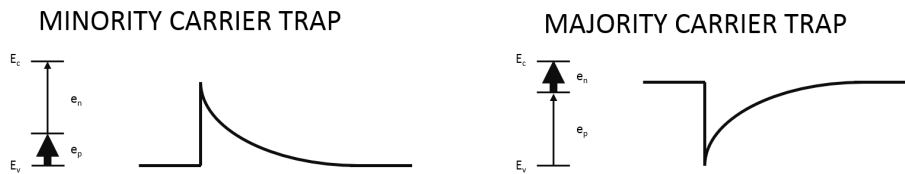


Figura 1.17: Transienti capacitivi in una giunzione  $n^+p$ . [18]

Proprio i parametri di questi esponenziali indicano il tipo di trappole presenti nel dispositivo: trappole per maggioritari daranno luogo a transienti crescenti (Figura 1.17 a destra) con un picco iniziale negativo ( $\Delta C = C(0) - C(\infty)$ ), mentre trappole per minoritari daranno luogo a transienti decrescenti (Figura 1.17 a sinistra) con un picco iniziale positivo. Sempre dall'analisi dei transienti di Figura 1.17 è possibile stimare la densità di difetti (o stati trappola) che causano il transiente di capacità:



$$\frac{N_T}{2N_D} \approx \frac{\Delta C}{C} \quad \Rightarrow \quad N_T \approx 2 \frac{\Delta C}{C} N_D \quad (1.25)$$

dove  $N_D$  è la concentrazione di drogante ed  $N_T$  quella degli stati trappola. L'analisi dei transienti di capacità si basa sulla scelta di un'opportuna *emission rate window*, ovvero una finestra temporale, delimitata dagli istanti  $t_1$  e  $t_2$ , in cui analizzare i transienti appena descritti. Gli istanti  $t_1$  e  $t_2$  sono arbitrari ma devono essere scelti in base alla temperatura e ai difetti all'interno del dispositivo: variando la temperatura, qualora fosse presente un difetto, esso risponderà producendo transienti con costanti di tempo diverse alle diverse temperature. In particolare più veloce è il transiente (quindi con una costante di tempo piccola) e più velocemente le trappole riemettono gli elettroni. Se tale transiente risultasse troppo lento o troppo veloce, per la rate window precedentemente scelta, si dovrà agire, variando  $t_1$  e  $t_2$ , in modo da localizzare il transiente all'interno della finestra temporale, altrimenti non si potrà identificare alcun difetto. Descrivendo le ampiezze dei diversi transienti in funzione della temperatura del campione, si ottiene una forma a campana, dove il picco rappresenta la temperatura a cui il difetto risponde con il transiente più ampio (Figura 1.18).

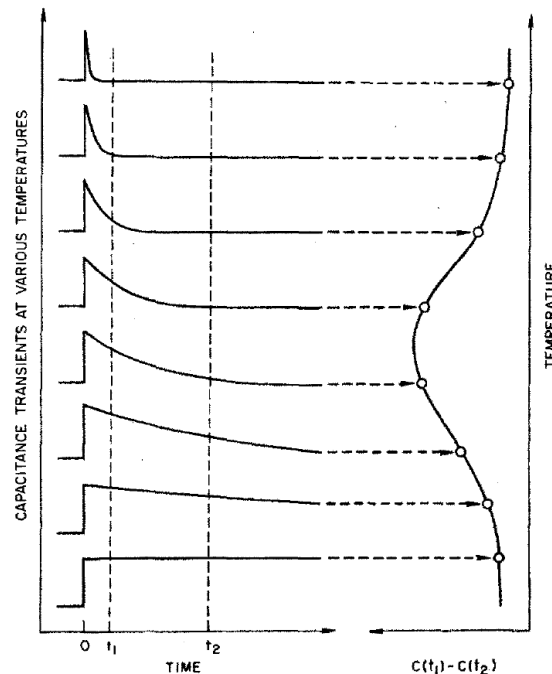


Figura 1.18: Transienti capacitivi in una giunzione  $n^+p$ . [18]

Per maggiore chiarezza si prenda la Figura 1.18: una volta scelta la rate window, fissando gli istanti temporali  $t_1$  e  $t_2$ , si esegue una misura del transiente capacitivo come definito all'inizio di questa sezione, variando la temperatura. Si può notare che per alte (o basse) temperature l'ampiezza della campana è trascurabile, infatti, il transiente registrato risulta essere molto veloce (o molto lento) all'interno della rate window scelta, pertanto in queste condizioni, non possono essere identificati difetti all'interno della regione del semiconduttore interessata dalla polarizzazione  $V_{meas} \rightarrow V_{fill}$ .

Diversamente dai due casi sopracitati, a temperature moderate si può notare che la lettura di capacità traccia una funzione esponenziale, strettamente correlata alla statistica di Boltzmann, con la legge:

$$e_n = \sigma_n v_{th} N_c e^{\left(\frac{-E_T}{kT}\right)} \quad (1.26)$$

dove  $E_T$  è l'energia di emissione delle trappole,  $\sigma_n$  la loro sezione di cattura,  $k$  la costante di Boltzmann,  $T$  è la temperatura,  $N_c$  è la densità degli stati in banda di conduzione o banda di valenza e  $v_{th}$  è la velocità termica dei portatori.

Per questo range di temperature la rate window scelta porta importanti informazioni, infatti, la differenza dei valori di capacità ( $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ ) ci permette, sfruttando la formula (1.25), di stimare la densità di stati trappola che rilasciano elettroni (o lacune) nella zona del dispositivo analizzata per la polarizzazione  $V_{meas} \rightarrow V_{fill}$ .

### 1.5.2 Deep-Level Optical Spectroscopy (DLOS)

La caratterizzazione DLTS è uno strumento molto potente, ma utilizzando il campo elettrico derivante dalla polarizzazione e la temperatura per fornire energia ai portatori catturati dagli stati trappola, non è possibile identificare livelli profondi con energia di attivazione superiori a  $\approx 1eV$  pena il raggiungimento di temperature talmente elevate da minare la funzionalità del dispositivo. Per estendere l'analisi dei livelli profondi in un range di energie superiori, si può agire sulla temperatura aumentandola e quindi fornire dell'ulteriore energia termica agli elettroni, questa operazione è molto rischiosa in quanto un aumento troppo elevato della temperatura potrebbe danneggiare (anche irreparabilmente) il dispositivo. Per ovviare a questo problema è necessario ricorrere ad un altro tipo di caratterizzazione che utilizza un'altra tipologia di eccitazione in modo da estendere l'analisi degli stati trappola: la *Deep-Level Optical Spectroscopy (DLOS)*.

Al differenza della DLTS, la caratterizzazione DLOS non sfrutta un'eccitazione elettrica per avere un'emissione dai livelli profondi, bensì utilizza un'onda monocromatica che irradia il dispositivo. Una polarizzazione costante  $V_R$  può essere applicata al dispositivo per determinare delle specifiche condizioni di partenza in quanto, variando la polarizzazione del campione, si agisce sulle dimensioni della regione di carica spaziale (spesso  $V_R = 0$ ). Dal momento che l'energia di un'onda monocromatica ( $E = h\nu = \frac{h}{\lambda}$ ) è facilmente regolabile, l'analisi della variazione della capacità può essere esteso ad energie di attivazione ben superiori a quelle raggiungibili da una caratterizzazione DLTS.

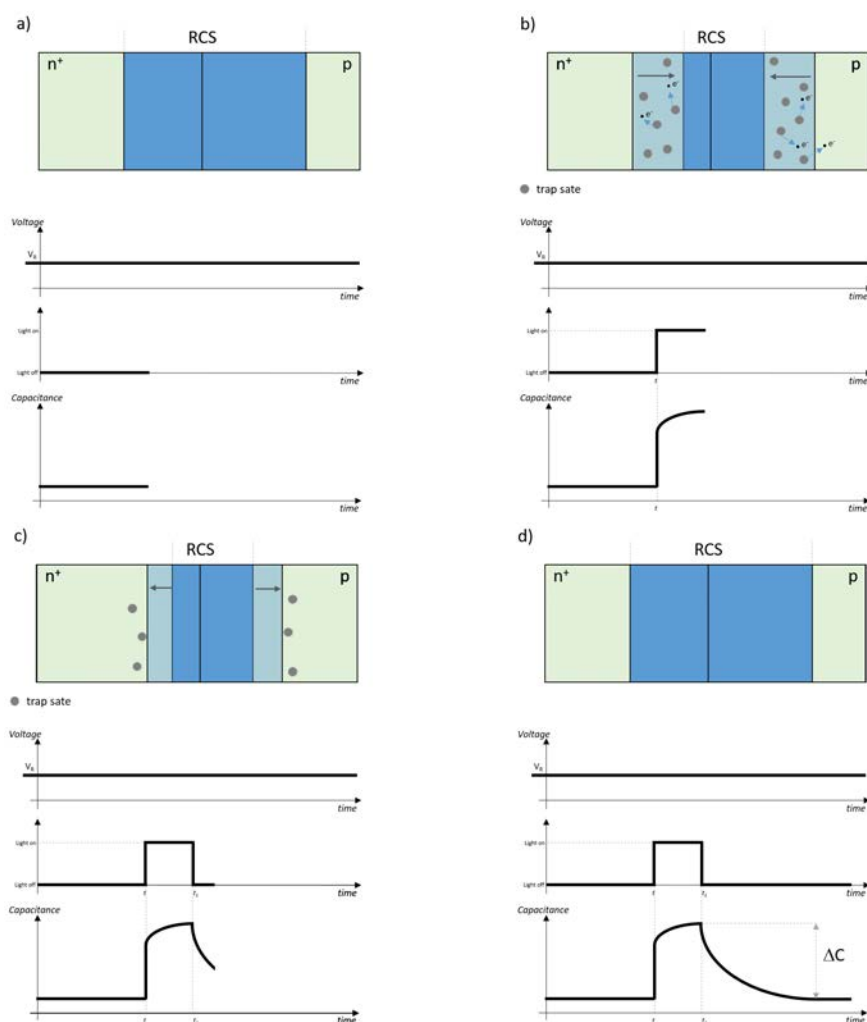


Figura 1.19: Schema di funzionamento di una caratterizzazione DLOS in una giunzione  $n^+p$ .

Si prenda in esame il caso sopracitato di una giunzione  $n^+p$ . All'inizio della caratterizzazione la luce monocromatica è spenta e il dispositivo si trova in uno stato di equilibrio (Figura 1.19(a)).

Ad un certo istante  $t$  la luce viene accesa: i fotoni incidenti vengono assorbiti causando la fotogenerazione di coppie elettrone-lacuna, che vengono promossi da un livello profondo alla banda di conduzione e di valenza, rispettivamente. Questo porta ad un restringimento della RCS e ad un aumento della capacità. La fotogenerazione di coppie elettrone-lacuna e il conseguente restringimento della RCS è un processo di tipo esponenziale dove la costante di tempo dipende dalla natura delle trappole all'interno dispositivo in esame e dall'energia dell'eccitazione luminosa (Figura 1.19(b)). Tuttavia, in casi particolari, non è possibile osservare tale comportamento esponenziale in quanto le trappole rispondono più velocemente dello strumento di misura adottato.

Nell'istante  $t_1$  la luce monocromatica viene spenta e il sistema ritorna in una situazione di non equilibrio: i portatori liberi non vengono più fotogenerati e il loro tasso di cattura determina un nuovo transiente di capacità con un conseguente aumento della regione di carica spaziale (Figura 1.19(c)).

Trascorso un tempo sufficientemente lungo, la capacità ritornerà al suo valore iniziale tracciando un andamento decrescente esponenziale, la cui costante di tempo è dipendente dalla tipologia degli stati trappola e la sua ampiezza dalla loro concentrazione (Figura 1.19(d)).

Analogamente al DLTS, anche nel DLOS viene studiata la differenza di capacità  $\Delta C$  che, l'evento di emissione e ricattura degli elettroni (o lacune) da parte delle trappole, crea. Il contributo di un singolo livello profondo alla capacità del dispositivo sotto eccitazione ottica è il seguente:

$$\Delta C(t) = \Delta C_0 (1 - e^{-t/\tau}) \quad (1.27)$$

In presenza di difetti di diversa natura, possono esserci più costanti di tempo che andranno a contribuire alla capacità del dispositivo discostandola dall'andamento tracciato dall'equazione (1.27). La concentrazione di livelli profondi in un semiconduttore di tipo n è data da:

$$\frac{\Delta C}{C} \approx \frac{N_T}{2N_D} \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \quad (1.28)$$

dove  $N_D$  è la concentrazione di portatori e  $\sigma_n$  ( $\sigma_p$ ) è la sezione di cattura delle trappole per elettroni (lacune).

# Capitolo 2

## Strumentazione utilizzata

Al fine di comprendere alcuni dei meccanismi che limitano la vita utile dei diodi ad emissione luminosa basati su nitruro di gallio, sono stati predisposti diversi setup di misura che verranno descritti in questo capitolo, a partire dai singoli strumenti fino ad arrivare alla spiegazione degli interi setup di misura.

### Keithley Series 2612 Sourcemeter

I sourcemeter sono dispositivi che permettono di fornire, al campione, una corrente o una tensione di polarizzazione e, al contempo, misurare la tensione o la corrente nel dispositivo, rispettivamente, grazie alle due SMU disponibili. La scheda tecnica del dispositivo fornisce i limiti di polarizzazione per questo strumento che sono riportati in Figura 2.1(b).

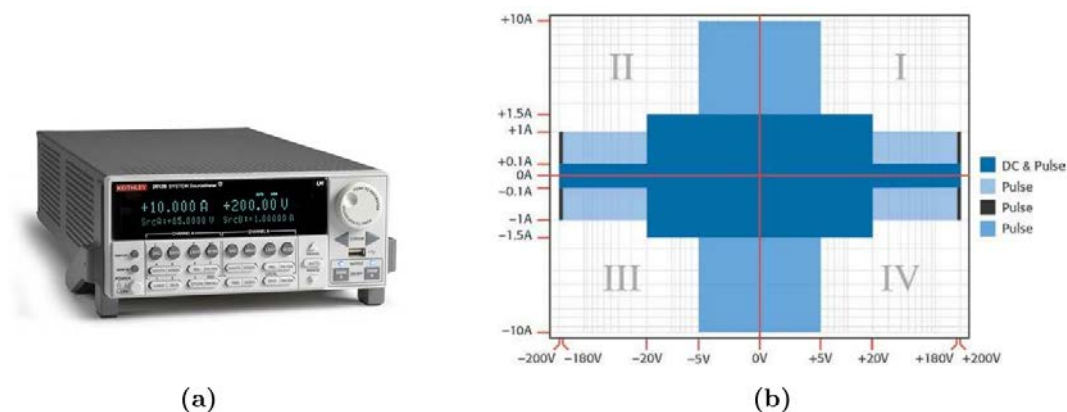


Figura 2.1: (a) Keithley Series 2612 Sourcemeter. (b) Range operativo di misura.

Questo dispositivo supporta il controllo tramite interfaccia GPIB e applicativo LabView, che permette il controllo e la sincronizzazione di diversi strumenti all'interno del setup e la successiva raccolta dati su PC per la successiva elaborazione. Tale strumento è stato utilizzato per la polarizzazione e la lettura dei parametri elettrici nei vari setup di misura ad eccezione del setup previsto per lo stress con caratterizzazione DLTS, in cui si è disposto di un Semiconductor Parameter Analyzer.

### Ocean Optics USB4000

Lo spettrometro rappresenta lo strumento fondamentale per la determinazione della densità spettrale di potenza di una data sorgente luminosa.

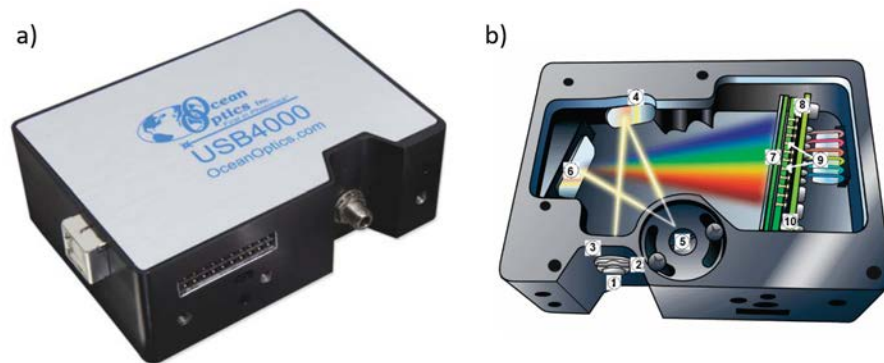


Figura 2.2: (a) Ocean Optics USB4000. (b) Schema di funzionamento interno di un USB4000.

Il dispositivo utilizzato, prodotto da Ocean Optics, è basato su un detector a CCD lineare in Silicio operante in un range compreso tra i 200 ed i 1100 nm. Le principali parti di cui è composto lo spettrometro, schematizzato in Figura 2.2(b), sono le seguenti:

1. Un connettore SMA 905 per il collegamento della fibra ottica;
2. Un fessura di apertura variabile che regola la quantità di luce in ingresso alla camera ottica;
3. Un filtro ottico per il taglio preventivo delle lunghezze d'onda fuori interesse;
4. Uno specchio collimatore ricoperto di argento che focalizza la radiazione in ingresso verso il reticolo di diffrazione;
5. Un reticolo per la diffrazione del fascio proveniente dallo specchio collimatore;
6. Uno specchio per la focalizzazione della luce diffratta sul piano del detec-

tor;

7. Un array di lenti per una seconda focalizzazione dei fotoni sugli elementi del detector;

8. Il detector a CCD responsabile della conversione in dato digitale dell'intensità spettrale della radiazione incidente;

9. Un array di filtri Variable Longpass (opzionali).

L'acquisizione dello spettro è sincronizzata con l'accensione dei dispositivi tramite un comando di trigger esterno fornito dal Source Meter. Il tempo d'integrazione è misurato ogni volta a partire da 20s e dimezzato in caso di saturazione del detector.

### Boonton Modello 7200

Il Boonton 7200 è un capacimetro differenziale. Il 7200 dispone di quattro differenti range di misura, ognuno dei quali ha una diversa risoluzione. In particolare, si può impostare uno dei seguenti range:  $2pF$  con risoluzione  $0.001pF$ ,  $20pF$  con risoluzione  $0.01pF$ ,  $200pF$  con risoluzione  $0.1pF$  e  $2000pF$  con risoluzione  $1pF$ .

Questo capacimetro ha un'uscita analogica che fornisce un valore di capacità in tensione, scalando tale valore di tensione in modo che al valore massimo di capacità, per ciascun range, corrisponda ad una tensione di 2V.

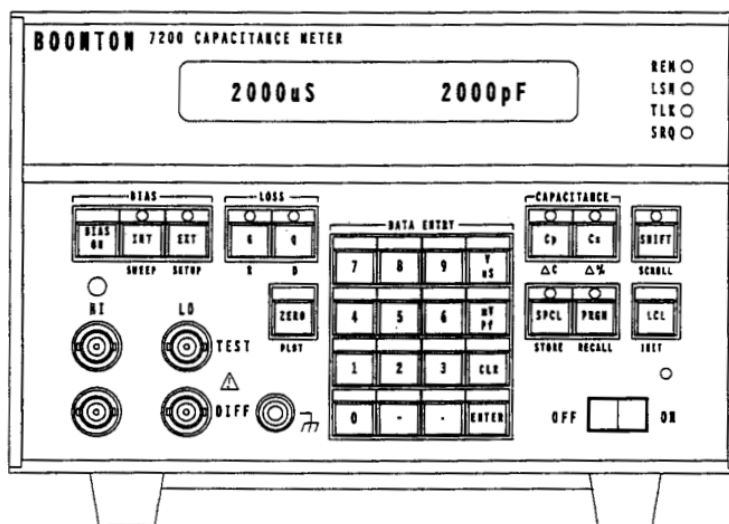


Figura 2.3: Front panel del capacimetro Boonton Modello 7200.

### Parameter Analyzer HP 4142B

HP 4142B è un parameter analyzer ideato appositamente per avere, in base alle SMU installate sullo strumento, un range operativo che può arrivare a  $10A$  e  $1000V$ , una risoluzione che arriva fino a  $20fA$  e  $4\mu V$ , una velocità di polarizzazione e lettura di tensione o corrente di  $4ms$  con una precisione del  $0.05\%$  per quanto riguarda la tensione e il  $0.2\%$  per la corrente. Lo strumento consente il controllo remoto tramite interfaccia GPIB, e l'applicativo LabView, da parte di un PC che verrà utilizzato per sincronizzare tutti gli strumenti di misura del setup. Oltre ad una Ground Unit (GNDU), questo dispositivo presenta sul front panel una serie di SMU così suddivise:

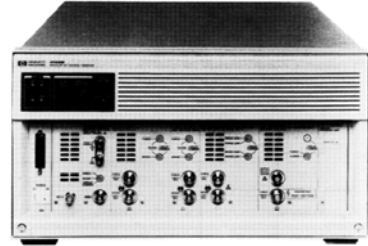
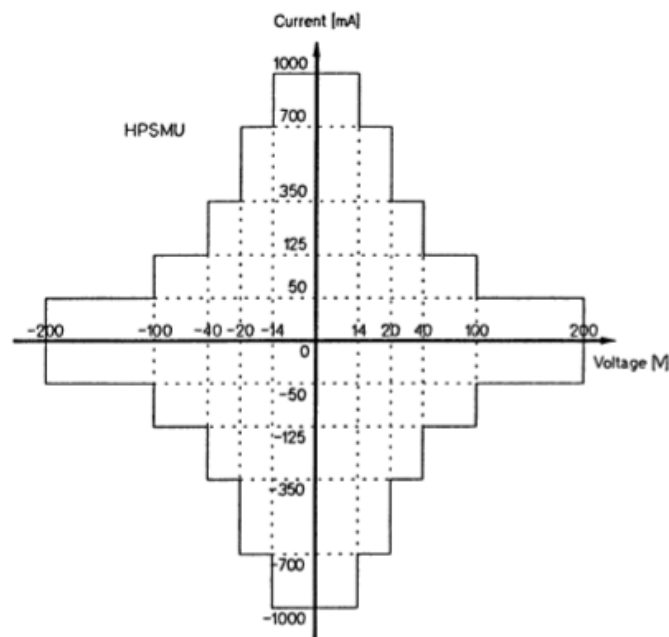


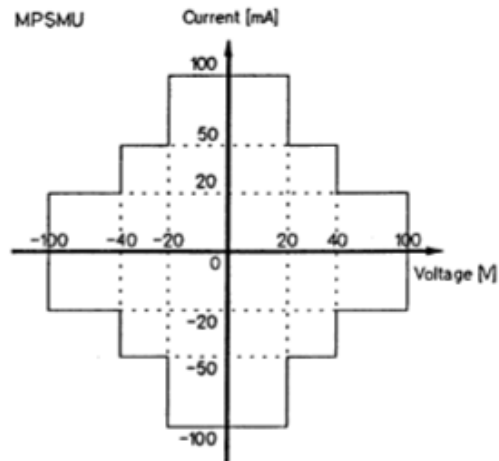
Figura 2.4: Front panel del Parameter Analyser HP 4142B.

- HP 41420A Source/Monitor Unit,  $40\mu V - 200V/20fA - 1A$  (High Power SMU, HPSMU)

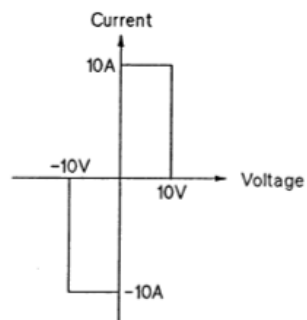




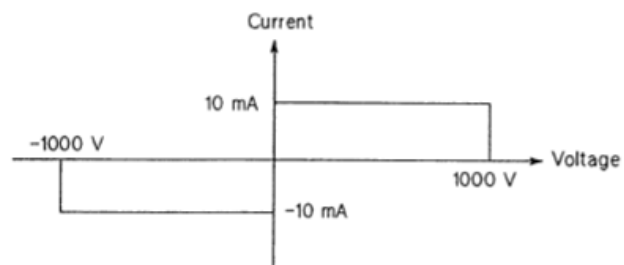
- HP 41421B Source/Monitor Unit,  $40\mu V - 100V/20fA - 100mA$  (Medium Power SMU, MPSMU)



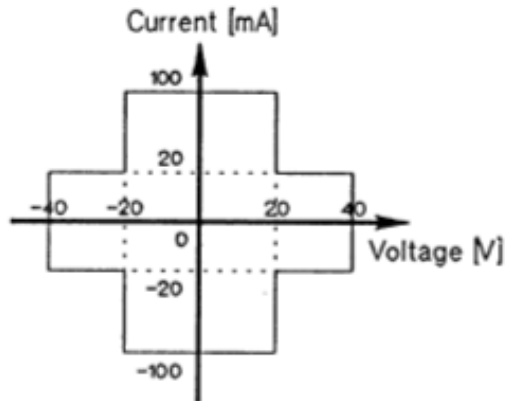
- HP 41422A High Current Source/Monitor Unit,  $40\mu V - 200V/20nA - 10A$  (HCU)



- HP 41423A High Voltage Source/Monitor Unit,  $2mV - 1000V/2pA - 10mA$  (HVU)



- HP 41424A Voltage Source/Voltage Monitor Unit, (VS/VMU)



- HP 41425A Analog Feedback Unit.

### CAS 140CT

CAS 140CT è uno spettrometro, operante nel range operativo che va dai  $200nm$  fino ai  $2150nm$ , suddiviso in 7 rane spettrali. Lo strumento prevede l'interfacciamento con un PC tramite porta USB.

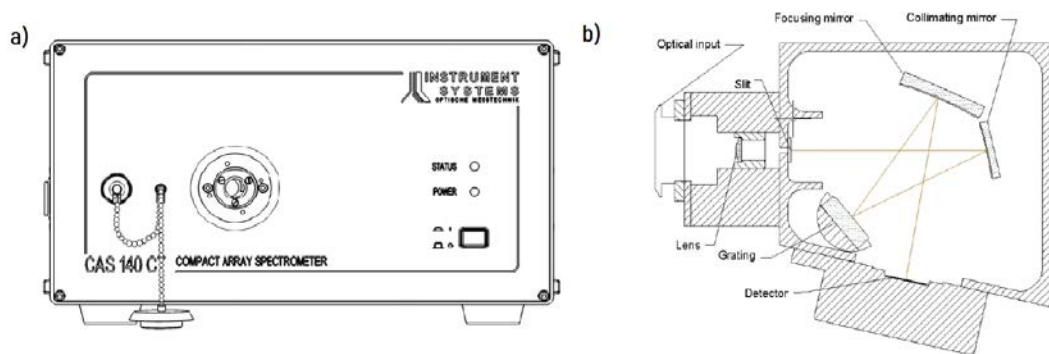


Figura 2.5: (a) Front panel dello spettroscopio CAS 140CT. (b) Funzionamento interno del CAS 140CT.

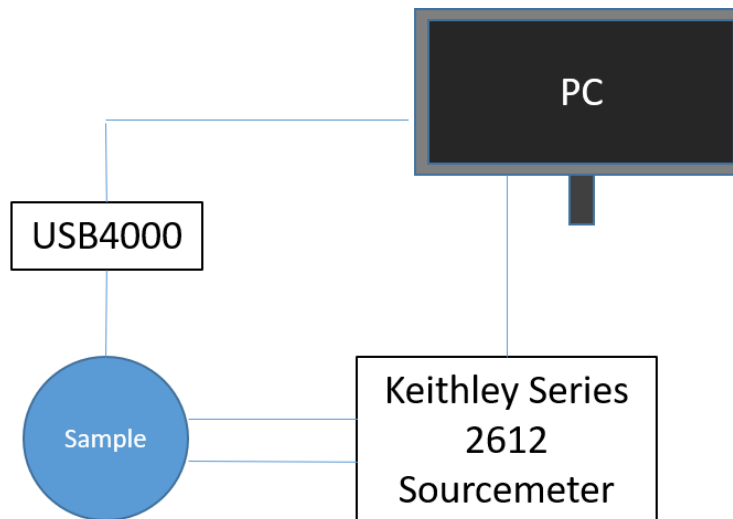
### Sistema DLTS Semetrol

Il sistema DLTS Semetrol è un sistema di misura realizzato con lo scopo di ottenere caratterizzazioni DLTS, grazie all'utilizzo di un capacimetro, un criostato a ciclo chiuso ed un PC.

## 2.1 Setup di misura

Si sono costruiti tre diversi setup per gli stress e le caratterizzazioni volute:

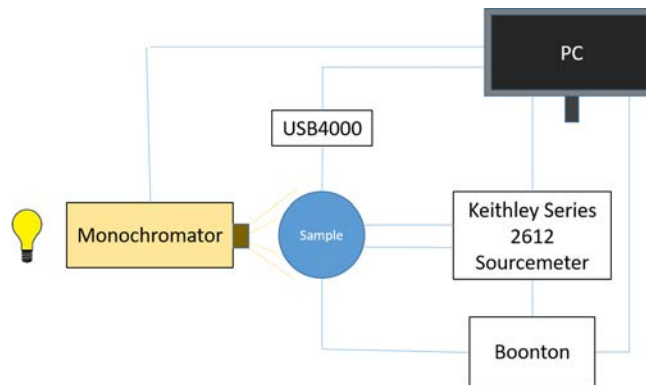
- **Setup per Step-stress e Constant stress:**



In questo setup sono presenti un Sourcemeter Keithley Series 2612, uno spettrometro Ocean Optics USB4000, una cella peltier disposta sotto il dispositivo in esame per il controllo in temperatura (controllabile da PC), un fotodiodo ThorLabs per l'acquisizione dell'intensità luminosa, emessa dal campione, durante le fasi di stress.

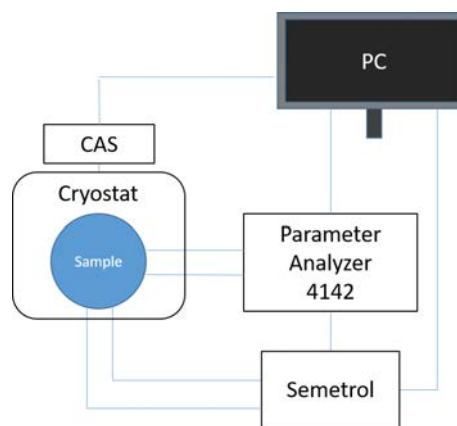
- **Setup per Constant stress con caratterizzazione DLOS:**

In questo setup sono presenti un Sourcemeter Keithley Series 2612, uno spettrometro Ocean Optics USB4000, un capacimetro Boonton Modello 7200 ed un monocromatore che garantisce una radiazione monocromatica. Questo



è possibile grazie all'impiego di una lampada a largo spettro ed un reticolo controllabile da PC.

- **Setup per Constant stress con caratterizzazione DLTS:**



In questo setup sono presenti un Parameter Analyzer HP4142B, uno spettrometro CAS 140CT, un sistema DLTS Semetrol, un criostato a ciclo chiuso regolato da un controller di temperatura interfacciato al PC, il quale sfrutta una pompa a vuoto e un compressore per il gas refrigerante, quale elio, che verrà usato per controllare la temperatura del dispositivo.

# Capitolo 3

## Wafer in esame



In questo capitolo verranno introdotti i wafer utilizzati per il lavoro di tesi svolto, fornendo una panoramica generale delle strutture che li compongono con le relative proprietà elettrico-ottiche.

I wafer in esame sono tre e sono stati identificati con un numero progressivo (3048, 3049, 3052) dal produttore. Il produttore in questione è Novagan: azienda svizzera all'avanguardia nella crescita epitassiale e creazione di prodotti basati su nitruro di gallio.

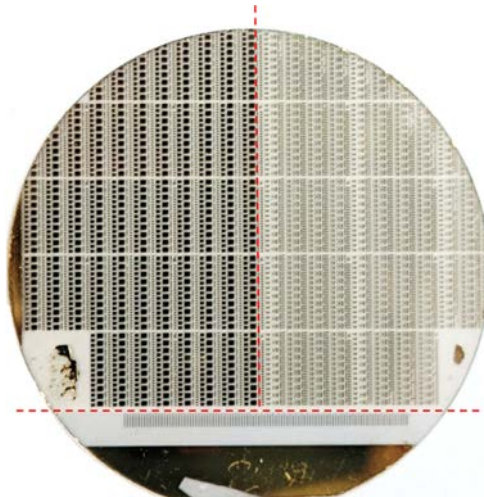
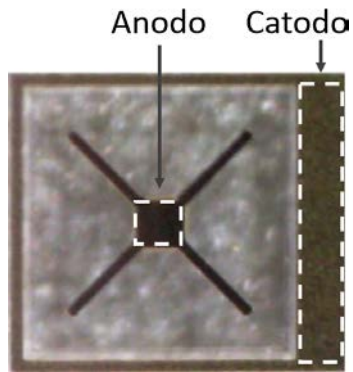


Figura 3.1: Immagine dall'alto di uno dei tre wafer in esame.

Ogni singolo wafer, da 2 pollici di diametro, si presenta diviso in 3 macro sezioni (Figura 3.1). La prima sezione (Figura 3.2(a)), quella di interesse per questa tesi, presenta un contatto semitrasparente per l'anodo su cui è presente un contatto metallico a forma di croce per ottimizzare la distribuzione

dei portatori su tutta la regione attiva.



La seconda sezione (Figura 3.2(b)) è formata da contatti elettrici opachi che ricoprono quasi interamente la superficie del LED, i quali emetteranno fotoni solo dai bordi esterni.

Nella terza sezione (Figura 3.2(c)) sono stati ricavati dei contatti Ohmici e Schottky per studi futuri.

In questa tesi si è analizzata solo una delle tipologie di dispositivi presenti nella prima sezione, ovvero i LED più grandi, di area  $500\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$  mostrati qui a lato.

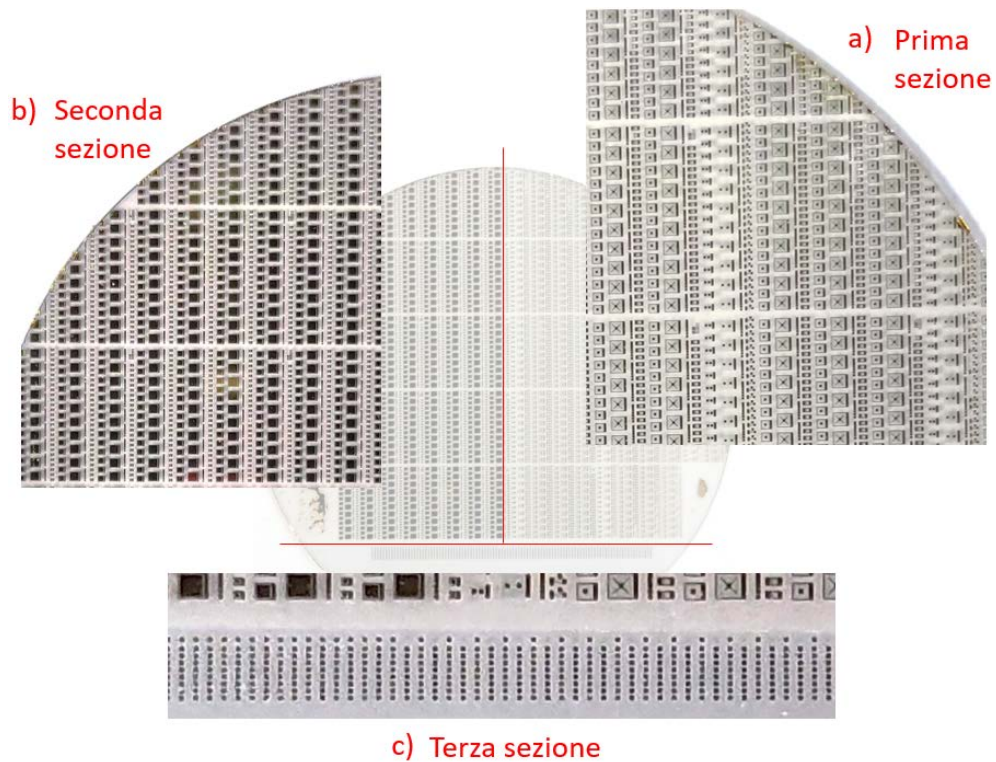


Figura 3.2: (a) Prima sezione del wafer. (b) Seconda sezione del wafer. (c) Terza sezione del wafer.

## 3048

La struttura del wafer, denominato come 3048, è presentata sulla destra.

La struttura del LED è stata cresciuta su un substrato di zaffiro, sul quale si è depositato un layer di  $3\mu\text{m}$  di nitruro di gallio intrinseco. Successivamente è stato realizzato in contatto di catodo drogando il GaN con del silicio.

Una volta terminato lo spessore di  $1.5\mu\text{m}$  di GaN:Si si è cresciuta la zona attiva che prevede la creazione di due quantum wells interspaziate da degli strati di GaN intrinseco.

Le buche quantiche hanno uno spessore di  $2\text{nm}$  e, nel caso del wafer 3048, la buca quantica più vicina al lato n (catodo), è da  $495\text{nm}$ . La buca quantica a  $405\text{nm}$ , invece, è stata cresciuta sopra uno strato di  $10\text{nm}$  di GaN che separa le due buche, risultando così la più vicina all'EBL e al lato p (anodo).

L'EBL è formato da AlGaIn:Mg con una concentrazione di alluminio pari al 20%. A completamento della struttura è stato cresciuto uno strato di  $200\text{nm}$  di nitruro di gallio drogato con del magnesio.

Una tipica caratteristica IV di un dispositivo appartenente a questo wafer è presentata in Figura 3.3.

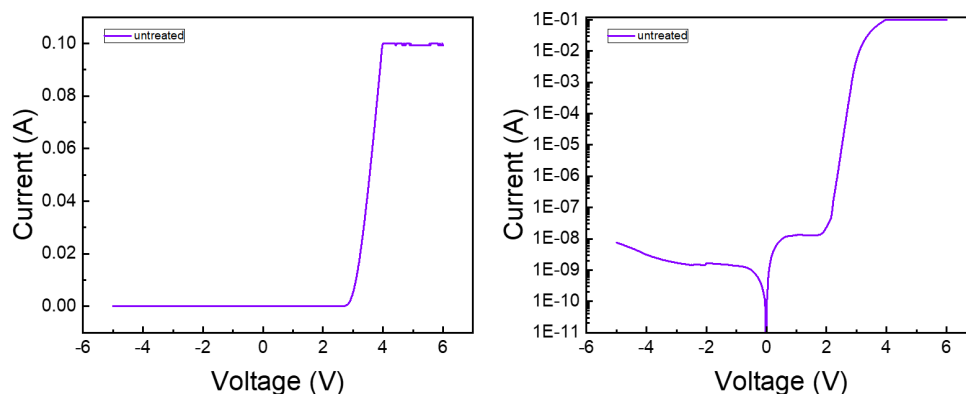
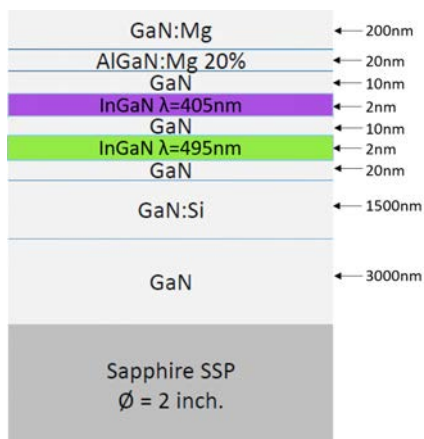


Figura 3.3: Caratteristica IV di un dispositivo del wafer 3048. A sinistra: scala lin-lin. A destra: scala log - lin.

Il dispositivo presenta una struttura *color-coded*, ossia avente due differenti buche quantiche che emettono fotoni ad energia, e quindi lunghezza d'onda, diversa. La sua luminescenza risolta spettralmente presenta delle oscillazioni dovute alla non texturizzazione della superficie per ottimizzare l'estrazione dei fotoni e da fenomeni di interferenza nel sistema ottico nel setup di misura. Tuttavia sono evidenti i due picchi di intensità alle suddette lunghezze d'onda come si evince dalla Figura 3.4.

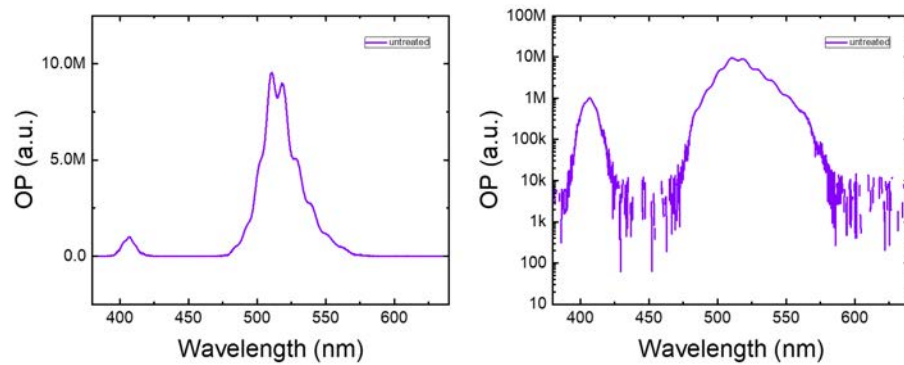


Figura 3.4: Luminescenza risolta spettralmente alla corrente di  $10mA$  di un dispositivo del wafer 3048. A sinistra: scala log - lin. A destra: scala log - log.

Dallo studio dello spettro si può ricavare l'andamento della LI a temperatura ambiente, graficata in Figura 3.5, e di conseguenza stimare per quali correnti il dispositivo può considerarsi in condizione di bassa iniezione, e per quali in condizione di alta iniezione.

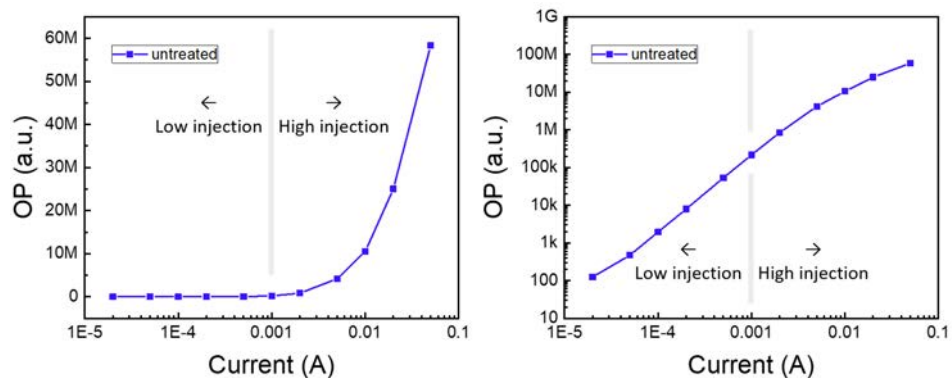


Figura 3.5: Grafico della luminosità in funzione della corrente di caratterizzazione di un dispositivo del wafer 3048. A sinistra: scala log - lin. A destra: scala log - log.

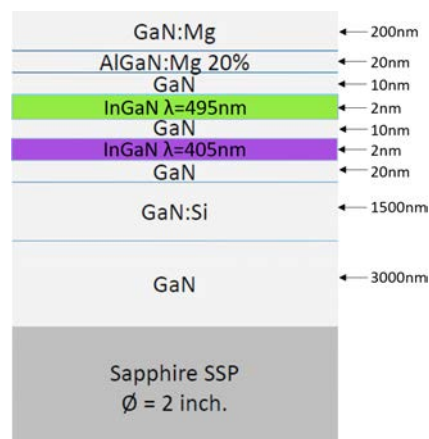


## 3052

La struttura del wafer 3052 è simile a quella appena presentata per il wafer 3048, a meno di una differenza: il posizionamento delle quantum wells.

Si può notare, infatti, che la zona attiva è costituita dalla buca quantica a  $405\text{nm}$  posta in vicinanza al lato n (catodo), e dalla buca quantica a  $495\text{nm}$ , posta vicino al lato p (anodo).

Si evidenzia che l'EBL dei due wafer presentati finora è il medesimo, ovvero, uno strato di AlGaIn:Mg con una concentrazione di alluminio pari al 20%.



Una tipica caratteristica IV di un dispositivo appartenente al wafer descritto in questa sezione è presentata in Figura 3.6.

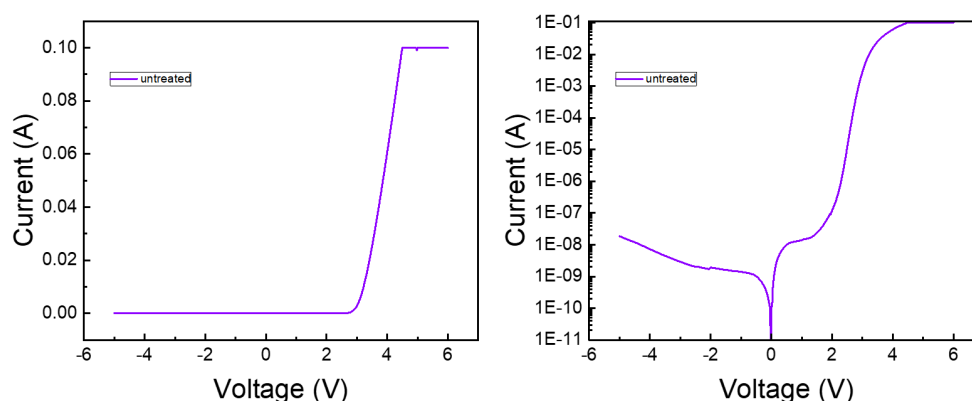


Figura 3.6: Caratteristica IV di un dispositivo del wafer 3052. A sinistra: scala lin - lin. A destra: scala log - lin.

Il particolare posizionamento delle buche quantiche nella struttura dei dispositivi di questo wafer, li differenzia, da quelli appartenenti agli altri due wafer studiati in questa tesi, dal punto di vista della caratterizzazione ottica.

Si può vedere, da uno spettro della radiazione luminosa emessa da un dispositivo del wafer 3052 (Figura 3.7), che non è visibile nessun contributo alla potenza ottica proveniente dalla buca quantica a  $405\text{nm}$ . Questo fenomeno è dovuto principalmente a due motivi: in primo luogo in questo wafer, la buca

a  $405\text{nm}$ , è la più distante rispetto al lato p, lato in cui vengono iniettate le lacune. Una lacuna, avente bassa mobilità, per ricombinarsi all'interno di quella buca quantica, dovrebbe quindi percorrere tutta la regione attiva senza ricombinarsi prematuramente. In secondo luogo, la profondità della buca a  $495\text{nm}$  non favorisce l'overflow delle lacune, limitando molto la concentrazione di lacune che raggiungono la buca a  $405\text{nm}$ .

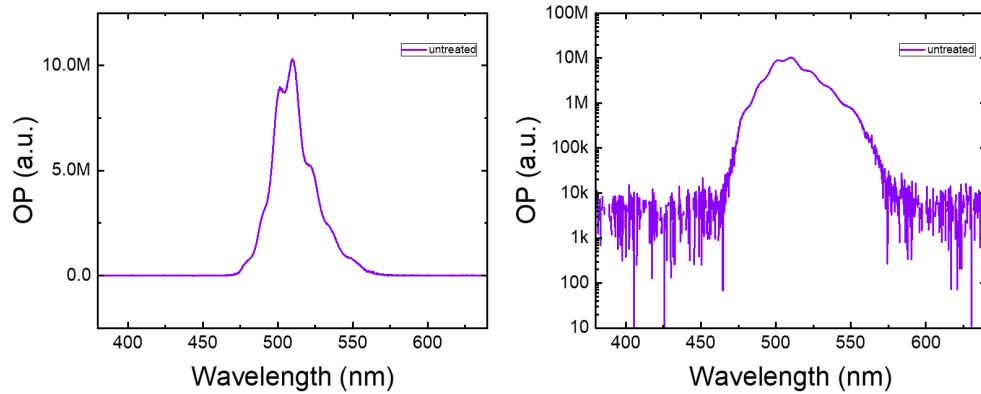


Figura 3.7: Luminescenza risolta spettralmente alla corrente di  $10\text{mA}$  di un dispositivo del wafer 3052. A sinistra: scala log - lin. A destra: scala log - log.

Come operato per il precedente wafer si è studiato l'andamento della LI, graficata in Figura 3.8, per stimare le correnti alle quali il dispositivo si trova in condizione di bassa iniezione oppure in condizione di alta iniezione.

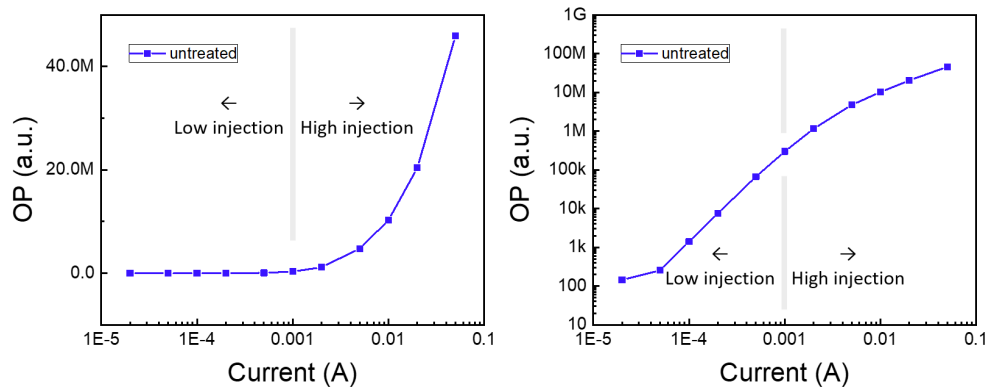


Figura 3.8: Grafico della luminosità in funzione della corrente di caratterizzazione di un dispositivo del wafer 3052. A sinistra: scala log - lin. A destra: scala log - log.

## 3049

La terza, ed ultima, variante presentata su questa tesi è caratterizzata da una struttura simile al wafer 3048, con l'unica differenza dell'altezza dell'EBL.

In questa variante, infatti, lo strato che funge da Electron Blocking Layer presenta una concentrazione minore di alluminio, e di conseguenza un minor confinamento degli elettroni. Non è da escludere che l'EBL presenti anche una barriera di potenziale che ostacoli l'iniezione delle lacune: in questo caso un EBL minore porterebbe ad una miglior iniezione delle lacune rispetto ad un dispositivo del wafer 3048. Una tipica caratteristica IV di un dispositivo appartenente al wafer 3049 è presentata in Figura 3.9.

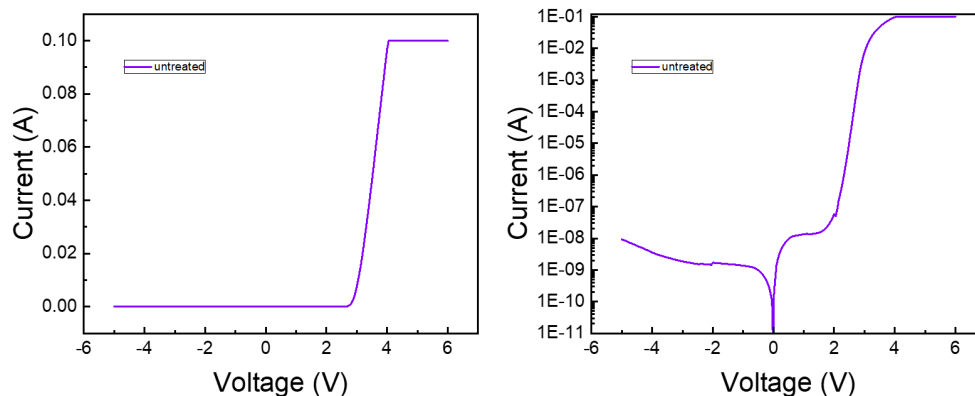
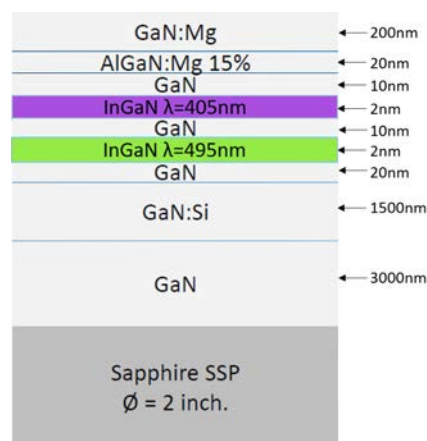


Figura 3.9: Caratteristica IV di un dispositivo del wafer 3049. A sinistra: scala lin-lin. A destra: scala log - lin.

Non mutando la struttura delle buche quantiche rispetto al wafer 3048, e quindi non essendoci problemi di mancanza di lacune nelle buche per ricombinarsi, lo spettro della sua radiazione luminosa presenta entrambi i picchi di intensità alle lunghezze d'onda di  $405\text{nm}$  e  $495\text{nm}$  (Figura 3.4).

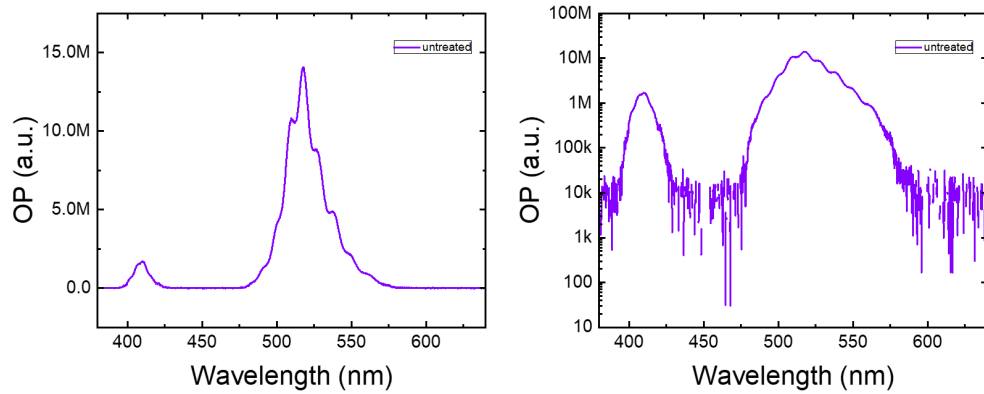


Figura 3.10: Luminescenza risolta spettralmente alla corrente di  $10mA$  di un dispositivo del wafer 3049. A sinistra: scala log - lin. A destra: scala log - log.

Si è eseguito lo studio dei grafici di LI (Figura 3.11) per comprendere quali correnti fossero considerabili condizioni di bassa ed alta iniezione.

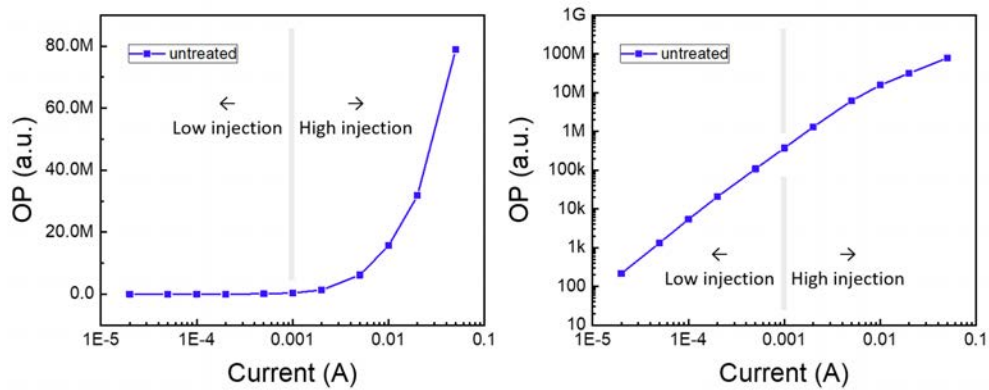


Figura 3.11: Grafico della luminosità in funzione della corrente di caratterizzazione di un dispositivo del wafer 3049. A sinistra: scala log - lin. A destra: scala log - log.

# Capitolo 4

## Risultati ottenuti

### 4.1 Forward Current Step-Stress

Un Forward Current Step-Stress è una tipologia di stress accelerato utile per ottenere una buona stima del *life-time* del dispositivo in tempi ridotti tramite modelli statistici[19] ed, inoltre, può fornire informazioni utili sulla corrente applicabile qualora si voglia eseguire un *constant stress* (si vedano le sezioni sottostanti). Questa tipologia di stress prevede, dopo una fase iniziale di caratterizzazione elettrico-ottica al momento della prima interazione col dispositivo, l'applicazione di bias in corrente per un tempo predeterminato (100 minuti in questo caso) al termine dei quali segue un'ulteriore fase di caratterizzazione elettrica e ottica. In seguito, il nuovo step di stress prevede l'aumento della corrente di polarizzazione del LED: in ogni step quindi si vedrà l'effetto del degrado dell'attuale livello di corrente sommato al degrado cumulativo che può aver avuto luogo negli step precedenti. Lo step-stress in genere viene prolungato fino alla *failure* del dispositivo, per avere una stima della corrente massima che il dispositivo è in grado di sostenere.

Lo step stress che è stato eseguito è definito da una corrente di stress iniziale di  $100mA$  (corrente nominale fornita dal costruttore), successivamente  $130mA$  e poi incrementata con step di  $20mA$  fino al fallimento del dispositivo. La caratterizzazione elettrica eseguita prevede la polarizzazione del campione da  $-5V$  fino a  $6V$  con una compliance in corrente a  $100mA$  per non indurre un degrado ulteriore sul dispositivo durante la fase di caratterizzazione. La caratterizzazione ottica è stata eseguita acquisendo lo spettro dell'emissione luminosa proveniente dal LED a diverse correnti nel range da  $20\mu A$  a  $50mA$ , con passo logaritmico.

Di seguito sono riportati gli step-stress dei campioni, pilotati in corrente,

dei tre wafer in esame. Per maggiore chiarezza esplicativa saranno analizzati a due a due a partire da quelli con egual EBL e successivamente saranno analizzati i due con medesima struttura delle quantum wells ma diverso EBL.

### 3048 vs 3052

I due dispositivi confrontati in questa sezione appartengono ai wafer 3048 e 3052. Questi due wafer, come spiegato nel capitolo precedente, presentano lo stesso EBL ma struttura delle buche quantiche leggermente diversa.

Anche se idealmente i due wafer dovrebbero differire solo per l'ordine delle buche quantiche all'interno del dispositivo, presentano subito un comportamento leggermente differente: è osservabile, dalle caratterizzazioni elettriche in Figura 4.1, come fin dalla caratterizzazione preliminare la resistenza serie di 1B, dispositivo del wafer 3052, sia maggiore rispetto a quella del dispositivo 8B, dispositivo del wafer 3048. Tuttavia, durante gli step dello stress, la resistenza serie del dispositivo 1B migliora di step in step. Questo può essere dovuto ad un non perfetto annealing del dispositivo in fase di crescita epitassiale che può aver portato, il wafer 3052, ad avere una concentrazione di droganti non attivi leggermente maggiore. L'alta densità di corrente fornita durante lo stress, associata alle alte temperature raggiunte nel dispositivo a causa della dissipazione di potenza, potrebbero aver contribuito all'attivazione di ulteriori droganti, migliorando l'iniezione di portatori.

Wafer 3048	Wafer 3052
GaN:Mg	GaN:Mg
AlGaIn:Mg 20%	AlGaIn:Mg 20%
GaN	GaN
InGaIn $\lambda=405\text{nm}$	InGaIn $\lambda=495\text{nm}$
GaN	GaN
InGaIn $\lambda=495\text{nm}$	InGaIn $\lambda=405\text{nm}$
GaN	GaN
GaN:Si	GaN:Si

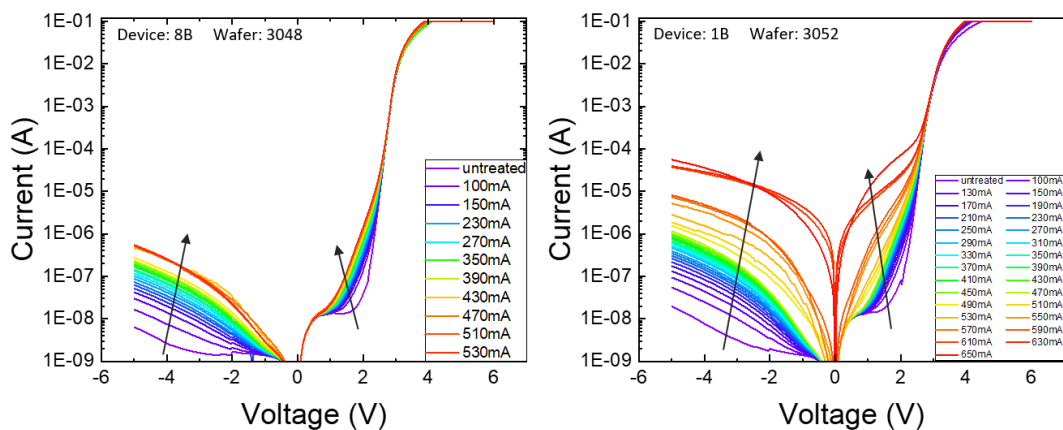


Figura 4.1: Caratteristiche IV dei due led in esame. A sinistra: 8B del wafer 3048, a destra: 1B del wafer 3052.

È opportuno osservare che i livelli delle correnti di failure dei due dispositivi sono differenti, in quanto il campione del wafer 3048, che d'ora in poi sarà chiamato 8B, ha completato lo step a  $530mA$  prima di raggiungere la condizione di failure, mentre il campione del wafer 3052, che d'ora in poi sarà chiamato 1B, ha completato gli step fino alla corrente di  $650mA$  prima di raggiungerla.

Dalla Figura 4.1 si può osservare, fin dalla caratterizzazione preliminare, che il valore della corrente di leakage in polarizzazione inversa è maggiore per il dispositivo 1B del wafer 3052 rispetto alla controparte 8B. È possibile ipotizzare che l'aumento della corrente di leakage, in funzione della corrente di step-stress, sia legato alla creazione di difetti di punto allineati in corrispondenza di threading dislocations che aiutano l'elettrone nel fenomeno di tunneling. È molto comune, infatti, nei dispositivi basati su GaN, la formazione di threading dislocations all'interno del reticolo cristallino: una serie di difetti o cricche, allineati tra loro, che formano dei cammini percorribili dagli elettroni anche in condizione di polarizzazione inversa o per basse tensioni dirette.

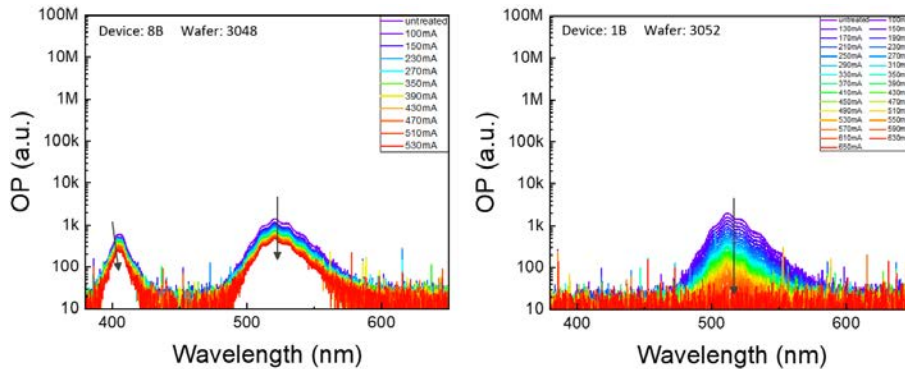


Figura 4.2: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $100\mu A$ .

Per facilitare l'analisi dei dati relativi alle caratterizzazioni ottiche, sono state scelte tre correnti di riferimento ( $100\mu A$ ,  $1mA$  e  $10mA$ ) su cui concentrare la trattazione, in quanto rappresentative del regime di bassa iniezione, del valore di soglia e del regime di alta iniezione, rispettivamente.

La Figura 4.2 riporta gli spettri alla corrente di caratterizzazione di  $100\mu A$ , ovvero in condizioni di bassa iniezione. Si evince un netto calo dell'intensità luminosa a tutte le lunghezze d'onda.

Per una corrente di caratterizzazione pari a  $1mA$  si nota un calo generale

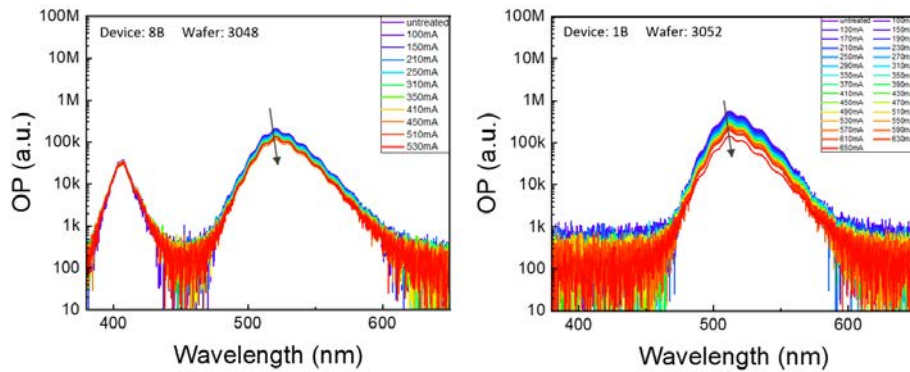


Figura 4.3: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $1mA$ .

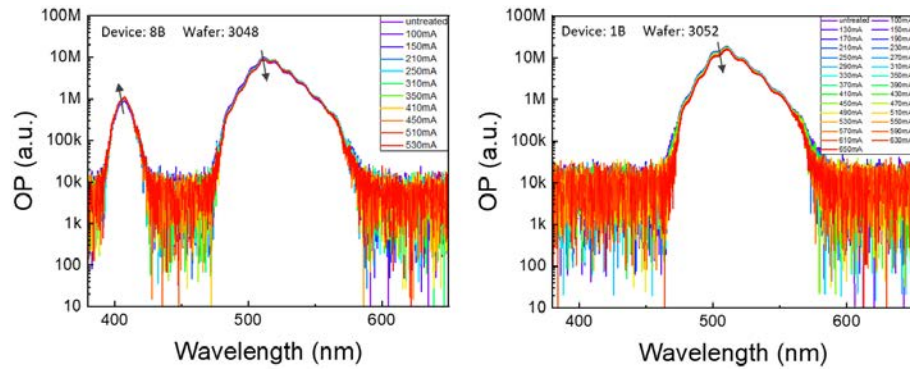


Figura 4.4: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $10mA$ .

dell'emissione della buca a  $495nm$  che non sembrerebbe intaccare la radiazione proveniente dalla buca a  $405nm$  del LED 8B.

Ancor più interessante è lo spettro ricavato dalla corrente di caratterizzazione di  $10mA$ , rappresentante il regime di alta iniezione, in cui non è evidente un netto calo dell'intensità luminosa, ma bensì, un aumento della potenza ottica proveniente dalla buca a  $405nm$  nel LED 8B.

Tale miglioramento sarà riscontrato anche più avanti nella trattazione e può essere imputato all'attivazione, per annealing, di alcuni droganti, quali il magnesio, che migliorano l'iniezione dei portatori all'interno del dispositivo. Un miglioramento dell'iniezione dei portatori favorisce la ricombinazione radiativa presso la buca più vicina al lato p: le lacune, avendo una mobilità inferiore rispetto a quella degli elettroni, tenderanno a ricombinarsi a ridosso della prima buca quantica, mentre la concentrazione di lacune che riesce a raggiungere la buca a  $495nm$  è minore.



Questo effetto non è visibile per bassi livelli di corrente, in quanto la generazione di centri di ricombinazione non radiativa è dominante rispetto ai processi di attivazione del drogante, determinando comunque un complessivo calo dell'intensità luminosa per la buca a  $405nm$ .

Analizzando l'andamento della potenza ottica emessa dalla buca a  $495nm$  in funzione della corrente di stress, normalizzata all'intensità emessa al primo punto di corrente superiore a quella nominale, è possibile notare un comportamento pressoché identico dei due campioni in regime di alta iniezione (curve in rosso in Figura 4.5) mentre una significativa differenza per correnti di caratterizzazione inferiori.

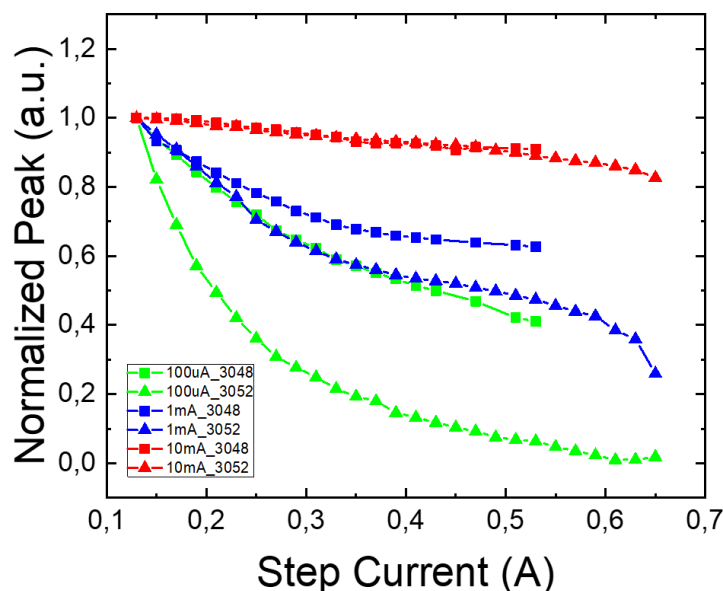


Figura 4.5: Potenza ottica normalizzata in funzione della corrente di step-stress per i tre livelli di corrente di caratterizzazione scelti.

In condizioni di bassa iniezione, (curve in verde nella Figura 4.5), è osservabile un degrado della luminescenza legato all'aumento dei centri di ricombinazione non radiativa. In particolare il LED 1B del wafer 3052 (indicato con il simbolo del triangolo nelle curve della Figura 4.5) presenta, sempre in bassa iniezione, un degrado maggiore, rispetto alla controparte del wafer 3048, a parità di corrente di stress. Una possibile interpretazione è che la generazione di centri di ricombinazione non radiativa potrebbe essere dovuta ad un processo diffusivo, proveniente dalla zona a drogaggio p, di alcune specie chimiche (ad esempio il magnesio, idrogeno, gruppi OH). [9]

Questa ipotesi è avvalorata dal fatto che i wafer 3048 e 3052, sono stati ideati

con la buca quantica a  $495\text{nm}$  in posizioni invertite. Essendo questa, idealmente, l'unica differenza tra i due dispositivi, si può ipotizzare che, se un processo diffusivo è effettivamente in atto, si vedrà inizialmente un degrado sulla buca quantica più vicina al lato p, in questo caso sulla buca a  $495\text{nm}$  del LED 1B del wafer 3052.

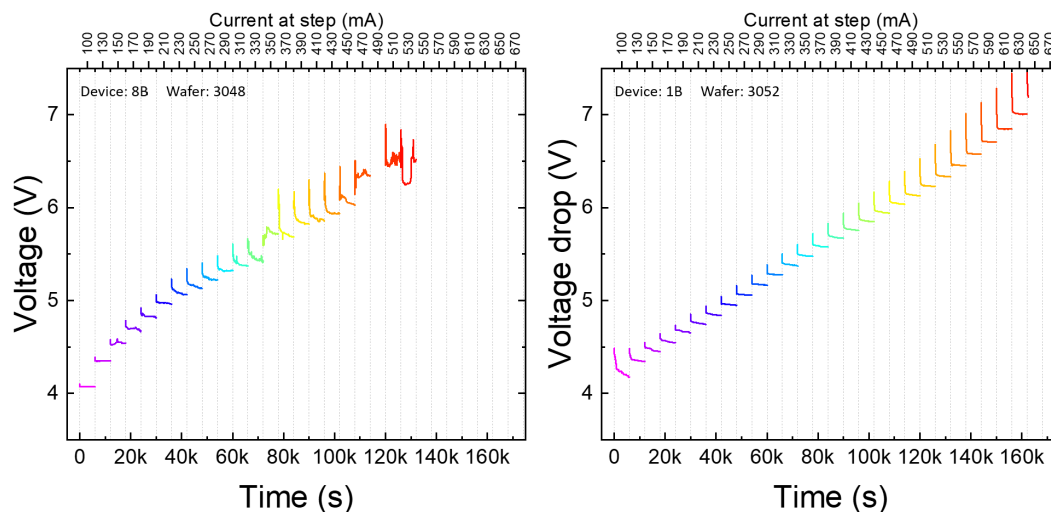


Figura 4.6: Caduta di tensione sul dispositivo ad ogni step dello step-stress. A sinistra: 8B del wafer 3048, a destra: 1B del wafer 3052.

È stata monitorata anche la caduta di tensione sul dispositivo in esame durante lo stress (Figura 4.6). A parità di corrente di stress, sui due dispositivi è registrata una caduta di tensione confrontabile tra loro.

## 3049 vs 3048

Analogamente al confronto sopradescritto, è stato eseguito uno step-stress anche su un campione, indicato come 3B, del wafer 3049. I risultati sono stati confrontati con la controparte del wafer 3048 in quanto l'unica differenza tra i due è l'altezza dell'Electron Blocking Layer: il dispositivo 3B (wafer 3049) presenta una concentrazione minore di alluminio (15% contro il 20% della variante 3048).

Anche in questo caso i due dispositivi a confronto presentano diverse correnti di failure: il nuovo dispositivo infatti ha superato lo step dei  $670mA$ .

Wafer 3049	Wafer 3048
GaN:Mg	GaN:Mg
AlGaN:Mg 15%	AlGaN:Mg 20%
GaN	GaN
InGaN $\lambda=405nm$	InGaN $\lambda=405nm$
GaN	GaN
InGaN $\lambda=495nm$	InGaN $\lambda=495nm$
GaN	GaN
GaN:Si	GaN:Si

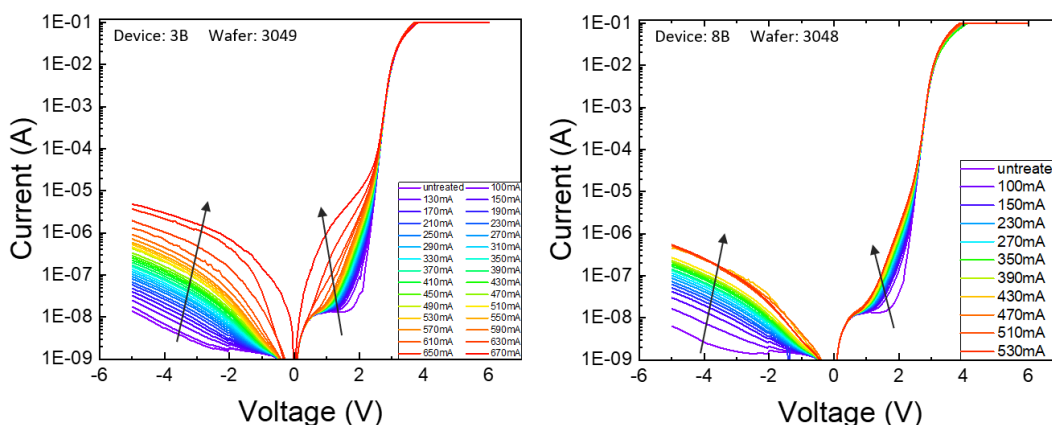


Figura 4.7: Caratteristiche IV dei due led in esame. A sinistra: 3B del wafer 3049, a destra: 8B del wafer 3048.

Dalle caratteristiche IV risulta chiara l'estrema somiglianza dei due dispositivi infatti, tranne la diversa corrente di failure, la resistenza serie, l'andamento al variare della polarizzazione e l'incremento della corrente di leakage nei vari step dello step-stress è pressoché il medesimo per entrambi i campioni (Figura 4.17).

Per quanto riguarda le caratteristiche ottiche, in condizioni di bassa iniezione è presente un calo dell'emissione luminosa comparabile per entrambe le buche quantiche, anche se di minor entità nel LED 3B. Gli andamenti normalizzati della potenza ottica proveniente delle due buche quantiche in funzione della corrente degli step stress sono riportati, in verde nella Figura 4.11, per la buca a  $405nm$ , e nella Figura 4.12, per la buca a  $495nm$ .

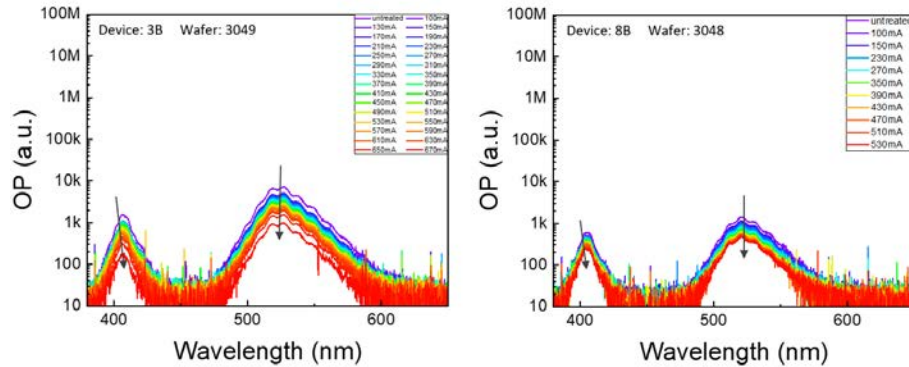


Figura 4.8: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $100\mu A$ .

Alla corrente di caratterizzazione di  $1mA$  si può notare un leggero degrado della potenza ottica, in funzione della corrente di stress, per entrambi i dispositivi. Essendo alla soglia tra regime di bassa iniezione e regime di alta iniezione, il tasso di ricombinazione non radiativa tramite livelli profondi potrebbe ancora determinare un degrado dell'efficienza, visibile nella Figura 4.9. Tuttavia potrebbero esserci altri fenomeni concorrenti che agiscono sul dispositivo: la minore altezza dell'EBL, nel wafer 3049, permette una miglior iniezione delle lacune con un aumento della potenza ottica proveniente dalla buca a  $405nm$ . Progredendo con lo stress, tale miglioramento viene sovrastato dalla formazione di centri di ricombinazione non radiativa con una risultante diminuzione della potenza ottica emessa. Gli andamenti normalizzati della potenza ottica proveniente delle due buche quantiche, in funzione della corrente degli step stress, sono riportati in blu nella Figura 4.11, per la buca a  $405nm$ , e nella Figura 4.12, per la buca a  $495nm$ .

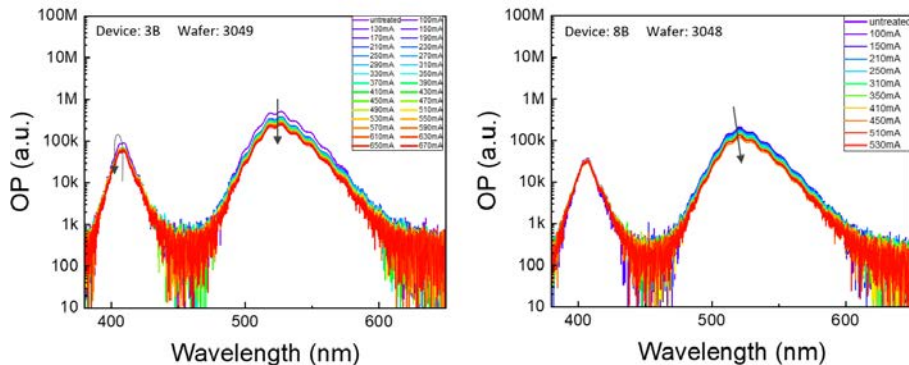


Figura 4.9: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $1mA$ .

Per alte iniezioni è osservabile un lieve aumento della potenza ottica proveniente dalla buca quantica meno profonda (la  $405nm$ ) mentre un lieve calo della potenza ottica proveniente dalla buca a  $495nm$ .

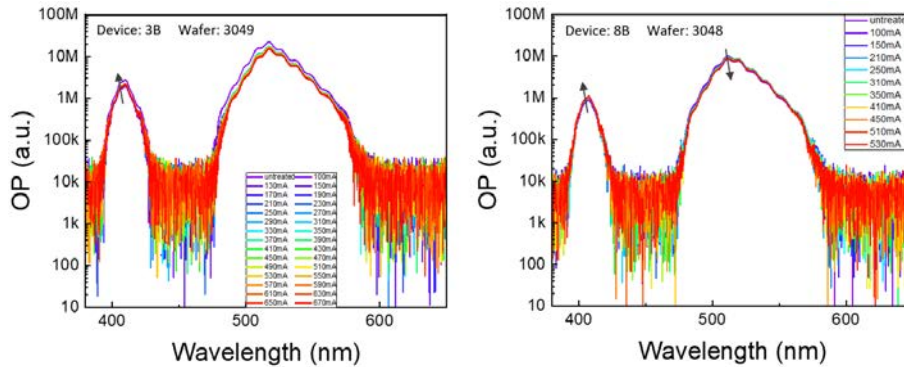


Figura 4.10: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $10mA$ .

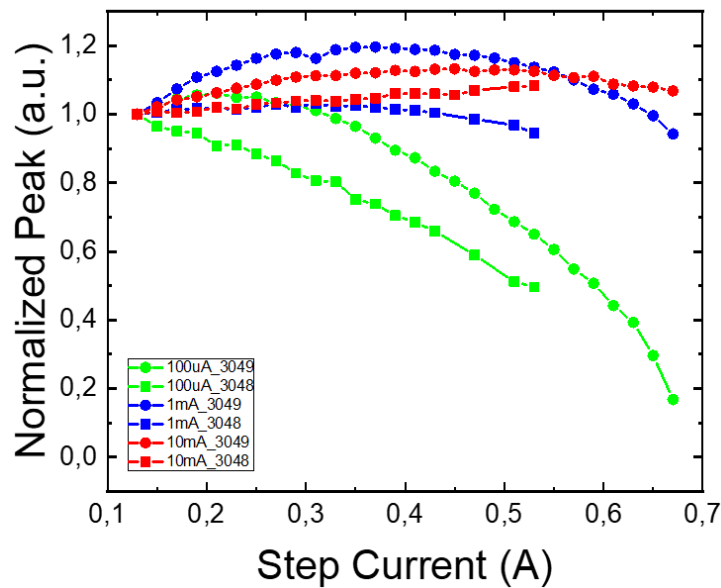


Figura 4.11: Potenza ottica normalizzata, proveniente dalla buca a  $405nm$ , in funzione della corrente di step-stress per i tre livelli di corrente di caratterizzazione scelti.

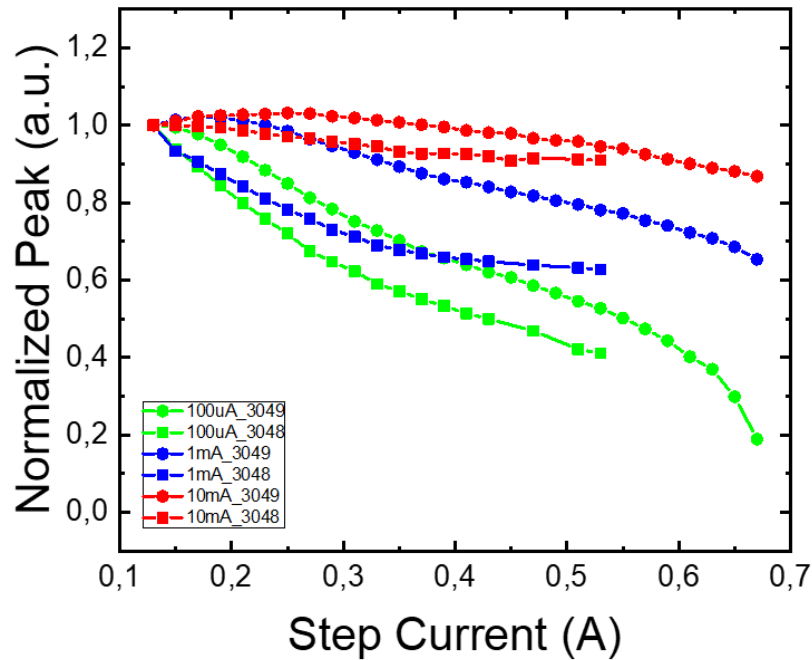


Figura 4.12: Potenza ottica normalizzata, proveniente dalla buca a  $495\text{nm}$ , in funzione della corrente di step-stress per i tre livelli di corrente di caratterizzazione scelti.

Notando che nei confronti fatti fino ad ora, ricapitolati nella Figura 4.11, la potenza ottica normalizzata è sempre superiore nel campione 3049, è lecito ipotizzare che questo comportamento sia dovuto alla non perfetta ingegnerizzazione dello strato di EBL.

Come detto nel secondo capitolo, l'Electron Blocking Layer rappresenta una barriera di potenziale per gli elettroni utile per il loro confinamento. Purtroppo una barriera di potenziale che agisca solo per gli elettroni è di difficile realizzazione: molto spesso l'EBL si estende anche nella banda di valenza creando una piccola barriera di potenziale per le lacune (Figura 1.6). Le lacune, avendo una mobilità inferiore rispetto agli elettroni, risentono maggiormente di una barriera di potenziale che, anche se ridotta, può inficiare pesantemente l'iniezione dei portatori.

Per constatare ciò è stata avviata una collaborazione con l'Università di Torino che ha fornito una simulazione dei diagrammi a bande all'equilibrio e a  $3\text{V}$  dei tre dispositivi riportati in Figura 4.13, 4.14 e 4.15.

Dai dati delle simulazioni, ricavati a partire dalla struttura dei wafer, è possibile notare come l'EBL nei dispositivi formi una piccola barriera anche per le lacune, come ipotizzato.

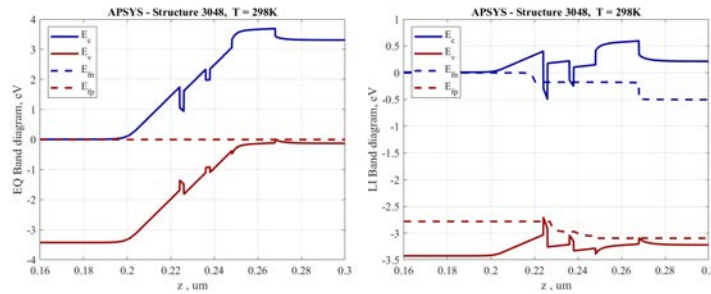


Figura 4.13: Wafer 3048. (a) Diagramma a bande all'equilibrio. (b) Diagramma a bande a 3V con relativa concentrazione di lacune ed elettroni.

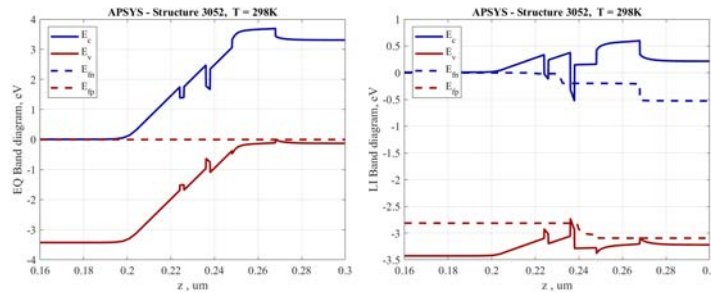


Figura 4.14: Wafer 3052. (a) Diagramma a bande all'equilibrio. (b) Diagramma a bande a 3V con relativa concentrazione di lacune ed elettroni.

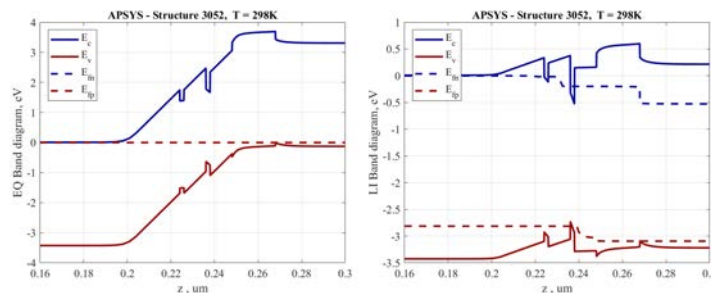


Figura 4.15: Wafer 3049. (a) Diagramma a bande all'equilibrio. (b) Diagramma a bande a 3V con relativa concentrazione di lacune ed elettroni.

Dalla lettura della caduta di tensione sui dispositivi durante lo step-stress è interessante osservare che nel caso del LED 3B, ovvero il wafer 3049 con minor concentrazione di alluminio nell'EBL, la caduta di tensione ai capi del campione è sempre inferiore a quella rilevata, negli stessi step di stress, sul campione del wafer 3048. Ciò è dovuto all'altezza della barriera di potenziale



che l'EBL costituisce per le lacune: una minor concentrazione di alluminio porta ad una barriera di potenziale minore, da cui una tensione minore per il raggiungimento dello stesso livello di corrente.

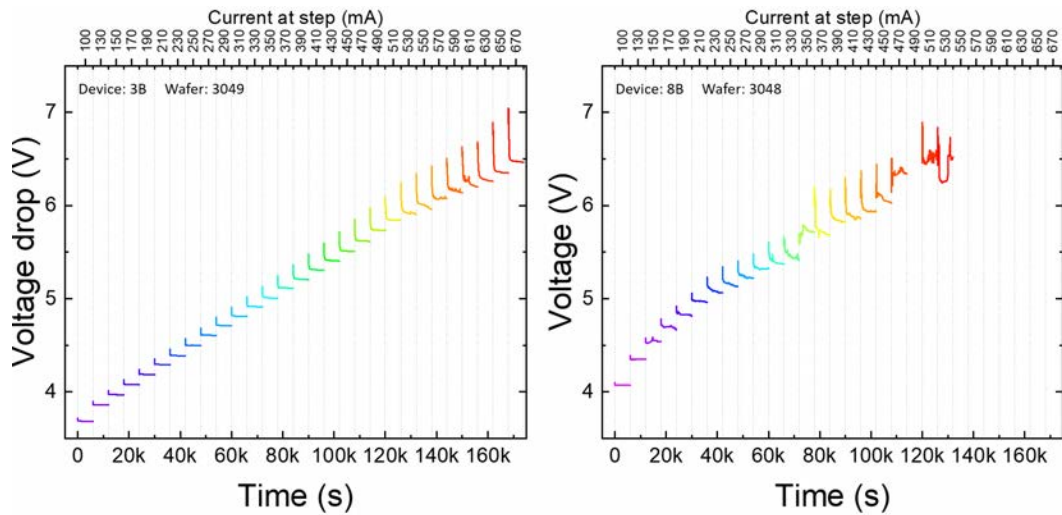


Figura 4.16: Caduta di tensione sul dispositivo ad ogni step dello step-stress. A sinistra: 3B del wafer 3049, a destra: 8B del wafer 3048.

### 3049 vs 3048 vs 3052: considerazioni finali

Traendo delle conclusioni da quanto detto sopra si può affermare che:

- L'incremento della corrente di leakage, nei tre dispositivi, ha un andamento simile e riconducibile ad un processo di diffusione di specie chimiche. In Figura 4.17 sono riportati i valori di corrente a  $-4V$  e a  $1.5V$ . Si può notare che i valori della corrente di leakage del dispositivo 1B del wafer 3052, sono sempre maggiori delle sue controparti 3048 e 3049 suggerendo come la generazione di difetti/threading dislocations sia comune a tutti e tre i wafer testati, a causa delle alte densità di corrente e delle temperature in gioco.
- Dalla bassa iniezione fino alla soglia a  $1mA$  il tasso di generazioni di ricombinazioni non radiative aumenta inficiando la potenza ottica dei dispositivi. Soffermandosi sulla potenza ottica uscente dalla buca quantica a  $495nm$  è possibile notare come il degrado sia più pronunciato per il dispositivo del wafer 3052 (Figura 4.18). Tale fenomeno può essere



imputato ad un processo di diffusione, da parte di varie specie chimiche che diffondono dall'anodo verso il catodo.

- L'Electron Blocking Layer dei dispositivi può determinare una barriera di potenziale anche per le lacune: aumentando la concentrazione di alluminio nell'EBL si ostacola la loro iniezione, ottenendo un peggioramento dell'efficienza del dispositivo ed un innalzamento della tensione operativa. (Figura 4.19)

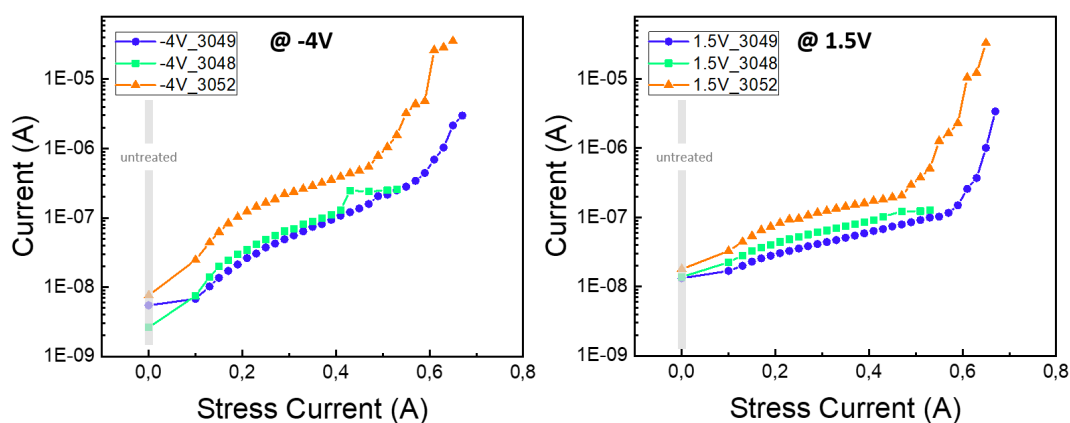


Figura 4.17: Andamento della corrente di leakage in funzione della corrente di step-stress sui tre dispositivi alle tensioni di polarizzazioni  $-4V$  e  $1.5V$ .

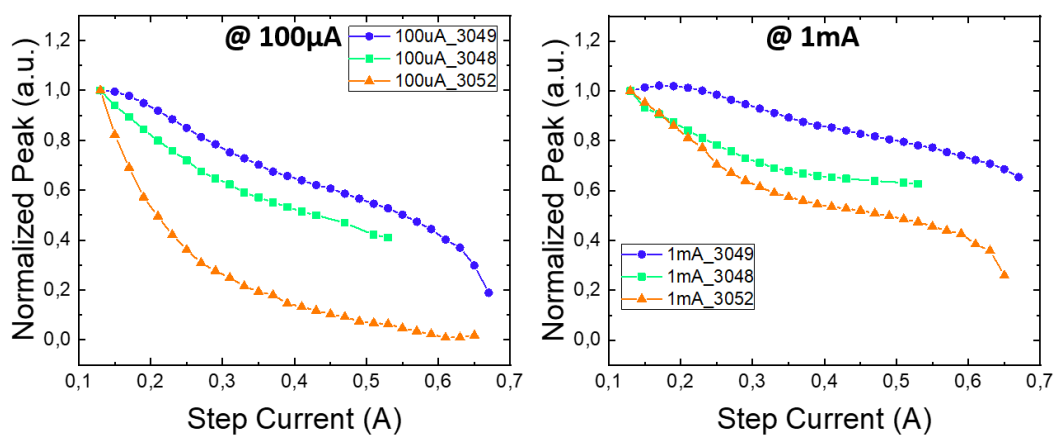


Figura 4.18: Andamento della potenza ottica normalizzata in funzione della corrente dello step-stress nei tre dispositivi.

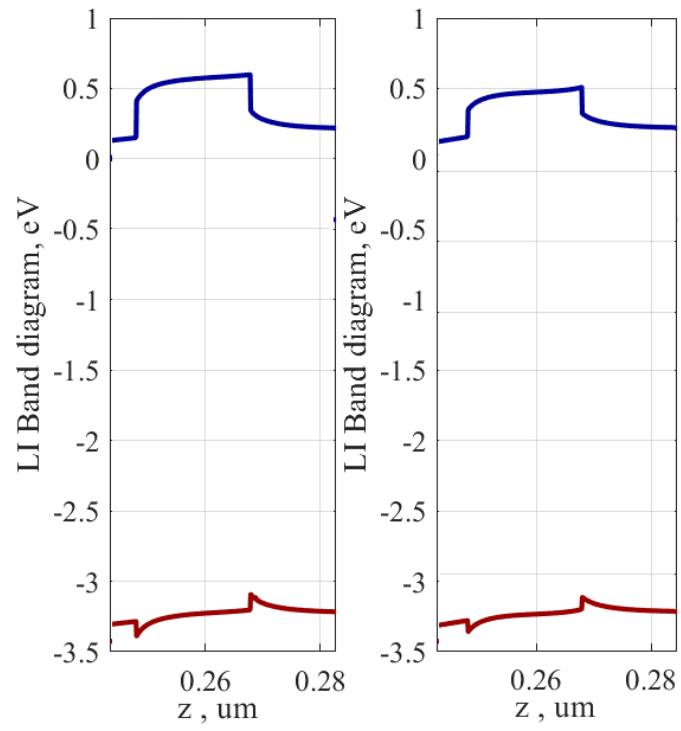


Figura 4.19: Confronto fra i due EBL tra il wafer 3048 (a sinistra) e il wafer 3049 (a destra).

## 4.2 Forward Current Constant Stress

Un Forward Current Constant Stress è una particolare tecnica di stress in cui il dispositivo viene polarizzato ad un livello costante di corrente, tipicamente maggiore rispetto al limite nominale indicato dal produttore. In genere, ad intervalli di tempo predeterminati, si interrompe momentaneamente lo stress in favore di una caratterizzazione, registrare le cinetiche di degrado correlate ai meccanismi chimico-fisici che si instaurano all'interno del dispositivo.

Nel caso in esame, si è eseguito un constant stress con una polarizzazione in corrente di  $200mA$ : valore scelto, dall'analisi degli step-stress sopracitati, come corrente ideale per uno stress della durata di 8000 minuti alla temperatura di  $300K$ . Le caratterizzazioni sono state distribuite, nella totalità del tempo di stress, con una distribuzione logaritmica, in quanto è auspicabile che buona parte dei processi avvenga con una cinetica temporale di tipo esponenziale.

### 3048 vs 3052

Il primo confronto che si andrà ad analizzare è tra un campione del wafer 3048, definito 5B, e un dispositivo del wafer 3052, definito 6B.

Wafer 3048	Wafer 3052
GaN:Mg	GaN:Mg
AlGaN:Mg 20%	AlGaN:Mg 20%
GaN	GaN
InGaN $\lambda=405nm$	InGaN $\lambda=495nm$
GaN	GaN
InGaN $\lambda=495nm$	InGaN $\lambda=405nm$
GaN	GaN
GaN:Si	GaN:Si

Dalle caratterizzazioni elettriche di IV dei due wafer (Figura 4.20) è possibile notare, come già osservato nello step-stress, che il dispositivo 6B presenta una resistenza serie differente da quella del dispositivo 5B.

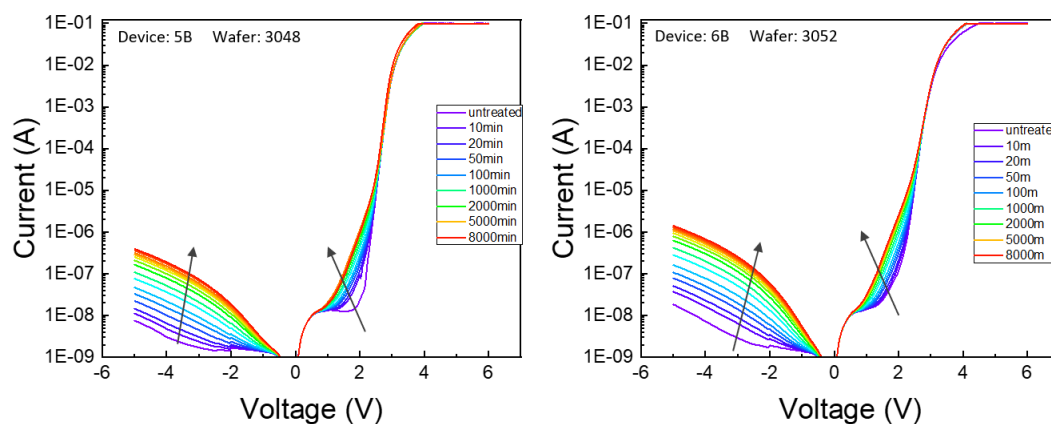


Figura 4.20: Caratteristiche IV dei due led in esame. A sinistra: 5B del wafer 3048, a destra: 6B del wafer 3052.

Oltre a ciò, è utile osservare come la corrente di leakage, nelle regioni di polarizzazione inversa e bassa diretta, tenda ad essere maggiore, al crescere del tempo di stress, per il dispositivo appartenente al wafer 3052 (per maggiore chiarezza si veda la Figura 4.34). Tale aumento è causato dalla generazione di difetti nei pressi di threading dislocations, come visto in Figura 4.17.

Per quanto concerne l'andamento della potenza ottica nel tempo, al fine di facilitare la comprensione dei dati sperimentali, sono state scelte tre correnti di caratterizzazione rappresentative della condizione di bassa iniezione ( $100\mu A$ ), della soglia tra le due condizioni ( $1mA$ ) e dell'alta iniezione ( $10mA$ ). Dallo studio dell'andamento delle proprietà ottiche dei dispositivi, in funzione del tempo di stress, si possono trarre conclusioni molto simili a quelle già anticipate dagli step-stress.

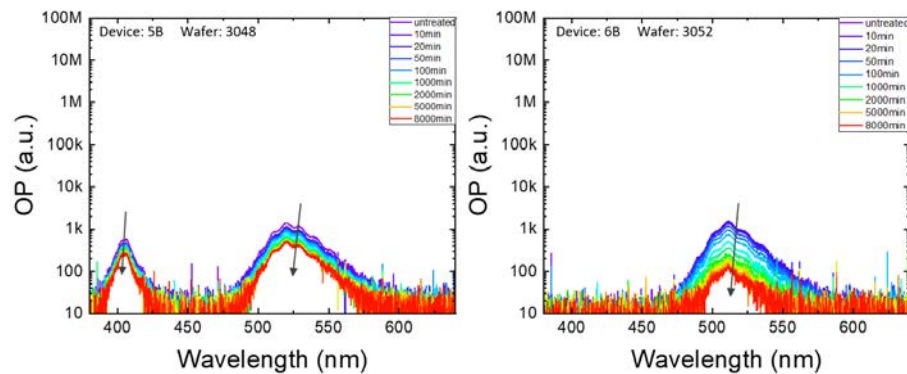


Figura 4.21: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $100\mu A$ .

In particolare è osservabile che, per bassi livelli di corrente di caratterizzazione, c'è un calo generale della luminosità per tutte le lunghezze d'onda (Figura 4.21).

Alla soglia tra regime di bassa iniezione ed alta iniezione la concentrazione di portatori iniettata è tale da saturare parte dei difetti creati durante lo stress, questo porta ad un degrado meno accentuato della potenza ottica del dispositivo (Figura 4.22).

Lo stesso ragionamento può essere applicato in regime di alta iniezione, in cui è visibile un ridotto calo della potenza ottica. Molto più curioso è l'andamento dell'emissione luminosa proveniente dalla buca a  $405nm$  in condizioni di alta iniezione: l'emissione proveniente da tale buca, infatti, presenta, nella

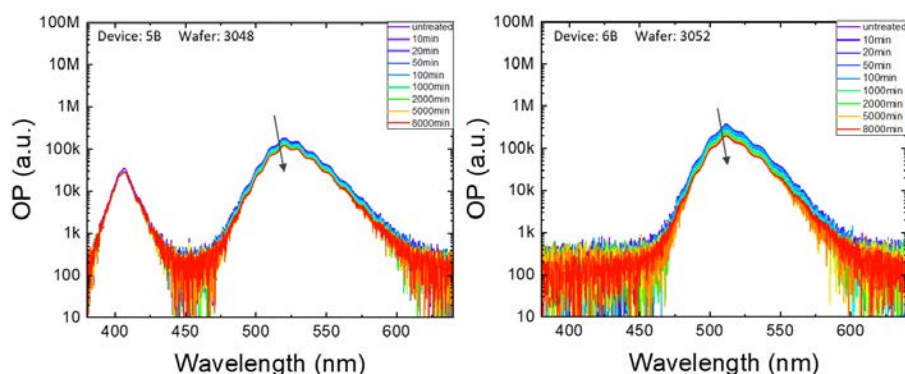


Figura 4.22: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $1mA$ .

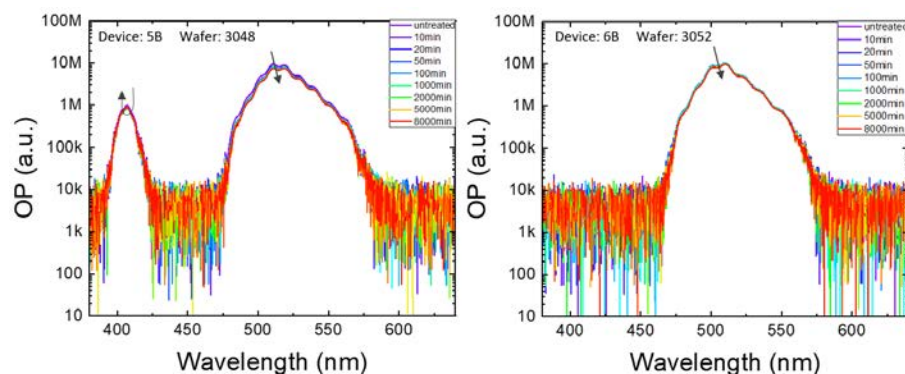


Figura 4.23: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $10mA$ .

fase iniziale un calo concorde col resto dello spettro elettromagnetico. Successivamente, la potenza generata da questa buca ha un incremento tale da superare l'emissione a 10 minuti di stress (Figura 4.23).

Si analizzino ora gli andamenti temporali delle buche a  $495nm$  dei due wafer in esame (Figura 4.24). Si è preferito normalizzare la potenza ottica proveniente dal LED al suo valore dopo 10 minuti di stress in quanto, in quell'intervallo, il dispositivo non rispondeva in maniera affidabile per un confronto di questo tipo: si è riscontrata una fase di assestamento iniziale del campione dovuta all'attivazione di specie droganti all'interno del dispositivo. Questa fase iniziale di assestamento del dispositivo, qualora venisse considerata nell'analisi, potrebbe portare a conclusioni non attendibili.

Dalla Figura 4.24 possiamo notare che, anche in questo caso, il calo della potenza ottica proveniente dalla buca a  $495nm$  è maggiore nel dispositivo ap-

partenente al wafer 3052, rafforzando ulteriormente l'ipotesi introdotta nello studio dello step-stress, in base alla quale agisce un processo di diffusione di specie chimiche dal lato p, comportando quindi, una maggiore generazione di difetti nella buca quantica più vicina all'anodo.

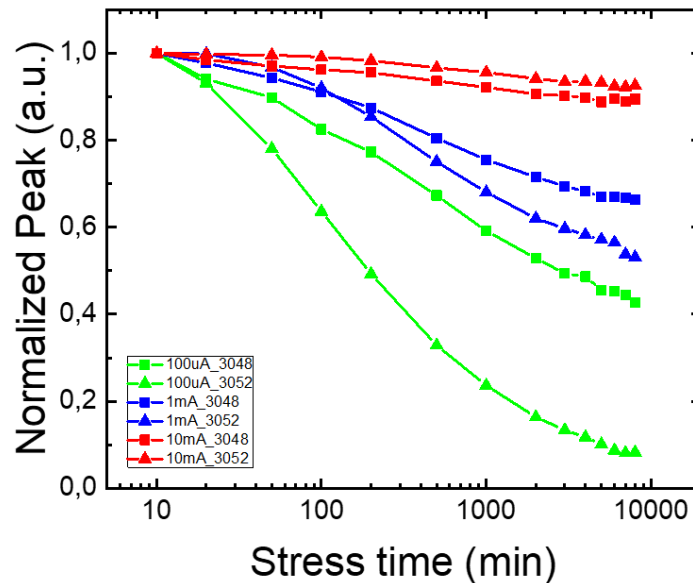


Figura 4.24: Potenza ottica normalizzata in funzione del tempo di stress per i tre livelli di corrente di caratterizzazione scelti.

Il setup utilizzato per questo tipo di stress dispone, inoltre, di un fotodiodo dal quale è possibile ottenere una lettura della potenza ottica emessa dal LED durante lo stress. Il fotodiodo fornisce in uscita tensione proporzionale relazionata alla potenza ottica emessa dal LED.

Dalla lettura del fotodiodo durante lo stress (Figura 4.25) è possibile notare che il campione 6B, del wafer 3052, è caratterizzato da una luminosità inferiore rispetto a 5B (wafer 3048). È doveroso sottolineare che il wafer 3052 è l'unico a presentare un calo della luminosità durante lo stress a corrente costante di  $200\text{mA}$ . Le oscillazioni regolari della luminosità sono imputabili a variazioni della temperatura ambientale, e del fotodiodo, durante il ciclo giorno-notte.

Monitorando la caduta di tensione sul dispositivo durante lo stress (Figura 4.26), è possibile notare come il dispositivo appartenente al wafer 3052, mantenga una caduta di potenziale di circa  $200\text{mV}$  maggiore rispetto al corrispettivo del wafer 3048.

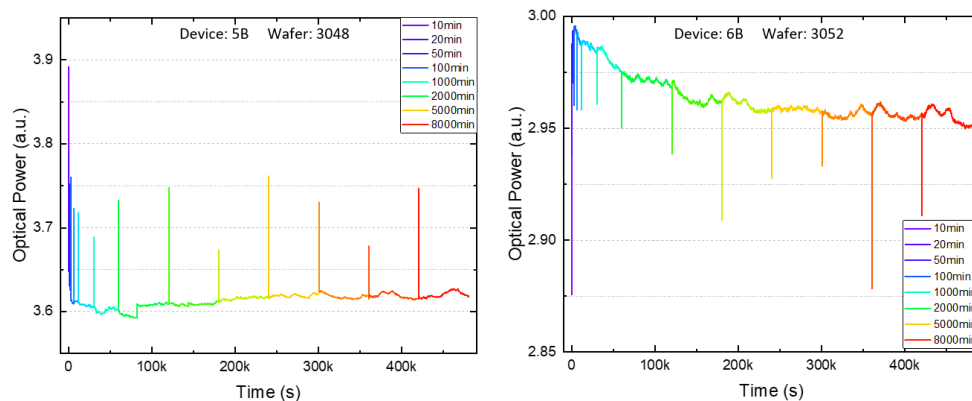


Figura 4.25: Potenza ottica acquisita dal fotodiode durante lo stress per i due campioni confrontati. A sinistra: 5B del wafer 3048. A destra: 6B del wafer 3052.

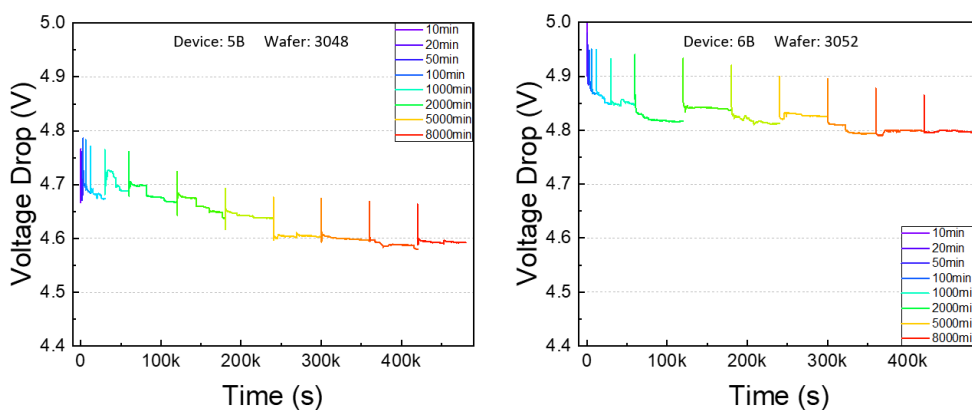


Figura 4.26: Caduta di tensione sul dispositivo durante lo stress per i due campioni confrontati. A sinistra: 5B del wafer 3048. A destra: 6B del wafer 3052.

### 3049 vs 3048

Si prenda in esame un dispositivo del wafer 3049 che sarà identificato come 4B. Procedendo con il confronto col dispositivo 5B che, come unica differenza, presenta un EBL più alto, è facile notare come

Wafer 3049	Wafer 3048
GaN:Mg	GaN:Mg
AlGaN:Mg 15%	AlGaN:Mg 20%
GaN	GaN
InGaN $\lambda=405\text{nm}$	InGaN $\lambda=405\text{nm}$
InGaN $\lambda=495\text{nm}$	InGaN $\lambda=495\text{nm}$
GaN	GaN
GaN:Si	GaN:Si

le caratteristiche IV siano particolarmente simili tra loro, come notato anche per lo step-stress.

Anche il rate di generazione di difetti legati alla conduzione nella condizione sub-threshold, in funzione del tempo di stress è confrontabile tra i due dispositivi (Figura 4.34).

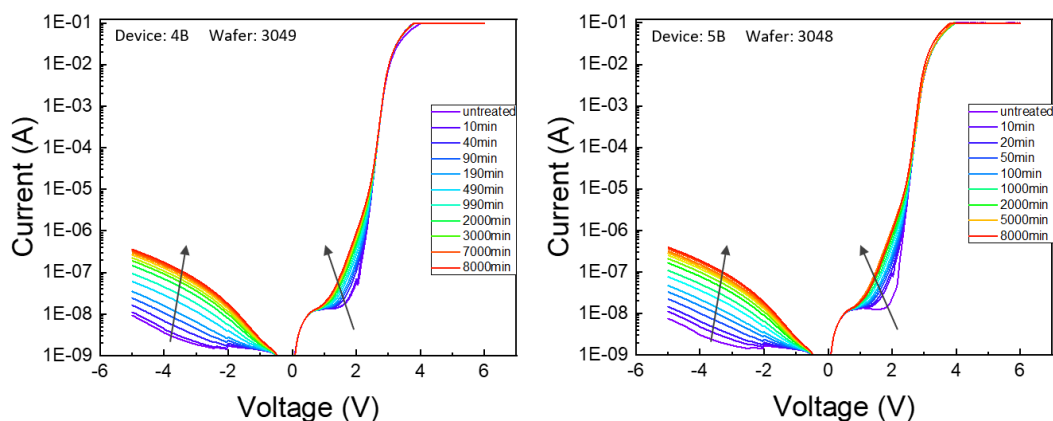


Figura 4.27: Caratteristiche IV dei due led in esame. A sinistra: 4B del wafer 3049, a destra: 5B del wafer 3048.

Gli spettri acquisiti dalle caratterizzazioni durante lo stress alle tre diverse correnti di caratterizzazione scelte sono riportati in Figura 4.28, 4.29 e 4.30. Possono essere adottate considerazioni analoghe a quelle fatte nel confronto dello step-stress osservando che, in condizione di bassa iniezione, si ha un degrado generale della potenza ottica (Figura 4.28). In condizione di alta iniezione, si ha un leggero miglioramento dell'emissione luminosa dalla buca a  $405\text{nm}$  per entrambi i dispositivi.

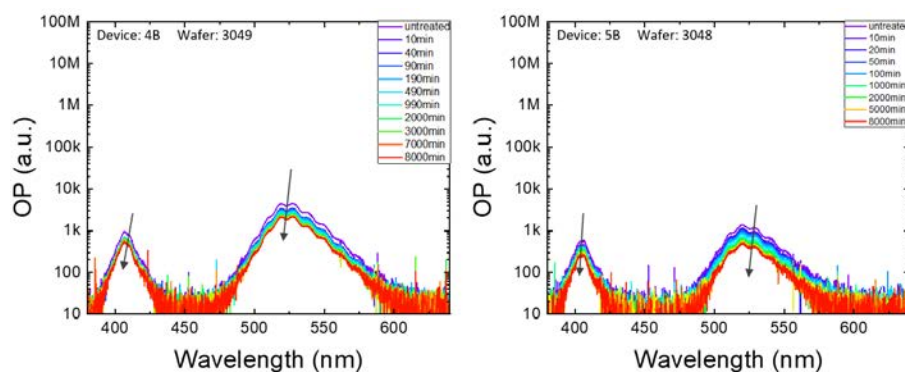


Figura 4.28: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $100\mu\text{A}$ .



In particolare, l'emissione luminosa proveniente dalla buca a  $405\text{nm}$  del dispositivo 5B, in condizione di alta iniezione, presenta un iniziale calo della potenza ottica dovuto probabilmente all'aumento della generazione di centri di ricombinazione non radiativa, e successivamente, una fase in cui la componente di potenza ottica proveniente dalla suddetta quantum well aumenta col passare del tempo di stress.

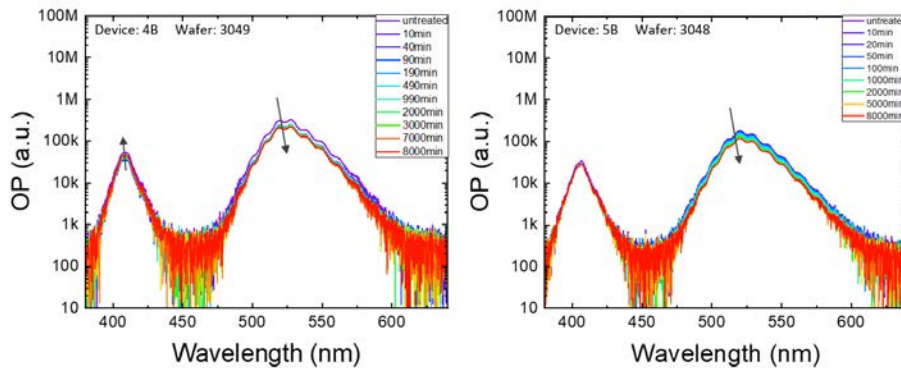


Figura 4.29: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $1\text{mA}$ .

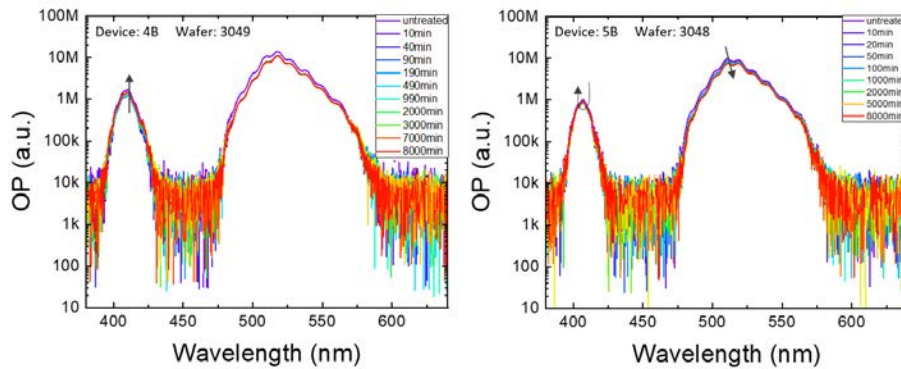


Figura 4.30: Intensità luminosa risolta spettralmente alla corrente di caratterizzazione di  $10\text{mA}$ .

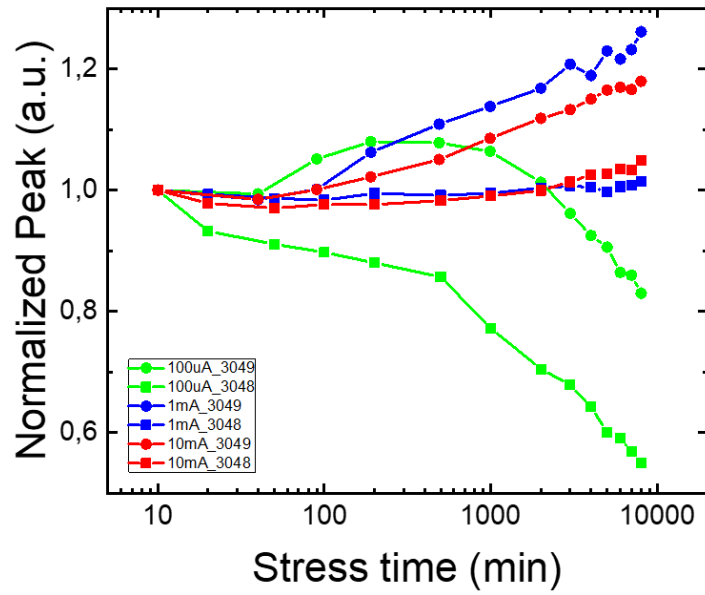


Figura 4.31: Potenza ottica normalizzata, proveniente dalla buca a  $405nm$ , in funzione del tempo di stress per i tre livelli di corrente di caratterizzazione scelti.

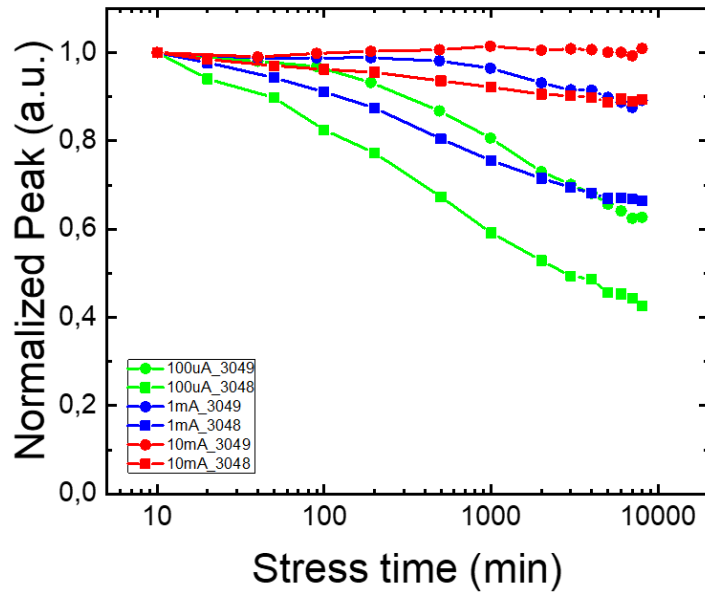


Figura 4.32: Potenza ottica normalizzata, proveniente dalla buca a  $495nm$ , in funzione del tempo di stress per i tre livelli di corrente di caratterizzazione scelti.

L'andamento della potenza ottica delle singole buche in funzione del tempo di stress è riportato in Figura 4.31 e 4.32.

La misura di potenza ottica fornita dal fotodiodo (Figura 4.33(a)) mostra che, tra i tre diversi dispositivi, il 4B, ovvero il dispositivo appartenente al wafer 3049, presenta una maggior luminosità rispetto agli altri dispositivi: questo è in accordo con l'ipotesi, di cui sopra, riguardante la presenza di una barriera di potenziale anche per le lacune nell'EBL.

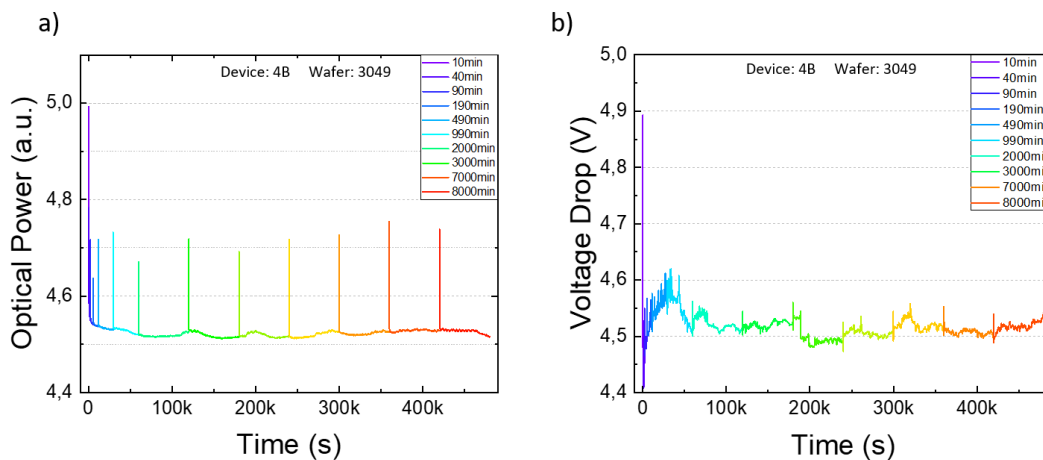


Figura 4.33: (a) Potenza ottica acquisita dal fotodiodo durante lo stress. (b) Caduta di potenziale sul dispositivo durante lo stress.

Al contrario, la lettura della caduta di potenziale sul LED durante lo stress (Figura 4.33(b)) risulta molto "rumorosa", probabilmente dovuta ad un non perfetto contatto tramite le punte e i pad del dispositivo.

### 3049 vs 3048 vs 3052: considerazioni finali

Anche l'analisi dei vari Forward Current Constant Stress ha portato informazioni che avvalorano le considerazioni e le ipotesi fatte negli Forward Current Step-Stress:

- L'incremento della corrente di leakage nei tre dispositivi che è, anche in questo caso, più elevato nei dispositivi del wafer 3052 (Figura 4.34).
- È possibile ipotizzare una diffusione di specie chimiche, quali magnesio, idrogeno o gruppi OH, dal lato p, che legandosi con le vacanze di gallio presenti nel dispositivo (come suggerito da alcuni lavori in letteratura [9]) definiscono centri di ricombinazione non radiativa, diminuendo

l'efficienza complessiva del dispositivo. Questo fatto è particolarmente visibile nel confronto tra i wafer 3048 e 3052 dei test eseguiti.

- Si riconferma l'ipotesi secondo la quale l'EBL dei dispositivi definisca una barriera anche per le lacune che porta a una maggiore efficienza nel caso di EBL minore.

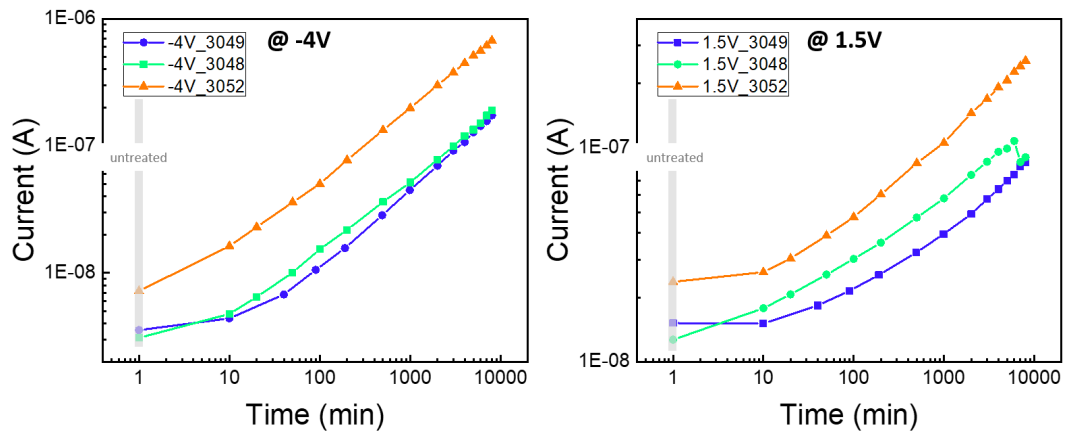


Figura 4.34: Andamento della corrente di leakage in funzione del tempo di stress sui tre dispositivi alle tensioni di polarizzazioni  $-4V$  e  $1.5V$ .

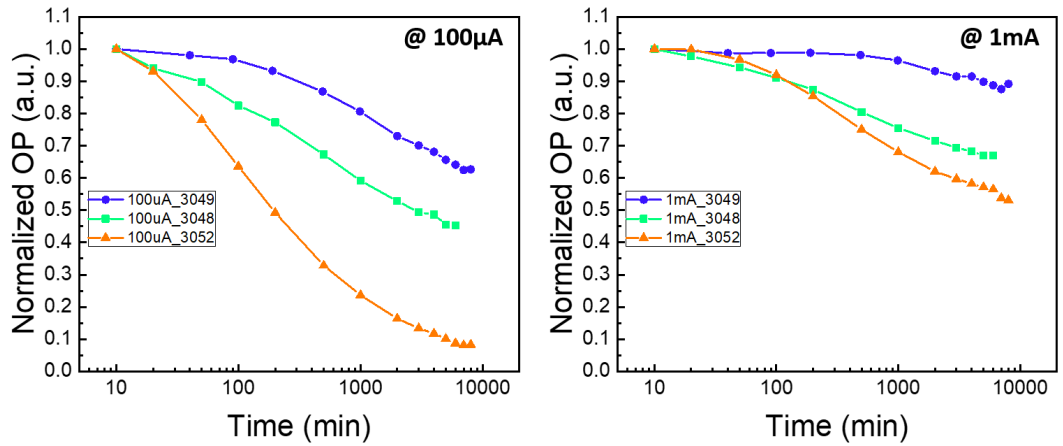


Figura 4.35: Andamento della potenza ottica normalizzata in funzione del tempo di stress nei tre dispositivi.

### Constant stress con caratterizzazione DLOS

In una seconda fase di questo lavoro di tesi, sono stati eseguiti altri Forward Current Constant Stress con caratterizzazioni più avanzate tra cui DLOS e DLTS. In particolare, si è eseguito uno stress, a temperatura di  $300K$ , su un dispositivo del wafer 3048 con una corrente pari a  $300mA$  per una durata di 5000 minuti.

Lo stress è stato interrotto per delle caratterizzazioni intermedie ad intervalli di tempo distribuiti in scala logaritmica. Si sono eseguite caratterizzazioni elettriche, ottiche e DLOS: per la caratterizzazione elettrica si sono mantenuti gli stessi parametri utilizzati negli stress precedenti. La caratterizzazione ottica ha previsto un range di correnti di caratterizzazione distribuite esponenzialmente da  $20\mu A$  fino a  $50mA$ . La caratterizzazione DLOS è stata eseguita polarizzando il campione con una tensione  $V_R = 0$  e sfruttando un'eccitazione luminosa monocromatica, ottenuta grazie all'uso di una lampada a largo spettro ed un monocromatore.

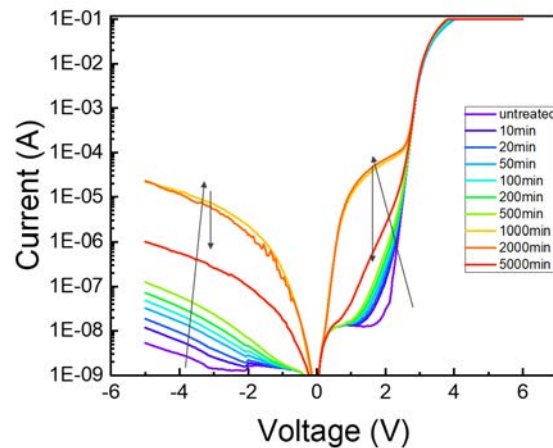


Figura 4.36: Caratteristica IV di un LED appartenente al wafer 3048, in funzione del tempo di stress, ad una corrente costante di  $300mA$ .

Dalle caratteristiche IV in funzione del tempo di stress (Figura 4.36) è possibile osservare che il dispositivo presenta un aumento considerevole della corrente di leakage nell'intervallo temporale che intercorre tra i 1000 e i 2000 minuti di stress.

In tale intervallo temporale, si sono formati dei percorsi di leakage che, sfruttando meccanismi quali il trap assisted tunneling, hanno permesso l'aumento della conduzione in polarizzazione inversa e bassa diretta. A causa della conduzione tramite questi percorsi di dimensione nanometrica e la relativa dissipazione di potenza localizzata, è possibile che alcuni dei percorsi mag-

giormente conduttivi siano stati distrutti dalle alte temperature raggiunte dal materiale in suddette regioni nanometriche, riportando una corrente di leakage in linea con quanto registrato su campioni analoghi nei test precedenti.

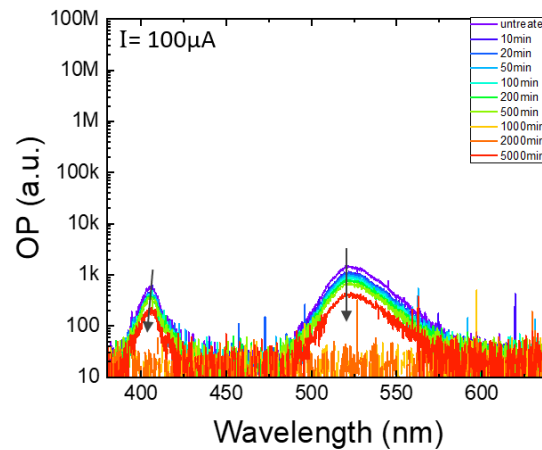


Figura 4.37: Spettro della radiazione luminosa di un campione del wafer 3048 in funzione del tempo di stress ad una corrente di caratterizzazione di  $100\mu A$ .

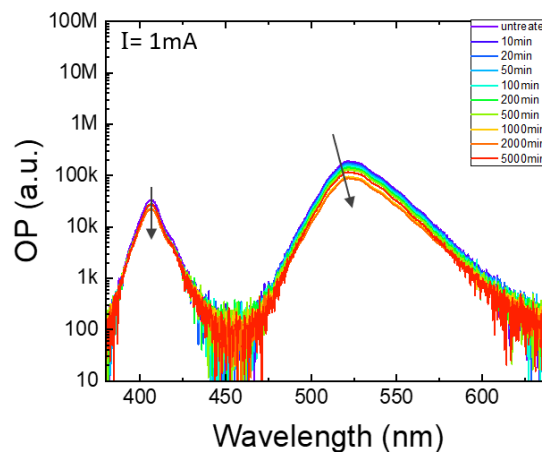


Figura 4.38: Spettro della radiazione luminosa di un campione del wafer 3048 in funzione del tempo di stress ad una corrente di caratterizzazione di  $1mA$ .

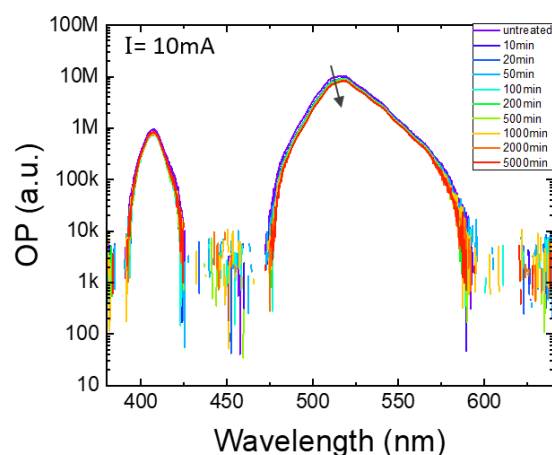


Figura 4.39: Spettro della radiazione luminosa di un campione del wafer 3048 in funzione del tempo di stress ad una corrente di caratterizzazione di  $10mA$ .

Dagli spettri acquisiti per basse correnti di caratterizzazione (Figura 4.37) è possibile notare come questo fenomeno intacchi, oltre alle proprietà elettriche, anche la potenza ottica emessa dal dispositivo: percorsi di leakage di questo tipo fungono da centri di ricombinazione non radiativa. Per questo motivo si osserva un significativo calo della potenza ottica durante lo stress in quella finestra temporale. Questo fenomeno può essere notato, anche se di minore impatto, anche per correnti di caratterizzazione maggiori, ad esempio per correnti di  $1mA$  (Figura 4.38) e nei grafici in Figura 4.40, in cui sono riportati gli andamenti temporali delle potenza ottica delle due buche quantiche.

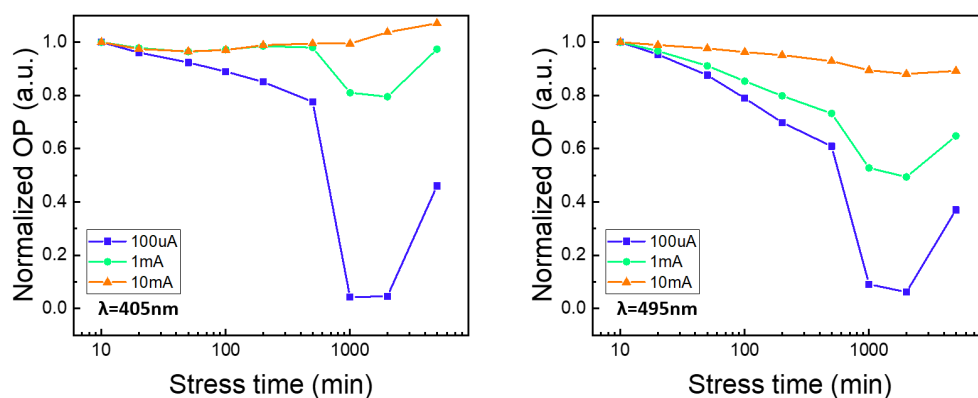


Figura 4.40: Potenza ottica normalizzata in funzione del tempo di stress per le due buche quantiche alle tre correnti di caratterizzazione. A sinistra: andamento della buca a  $405nm$ . A destra: andamento della buca a  $495nm$ .

Al contrario, in condizioni di alta iniezione questo fenomeno non si manifesta e la potenza ottica segue un calo graduale (Figura 4.39).

L'andamento dell'emissione luminosa, normalizzata al suo valore dopo la prima fase di assestamento del campione, provenienti dalla due buche quantiche in funzione del tempo di stress, è riportato in Figura 4.40. Dall'analisi di questi grafici è possibile affermare che il dispositivo presenta, per tutte le correnti di caratterizzazione, un calo percentuale maggiore per la buca a  $495nm$ .

L'introduzione di una tipologia di caratterizzazione avanzata, quale DLOS, permette un'analisi più dettagliata dei fenomeni fisici che avvengono all'interno del dispositivo. Infatti, lo studio dei parametri dei transienti capacitivi, in funzione all'energia dei fotoni incidenti sul dispositivo, può fornire una panoramica della concentrazione di livelli profondi e discriminarne la tipologia secondo l'energia di attivazione.

In generale, l'eccitazione luminosa prevista dalla caratterizzazione DLOS non deve eccedere l'energy gap, o l'energia delle buche quantiche per i dispositivi optoelettronici. Eseguendo una caratterizzazione DLOS con un'eccitazione luminosa ad energia maggiore di quella delle buche quantiche, i risultati potrebbero essere mascherati dall'effetto delle buche quantiche, in quanto, il fotone che interagisce col reticolo cristallino potrebbe promuovere direttamente un elettrone dalla banda di valenza alla banda di conduzione, perdendo così qualsiasi informazione sulla natura dei livelli profondi. Le energie corrispondenti alle buche quantiche di questi dispositivi sono  $2.5eV$  e  $3.06eV$  come indicato in Figura 4.41.

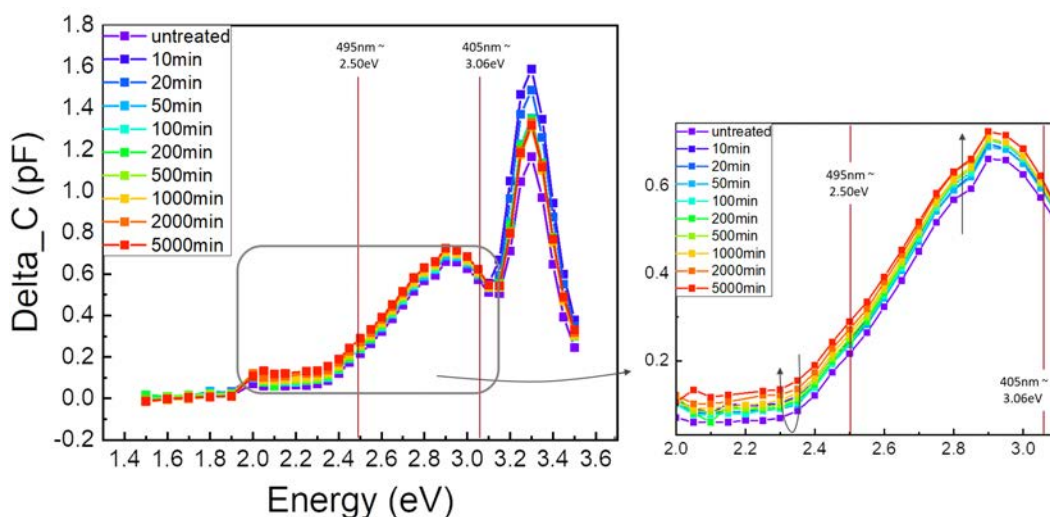


Figura 4.41: Variazione di capacità del campione in funzione dell'energia della radiazione monocromatica.



In Figura 4.41 è rappresentato l'andamento della variazione di capacità del campione al variare dell'energia della radiazione monocromatica, ovvero l'ampiezza dei transienti capacitivi, in funzione dell'energia dei fotoni incidenti. Dalla caratterizzazione DLOS, ottenuta in funzione del tempo di stress, si può ipotizzare che ci siano due fenomeni concorrenti che avvengono all'interno del dispositivo: un fenomeno di annealing, che porta ad una diminuzione della concentrazione degli stati trappola determinati da atomi droganti non ancora attivati, ed un fenomeno diffusivo da parte di alcune specie chimiche all'interno del dispositivo, che fungono da livelli profondi.

Si è analizzato, in Figura 4.42, l'andamento temporale della concentrazione di livelli profondi, normalizzata al suo valore dopo la prima fase di assestamento, applicando una media mobile nell'intorno delle energie:  $2.1eV$ ,  $2.3eV$ .

Per completezza di analisi si sono studiati gli andamenti temporali della concentrazione di difetti con un'eccitazione eccedente una delle due buche quantiche, dimostrando che l'utilizzo di eccitazioni con energia maggiore all'energy gap delle buche quantiche possa venire influenzata dall'effetto della generazione banda a banda nelle buche stesse. In particolare si sono usati fotoni con energia pari a  $2.6eV$  e  $2.9eV$ .

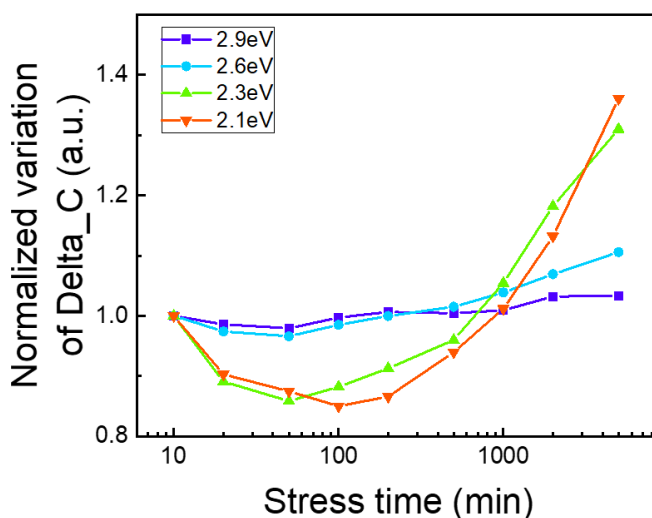


Figura 4.42: Andamento normalizzato della concentrazione di livelli profondi in funzione del tempo di stress a  $2.1eV$ ,  $2.3eV$ ,  $2.6eV$  e  $2.9eV$ .

## Constant stress con caratterizzazione IVT, LIT e DLTS

Per comprendere più nel dettaglio ciò che avviene all'interno del dispositivo si è ricorso ad un Forward Current Constant Stress su un dispositivo appartenente al wafer 3052 a temperatura costante di  $300K$ , con caratterizzazione elettrica, ottica e DLTS.

Per poter usufruire di tale setup di misura, e quindi della caratterizzazione DLTS, è stato necessario applicare dei bonding ai campioni, in quanto non ci è possibile contattare questi dispositivi tramite punte all'interno del criostato.

È stato analizzato un primo dispositivo a cui era stato applicato il bonding constatando che la dissipazione per effetto Joule sul filo di bonding, considerando che in condizioni operative il criostato è in vuoto, è stata troppo elevata ed ha portato alla fusione del filo stesso. Per tale motivo abbiamo abbassato la corrente di stress a  $150mA$  per il dispositivo successivo.

Riassumendo, quindi, le condizioni sperimentali adottate sono: una corrente di stress pari a  $150mA$  per una durata totale di 13000 minuti di stress, con caratterizzazioni a 100, 500 e poi ogni 1000 minuti. I parametri di polarizzazione e compliance della caratterizzazione elettrica sono rimasti inalterati rispetto agli stress sopraindicati, tuttavia si è optato per un Semiconductor Parameter Analyzer che permette una maggior risoluzione e precisione nella misura. Anche per quanto riguarda la caratterizzazione ottica si sono approntate delle migliorie utilizzando, come spettrometro, il CAS-140 che garantisce un'alta sensibilità anche per basse intensità luminose. In questo caso si sono utilizzate correnti di caratterizzazione che variano da  $30\mu A$  a  $100mA$  con incremento logaritmico.

Come spiegato nella sezione dedicata del Capitolo 1 la caratterizzazione DLTS consiste nell'analisi della variazione di capacità del dispositivo in seguito ad una stimolazione elettrica, al variare della temperatura: in questo caso si è operato in un range che va da  $T = 120K$  fino a  $T = 320K$ .

Per questo tipo di caratterizzazione sono state scelte tre regioni in cui analizzare la risposta del campione: una prima regione determinata dalla differenza dell'estensione della regione di svuotamento, ottenuta polarizzando, in un primo momento, il campione a  $V_{meas} = -5V$ , e successivamente a  $V_{fill} = -2V$ . Una seconda regione determinata dalla differenza dell'estensione della RCS polarizzando con  $V_{meas} = -2V$  e  $V_{fill} = 0V$ . Una terza regione, infine, ottenuta da  $V_{meas} = 0V$  e  $V_{fill} = 1V$ .

Sfruttando il criostato presente in questo setup è stato possibile eseguire delle caratterizzazioni elettriche (IVT) e ottiche in temperatura (LIT). Per facilitare la presentazione dei dati raccolti, si sono scelte tre diverse temperature, che rispecchiano il comportamento generale del campione, nel suddetto range di temperature:  $120K$ ,  $200K$  e  $320K$ .

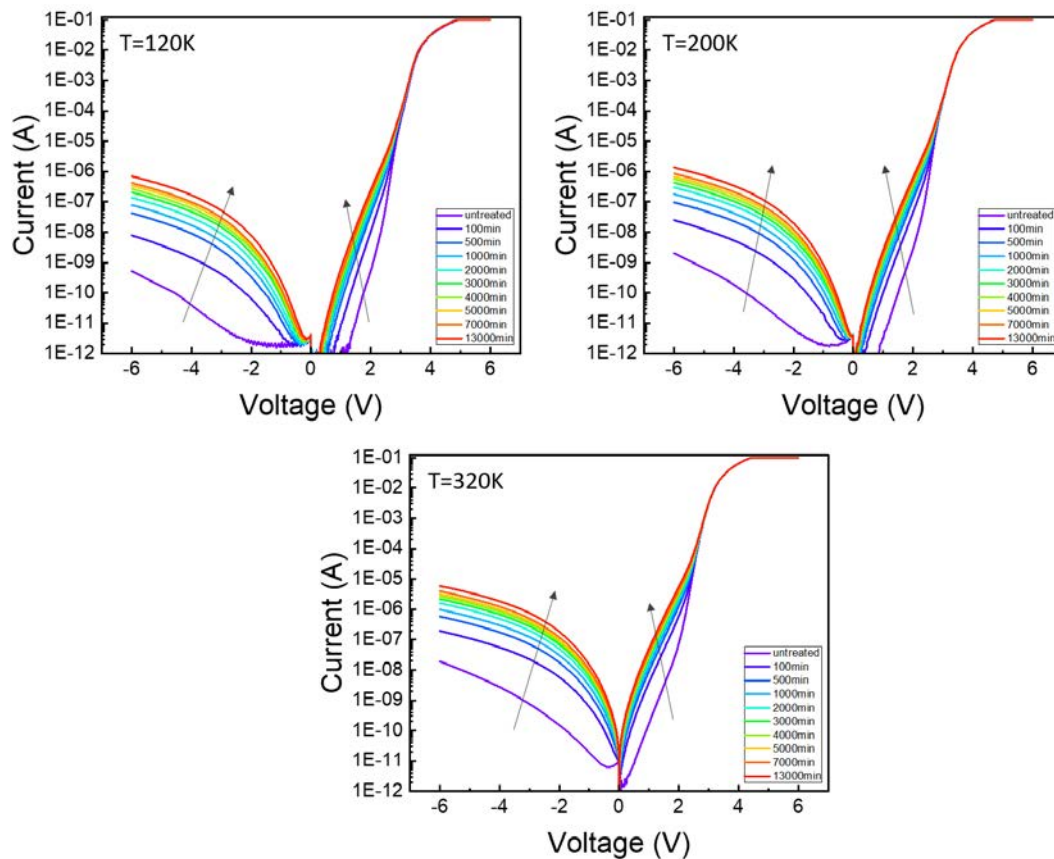


Figura 4.43: Caratteristica IV del dispositivo appartenente al wafer 3052 a  $T = 120K$ ,  $T = 200K$  e  $T = 320K$ .

Le caratteristiche IV alle tre diverse temperature in analisi, presentate in Figura 4.43, mostra un aumento della corrente di leakage, in funzione del tempo di stress e della temperatura, dovuto a eventi di thermally assisted tunneling o da un aumento della mobilità dei portatori correlato all'aumento della temperatura.

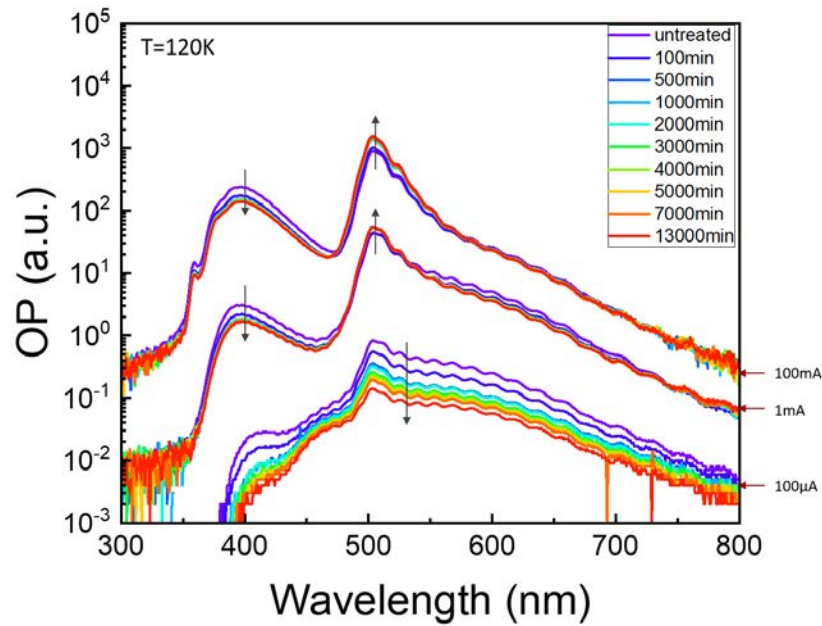


Figura 4.44: Luminescenza risolta spettralmente di un dispositivo appartenente al wafer 3052 a  $T = 120K$ .

Dalle caratterizzazioni ottiche in temperatura è possibile osservare che, a bassissime temperature (Figura 4.44), è presente anche una componente non trascurabile proveniente dalla buca a  $405nm$ . Questo è possibile solo a basse temperature ed in alta iniezione, in quanto, in queste condizioni, la ricombinazione non radiativa tramite difetti è meno significativa.

A queste temperature, e in condizione di alta iniezione, si nota un comportamento diverso da parte dell'emissione proveniente dalle due buche al variare del tempo di stress: l'emissione a più alta energia cala mentre l'emissione a  $495nm$  continua a crescere. Il differente comportamento della potenza ottica proveniente dalle due buche, in funzione del tempo di stress, è dovuto ad un peggioramento dell'iniezione di lacune che ne sfavorisce il raggiungimento della buca più lontana.

Per temperature maggiori (prossime ai  $200K$ ) si ha, anche in condizione di alta iniezione, un calo della potenza ottica a tutte le lunghezze d'onda, di maggiore impatto in condizione di bassa iniezione dove la concentrazione di portatori è confrontabile con la concentrazione di livelli profondi che fungono da centri di ricombinazione non radiativa (Figura 4.45).

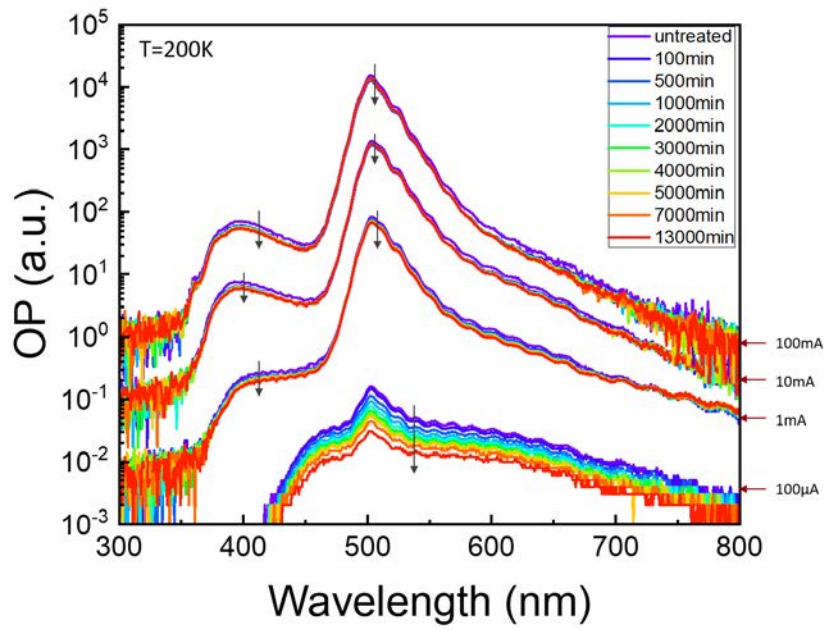


Figura 4.45: Luminescenza risolta spettralmente di un dispositivo appartenente al wafer 3052 a  $T = 200K$ .

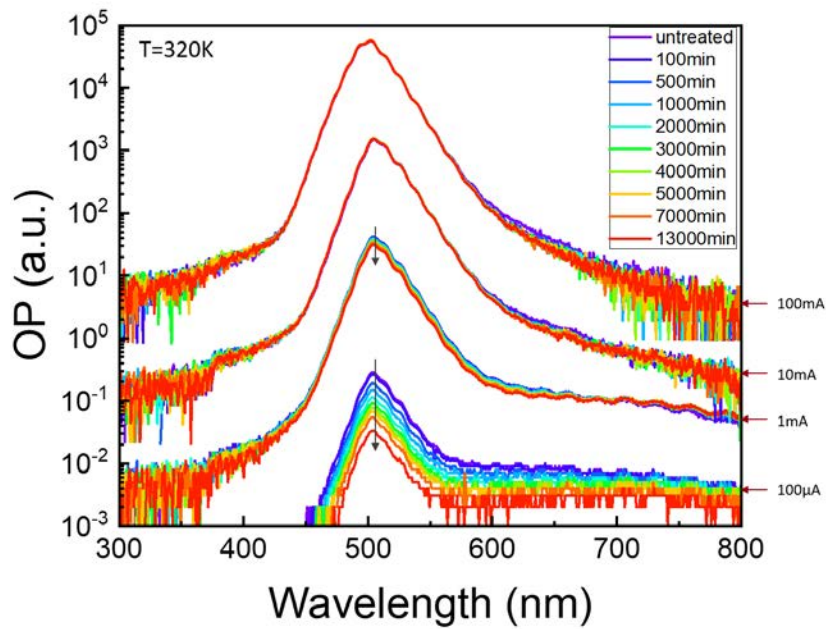


Figura 4.46: Luminescenza risolta spettralmente di un dispositivo appartenente al wafer 3052 a  $T = 320K$ .

All'aumentare della temperatura si ha un contributo sempre più dominante dell'emissione proveniente dalla buca più profonda ( $495nm$ ) sulla potenza ottica complessiva, tant'è che l'emissione della buca meno profonda non è più individuabile (Figura 4.46).

Prendendo in esame quattro correnti di caratterizzazione ( $100\mu A$ ,  $1mA$ ,  $10mA$  e  $100mA$ ) si osservi l'andamento dell'emissione luminosa in funzione della temperatura e del tempo di stress.

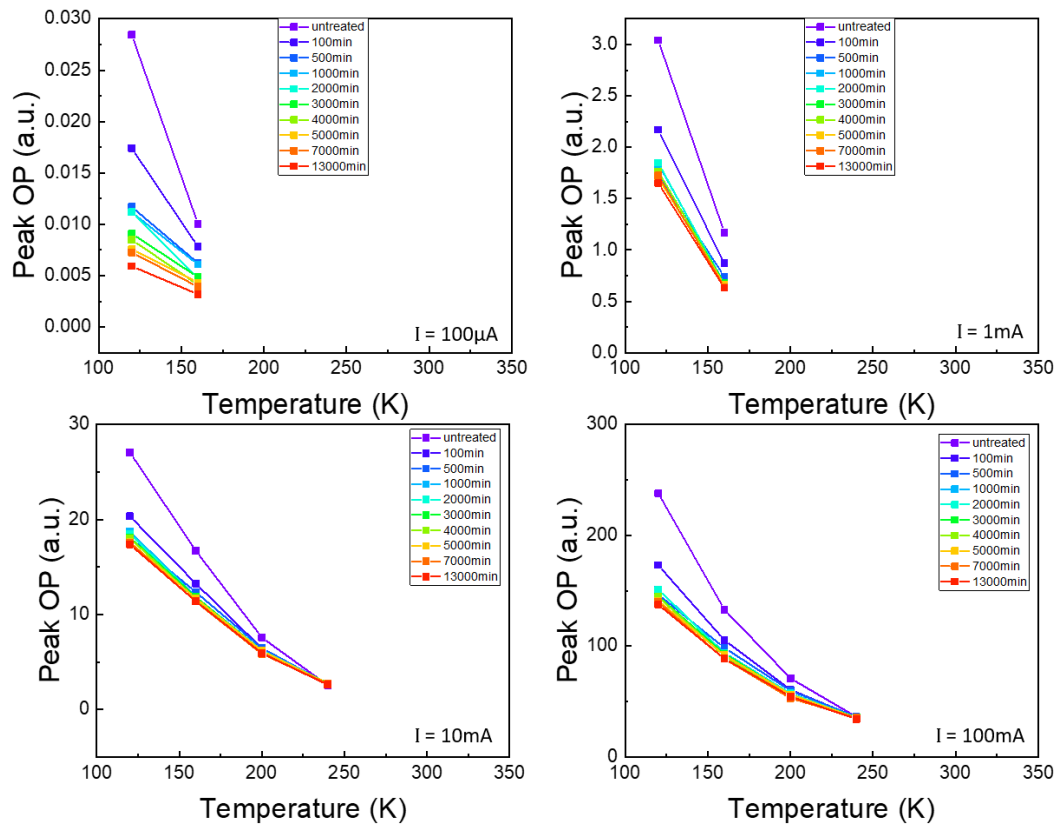


Figura 4.47: Potenza ottica proveniente dalla buca quantica a  $405nm$  in funzione della temperatura e del tempo di stress alle quattro diverse correnti di caratterizzazione.

I grafici in Figura 4.47 rappresentano l'andamento della potenza ottica della buca a  $405nm$ : si osservi che tale buca fornisce un contributo all'intensità luminosa del LED solo a basse temperature. Per alte correnti di polarizzazione, l'emissione da questa buca è visibile fino a temperature prossime ai  $240K$ .

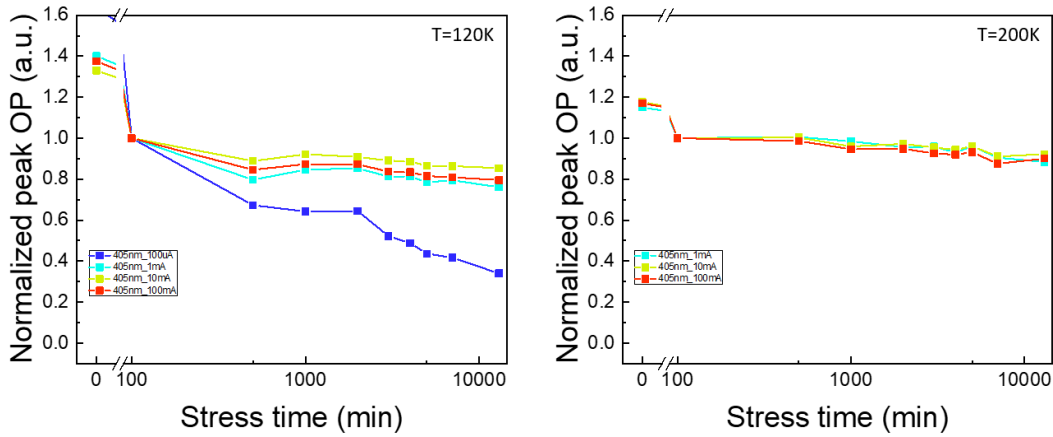
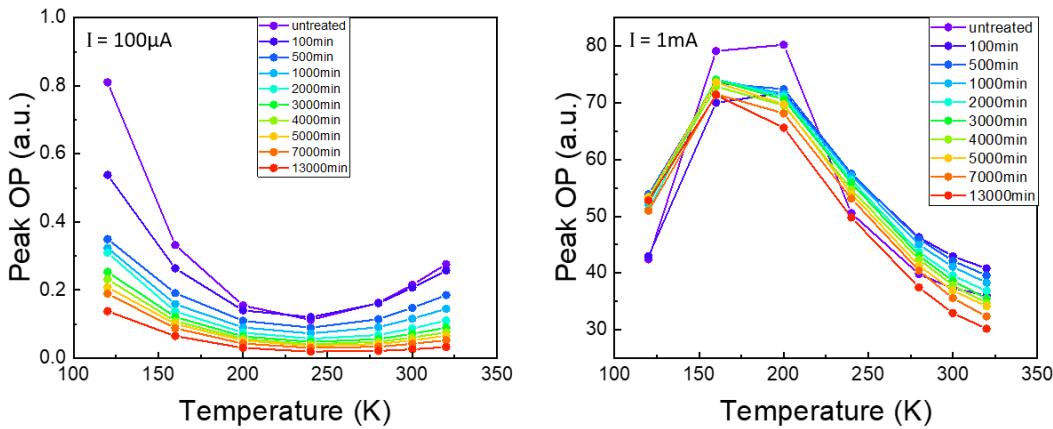


Figura 4.48: Potenza ottica proveniente dalla buca quantica a  $405nm$  in funzione dello stress time e della temperatura alle quattro diverse correnti di caratterizzazione.

Si analizzi ora l'andamento di tale buca quantica in funzione degli stessi parametri, riarrangiando e normalizzando la potenza ottica al primo dato utile dopo la fase iniziale di assestamento, come mostrato in Figura 4.48.

Come già notato nei grafici 4.44, 4.45 e 4.46 la buca quantica a  $405nm$  da sempre meno contribuito alla potenza ottica all'aumentare della corrente: proprio per questo a  $T = 200K$  manca la curva avente corrente di caratterizzazione di  $100\mu A$  e risulta totalmente assente il grafico per  $T = 320K$  in quanto, a questa temperatura, la buca quantica a  $405nm$  non è rilevabile.

Al contrario, lo studio della lunghezza d'onda a  $495nm$  mostra una forma a campana traslata in temperatura, in cui ad ogni corrente di caratterizzazione corrisponde una determinata temperatura per la quale l'efficienza del dispositivo è massimizzata.





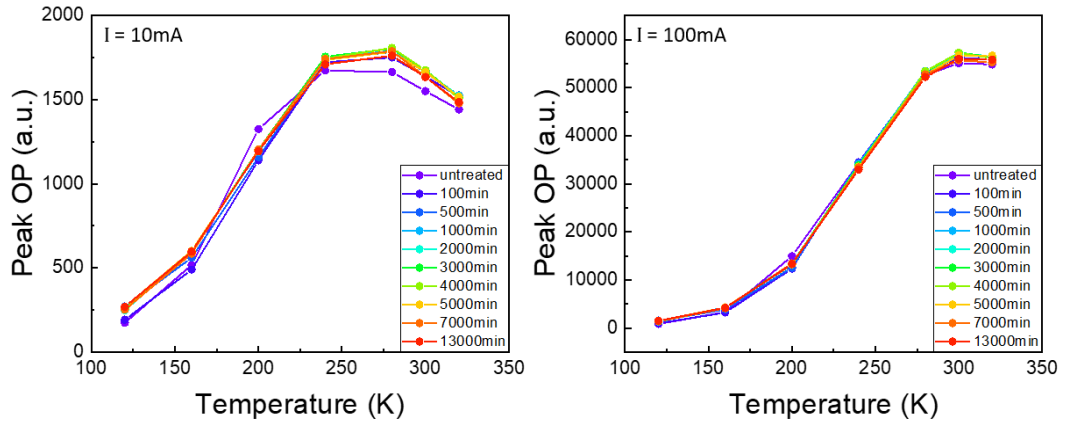


Figura 4.49: Potenza ottica proveniente dalla buca quantica a  $495nm$  in funzione della temperatura e del tempo di stress alle quattro diverse correnti di caratterizzazione.

Dallo studio dei grafici della potenza ottica normalizzata in funzione dello stress time, risulta evidente l'irrisorio calo della potenza ottica in condizioni di alta iniezione e alte temperature, mentre si ha un perenne calo in condizioni di bassa iniezione ( $100\mu A$ ). In condizione di alta iniezione e basse temperature, invece, è possibile notare, come osservato in Figura 4.44, l'aumento della potenza ottica proveniente dalla buca a  $495nm$ , all'aumentare dello stress time, dovuto alla bassa temperatura che porta a una diminuzione di meccanismi di ricombinazione non radiativa.

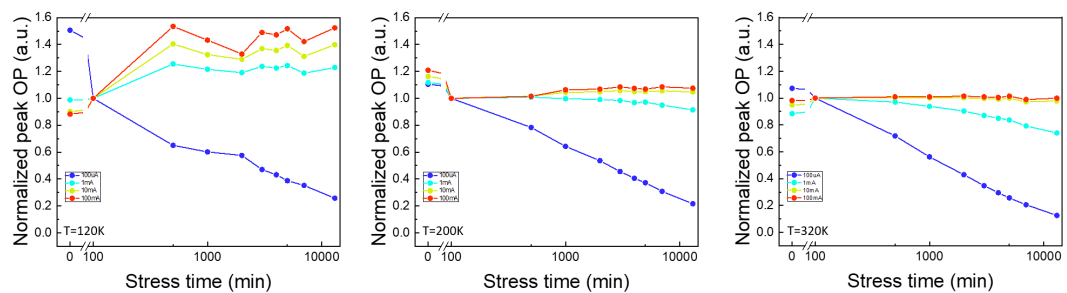


Figura 4.50: Potenza ottica proveniente dalla buca quantica a  $495nm$  in funzione dello stress time e della temperatura alle quattro diverse correnti di caratterizzazione.

Anche per la caratterizzazione DLTS l'esposizione dei dati è stata riassunta a tre valori di  $\tau$ , ovvero il reciproco della costante di tempo dipendente dalla



rate window scelta, rappresentativo dell'andamento dei transienti di capacità nelle varie regioni del dispositivo analizzate. Si sono scelti  $\tau = 5Hz$ ,  $\tau = 47Hz$  e  $\tau = 189Hz$ .

L'andamento di  $\frac{\Delta C}{C}$  in funzione della temperatura e del tempo di stress è riportato in Figura 4.51.

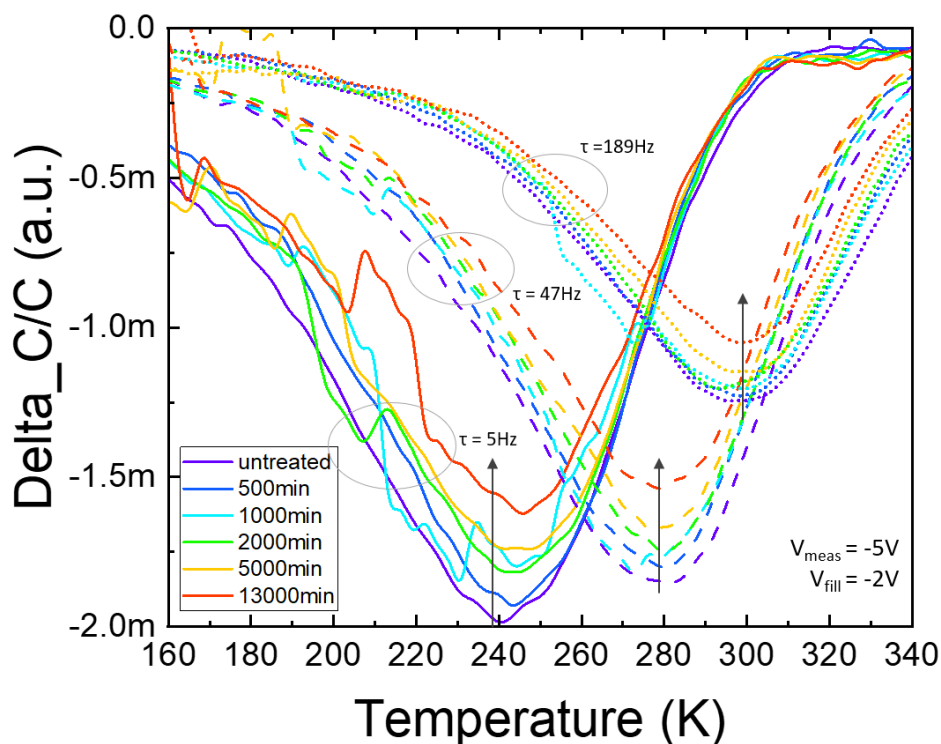


Figura 4.51: Rate Window Plot della regione  $V_{meas} = -5V \rightarrow V_{fill} = -2V$ .

L'andamento tracciato in Figura 4.51 mostra che, in questa regione del dispositivo, i livelli profondi agiscono come trappole, con tempi di detrappolamento che caratterizzano transienti capacitivi molto lunghi. Questo è intuibile dal fatto che, per valori di  $\tau$  bassi, che definiscono rate windows ampie con  $t_1$  e  $t_2$  distanti tra loro, l'ampiezza del picco è massima: si ha una maggior concentrazione di difetti che rispondono con tali tempi di detrappolamento. Per valori di  $\tau$  maggiori, invece, l'ampiezza del picco diminuisce e si trasla verso temperature di attivazione maggiori.

Aumentando il tempo di stress tale concentrazione di livelli profondi cala per tutte le rate window e per tutte le temperature: è ipotizzabile che ci siano delle migrazione di specie chimiche, dalla regione in analisi, verso altre zone del dispositivo.

Procedendo, quindi, nell'analisi di altre zone del dispositivo, si è eseguita la caratterizzazione con valori di polarizzazione pari a  $V_{meas} = -2V$  e  $V_{fill} = 0V$ .

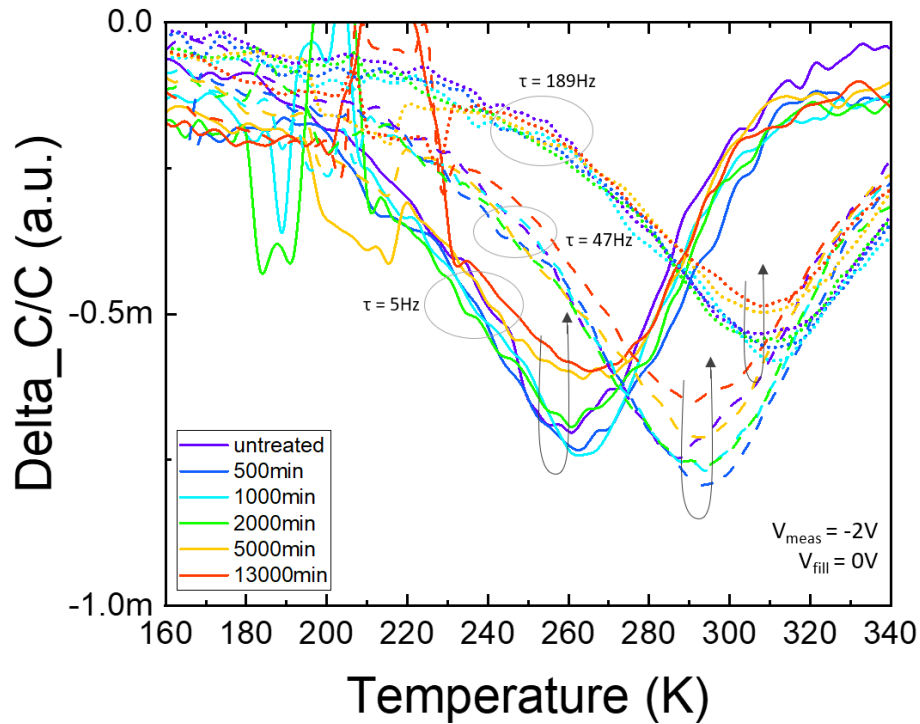


Figura 4.52: Rate Window Plot della regione  $V_{meas} = -2V \rightarrow V_{fill} = 0V$ .

A differenza della regione analizzata precedentemente, questa zona del dispositivo presenta un andamento differente: la temperatura a cui rispondono la maggior parte dei difetti è leggermente inferiore a  $300K$  e, oltre alla concentrazione minore, presentano una prima fase di aumento per poi calare di nuovo dopo circa 1000 minuti di stress.

La terza ed ultima regione che è stata analizzata ( $V_{meas} = -2V \rightarrow V_{fill} = 0V$ ) non ha portato ad alcun risultato scientificamente rilevante perciò verrà ommesso il suo grafico.

Dallo studio delle caratterizzazioni DLTS appena espote, si è calcolata l'energia di attivazione per i livelli profondi responsabili del transiente capacitivo grazie ad una analisi che prende il nome di Arrhenius Analysis. Tale analisi permette di calcolare, appunto, l'energia di attivazione e la cross section, o sezione di cattura, degli stati trappola rilevati all'interno della regione interessata.

L'obiettivo di tale analisi è il confronto dei risultati ottenuti con quanto è possibile trovare in letteratura: livelli profondi aventi energie di attivazione simili spesso sono causati da fenomeni fisici comuni, perciò è possibile stimare la causa fisica di tali difettosità dalle pubblicazioni presenti in letteratura.

In Figura 4.53 è riportato il grafico dell'analisi Arrhenius per la regione  $V_{meas} = -5V \rightarrow V_{fill} = -2V$ , prima e dopo lo stress, dove è possibile calcolare un'energia di attivazione di  $0.278eV$ . È possibile notare anche che la pendenza della curva prima dello stress e dopo lo stress non differiscono di molto, quindi possono essere imputate alla stessa tipologia di difetto.

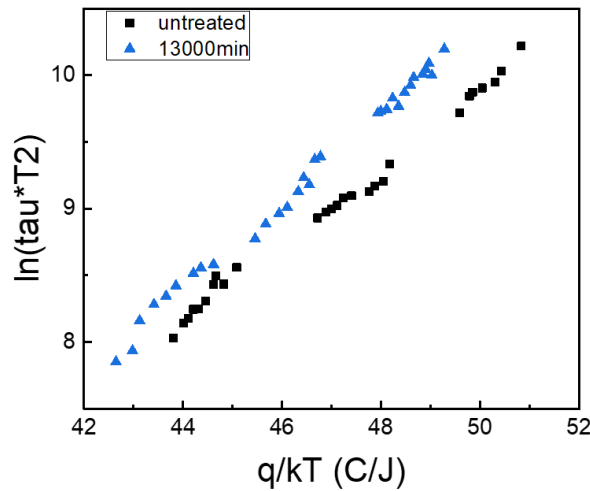


Figura 4.53: Analisi Arrhenius per la regione  $V_{meas} = -5V \rightarrow V_{fill} = -2V$  prima e dopo lo stress.

Sono state ricercate pubblicazioni in cui sono presenti energie di attivazione riconducibili a quanto visto da queste analisi, in particolare, in alcune di tali pubblicazioni si sosteneva che il sito nel quale avveniva la formazione di difetti, all'interno dei vari dispositivi basati su AlGaN/GaN, era il layer costituito da AlGaN. [20, 21] Al contempo altri studi dimostrano che la causa fisica di tali difettosità può essere attribuita a vacanze di azoto nel reticolo cristallino. [22] Si dovranno eseguire ulteriori analisi al fine di comprendere in maniera più accurata la natura del degrado.

### 4.3 Catodoluminescenza: SEM

Al fine di ottenere una più completa comprensione dei risultati, è stato scelto di effettuare alcune misure di catodoluminescenza sui campioni in esame. La strumentazione necessaria è stata messa a disposizione dal Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR) - Istituto dei Materiali per l'Elettronica ed il Magnetismo (IMEM), all'interno del polo universitario di Parma, che ha messo a disposizione il proprio Microscopio Elettronico a Scansione (SEM).

Un tale microscopio permette di ottenere una risoluzione dell'ordine dei  $nm$  sfruttando, diversamente dai microscopi ottici, un fascio elettronico generato, in alto vuoto, da un filamento di tungsteno. Polarizzando in corrente il filamento di tungsteno, si ottiene un'emissione di elettroni, chiamati elettroni primari. Tali elettroni sono confinati ed accelerati da un campo elettrico, dell'ordine delle decine di  $keV$ , e accelerati verso il campione da analizzare.

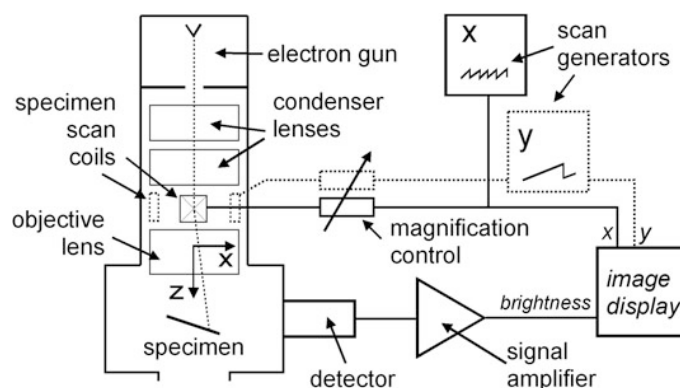


Figura 4.54: Schema di funzionamento di un Microscopio Elettronico a Scansione (SEM). [23]

Il volume di interazione degli elettroni primari con il campione presenta una cross-section con forma a pera (Figura 4.55) dipendente dall'energia del fascio primario e dal numero atomico degli elementi che compongono il composto. Tali interazioni con gli atomi che compongono il materiale creano evento di scattering: l'elettrone del fascio primario ionizza il campione creando un secondo elettrone con energia cinetica dipendente dall'atomo ionizzato. L'elettrone, così creato, viene chiamato elettrone secondario.

Parte di questi elettroni secondari vengono riassorbiti dal materiale, mentre solo gli elettroni emessi dalla parte superficiale, o a profondità di pochi nanometri, vengono catturati da un detector. La cattura degli elettroni secondari permette la creazione di un'immagine digitalizzata del campione, dove è possibile ricostruire la tridimensionalità sfruttando la variazione dell'angolo di

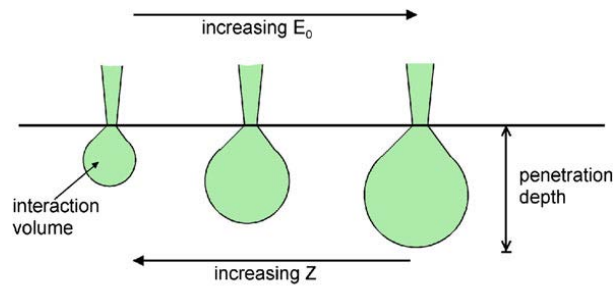


Figura 4.55: Volume di interazione e penetrazione degli elettroni primari in funzione di energia del fascio  $E_0$  e del numero atomico degli elementi del reticolo cristallino. [23]

incidenza, del fascio primario, sulle superfici spigolose. [23]

La collaborazione con CNR-IMEM di Parma ha previsto l'uso del suddetto microscopio al fine di osservare il comportamento dei dispositivi sottoposti ad un fascio elettronico. L'esperimento eseguito consisteva in una misura di catodoluminescenza, ossia una misurazione della potenza ottica emessa dal dispositivo quando eccitato con un fascio elettronico. I parametri scelti per l'analisi sono stati: energia del fascio pari a  $10\text{keV}$ , al fine di massimizzare l'effetto del fascio alla profondità di penetrazione alla quale si trovano le buche quantiche, e una corrente di fascio di  $12\text{nA}$ . Con tali parametri è presumibile pensare che il dispositivo si trovasse in condizione di alta iniezione. L'emissione di fotoni da parte del LED è stata risolta spettralmente da un monocromatore ed acquisita da un fotodiode connesso alla camera.

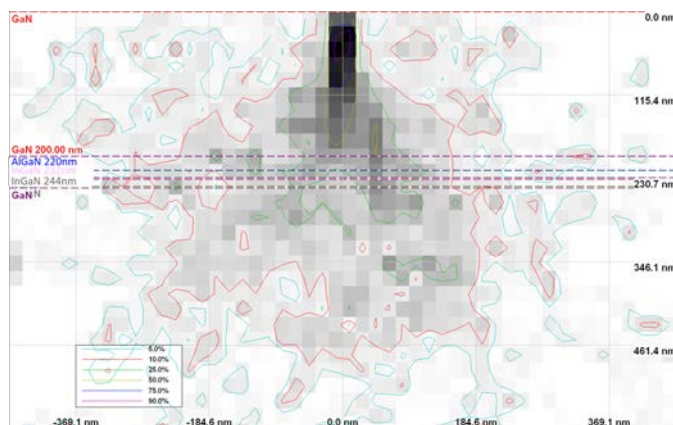


Figura 4.56: Volume di interazione e penetrazione degli elettroni primari ottenuto con un tool di simulazione Monte Carlo, chiamato CASINO, per la struttura in esame.

Al fine di analizzare il comportamento di queste strutture sotto l'eccitazione di un fascio elettronico, sono stati selezionati, per ciascuno dei wafer 3048 e 3052, un campione "vergine" e un campione già sottoposto a stress. Durante l'esperimento è stato notato che la velocità della variazione di luminosità nel tempo, proveniente dalla buca a  $495nm$ , era tale da non permettere l'acquisizione di uno spettro completo prima di una sua significativa variazione. Si è optato quindi per uno studio dell'andamento temporale della potenza ottica proveniente dalla suddetta buca.

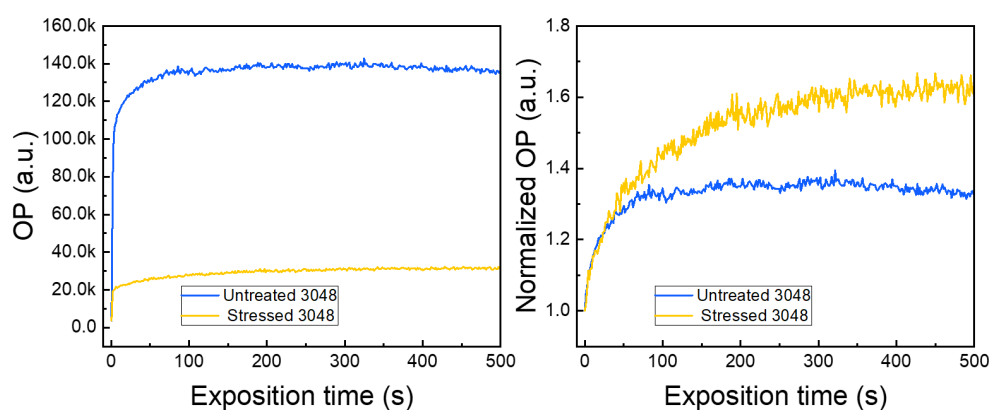


Figura 4.57: Wafer 3048. **A sinistra:** Misura di catodo-luminescenza in funzione del tempo d'esposizione al fascio. **A destra:** Misura di catodo-luminescenza normalizzata alla potenza ottica iniziale, in funzione del tempo d'esposizione al fascio.

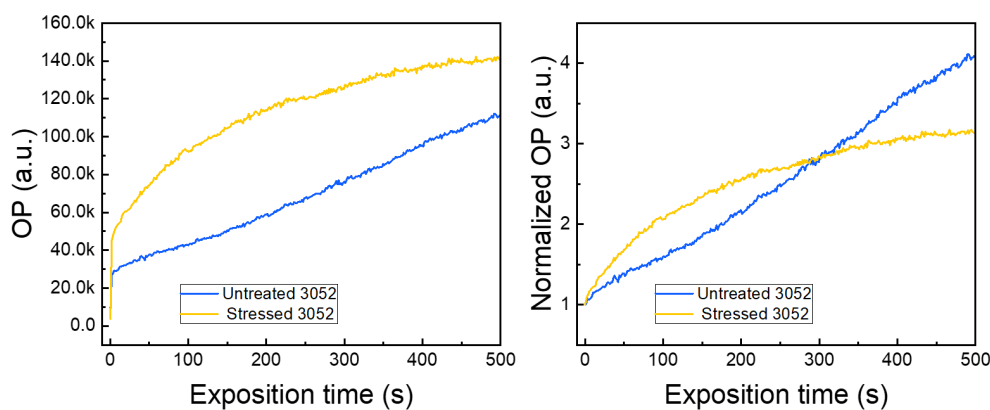


Figura 4.58: Wafer 3052. **A sinistra:** Misura di catodo-luminescenza in funzione del tempo d'esposizione al fascio. **A destra:** Misura di catodo-luminescenza normalizzata alla potenza ottica iniziale, in funzione del tempo d'esposizione al fascio.

Il confronto dell'andamento, tra i campioni non trattati e quelli sottoposti a stress, dei singoli wafer, sono riportati in Figura 4.57 e 4.58.

Si può notare come il campione non trattato, del wafer 3052, risponda con una potenza ottica iniziale minore rispetto al campione, dello medesimo wafer, già stressato (Figura 4.58).

Questo comportamento può essere spiegato ipotizzando, come già visto dagli stress eseguiti, che questi campioni presentano una fase iniziale di assestamento: il campione non trattato del wafer 3052 presentava una concentrazione di droganti inattivi maggiore rispetto alla controparte non trattata del wafer 3048.

Tuttavia, al variare del tempo d'esposizione, entrambi i dispositivi aumentano la propria potenza ottica: l'esposizione al fascio elettronico migliora l'efficienza del dispositivo.

Dallo studio dell'andamento della potenza ottica normalizzata, in funzione del tempo d'esposizione al fascio, dei due campioni stressati provenienti dai due differenti wafer (Figura 4.59) è possibile notare un andamento esponenziale.

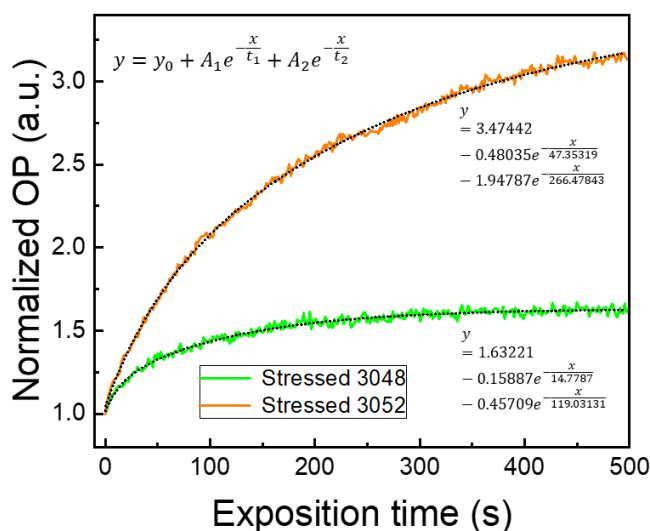


Figura 4.59: Misura di catodo-luminescenza normalizzata alla potenza ottica iniziale, in funzione del tempo d'esposizione, dei due dispositivi sottoposti a stress dei wafer 3048 e 3052

Sebbene il modello ipotizzato finora prevedesse un degrado legato alla diffusione di specie chimiche all'interno del dispositivo, il comportamento della potenza ottica non segue un andamento descrivibile dalle legge di Fick, secondo cui l'andamento della concentrazione di difetti è lineare con la radice

del tempo. Poiché non è possibile relazionare linearmente la concentrazione di livelli profondi con la potenza ottica, l'andamento esponenziale della potenza ottica in funzione del tempo di stress non esclude il verificarsi di fenomeni di diffusione all'interno del dispositivo.

Un tale miglioramento del dispositivo, come quello riscontrato, è conforme con ciò che è possibile trovare in letteratura, dove sono presenti studi riportanti un miglioramento delle proprietà elettriche sotto fascio elettronico per dispositivi basati su GaN. [16, 24]



# Capitolo 5

## Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state analizzate le caratteristiche elettriche e ottiche di LED basati su nitruro di gallio al fine di identificare quali sono i meccanismi fisici di degrado che limitano l'affidabilità a lungo termine di questi dispositivi.

L'attività sperimentale è stata suddivisa in in tre fasi. L'obiettivo della prima fase è stato lo studio del comportamento dei dispositivi, provenienti da tre wafer con stack epitassiali differenti, ad elevate densità di corrente. Per fare ciò sono stati eseguiti dei Forward Current Step-Stress, nei quali il campione è stato sottoposto ad una polarizzazione in corrente via via crescente fino al failure dello stesso, e successivamente dei Forward Current Constant Stress, nei quali i dispositivi sono stati polarizzati ad un livello di corrente scelto in base ai risultati dello step stress, per un totale di 8000 minuti. Durante tali stress sono state eseguite delle caratterizzazioni elettriche e ottiche focalizzando lo studio su valori di corrente rappresentativi delle condizioni di bassa e alta iniezione e condizioni di soglia tra i suddetti regimi. Dalle caratterizzazioni elettriche fatte durante questi stress è stato possibile constatare un aumento della corrente di leakage in regimi di polarizzazione inversa e bassa diretta, dove la generazione di difetti di punto nei pressi di threading dislocations agevola i percorsi di leakage dei portatori.

Dal punto di vista delle performance ottiche, è stato registrato un degrado significativo solo in regime di bassa iniezione e alla soglia con il regime di alta iniezione. Tale calo dell'elettroluminescenza è causato dal tasso di generazione di centri di ricombinazione non radiativa durante lo stress. È stata riscontrata anche una prima fase di annealing dei droganti, in cui la densità di corrente iniettata e la dissipazione di potenza all'interno del dispositivo ne ha permesso l'attivazione inducendo un aumento della potenza ottica emessa. Analizzando il fenomeno di degrado, osservato dal punto di vista ottico ed elettrico, per i campioni in esame, è stato possibile confermare, grazie alla

particolare struttura epitassiale dei dispositivi, la presenza di un processo diffusivo di specie chimiche provenienti dal lato p.

A riconferma di ciò, anche caratterizzazioni avanzate, quali DLOS e DLTS, hanno evidenziato un calo delle performance dovuto, pertinentemente con quanto è possibile trovare in letteratura, alla formazione di livelli profondi all'interno dei layer in AlGa<sub>N</sub> [20, 21], o difetti quali vacanze di azoto [22].

Al fine di assodare ulteriormente le cause fisiche di questo degrado, si è eseguita anche una catodoluminescenza su alcuni dispositivi dei due wafer con equal EBL: l'analisi non ha riportato l'esclusione del fenomeno diffusivo.

Futuri studi di DLTS, su dispositivi simili o aventi una sola buca quantica realizzata a diverse profondità nel dispositivo, nonché misure di elettroluminescenza e fotoluminescenza risolte spazialmente e spettralmente, possono essere compiuti per confermare ulteriormente quanto riscontrato in questa tesi.

# Bibliografia

- [1] T Egawa, T Jimbo e M Umeno. «Characteristics of InGaN / AlGaN light-emitting diodes on sapphire substrates Characteristics of InGaN / AlGaN light-emitting diodes on sapphire substrates». In: 5816.1997 (2013). DOI: 10.1063/1.366450.
- [2] Sirui Feng et al. «Nano Energy Graphene / p-AlGaN / p-GaN electron tunnelling light emitting diodes with high external quantum efficiency». In: *Nano Energy* 60.March (2019), pp. 836–840. ISSN: 2211-2855. DOI: 10.1016/j.nanoen.2019.04.007. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2019.04.007>.
- [3] Lilin Liu et al. «The Investigation of LED 's Reliability Through Highly Accelerated Stress Testing Methods». In: (2012), pp. 2–4.
- [4] Enrico Zanoni et al. «Aging behavior , reliability and failure physics of GaN-based optoelectronic components». In: 9768.ii (2016), pp. 1–8. DOI: 10.1117/12.2225128.
- [5] M. Meneghini et al. «A model for the thermal degradation of metal/ (p-GaN) interface in GaN-based light emitting diodes». In: *Journal of Applied Physics* 103.6 (2008). ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.2885703.
- [6] Matteo Meneghini et al. «Microelectronics Reliability Chip and package-related degradation of high power white LEDs». In: *Microelectronics Reliability* 52.5 (2012), pp. 804–812. ISSN: 0026-2714. DOI: 10.1016/j.microrel.2011.07.091. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.microrel.2011.07.091>.
- [7] Nicola Trivellin et al. «A review on the reliability of GaN-based laser diodes». In: *IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings* 8.2 (2010), pp. 1–6. ISSN: 15417026. DOI: 10.1109/IRPS.2010.5488866.
- [8] L Trevisanello et al. «Thermal stability analysis of High Brightness LED during high temperature and electrical aging». In: 6669 (2007), pp. 1–10. DOI: 10.1117/12.732398.

- [9] C. De Santi et al. «Degradation of InGaN laser diodes caused by temperature- and current-driven diffusion processes». In: *Microelectronics Reliability* 64 (2016), pp. 623–626. ISSN: 00262714. DOI: 10.1016/j.microrel.2016.07.118. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.microrel.2016.07.118>.
- [10] E. F. Schubert. *Light Emitting Diodes*. 2006. ISBN: 9780521865388.
- [11] Matteo Meneghini et al. «A review on the physical mechanisms that limit the reliability of GaN-based LEDs». In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 57.1 (2010), pp. 108–118. ISSN: 00189383. DOI: 10.1109/TED.2009.2033649.
- [12] Vitaly Veleschuk et al. «Electroluminescence of InGaN/GaN heterostructures at the reverse bias and nitrogen temperature». In: *Optica Applicata* 45.4 (2015), pp. 535–543. ISSN: 00785466. DOI: 10.5277/oa150409.
- [13] Eunjin Jung et al. «Leakage current analysis of GaN-based light-emitting diodes using a parasitic diode model». In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 62.10 (2015), pp. 3322–3325. ISSN: 00189383. DOI: 10.1109/TED.2015.2468581.
- [14] Kyu Sang Kim, Jin Ha Kim e S. N. Cho. «Leakage current characteristics of nitride-based InGaN light-emitting diode». In: *IEEE Photonics Technology Letters* 23.8 (2011), pp. 483–485. ISSN: 10411135. DOI: 10.1109/LPT.2011.2109705.
- [15] Qifeng Shan et al. «Transport-mechanism analysis of the reverse leakage current in GaInN light-emitting diodes». In: *Applied Physics Letters* 99.25 (2011), pp. 2009–2012. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.3668104.
- [16] Amano Hiroshi et al. «P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)». In: *Japanese Journal of Applied Physics* 28.12A (1989), p. L2112. ISSN: 0021-4922. DOI: 10.1143/JJAP.28.L2112. URL: <http://stacks.iop.org/1347-4065/28/i=12A/a=L2112>.
- [17] Sung Nam Lee et al. «Effects of Mg dopant on the degradation of InGaN multiple quantum wells in AlInGaN-based light emitting devices». In: *Journal of Electroceramics* 23.2-4 (2009), pp. 406–409. ISSN: 13853449. DOI: 10.1007/s10832-008-9478-2.
- [18] D. V. Lang. «Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors». In: *Journal of Applied Physics* 45.7 (1974), pp. 3023–3032. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.1663719.

- [19] Wayne Nelson. «Accelerated Life Testing - Step-Stress Models and Data Analyses». In: *IEEE Transactions on Reliability* R-29.2 (1980), pp. 103–108. ISSN: 15581721. DOI: 10.1109/TR.1980.5220742.
- [20] M Gassoumi et al. «Evidence of surface states for AlGa<sub>N</sub> / Ga<sub>N</sub> / SiC HEMTs passivated Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> by CDLTS». In: (2012), pp. 396–399.
- [21] Engin Arslan et al. «The persistent photoconductivity effect in AlGa<sub>N</sub> / Ga<sub>N</sub> heterostructures grown on sapphire and SiC substrates The persistent photoconductivity effect in AlGa<sub>N</sub> / Ga<sub>N</sub> heterostructures grown on sapphire and SiC substrates». In: 103701.2008 (2012). DOI: 10.1063/1.2921832.
- [22] A R Arehart et al. «Impact of N- and Ga-face polarity on the incorporation of deep levels in n- type Ga<sub>N</sub> grown by molecular beam epitaxy Impact of N- and Ga-face polarity on the incorporation of deep levels in n -type Ga<sub>N</sub> grown by molecular beam epitaxy». In: 242112.2010 (2013), pp. 10–13. DOI: 10.1063/1.3453660.
- [23] Ray F. Egerton. *Physical Principles of Electron Microscopy*. 2006. ISBN: 9783319398761. DOI: 10.1007/b136495.
- [24] Leonid Chernyak et al. «Electron beam-induced increase of electron diffusion length in p-type Ga<sub>N</sub> and AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> superlattices». In: *Applied Physics Letters* 77.6 (2000), pp. 875–877. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.1306910.