



GRUPEMENT NATIONAL DE  
MICROSCOPIE ELECTRONIQUE A BALAYAGE  
ET DE MICROANALYSES

En convention de coopération avec la Société Française de Physique



Université Lille Nord de France  
Pôle de Recherche  
et d'Enseignement Supérieur

---

Ecole d'été de microscopie électronique à balayage et de microanalyses  
Cité scientifique de Lille, du 2 au 6 juillet 2012

---

## CATHODOLUMINESCENCE Principes et Applications

**Brigitte SIEBER**

Laboratoire UMET – UMR CNRS 8207  
Bâtiment C6, Université des Sciences et Techniques de Lille  
59655 Villeneuve d'Ascq cedex  
brigitte.sieber@univ-lille1.fr

### I - CATHODOLUMINESCENCE

#### I.1 - GENERALITES

La cathodoluminescence permet de mettre en évidence des variations spatiales des propriétés locales de recombinaison des paires électron-trou créées, dans un matériau non métallique, par injection d'électrons. Elle peut être utilisée sur les semi-conducteurs, les polymères, les minéraux et les céramiques,

La cathodoluminescence est l'émission de lumière par un échantillon soumis à une excitation électronique C'est une méthode 'non destructive' en ce sens que le matériau n'est pas détruit par le faisceau d'électrons. Par contre, les propriétés électroniques et optiques de l'échantillon peuvent être altérées de façon permanente ou temporaire par l'impact du faisceau ; en effet, celui-ci peut ioniser ou créer des défauts, ou provoquer leur diffusion dans le matériau. La cathodoluminescence peut être observée avec un microscope optique, mais, plus fréquemment, les expériences sont réalisées dans un microscope électronique à balayage. Elles peuvent être de plusieurs types :

- *Imagerie polychromatique* ; on recueille toute la lumière émise par l'échantillon et on utilise alors le balayage du faisceau d'électrons pour visualiser la répartition et l'intensité de l'émission totale.
- *Analyse spectroscopique* : on recueille la variation de l'intensité de luminescence en fonction de la longueur d'onde de la lumière émise par une très petite zone de l'échantillon ; le faisceau d'électrons est alors fixe (*beam spot*) ; la cathodoluminescence est la deuxième méthode spectroscopique utilisée dans un MEB.
- *Imagerie monochromatique* : on choisit la longueur d'onde d'émission que l'on veut analyser et on utilise le balayage du faisceau d'électrons pour visualiser la répartition et l'intensité de cette émission dans l'échantillon.

Dans un matériau semi-conducteur ou isolant, la lumière émise provient soit des recombinaisons radiatives des porteurs libres (électrons, trous) créés par le faisceau d'électrons, soit du retour à l'équilibre d'un centre luminescent excité par le faisceau.

La sensibilité de la cathodoluminescence est très grande. On peut en effet détecter des concentrations d'impuretés de l'ordre de  $10^{14}$ - $10^{15}$  atomes  $\text{cm}^{-3}$ , ce qui est très supérieur à ce que

l'on peut obtenir en microanalyse. Par contre, il n'existe pas de théorie universelle de la cathodoluminescence permettant de déterminer de façon quantitative la concentration d'impuretés dans un matériau, car les mécanismes donnant lieu à la luminescence ne sont pas affectés seulement par la présence d'un type d'impuretés, mais dépendent également de la présence de tout autre type d'impureté et de défauts dans le matériau. En effet, les chemins de recombinaison sont en compétition les uns avec les autres. De plus, le signal capté est la somme des émissions lumineuses provenant de différents mécanismes. En conséquence, la cathodoluminescence n'est pas une méthode quantitative. Elle peut être semi-quantitative dans le sens où l'on peut accéder à certains paramètres qui permettent de caractériser le matériau étudié.

L'intérêt de la cathodoluminescence par rapport à la photoluminescence (émission de lumière par un matériau soumis à une excitation lumineuse) est la possibilité de modifier la profondeur d'émission du signal en faisant varier la tension d'accélération des électrons incidents.

La résolution spatiale de la cathodoluminescence est déterminée par le volume d'émission des photons. Celui-ci dépend d'un certain nombre de paramètres mais est souvent bien supérieure au  $\mu\text{m}^3$ . Cette technique ne requiert pas, ou très peu, de préparation de l'échantillon (surface polie et métallisée dans le cas des isolants).

## I.2 - CREATION DE PAIRES ELECTRON-TROU, DIFFUSION, RECOMBINAISON

### I.2.1 Création de paires électron-trou, perte d'énergie [1]

Un faisceau d'énergie incidente  $E_0$  crée, dans un semi-conducteur (ou un isolant) un nombre de paires électron-trou proportionnel à  $E_0/e_i$  où  $e_i$  est l'énergie de création d'une paire estimée à 3 fois la largeur de bande interdite  $E_g$ . Les porteurs libres ainsi créés par le faisceau d'électrons sont appelés porteurs en excès (ou minoritaires). Il est à noter qu'une excitation optique permet également de créer des paires électron-trou, mais en moins grande quantité. Il suffit pour cela que l'énergie incidente soit au moins égale à l'énergie de bande interdite; l'énergie d'ionisation  $e_i$  est alors égale à  $E_g$ .

Pendant leur thermalisation et après (perte de leur excès d'énergie dans la bande), les porteurs en excès sont libres de se déplacer dans le matériau, soit sous l'effet du gradient de leur concentration (diffusion) soit sous l'effet d'un champ électrique (conduction). Leurs mouvements respectifs dans chaque bande sont libres et ne sont pas - ou peu - corrélés. Néanmoins, nous verrons que ceci n'est pas toujours vrai, et que dans certains cas on ne peut pas ignorer l'interaction coulombienne entre l'électron et le trou libres (excitons).

Au bout d'un certain temps, appelé durée de vie  $\tau$ , ils se recombinent, soit de façon radiative, soit de façon non-radiative. Pour des raisons de simplicité, il est d'usage de considérer qu'il n'y a diffusion qu'une fois que la thermalisation est complètement achevée.

Il est important, dans de nombreuses applications, de connaître précisément la forme exacte de la fonction de perte d'énergie [1-4]. Par exemple, la fonction d'Akamatsu *et al.* [1] donne la répartition à trois dimensions des paires électron-trou :

$$g(x, y, z) = A \left\{ 1, 1 + 7,13 \frac{z}{R_p / 3} \right\} \left\{ \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{\sigma_1^2}\right) + 3,4 \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\tau_1^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{\sigma_2^2}\right) + 96 \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\tau_2^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{\sigma_3^2}\right) \right\} \quad (1)$$

$R_G$  est la profondeur de pénétration de l'électron ; Grün l'a exprimée par [5] :

$$R_G(\mu\text{m}) = \frac{4.57 \times 10^{-2} x E_0^{1.75}}{\rho} \quad (2)$$

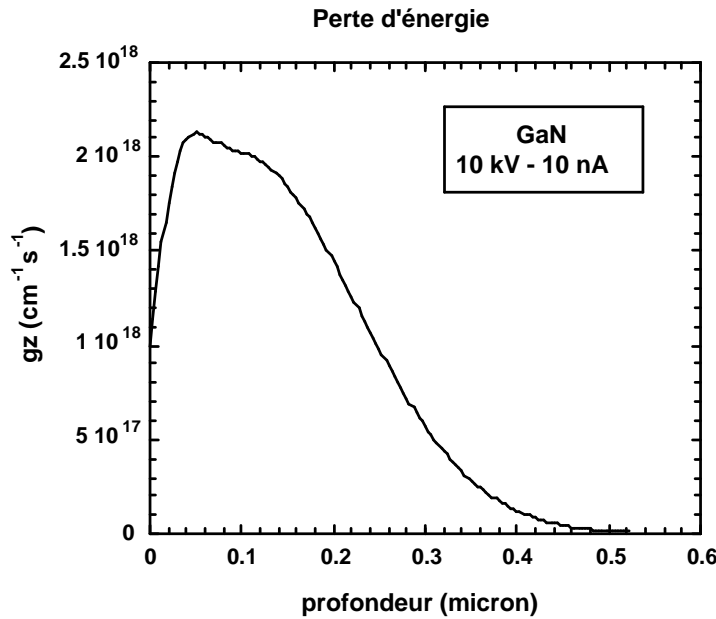
$E_0$  est en keV. ( $\rho$  est la densité ( $\text{g cm}^{-3}$ ) et avec :

$$\sigma_1^2 = 2\left(\frac{R_G}{3}\right)^2; \sigma_2^2 = 2\left(\frac{R_G}{6}\right)^2; \sigma_3^2 = 2\left(\frac{R_G}{12}\right)^2$$

Diverses expressions ont été proposées pour la profondeur de pénétration [6], mais la signification de la profondeur de pénétration  $R_P$  est toujours la même : elle correspond à la profondeur à laquelle l'électron incident n'a plus assez d'énergie pour créer des paires électron-trou. La relation entre  $R_P$  et  $E_0$  est toujours du type :

$$R_P = \frac{k}{\rho} E_0^y \quad (3)$$

avec en général  $1 > y > 2$ .



**Figure 1** - Fonction perte d'énergie dérivée de la fonction de génération à trois dimensions d'Akamatsu *et al* [1]. Application à GaN.

La connaissance de la dépendance en profondeur ( $z$ ) de la fonction de génération (nombre de paires créées par électron incident) est le plus souvent suffisante dans la plupart des applications de la cathodoluminescence et du courant induit. Cette fonction, appelée couramment 'fonction perte d'énergie' résulte tout simplement de l'intégration, dans le plan ( $x,y$ ), de la fonction à trois dimensions. Elle est représentée sur la figure 1.

Le coefficient  $A$  dans l'expression analytique de  $g(x,y,z)$  (1) dépend de l'énergie cédée au matériau, soit, par unité de temps :

$$A \propto (I_b / q) (E_0 - f \langle E_0 \rangle)$$

où  $I_b$  est le courant du faisceau,  $E_0$  l'énergie des électrons,  $q$  la charge de l'électron,  $f$  le coefficient de rétrodiffusion et  $\langle E_0 \rangle$  l'énergie moyenne des électrons rétrodiffusés.

Le nombre total de paires électron-trou  $N_{e-h}$  créées est directement proportionnel à la perte d'énergie de l'électron incident dans le matériau. Par unité de temps, on a :

$$N_{e-h} = \frac{E_0(1-f)I_b}{qe_i} \quad (4)$$

Exemple (en faisant l'approximation  $\langle E_0 \rangle = E_0$ ) :

$E_0 = 30 \text{ keV}$ ;  $e_i = 5 \text{ eV}$ ;  $f = 0,1$ ;  $I_b = 10^{-10} \text{ A}$ ;  $N_{e-h} = 4,17 \cdot 10^{12} \text{ paires sec}^{-1}$ .

Si l'on considère, en première approximation, que les paires électron-trou sont créées de manière homogène dans un volume -appelé volume de génération- d'environ  $1 \mu\text{m}^3$ , on trouve alors que la densité de paires en excès créées par le faisceau par unité de temps est de  $4,17 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ .

Il peut être intéressant de comparer la densité des paires en excès à la densité de porteurs majoritaires dans le matériau. Il faut alors connaître la durée de vie des porteurs en excès. Dans le cas d'un semi-conducteur dopé (par opposition à un semi-conducteur intrinsèque) dans lequel un type de porteurs est majoritaire (les électrons dans le cas d'un dopage de type n, les trous dans un type p), nous verrons que, la plupart du temps, les propriétés dynamiques de recombinaison sont dominées par les propriétés des porteurs minoritaires (trous dans un type n, électrons dans un type p). Prenons par exemple une durée de vie des trous dans GaAs type n égale à la nanoseconde. Nous trouvons alors que la densité de porteurs en excès  $\Delta n = \Delta p$  créée par le faisceau est :

$$\Delta n = \Delta p = 4,17 \times 10^{24} \times 10^{-9} = 4,17 \times 10^{15} / \text{cm}^3 \quad (5)$$

Le régime d'injection sera dit faible si cette densité est très inférieure à la concentration  $n_0$  de porteurs majoritaires à l'équilibre :  $\Delta p \ll n_0$

Le régime d'injection sera dit fort si cette densité est supérieure à la concentration  $n_0$  de porteurs majoritaires à l'équilibre :  $\Delta p > n_0$

Dans le cas précédent : l'emploi d'un courant de faisceau de  $10^{-10} \text{ A}$  et d'une tension d'accélération de  $30 \text{ kV}$  correspondra à un régime d'injection forte pour un semi-conducteur peu dopé à  $10^{15}$ - $10^{16} \text{ atomes cm}^{-3}$ , et à un régime d'injection faible pour un semi-conducteur dopé à quelques  $10^{17} \text{ atomes cm}^{-3}$ .

Sous excitation électronique, la densité de porteurs en excès est loin d'être homogène spatialement dans le matériau, ainsi que le montre la fonction de génération des porteurs (figure 1). La densité locale de porteurs  $N_{e-h}(x,y,z)$  créée est en fait proportionnelle à la perte d'énergie locale  $\Delta E(x,y,z)$  des électrons incidents dans le matériau. Rigoureusement, il est donc nécessaire de remplacer, dans l'expression (4)  $E_0$  par  $\Delta E$  :

$$N_{e-h} = \frac{\Delta E(1-f)I_b}{qe_i} \quad (6)$$

$q$  est la charge électronique. Il est ainsi possible de calculer précisément, une fois la fonction perte d'énergie connue, la densité de porteurs en excès créée par le faisceau en chaque point.

### I.2.2 Conduction, diffusion

Dans un semi-conducteur à l'équilibre, et en l'absence de tout champ électrique, les porteurs libres sont animés d'un mouvement brownien. Leur mouvement est rectiligne uniforme entre deux collisions. La vitesse moyenne d'un porteur est nulle car, les collisions étant isotropes, toutes les directions du vecteur vitesse à l'issue du choc sont équiprobables.

En présence d'un champ électrique  $E$  ( $\text{V cm}^{-1}$ ), les porteurs de charge sont animés d'un mouvement de dérive ou d'entraînement (*drift* en anglais), et leur vitesse de dérive s'exprime par :

$\mathbf{v}_n = -\mu_n \mathbf{E}$  pour les électrons

(7)

$\mathbf{v}_p = \mu_p \mathbf{E}$  pour les trous

$\mu$  ( $\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ) est la mobilité des porteurs.

La mobilité est une donnée fondamentale des semi-conducteurs car elle caractérise l'aptitude des porteurs à se déplacer dans le réseau cristallin sous l'action d'un champ électrique. Elle est d'autant plus grande que le cristal est pur et que la masse effective  $m^*$  des porteurs est faible.

Au déplacement des charges correspond une densité de courant définie comme la quantité de charges qui traverse l'unité de surface par seconde, soit :

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{cn} &= -nq\mathbf{v}_n = nq\mu_n\mathbf{E} \\ \mathbf{j}_{cp} &= pq\mathbf{v}_p = pq\mu_p\mathbf{E} \end{aligned} \quad (8)$$

$\mathbf{j}_{cn}$  et  $\mathbf{j}_{cp}$  sont les densités de courant de conduction pour les électrons et les trous respectivement. La densité du courant total de conduction s'écrit :

$$\mathbf{j}_c = \mathbf{j}_{cn} + \mathbf{j}_{cp} = \sigma\mathbf{E} \quad (9)$$

avec  $\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p$  la conductivité du matériau.

Après excitation électronique, la répartition spatiale des paires électron-trou n'est pas homogène dans le matériau ; les porteurs diffusent alors sous l'effet du gradient de leur concentration. Ils peuvent également être animés d'un mouvement de dérive (*drift*) sous l'effet d'un champ électrique  $\mathbf{E}$  existant dans le matériau.

Les densités de courant de diffusion  $\mathbf{j}_{diff,n}$  (électrons) et  $\mathbf{j}_{diff,p}$  (trous) s'écrivent :

$$\mathbf{j}_{diff,n} = qD_n \mathbf{grad} n \quad \text{et} \quad \mathbf{j}_{diff,p} = -qD_p \mathbf{grad} p \quad (10)$$

$q$  est ici la charge électronique. Le signe moins traduit le fait que les porteurs diffusent dans la direction de plus faible concentration.  $D_n$  et  $D_p$  sont les coefficients de diffusion ( $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ ) des électrons et des trous respectivement. Ils s'expriment en fonction de la longueur de diffusion  $L$  et de la durée de vie  $\tau$  par les relations :

$$L_n = \sqrt{D_n\tau_n} \quad \text{et} \quad L_p = \sqrt{D_p\tau_p} \quad (11)$$

$D_n$  et  $D_p$  sont reliés à la mobilité des porteurs  $\mu_n$  et  $\mu_p$  par la relation d'Einstein :

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad \text{et} \quad D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \quad (12)$$

$k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température en degrés K.  $kT/q = 25,9$  meV à 300 K et 6,67 meV à 77K.

Les électrons, qui ont une masse effective  $m^*$  plus faible que les trous, peuvent se déplacer plus rapidement dans le matériau (mobilité plus grande) et donc parcourir des distances (de diffusion par exemple : longueur de diffusion) plus grandes que les trous.

Les densités de courant total  $\mathbf{j}_n$  (électrons) et  $\mathbf{j}_p$  (trous) s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_n &= \mathbf{j}_{diff,n} + \mathbf{j}_{cn} = qD_n \mathbf{grad} n + nq\mu_n\mathbf{E} \\ \mathbf{j}_p &= \mathbf{j}_{diff,p} + \mathbf{j}_{cp} = -qD_p \mathbf{grad} p + pq\mu_p\mathbf{E} \end{aligned} \quad (13)$$

### I.2.3 Recombinaison

Les densités de porteurs sont modifiées par l'excitation électronique : aux densités de porteurs à l'équilibre ( $n_0, p_0$ ), il faut ajouter les densités de porteurs en excès :

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n && \text{pour les électrons} \\ p &= p_0 + \Delta p && \text{pour les trous} \end{aligned}$$

Le cristal est dans un état de quasi-équilibre qui peut être décrit par des quasi-niveaux de Fermi, par analogie au niveau de Fermi décrivant la densité de porteurs à l'équilibre. Le retour du cristal à l'état fondamental se fait par recombinaison des paires électron-trou.

#### *1.2.3.1 Recombinaisons radiatives*

Ce sont les recombinaisons qui se font avec émission d'un photon lumineux, que celui-ci soit situé dans l'ultraviolet, dans le visible, ou dans l'infrarouge. Elles sont définies par une durée de vie radiative  $\tau_r$ . Elles sont plus probables dans un semi-conducteur à bande interdite directe (par exemple : GaAs, InP, GaN, ZnS, ZnSe, CdTe) que dans un semi-conducteur à bande interdite indirecte (par exemple : Si, Ge, diamant, AlAs, GaP).

#### *1.2.3.2 Recombinaisons non-radiatives*

Ces recombinaisons se font soit par émission de phonons lors de transitions bande à bande, soit par recombinaison aux défauts ponctuels et/ou étendus (dislocations, joints de grain), soit par recombinaison aux défauts de surface et d'interface, soit par recombinaison Auger. Elles sont définies par une durée de vie non-radiative  $\tau_{nr}$ .

La durée de vie totale d'un porteur,  $\tau$ , est telle que :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (14)$$

Dans le cas d'un semiconducteur de type n, le taux de recombinaison R ( $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ) s'écrit :

$$R = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (15)$$

où  $\tau_p$  est la durée de vie des trous. Son expression dépend du type de recombinaison. En effet, on peut classer les recombinaisons un peu différemment de la classification radiative/non-radiative, et ceci suivant le type de niveaux qu'occupent initialement les porteurs et le niveau final qu'ils vont atteindre afin de relaxer leur énergie. Mais, quel que soit le mécanisme de recombinaison, on peut écrire le taux R de recombinaison sous la forme précédente.

### I.2.4 Equation de continuité

L'équation de continuité décrit le retour à l'équilibre d'une population de porteurs en excès dans un matériau donné. La variation du nombre de porteurs de charge par unité de temps s'exprime par :

$$\frac{\partial n(\mathbf{r})}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \text{div} \mathbf{j}_n \quad \text{pour les électrons} \quad (16)$$

$$\frac{\partial p(\mathbf{r})}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \text{div} \mathbf{j}_p \quad \text{pour les trous}$$

$G_n$  et  $G_p$  ( $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) sont les taux de génération des électrons et des trous. En rappelant que  $R_n = n/\tau_n$  et que  $R_p = p/\tau_p$ , et en explicitant les densités de courant  $\mathbf{j}_n$  et  $\mathbf{j}_p$

$$\frac{\partial n(\mathbf{r})}{\partial t} = G_n - \frac{n(\mathbf{r})}{\tau_n} + \mu_n \mathbf{E} \text{grad}n(\mathbf{r}) + \mu_n \text{div} \mathbf{E} + D_n \text{div} \text{grad}n(\mathbf{r}) \quad \text{pour les électrons}$$

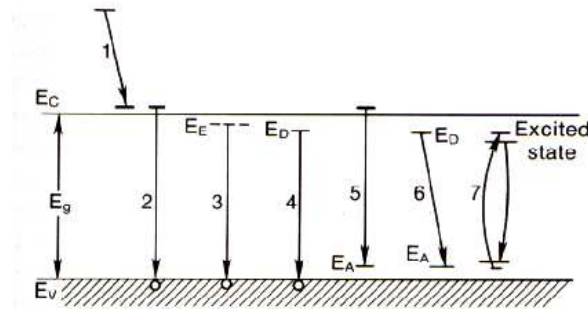
(17)

$$\frac{\partial p(\mathbf{r})}{\partial t} = G_p - \frac{p(\mathbf{r})}{\tau_p} - \mu_p \mathbf{E} \text{grad}p(\mathbf{r}) - \mu_p \text{div} \mathbf{E} + D_p \text{div} \text{grad}p(\mathbf{r}) \quad \text{pour les trous}$$

Ces équations d'évolution sont à la base de toutes les théories de Cathodoluminescence. Elles ne peuvent être résolues en l'état. Néanmoins, par quelques simplifications bien choisies appropriées aux situations expérimentales, elles permettent de mesurer les paramètres de diffusion-recombinaison (longueur de diffusion, vitesse de recombinaison à la surface libre ou aux interfaces d'hétérojonctions, durée de vie des porteurs,...) dans les matériaux [6-8].

### I.3 - RECOMBINAISONS RADIATIVES

Les recombinaisons de porteurs en excès peuvent être classées en deux grands types : les recombinaisons intrinsèques et les recombinaisons extrinsèques (Fig. 2).



**Figure 2 - Recombinaisons radiatives intrinsèques et extrinsèques [9].**

#### Recombinaisons intrinsèques

Dans ce cas, l'énergie de l'émission a la valeur, ou une valeur voisine, de la bande interdite du matériau. C'est donc une valeur caractéristique de celui-ci, d'où l'usage du terme "intrinsèque" pour désigner les processus de recombinaison correspondants. On trouve :

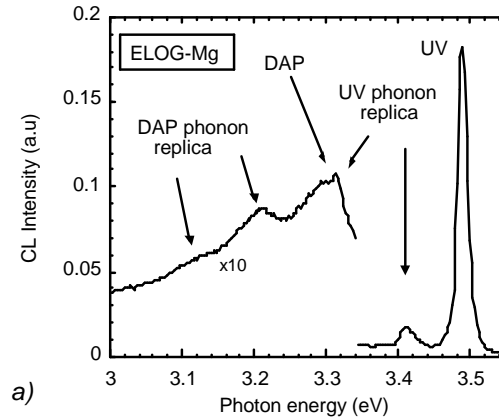
- les recombinaisons bande à bande (BB) qui ont lieu entre un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence.
- les recombinaisons des excitons libres (recombinaisons de bord de bande).

#### Recombinaisons extrinsèques

- les recombinaisons des excitons liés aux impuretés.
- les recombinaisons entre un électron de la bande de conduction et un accepteur neutre (transition  $eA^0$ ).
- les recombinaisons entre un électron de la bande de conduction et un trou d'un donneur ionisé (transition  $eD^+$ ).
- les recombinaisons entre un électron d'un donneur neutre et un trou de la bande de valence (transition  $D^0h$ ).
- les recombinaisons entre un électron d'un accepteur ionisé et un trou de la bande de valence (transition  $A^-h$ ).

- les recombinaisons entre un électron d'un donneur neutre et un trou d'un accepteur neutre (transition  $D^0A^0$  appelée donneur-accepteur - DAP).
- les centres luminescents.

Toutes ces recombinaisons sont radiatives. L'intensité des transitions extrinsèques peut être de l'ordre de grandeur de celle des transitions intrinsèques (fig. 3). Lorsque le niveau donneur ou le niveau accepteur est un niveau profond, c'est-à-dire qu'il est proche du milieu de la bande interdite, alors les recombinaisons peuvent être soit radiatives, soit non-radiatives. La connaissance de la durée de vie associée à ce type de recombinaison, appelée du nom de ses auteurs Shockley-Read-Hall (SRH) apporte des renseignements sur les niveaux concernés.



**Figure 3 – Spectre CL d'une couche épitaxiée de GaN dopée Mg. 10 kV- 300K. Les transitions intrinsèque (UV) et extrinsèque (DAP) sont clairement visibles, ainsi que les répliques phonons (phonon replica) [10].**

Si l'on tient compte de tous les types de recombinaisons, on écrit alors le taux de recombinaison  $R$  sous la forme :

$$R = An + Bn^2 + Cn^3 \quad (18)$$

où  $A$  et  $B$  sont les coefficients des transitions bande-impureté et bande à bande, respectivement. Le terme en  $n^3$  est dû à la recombinaison Auger qui est une recombinaison non-radiative.  $C$  est le coefficient Auger.

La puissance de  $n$  donne le nombre de porteurs libres qui participent à la recombinaison :

- transition bande-impureté : 1 particule libre, la seconde étant piégée sur l'impureté.
- transition bande-à-bande : 2 particules libres, l'électron et le trou.
- recombinaison Auger : 3 particules libres.

Les différents mécanismes de recombinaison ne s'observent pas tous à la même température. Les recombinaisons intrinsèques radiatives bande à bande s'observent essentiellement à température ambiante et parfois jusqu'à 77 K. Les recombinaisons extrinsèques radiatives deviennent prépondérantes à plus basse température. Quant aux recombinaisons excitoniques intrinsèques et extrinsèques, elles nécessitent, dans les matériaux massifs à faible bande interdite (GaAs, InP) une température de l'ordre de l'hélium liquide.

Notons ici que, parfois, les excitons sont encore observables à température ambiante : tel est le cas de certains matériaux dans lesquels l'énergie de liaison des excitons est importante (ZnO : 60 meV, ZnS : 39 meV, CdS : 28 meV, GaN : 20 meV) ainsi que dans les matériaux comportant des centres luminescents à impuretés isoélectroniques. Celles-ci, contrairement aux impuretés dopantes (accepteurs et donneurs), ont même valence que l'élément substitué, mais elles sont de rayon ionique et d'électronégativité différentes. Le puits de potentiel créé a une faible distance d'action, et permet ainsi le piégeage d'un électron (ou d'un trou). Puis, par attraction coulombienne à plus longue distance, un trou (ou un électron) est alors attiré et il y a formation d'un exciton " piégé ".

L'annihilation d'un exciton libre s'accompagne de l'émission d'un photon d'énergie :

$$h\nu = E_g - E_{ex} - KE_p$$

où  $E_g$  et  $E_{ex}$  sont respectivement l'énergie du gap et l'énergie de liaison de l'exciton, et où  $KE_p$  est la contribution de  $K$  phonons du réseau émis ou absorbés (fig. 3). L'exciton peut graviter autour d'un centre B donneur, accepteur ou neutre : il devient un exciton lié et l'énergie du photon émis est alors :

$$h\nu = E_g - E_{ex} - E_{bx} - KE_p$$

$E_{bx}$  est de l'ordre de  $(0,1.E_b)$  où  $E_b$  est l'énergie d'ionisation du centre B (fig. 3).  $E_{ex}$  et  $E_b$  étant de l'ordre de quelques meV, les excitons ne sont donc généralement observables qu'à très basse température. Cependant, lorsque l'énergie de liaison et la durée de vie des porteurs sont grandes, ils se maintiennent à température ambiante. C'est le cas des nitrures comme GaN, à gap direct :  $E_{bx}$  est égal à 20 meV et l'émission est ultra-violette (350 nm).

## **I.4 - COLLECTE DU SIGNAL DE CATHODOLUMINESCENCE**

### **I.4.1 Cathodoluminescence**

Les systèmes de collecte de la luminescence qu'il est possible d'installer dans un microscope électronique à balayage permettent ou non des analyses spectroscopiques. Le système de détection doit également permettre la transmission et la détection du signal avec le minimum de pertes. De plus, le microscope peut être équipé d'une platine froide permettant l'obtention d'une température de 77 K minimum (ou mieux de 10 K). Rappelons cependant qu'il existe des appareils plus simples permettant l'observation directe des échantillons avec un microscope optique avec possibilité d'analyse spectrale.

#### ***I.4.1.1 Cathodoluminescence polychromatique et imagerie***

Dans de nombreuses applications de caractérisation des matériaux, l'acquisition de la luminescence suffit, sans connaissance particulière de sa variation en longueur d'onde. Le montage le plus simple consiste alors à utiliser une photodiode silicium positionnée sous la pièce polaire, qui est assez similaire aux diodes utilisées dans la détection des électrons retrodiffusés. Il est alors possible d'imager des échantillons avec un grandissement assez faible [12].

#### ***I.4.1.2 Spectroscopie de cathodoluminescence***

La caractérisation des mécanismes de recombinaison et de la nature des impuretés présentes dans le matériau nécessite l'utilisation d'un système spectroscopique.

La lumière est collectée par un miroir semi-ellipsoïdal ou parabolique situé au-dessus de l'échantillon sous la pièce polaire du microscope. La lumière est alors envoyée sur la fente d'entrée d'un monochromateur. Celui-ci disperse les photons de telle sorte que seulement ceux d'entre eux ayant une longueur d'onde donnée (et choisie) en ressortent. Ils sont alors envoyés sur un photomultiplicateur (ou un photodétecteur) qui amplifie le signal. Ensuite, ce signal est envoyé soit :

- sur un ordinateur, pour enregistrer le spectre de luminescence (c'est-à-dire l'intensité lumineuse en fonction de la longueur d'onde). La longueur d'onde de détection du monochromateur varie et le faisceau du microscope est stationnaire (mode *spot*).
- sur l'écran du microscope, pour visualiser des images monochromatiques (une longueur d'onde). Le monochromateur a alors une position fixe, et le microscope balaie une surface donnée de l'échantillon. Cette étape a lieu en second.

Le monochromateur et le photomultiplicateur doivent être adaptés à l'intervalle de longueur d'onde que l'on doit détecter. Donc, suivant l'énergie de la bande interdite du matériau étudié, on est amené à changer soit le photomultiplicateur, soit le monochromateur, soit les deux. Par exemple, un photomultiplicateur équipé d'une photocathode GaAs(Cs) est bien adapté à la détection des longueurs d'onde UV-visible-proche infrarouge (0,2 - 0,9 micron soit 6 eV - 1,38 eV). Les photocathodes de type S20 détectent efficacement les longueurs d'onde du spectre visible mais avec une efficacité maximale située entre 0,4 et 0,5 micron. La photocathode est en général utilisée pour

le proche infrarouge, mais son efficacité n'est pas très grande. Les photomultiplicateurs ont une bande passante suffisante (temps de réponse d'environ 1 nsec) pour que l'on puisse, sans problèmes, faire des images.

Si l'on veut étudier des matériaux ayant une faible largeur de bande interdite, c'est-à-dire qui émettent dans l'infrarouge, il faut alors utiliser un photodétecteur InGaAs (0,8 - 2 microns). L'emploi d'un tel détecteur est également nécessaire lorsque l'on veut caractériser des impuretés pour lesquelles les transitions radiatives ont lieu à ces longueurs d'onde. Ces photodétecteurs ont besoin d'être refroidis à l'azote liquide afin de minimiser le bruit de l'amplificateur intégré. Les temps de prise de vue et d'enregistrement doivent être adaptés aux appareils de mesure de la CL. Le spectre CL obtenu peut être corrigé par la réponse du système que l'on doit alors étalonner.

## **II - MICRO-CARACTERISATION DES MATERIAUX PAR CATHODOLUMINESCENCE (CL)**

Nous ne décrivons que quelques applications de la cathodoluminescence dans le domaine des semi-conducteurs. La liste de ces applications n'étant pas exhaustive, le lecteur est invité à consulter les ouvrages cités en référence.

### **II.1 - CARACTERISATION RAPIDE DES MATERIAUX**

La visualisation des propriétés électriques des matériaux, de leur homogénéité, et de la répartition des défauts étendus est la première application de la cathodoluminescence.

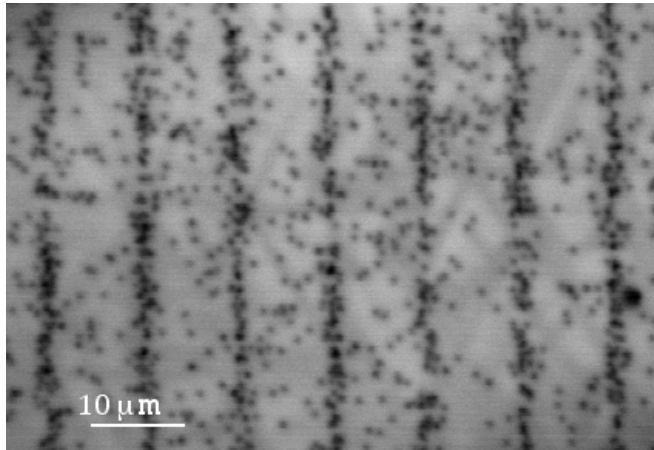
#### **II.1.1 Répartition des impuretés**

Toute impureté électriquement active, donc à laquelle correspond des niveaux d'énergie dans la bande interdite, modifie localement les propriétés électriques et optiques du matériau. Les techniques EBIC et CL sont particulièrement bien adaptées à la visualisation des fluctuations de la répartition et/ou de la nature des impuretés, à condition que celles-ci aient lieu à l'échelle du  $\mu\text{m}^3$  (ou  $\text{nm}^3$ ) environ.

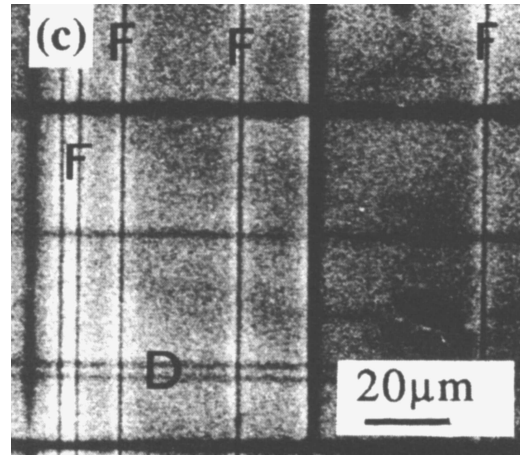
L'intensité de luminescence est, soit proportionnelle à la densité de porteurs libres (recombinaison bande à bande observée à température ambiante), soit proportionnelle à la concentration d'impuretés (recombinaison d'un porteur libre avec une impureté observée à basse température). De plus, l'hétérogénéité de répartition des impuretés peut provoquer une hétérogénéité de la longueur de diffusion via la modification de la durée de vie des porteurs et de la mobilité.

#### **II.1.2 Répartition des défauts étendus**

En introduisant des niveaux d'énergie dans la bande interdite des semi-conducteurs, les défauts étendus, tels les dislocations et les joints de grain, sont des centres de recombinaison des porteurs libres efficaces. Ils diminuent localement la durée de vie des porteurs minoritaires et, dans une image CL, apparaissent le plus fréquemment en noir sur fond clair. Ils sont détectés lorsqu'ils sont situés dans le volume de génération augmenté parfois de la longueur de diffusion. L'intensité CL minimum est recueillie lorsque le faisceau d'électrons est à l'aplomb du défaut. Les matériaux massifs et les homo- et hétéro-jonctions peuvent ainsi être caractérisés. Les dislocations perpendiculaires à la surface apparaissent sous forme de 'taches noires' (fig. 5).



**Figure 5** - Image CL de la répartition des dislocations dans une couche GaN épitaxiée sur substrat saphir. Les dislocations sont perpendiculaires à la surface [11].



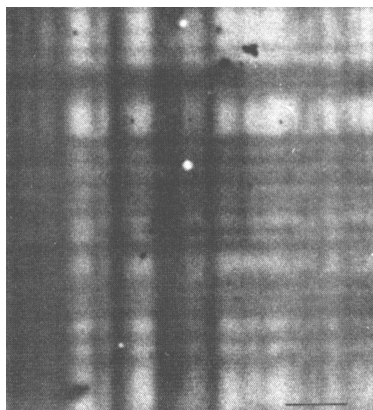
**Figure 6** - Image CL de la répartition des dislocations dans une couche GaInP épitaxiée sur substrat InP. Les dislocations (ou groupes de dislocations) sont parallèles à la surface.

$E_0 = 10 \text{ kV}$  [12].

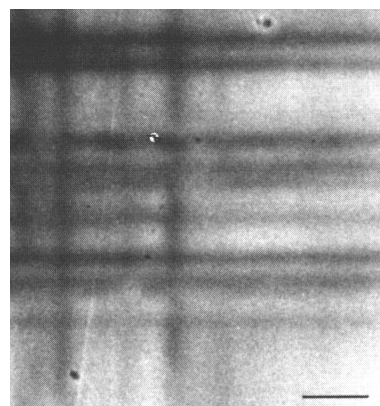
Les dislocations parallèles à la surface (fig. 6) sont imagés sous forme de lignes noires. La résolution de la CL étant de l'ordre de 0,1 – 1 micron, les défauts distants de moins de 0,1 – 1 micron ne pourront être résolus spatialement de façon individuelle.

Il est possible, dans certaines circonstances, de visualiser la ségrégation d'impuretés aux défauts étendus. Prenons l'exemple d'impuretés qui 'tuent' localement la luminescence. Leur départ d'une zone entourant le défaut étendu laisse une zone plus claire en imagerie CL, donnant ainsi lieu au '*dot & halo contrast*' ou au '*line & halo contrast*' (fig. 6 – défauts F) suivant que le défaut étendu est une dislocation (ou un joint de grain) perpendiculaire ou parallèle à la surface.

La cathodoluminescence dans le MEB offrent également la possibilité de faire une cartographie en profondeur de la répartition des défauts dans le matériau. Il suffit pour cela de faire varier la tension d'accélération des électrons incidents afin de moduler leur profondeur de pénétration et donc la « profondeur d'information » du signal CL. Ainsi, les défauts les plus proches de la surface libre de l'échantillon seront visibles à 'faible tension', tandis que ceux situés plus en profondeur ne seront détectés qu'en utilisant des tensions d'accélération plus élevées (fig. 7).



a)



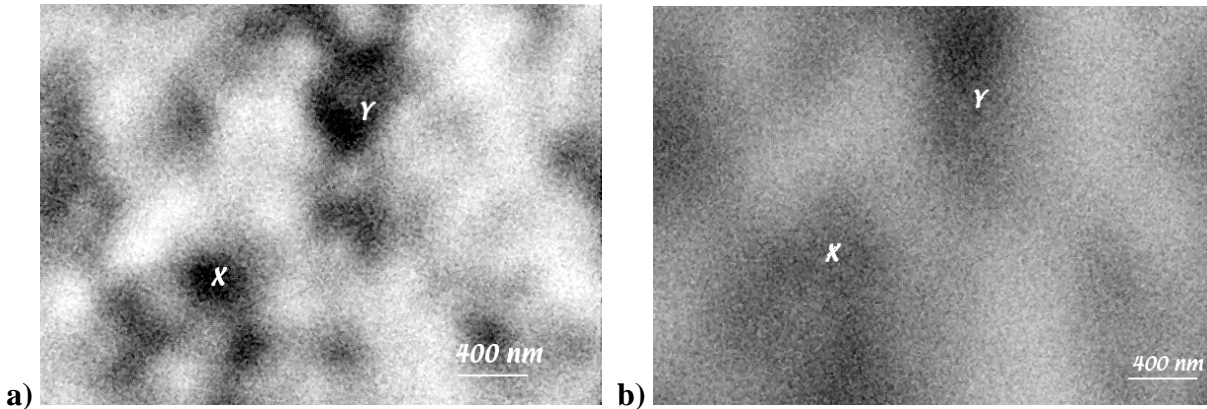
b)

**Figure 7** – Images CL des défauts étendus dans une couche GaInP épitaxiée sur InP. a)  $E_0 = 5 \text{ kV}$ ,

b)  $E_0 = 25 \text{ kV}$ . La barre d'échelle est de 10 μm [14].

### II.1.3 Résolution spatiale

La résolution spatiale dépendant principalement de l'extension latérale du volume de génération des paires électron-trou, elle augmente lorsque la tension d'accélération diminue. L'utilisation du MEB-FEG se révèle alors d'un apport inestimable, pour les expériences réalisées à basse tension, en raison de sa petite taille de sonde. Il est alors possible d'obtenir une résolution typiquement de l'ordre de l'ordre de 50-100 nm, c'est à dire 10 fois meilleure qu'avec un MEB conventionnel. La résolution spatiale des images CL peut se dégrader lorsque le courant de sonde devient élevé: le diamètre de la sonde devient alors plus grand que l'extension latérale du volume de génération (fig. 8).



**Figure 8 – Influence du courant de faisceau sur les images CL de boîtes quantiques GaN.  $E_0 = 10$  kV,  $T=300$  K. a)  $I_{\text{faisceau}} = 1$  nA, b)  $I_{\text{faisceau}} = 10$  nA [15].**

## II.2- MESURES SEMI-QUANTITATIVES

Il est possible en CL de déterminer un certain nombre de paramètres importants des semi-conducteurs, tels que les paramètres de diffusion-recombinaison (paramètres DR). Afin de parvenir à la connaissance de ces paramètres, il est nécessaire d'établir des modèles prenant en compte la spécificité du signal ainsi que la configuration de l'échantillon que l'on étudie. La comparaison des résultats expérimentaux et des résultats numériques donne alors accès à la connaissance des paramètres qui sont :

- la longueur de diffusion des porteurs minoritaires ( $L$ )
- la vitesse de recombinaison à la surface libre
- la (les) vitesse(s) de recombinaison à (aux) interface(s)
- la durée de vie radiative des porteurs minoritaires ( $\tau_p$ )
- le rendement quantique interne ( $\eta = \tau / \tau_p$ ),  $\tau$  étant la durée de vie totale des porteurs en

excès (dits minoritaires), qui tient compte de tous les mécanismes de recombinaison possibles, radiatifs et non-radiatifs.

Nous illustrons ce type de mesure par la détermination de la longueur de diffusion et de la vitesse de recombinaison à la surface dans le cas d'un matériau massif.

### II.2.1 Intensité de Cathodoluminescence

L'intensité de cathodoluminescence émise par un échantillon soumis à un bombardement électronique est donnée par :

$$I_{CL} \propto f_A (1 - R) \int_V A(z) \frac{\Delta p(\mathbf{r})}{\tau} \eta d^3 r \quad (19)$$

$f_A$  est un terme qui tient compte de la réponse du système de collecte-détection. Il dépend de la longueur d'onde. Nous le négligerons par la suite, tout en gardant en mémoire qu'il est nécessaire de l'inclure lorsque des mesures comparatives doivent être faites à plusieurs longueurs d'onde.  $R$  est le coefficient de réflexion de la lumière à la surface libre du matériau (interface matériau-vide). Sa valeur est très sensible à l'angle d'incidence du rayonnement, et est minimum en incidence normale où elle est donnée par :

$$R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2} \quad (20)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du matériau. Pour tous les semi-conducteurs,  $n$  varie entre 3 et 4, de sorte que  $R$  varie entre 0,25 et 0,35. En incidence normale (condition la meilleure), 30% du rayonnement lumineux est réfléchi par le semi-conducteur.

Dans l'expression de  $I_{CL}$ ,  $V$  est le volume de l'échantillon.  $\Delta p(\mathbf{r})$  est la densité de porteurs en excès en un point  $\mathbf{r}$ , et  $A(z)$  est une fonction qui tient compte des pertes optiques par absorption et réflexion :

$$A(z) = \frac{1}{2} \int_0^{\theta_c} \exp\left(-\frac{\alpha z}{\cos \theta}\right) \sin \theta d\theta \quad (21)$$

$\theta_c$  est l'angle critique de réfraction à la surface libre ( $\sin \theta_c = n_2/n_1$ , ici  $n_2=1$ ) et  $\alpha$  est le coefficient d'absorption de la lumière émise.

Dans un matériau homogène (c'est-à-dire dont les propriétés électriques sont constantes dans le volume  $V$ ), on peut écrire  $I_{CL}$  en fonction de la densité de porteurs à une dimension :

$$I_{CL} \propto \int_0^{\infty} A(z) \frac{\Delta p(z)}{\tau} \eta dz \quad (22)$$

soit, en exprimant  $\eta$  par sa valeur :

$$I_{CL} \propto \int_0^{\infty} A(z) \frac{\Delta p(z)}{\tau_r} dz \quad (23)$$

Dans le cas de la transition radiative bande à bande, la durée de vie radiative s'exprime par  $1/\tau_r = B n_0$ ,  $B$  étant la probabilité de transition radiative. L'intensité de luminescence est donc proportionnelle à la concentration de porteurs libres  $n_0$  :

$$I_{CL} \propto Bn_0 \int_0^{\infty} A(z) \Delta p(z) dz \quad (24)$$

Il est donc nécessaire, pour le calcul de l'intensité de cathodoluminescence, de connaître la variation de la densité de porteurs minoritaires avec la profondeur. Elle se calcule grâce à l'équation de continuité (17).

### II.2.2 Calcul de la densité de porteurs $\Delta p(\mathbf{r})$

La densité de porteurs se calcule à partir de l'équation de continuité (17), qu'il est impossible de résoudre analytiquement en l'état. A titre d'exemple, nous simplifions le problème en faisant un certain nombre d'hypothèses qui correspondent à un cas de figure souvent rencontré expérimentalement : un matériau massif dont la surface possède une vitesse de recombinaison en surface  $V_0$ . Dans cette configuration géométrique, le faisceau est parallèle à l'axe  $z$  du matériau massif et la surface est située en  $z = 0$ . L'équation de continuité à une dimension, à l'état stationnaire, et en l'absence de champ électrique s'écrit :

$$D_p \frac{d^2 \Delta p(z)}{dz^2} - \frac{\Delta p(z)}{\tau} = -g(z) \quad (25)$$

La solution de (25) s'écrit :

$$\Delta p(z) = C^+ \exp(z/L) + C^- \exp(-z/L) + \int_0^z \chi(z, z') \frac{g(z')}{D} dz' \quad (26)$$

où  $\chi(z, z')$  est la fonction de Green de (26) :

$$\chi(z, z') = \frac{L}{2} \exp\left(-\frac{|z - z'|}{L}\right) \quad (27)$$

Les constantes  $C^+$  et  $C^-$  sont déterminées par les conditions aux limites, qui dans cet exemple (matériau massif) sont

$$D \frac{\Delta p(z)}{dz} \Big|_{z=0} = V_s \Delta p(z) \Big|_{z=0} \quad (28)$$

$V_s$  est la vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires à la surface libre (cm/s). Elle est déterminée par la nature des défauts présents à la surface et varie selon les matériaux.

$$\Delta p(z) \Big|_{z=\infty} = 0 \quad (29)$$

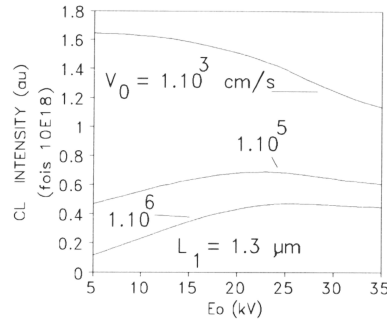
Il n'y a pas de porteurs à l'infini. Cette condition conduit à  $C^+ = 0$ .

où  $V_s$  est la vitesse de recombinaison des porteurs libres à la surface. La deuxième condition entraîne la nullité du coefficient  $C^+$ .

En résolvant la première condition, on trouve, pour  $C^-$  :

$$C^- = \frac{1/2 - LV_s/2}{D/L + V} \int_0^{\infty} \exp(-z/L) g(z) dz \quad (30)$$

Le coefficient  $C^-$  est calculé numériquement, ainsi que la densité de porteurs (éqn. (26)) et l'intensité de cathodoluminescence (éqn.(23)). Une augmentation de la vitesse de recombinaison en surface réduit considérablement, à faible tension d'accélération, l'intensité de luminescence (fig. 9).



**Figure 9 – Courbes d'intensité CL en fonction de la tension d'accélération  $E_0$ . Influence de la vitesse de recombinaison en surface [7].**

### II.2.3 Recyclage de photons

Dans les semiconducteurs de type III-V et II-VI (bande interdite directe), il est nécessaire de tenir compte du phénomène de réabsorption des photons: lors d'une recombinaison radiative bande à bande, le photon émis a une forte probabilité d'être absorbé, si le coefficient d'absorption  $\alpha$  est grand ( $10^4 \text{ cm}^{-1}$  au front d'absorption pour GaAs, CdTe, InP par exemple,  $10^5 \text{ cm}^{-1}$  pour GaN et ZnO), et de créer ainsi de nouvelles paires électron-trou. Cette alternance d'absorption-émission se traduit, à plusieurs longueurs de diffusion d'une jonction électrique, par l'apparition d'un courant supplémentaire au courant induit. L'absorption par les porteurs libres étant négligeable, la longueur de diffusion mesurée est alors supérieure à la longueur de diffusion vraie si le parcours moyen des photons est supérieur à la longueur de diffusion.

## II.3 - MESURES SPECTROSCOPIQUES

### II.3.1 Détermination de la température d'un échantillon

La répartition spectrale de l'intensité de luminescence bande à bande émise par un échantillon est exprimée, dans le cas d'un semi-conducteur non-dégénéré par :

$$I_{CL}(h\nu) \propto \sqrt{h\nu - E_{\text{gap}}} \exp\left[-\frac{(h\nu - E_{\text{gap}})}{kT}\right] \quad (31)$$

$h\nu$  est l'énergie de la lumière émise. Le maximum du pic de luminescence se trouve à l'énergie  $h\nu = E_{\text{gap}} + kT/2$  ( $T$  est la température en degrés K) et sa demi-largeur  $\Delta E$  vaut  $1,8 kT$ .

La largeur de bande interdite d'un semi-conducteur augmente lorsque la température diminue selon la formule :

$$E_{\text{gap}}(T) = E_{\text{gap}}(0\text{K}) - \frac{bT^2}{T + \Theta} \quad (32)$$

GaAs:  $E_{\text{gap}}(0\text{ K}) = 1,519\text{ eV}$ ,  $b = 5,405 \cdot 10^{-4}\text{ eV K}^{-1}$  et  $\Theta = 204\text{ K}$ .

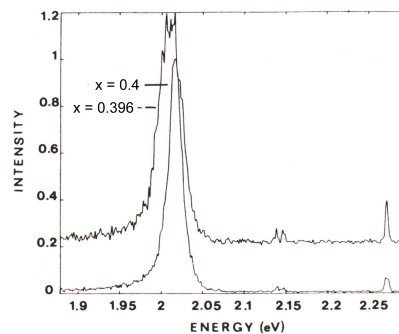
Il est ainsi possible de déterminer la température du matériau sous excitation en considérant la position du pic de luminescence et sa forme à haute énergie. On observe ainsi un déplacement du pic de luminescence vers les hautes énergies (*blue-shift*), et une diminution de la largeur de la bande de luminescence lorsque la température diminue.

### II.3.2 Détermination de la composition d'un alliage ternaire semiconducteur

La largeur de bande interdite des alliages semi-conducteurs ternaires varie en fonction de la composition d'alliage. Par exemple, dans le cas de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  :

$$E_{\text{gap}}(x) = E_{\text{gap}}(x = 0) + (1,36 \pm 0,03)x + (0,22 \pm 0,06)x^2 \quad (33)$$

La composition d'un alliage peut ainsi être déterminée localement, et toute fluctuation de composition être visualisée et mesurée à l'échelle du micron cube ou moins.



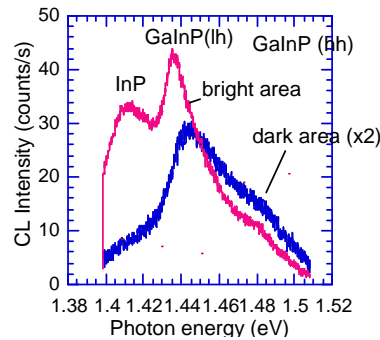
**Figure 10** – Spectres CL enregistrés sur différentes zones d'une couche  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  épitaxiée sur GaAs. Variation spatiale du taux d'aluminium.

### II.3.3 Identification des impuretés

Les spectres de cathodoluminescence permettent d'identifier – dans tout type de matériau (à l'exception des métaux)– la présence d'impuretés à l'état de traces. Cette application étant plus spécifiquement utilisée en Sciences de la Terre, le lecteur est invité à consulter les nombreux documents disponibles sur ce sujet.

### II.3.4 Mesure de la contrainte locale

L'existence de contraintes dans des composants et/ou dans les couches d'hétérojonctions modifie la structure de bande des matériaux et donc leurs propriétés optiques. Sous l'action d'une contrainte, la dégénérescence de la bande de valence est levée. Il en résulte une séparation de la bande des trous lourds de celle des trous légers. Il apparaît alors deux transitions intrinsèques (donc situées à des énergies différentes). L'analyse des spectres CL permet alors de connaître l'état local de la contrainte dont toute variation spatiale donne lieu à un contraste (fig. 11) [ 8,12].



**Figure 11** –Spectres CL enregistrés sur différentes zones d’une couche GaInP épitaxiée sur InP. Variation spatiale de la contrainte dans la couche [13].

## CONCLUSION

La cathodoluminescence permet de visualiser et de caractériser rapidement, à l’échelle du micron<sup>3</sup> environ (ou moins), les propriétés opto-électroniques des matériaux. De par son aspect spectroscopique et semi-quantitatif, de nombreuses informations sur les propriétés optiques des matériaux peuvent être obtenues par son utilisation.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] Akamatsu B., Hénoc P. and Martins R.B., J. Microsc. Spectrosc. Elect., **14**, 12a (1989)
- [2] Bonard J.M., Ganière J.D., Akamatsu B., Araujo, D. and Reinhart F.-K., J. Appl. Phys. **79**, 8693-8703 (1996)
- [3] Kanaya K. and Okayama S. J. Phys. D., **5**,43 (1972)
- [4] Wu J.C. and Wittry D.B., J. Appl. Phys. **49**,2827 (1978)
- [5] Grün A.E., Z. Naturforsch, **12a**, 89 (1957)
- [6] De Meerschmann C., Sieber B., Farvacque J.L. and Druelle Y., Microsc. Microanal. Microstruct. **3**, 505-515 (1992)
- [8] Cléton F., Sieber B., Bensaada A., Masut R.A., Bonard J.M. and Ganière J.D., J. Appl. Phys. **80**, 837 (1996)
- [9] Yacobi B.G. and Holt D.B., ‘Cathodoluminescence Microscopy of Inorganic Solids’, Plenum Press (1990)
- [10] Dassonneville S., Amokrane A., Sieber B., Farvacque J-L., Beaumont B. and Gibart P., J. Appl.Phys.**89**, 3736(2001)
- [11] Beaumont B., Dassonneville S., Amokrane A. and Sieber B., Phys. Stat. Sol (a) **176**, 567 (1999)
- [12] Cléton F., Sieber B., Lefebvre A, Bensaada A., Masut R.A., Bonard J.M., Ganière J.D.and Ambri M., J. Appl. Phys. **80**, 827 (1996)
- [13] Cléton F., Sieber B., Bensaada A., Isnard L. and Masut R.A., Inst. Phys. Conf. Ser. No 134,655 (1993)

Cathodoluminescence and its Application in the Planetary Sciences’ Editeur :Springer-Verlag GmbH, décembre 2008

B. Sieber ‘Cathodoluminescence – Principes physiques et systèmes de détection’  
Techniques de l’Ingénieur, p3792, 2012