



**HAL**  
open science

# Rendement théorique des cellules solaires p Ga<sub>1-χ</sub>Al χAs-n Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As a gradients de bande nterdite

J.-E. Bourée

► **To cite this version:**

J.-E. Bourée. Rendement théorique des cellules solaires p Ga<sub>1-χ</sub>Al χAs-n Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As a gradients de bande nterdite. Revue de Physique Appliquée, 1977, 12 (4), pp.559-572. 10.1051/rphysap:01977001204055900 . jpa-00244210

**HAL Id: jpa-00244210**

**<https://hal.science/jpa-00244210>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification  
*Physics Abstracts*  
 8.240 — 8.342 — 8.226

## RENDEMENT THÉORIQUE DES CELLULES SOLAIRES P Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As-N Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As A GRADIENTS DE BANDE INTERDITE

J.-E. BOURÉE

Laboratoires de Marcoussis, Centre de Recherches de la C. G. E.,  
 Route de Nozay, 91460 Marcoussis

(Reçu le 14 septembre 1976, révisé le 3 janvier 1977, accepté le 11 janvier 1977)

**Résumé.** — Une analyse théorique détaillée des cellules solaires P Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As-N Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As à gradients de bande interdite montre que leurs rendements de conversion d'énergie à air-masse zéro sont supérieurs à ceux des cellules au GaAs conventionnelles. Cette analyse tient compte de la recombinaison des porteurs minoritaires en surface et en volume, du champ électrique et de l'épaisseur propres à la couche superficielle et à la couche de base, mais elle néglige la recombinaison dans la région de la jonction, les pertes dues à la résistance série et celles dues à la réflexion sur la surface. L'amélioration des rendements provient essentiellement de l'existence des champs électriques internes dans chacune des couches, leur origine étant liée aux gradients des bandes interdites. Ces champs d'entraînement ont pour effet d'accélérer les porteurs minoritaires créés vers la jonction P-N, ce qui équivaut à une réduction de la recombinaison en surface, donc à une augmentation du rendement de collecte des porteurs. On peut ainsi prévoir, en prenant une vitesse de recombinaison en surface de 10<sup>5</sup> cm.s<sup>-1</sup> et des longueurs de diffusion de 3 μm et 1 μm respectivement pour les électrons et les trous, un rendement de conversion AMO maximum de 21,4 %.

**Abstract.** — A detailed theoretical analysis of graded band-gap P Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As-N Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As solar cells yields air mass zero energy conversion efficiencies higher than for conventional GaAs cells. The analysis includes surface and bulk minority carrier recombination, electric field and thickness for both surface and base layers, but neglects recombination in the junction region, series resistance and surface reflection losses. The improved efficiencies are mainly due to built-in electric fields in both layers, caused by band-gap gradations, accelerating photogenerated minority carriers towards the P-N junction. These drift fields reduce the surface recombination of the carriers, and thereby enhance their collection efficiency. A maximum AMO efficiency of 21.4 % may be predicted for a surface recombination velocity of 10<sup>5</sup> cm.s<sup>-1</sup> and electron and hole diffusion lengths of 3 and 1 μm respectively.

**1. Introduction.** — Ces dernières années de nombreuses études ont été conduites afin de réaliser des cellules solaires à haut rendement. En effet, si la technologie des cellules au silicium est bien maîtrisée [1], les cellules à l'arséniure de gallium offrent un rendement théorique plus élevé [2], dû au fait que GaAs a presque la valeur optimum de largeur de bande interdite (le rendement théorique maximum correspondant est de 24 % pour un nombre d'air-masse [3] égal à 0) ; elles offrent également de meilleures performances de fonctionnement à haute température [4] et une plus grande résistance aux rayonnements (électrons et rayons γ [5]) : le coefficient d'absorption optique du GaAs étant beaucoup plus élevé que celui du Si [6], les cellules au GaAs fonctionneront efficacement pendant des laps de temps beaucoup plus courts que les cellules au Si, mais en revanche elles admettront, avant de se dégrader, des flux de rayonnements beaucoup plus importants (d'un facteur de l'ordre de 100), ce qui est particulièrement intéressant pour les applications spatiales [7].

En contrepartie, le GaAs a une grande vitesse de

recombinaison en surface (~ 10<sup>7</sup> cm/s [8]), ce qui n'est pas un élément favorable pour obtenir de bons rendements de collecte. Ainsi, du point de vue des performances, les cellules au GaAs n'ont pas pu confirmer les prédictions théoriques et il paraît donc nécessaire de réduire l'effet de recombinaison en surface si on veut améliorer ces performances.

Dans ce but deux méthodes sont utilisées :

- a) L'effet *fenêtre* obtenu à partir d'hétérojonctions.
- b) L'effet du champ d'entraînement dans la couche de surface.

La première méthode a été réalisée expérimentalement [4, 9] sur le système hétéroépitaxial



et des rendements de conversion d'énergie de 18 à 20 % ont été obtenus pour un nombre d'air-masse égal à 1. Le très bon ajustement entre les paramètres cristallins des deux matériaux doit théoriquement conduire à une faible valeur de la vitesse de recombinaison à l'interface [10] : le dispositif se comporte

ainsi comme une cellule solaire au GaAs à très faible recombinaison en surface.

L'effet du champ d'entraînement est basé sur le principe suivant : si on réalise dans la couche de surface un gradient de dopage ou de bande interdite de façon à entraîner les porteurs minoritaires, électrons ou trous, vers la jonction, on diminue simultanément la densité de porteurs en excès au niveau de la surface : ceci revient en quelque sorte à réduire le rôle joué par la recombinaison en surface.

L'effet des champs d'entraînement basé sur les gradients de concentration d'impuretés a été étudié théoriquement par Ellis et Moss [11] ; l'effet de champ basé sur les gradients d'énergie de la bande interdite a été évoqué par Wolf [2] et analysé en détail simultanément par Hutchby [12] et Konagai *et al.* [13, 14]. Par rapport aux couches à gradient de dopage, celles à gradient de bande interdite ont l'avantage de pouvoir donner un champ d'entraînement beaucoup plus grand : si on suppose, par exemple, que le gradient d'énergie de la bande interdite n'affecte que le bas de la bande de conduction dans le cas d'une couche P  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , une variation d'énergie de 0,3 eV sur 1  $\mu\text{m}$  correspond à un champ électrique interne de 3 000 V/cm [13].

L'hypothèse faite ci-dessus est basée sur le fait que dans la couche en question, l'affinité électronique décroît avec la concentration molaire  $x$  d'AlAs dans GaAs [15], alors que l'énergie du haut de la bande de valence reste partout constante par rapport au niveau du vide [16].

L'objet de cette publication est de montrer les principaux résultats théoriques obtenus dans l'amélioration du rendement de conversion de l'énergie des cellules photovoltaïques par l'utilisation de cellules à hétérojonction P  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -N  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  à gradients de bande interdite. Notons dès à présent que l'effet du champ d'entraînement dans la couche non superficielle a été étudié dans le cas d'une cellule au Si [17], mais le but recherché était de réduire sa détérioration par les rayonnements ionisants, c'est-à-dire d'augmenter sa durée d'utilisation.

Tout d'abord nous calculons à la machine les réponses spectrales de la cellule correspondant à différentes valeurs des champs d'entraînement dans les deux couches, de l'épaisseur de la couche superficielle et de la vitesse de recombinaison en surface, en tenant compte des hypothèses suivantes :

1. On supposera que l'onde plane de lumière incidente arrive normalement au plan de la surface de la cellule, supposée elle-même à faces plan-parallèles, ceci afin de ne pas introduire l'angle d'incidence [18] comme paramètre supplémentaire.

2. On ne tiendra pas compte des réflexions de la lumière sur la face illuminée et la face arrière de la cellule, les couches antireflet actuellement utilisées étant supposées très efficaces.

3. Dans un souci de simplification, on supposera inexistante la zone désertée entre les deux régions P et N.

4. Enfin, on négligera l'effet de recombinaison dans la région de la jonction [11] et on supposera infinie la vitesse de recombinaison sur la face arrière, ce dernier point étant justifié par la réalisation de bons contacts ohmiques.

La réponse spectrale de la cellule ne reflète que ses caractéristiques propres car elle ne dépend pas du flux lumineux incident. Pour calculer son courant de court-circuit, il est alors nécessaire de tenir compte du spectre solaire en se plaçant dans des conditions bien déterminées [19]. Le calcul du rendement de conversion énergétique nécessite enfin la connaissance de la caractéristique courant-tension de la jonction qui doit être déterminée pour chaque configuration de cellule choisie.

L'étude des détecteurs sélectifs AlGaAs-GaAs à énergie de bande variable [20] peut être considérée alors comme une variante de l'étude des cellules solaires, les différences essentielles entre les deux cas se résumant ainsi :

— les valeurs des énergies de bande interdite des deux couches sont choisies très voisines.

— Les champs d'entraînement dans ces couches doivent être de sens opposé à ceux utilisés dans les cellules solaires.

**2. Analyse théorique des rendements de collecte dans les cellules solaires P  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -N  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  à gradients de bande interdite.** — Dans ce chapitre nous calculons les spectres de rendement de collecte en résolvant les équations de continuité dans un modèle à une dimension. Les notations utilisées [11, 13] sont celles du tableau I. Sur le diagramme représenté figure 1, nous montrons la configuration traitée : la jonction est constituée d'une mince couche P  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  à gradient de bande interdite s'étendant depuis  $x = 0$  à  $x = d_1$ , suivie d'une couche plus épaisse N  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  ( $y < x$ ), elle aussi à bande interdite variable, s'étendant depuis  $x = d_1$  à  $x = d_1 + d_2$  ; la face arrière de la cellule, en  $x = d_1 + d_2$ , est toujours constituée de GaAs type N. La cellule est irradiée en  $x = 0$  sur sa face avant par un flux de photons incidents  $N_0$  (nombre de photons par unités de temps et de surface), dont le spectre en longueur d'onde est connu [19]. Soit  $E_{g_1}$  l'énergie de la bande interdite à la surface ( $x = 0$ ) ; la valeur de l'énergie dans la première couche en  $x \in [0, d_1]$  s'écrit alors :

$$E_g(x) = E_{g_1} + qE_1 x \quad (1)$$

expression dans laquelle  $qE_1$  représente le gradient d'énergie de la bande interdite supposé constant dans toute la couche,  $E_1$  le champ électrique d'entraînement correspondant, et  $q$  la charge électronique. De

TABLEAU I

s'écrira :

Liste des symboles et constantes utilisés

$$E_g(x') = E_{g_2} - qE_2 x' \quad (2)$$

$\lambda$	: Longueur d'onde de la radiation incidente ( $\text{\AA}$ ).
$h\nu$	: Energie de la radiation incidente (eV).
$E_0$	: Eclairement solaire à air-masse = 0 ( $0,135\ 3\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ).
$N_0$	: Flux de photons incidents ( $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ).
$A$	: Constante d'absorption ( $3,5 \times 10^4\ \text{cm}^{-1}$ ).
$\Delta n$	: Concentration d'électrons minoritaires en excès dans la couche P ( $\text{cm}^{-3}$ ).
$\Delta p$	: Concentration de trous minoritaires en excès dans la couche N ( $\text{cm}^{-3}$ ).
$\tau_n$	: Durée de vie des électrons minoritaires dans la couche P ( $\leq 6 \times 10^{-9}$ s).
$\tau_p$	: Durée de vie des trous minoritaires dans la couche N ( $\sim 10^{-8}$ s).
$\mu_n$	: Mobilité des électrons minoritaires dans la couche P ( $3\ 000\ \text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ).
$\mu_p$	: Mobilité des trous minoritaires dans la couche N ( $400\ \text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ).
$D_n$	: Constante de diffusion des électrons ( $40\ \text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$ ).
$D_p$	: Constante de diffusion des trous ( $15\ \text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$ ).
$L_n$	: Longueur de diffusion des électrons ( $3\text{-}5\ \mu\text{m}$ ).
$L_p$	: Longueur de diffusion des trous ( $1\text{-}2\ \mu\text{m}$ ).
$S$	: Vitesse de recombinaison en surface ( $0\text{-}10^7\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ).
$x$	: Distance mesurée dans la couche P à partir de la surface de la cellule ( $\mu\text{m}$ ).
$x'$	: Distance mesurée dans la couche N à partir de la jonction P-N ( $\mu\text{m}$ ).
$d_1$	: Epaisseur de la couche P ( $1\text{-}4\ \mu\text{m}$ ).
$d_2$	: Epaisseur de la couche N ( $4\text{-}50\ \mu\text{m}$ ).
$E_{g_1}$	: Largeur de bande interdite à la surface de la cellule (eV).
$E_{g_2}$	: Largeur de bande interdite de la couche N en $x = d_1$ (eV).
$E_1$	: Champ électrique d'entraînement dans la couche P ( $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ ).
$E_2$	: Champ électrique d'entraînement dans la couche N ( $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ ).
$q$	: Module de la charge électronique.
$\chi, \gamma$	: Fractions molaires d'AlAs dans GaAs dans les régions P et N respectivement (0-30 %).
$G_n, G_p$	: Taux de création de paires électron-trou par unité de volume dans les régions P et N respectivement ( $\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ ).
$\gamma_n$	: Rendement de collecte des électrons minoritaires dans la couche P.
$\gamma_p$	: Rendement de collecte des trous minoritaires dans la couche N.

la même manière, si  $E_{g_2}$  est l'énergie de la bande interdite à la jonction P-N, côté N ( $x = d_1$ ), la valeur de l'énergie dans la deuxième couche en

$$x \in [d_1, d_1 + d_2]$$

en ayant pris  $x = d_1$  pour nouvelle origine ( $x' = x - d_1$ ).

Nous appellerons dans la suite  $E_{g_1}$  et  $E_{g_2}$  les énergies de bande aux extrémités des couches P  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  et N  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  :

$$E_{g_1} = E_g(d_1) = E_{g_1} + qE_1 d_1 \quad (3)$$

$$E_{g_2} = E_g(d_1 + d_2) = E_{g_2} - qE_2 d_2 \quad (4)$$

Les valeurs de  $E_1$  et  $E_2$  pouvant être selon les cas positives, négatives ou nulles, les domaines de fréquence des photons incidents devront être examinés à chaque cas, et pour chacun des domaines de fréquence choisis on devra considérer le comportement des porteurs minoritaires dans la région P et la région N.

Dans cet article, nous présentons en détail le cas  $E_1$  et  $E_2$  négatifs qui est le plus intéressant pour les cellules solaires (voir Fig. 1), les autres cas  $E_1$  et  $E_2$  positifs ou nuls devant être analysés de la même manière à partir des équations de base. En outre, nous supposons dans toute la suite que  $E_g(x)$  quel que soit  $x \in [0, d_1]$  est toujours supérieur à  $E_g(x')$  quel que soit  $x' \in [0, d_2]$ , c'est-à-dire qu'il n'y aura jamais chevauchement des largeurs de bande interdite des couches P et N, ce qui risquerait de nuire au rendement de collecte ; pour le cas spécifique étudié ci-dessous nous supposons donc satisfaites les inégalités (voir Fig. 1) :

$$E_{g_2} < E_{g_2} < E_{g_1} < E_{g_1}.$$

2.1 COURANT D'ÉLECTRONS DANS LA RÉGION P. — L'équation de continuité pour les électrons en excès dans la couche P à gradient de bande interdite s'écrit dans le régime stationnaire :

$$D_n \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\Delta n) + \mu_n E_1 \frac{\partial}{\partial x} (\Delta n) - \frac{\Delta n}{\tau_n} + G_n(x) = 0 \quad (5)$$

expression qui décrit respectivement la diffusion, l'entraînement, la recombinaison et la génération des porteurs minoritaires et dans laquelle :

$\Delta n$  est la concentration des électrons minoritaires en excès par rapport à leur concentration en équilibre :  $\Delta n = n - n_0$  ;

$D_n$  est la constante de diffusion des électrons ;

$\mu_n$  est la mobilité des électrons ;

$\tau_n$  est la durée de vie des électrons.

On sait que  $D_n$ ,  $\mu_n$  et  $\tau_n$  varient avec la concentration de porteurs [21-23] et la concentration molaire d'aluminium  $\chi$  dans le solide [24, 25], donc avec la variable d'espace  $x$ . Or une augmentation de la concentration  $\chi$  de 0 à 0,25 suffit pour diminuer efficace-

ment la recombinaison des porteurs en surface ; de plus, à la température ambiante, la longueur de diffusion des électrons  $L_n$  [24, 25] (voir équation (48) de l'annexe) et plus encore leur mobilité  $\mu_n$  [26] ont une faible dépendance en  $\chi$ , pour  $\chi < 0,3$ . Ainsi pour plus de simplicité, nous fixerons désormais les paramètres  $D_n$  et  $\mu_n$  mais ferons varier  $L_n$  et  $\tau_n$ .

Pour écrire la solution générale de l'équation différentielle (5), il est nécessaire d'explicitier la fonction  $G_n(x)$  qui représente le nombre de paires électron-trou engendrées, par unités de volume et de temps, à une distance  $x$  de la surface de la cellule. Si on suppose que chaque photon incident absorbé crée une paire électron-trou, le nombre de photons absorbés par unités de temps et de surface dans une tranche d'épaisseur  $dx$  à une distance  $x$  de la surface s'écrit [2, 27] :

$$G_n(x) dx = - dN(x) = \alpha(x) N(x) dx \quad (6)$$

où le flux de photons  $N(x)$  et le coefficient d'absorption  $\alpha(x)$  sont considérés comme constants dans le domaine de longueur d'onde  $\lambda - \lambda + d\lambda$ . Dans la région où le composé ternaire  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  possède une structure de bande directe ( $\chi < 0,37$ ) [28], on peut écrire  $\alpha(x)$  sous la forme [29] :

$$\alpha(x) \equiv 0 \quad \text{pour tout } hv \leq E_g(x) \quad (7a)$$

$$\alpha(x) = A(hv - E_g(x))^{1/2} \quad \text{pour tout } hv > E_g(x) \quad (7b)$$

expression dans laquelle  $A$  est une constante d'absorption relative au matériau,  $hv$  l'énergie du photon et  $E_g(x)$  l'énergie de la bande interdite donnée par la relation (1).

Des relations (1), (6) et (7) on déduit l'expression de  $G_n(x)$  pour chacun des domaines de fréquence considérés :

$$a) \quad hv \geq E_{g1}$$

$$G_n(x) = AN_0 \cdot (hv - E_{g1} - qE_1 x)^{1/2} \cdot \exp \left\{ \frac{2A}{3qE_1} [(hv - E_{g1} - qE_1 x)^{3/2} - (hv - E_{g1})^{3/2}] \right\} \quad (8)$$

avec  $E_1 < 0$ .

Il reste alors à déterminer les constantes  $C_1$  et  $C_2$  de la solution générale (voir équation (46) de l'annexe), et ce à partir des conditions aux limites imposées par l'extérieur :

— en  $x = 0$ , les porteurs minoritaires se recombinent en surface avec une vitesse de recombinaison  $S$  ;

l'équation de continuité des courants d'électrons à la surface s'écrit [17] :

$$D_n \frac{\partial}{\partial x} (\Delta n) \Big|_0 + \mu_n E_1 \Delta n(0) = S \Delta n(0), \quad (9)$$

— en  $x = d_1$  à la jonction P-N, en l'absence de différence de potentiel appliquée, c'est-à-dire dans la

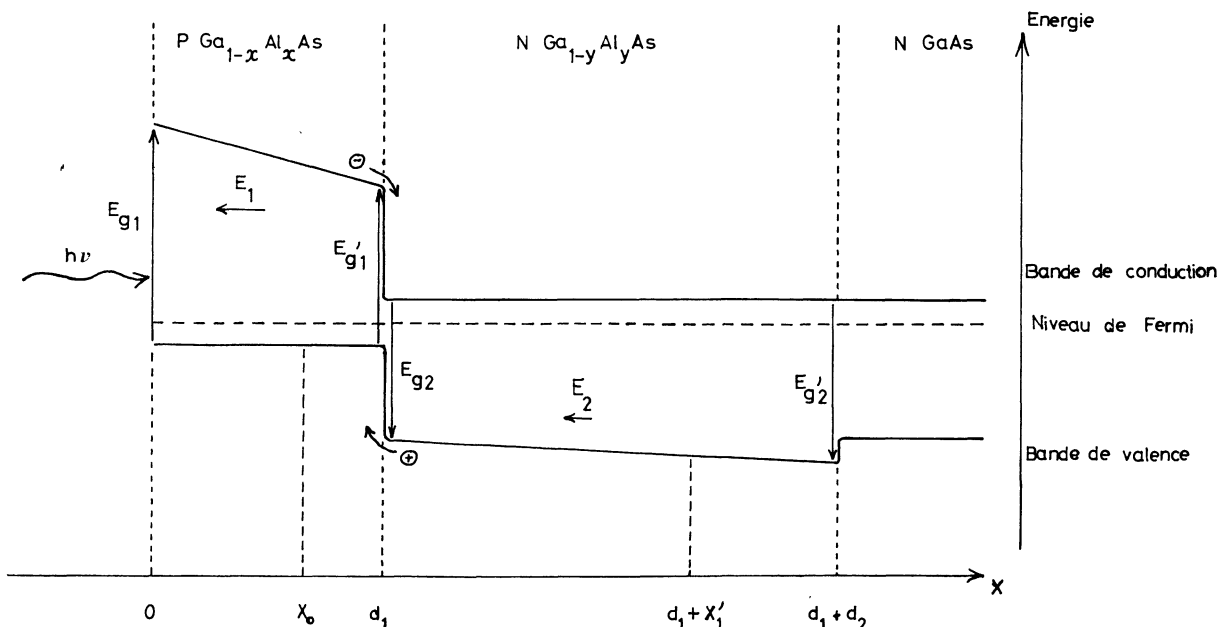


FIG. 1. — Schéma de bandes d'une cellule solaire P  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -N  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  à gradients de bande interdite. Pour la signification des paramètres utilisés sur la figure se reporter au tableau I. Pour les photons incidents d'énergie  $E_{g1}' \leq hv \leq E_{g1}$ , on définit  $x_0$ , dans la couche P, par l'identité :  $hv - E_{g1} - qE_1 x_0 \equiv 0$ . Pour les photons incidents d'énergie  $E_{g2} \leq hv \leq E_{g2}'$ , on définit  $x'_1$ , dans la couche N, par l'identité :  $hv - E_{g2} + qE_2 x'_1 \equiv 0$ .

[Energy band diagram of a graded band-gap P  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -N  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  solar cell. The meaning of the different parameters used is reported in table I. For the incident photons with energy  $E_{g1}' \leq hv \leq E_{g1}$ ,  $x_0$  is defined within the P layer by :  $hv - E_{g1} - qE_1 x_0 \equiv 0$ . For the incident photons with energy  $E_{g2} \leq hv \leq E_{g2}'$ ,  $x'_1$  is defined within the N layer by :  $hv - E_{g2} + qE_2 x'_1 \equiv 0$ .]

condition de court-circuit, les concentrations de porteurs minoritaires en excès tendent vers zéro de chaque côté de la jonction [7, 17] :

$$\Delta n(d_1) = 0. \quad (10)$$

Tenant compte de cette dernière relation, la densité de courant court-circuit traversant la jonction en provenance de la région P est déterminée par le gradient de concentration des électrons minoritaires :

$$j_{ccn} = q D_n \left. \frac{\partial}{\partial x} (\Delta n) \right|_{d_1} \quad (11)$$

On définit le *rendement de collecte* dans la région P comme le rapport du nombre des électrons de la région P collectés par la jonction au nombre de photons incidents pour une longueur d'onde déterminée :

$$\gamma_n = - \frac{j_{ccn}}{q N_0}, \quad (12)$$

le signe  $-$  signifiant que la densité de courant associée aux électrons est dirigée dans le sens des  $x$  négatifs (voir Fig. 1).

On trouve finalement :

$$\gamma_n = \frac{\exp(\alpha_n d_1)}{2 N_0} \cdot \frac{(\alpha_n - f_n + S/D_n) \cdot Q_{n1}(d_1) + (\alpha_n + f_n + S/D_n) \cdot Q_{n2}(d_1)}{f_n \cosh(f_n d_1) + (\alpha_n + S/D_n) \sinh(f_n d_1)}, \quad (13)$$

les différents termes intervenant dans cette expression étant explicités dans l'annexe. Les fonctions  $Q_{n1}$  et  $Q_{n2}$  étant linéaires en  $N_0$  (voir équations (49) et (50)), il s'ensuit que  $\gamma_n$  est indépendant de  $N_0$ , quelle que soit la longueur d'onde des photons incidents. Ce résultat est logique car le rendement  $\gamma_n$  représente en quelque sorte la probabilité pour une paire électron-trou créée à partir d'un photon de longueur d'onde  $\lambda$ , d'être séparée par la jonction P-N avant de s'être recombinée.

b)  $E_{g1} \leq h\nu \leq E_{g1}$ .

Dans ce cas désignons par  $x_0 \in [0, d_1]$  l'abscisse pour laquelle l'énergie  $h\nu$  du photon incident est égale à la largeur de la bande interdite (voir Fig. 1) :

$$x_0 \equiv \frac{h\nu - E_{g1}}{qE_1}. \quad (14)$$

Il s'ensuit que :

— pour tout  $0 \leq x \leq x_0$ ,

$$G_n(x) \equiv 0 \quad (15a)$$

et soit  $\Delta n_1(x)$  la solution correspondante de l'équation (5) ;

— pour tout  $x_0 \leq x \leq d_1$ ,

$$G_n(x) = AN_0 \cdot (h\nu - E_{g1} - qE_1 x)^{1/2} \exp \left\{ \frac{2A}{3qE_1} (h\nu - E_{g1} - qE_1 x)^{3/2} \right\} \quad (15b)$$

et soit  $\Delta n_2(x)$  la solution correspondante de l'équation (5).

Les quatre constantes de  $\Delta n_1(x)$  et  $\Delta n_2(x)$  sont déterminées à partir de quatre relations indépendantes décrivant les deux anciennes conditions aux limites :

— en  $x = 0$  :

$$D_n \left. \frac{\partial}{\partial x} (\Delta n_1) \right|_0 + \mu_n E_1 \Delta n_1(0) = S \Delta n_1(0), \quad (9)$$

— en  $x = d_1$  :

$$\Delta n_2(d_1) = 0 \quad (10)$$

et deux nouvelles équations de continuité en  $x = x_0$  :

— continuité de la concentration des porteurs minoritaires :

$$\Delta n_1(x_0) = \Delta n_2(x_0) \quad (16)$$

— continuité de la densité de courant d'électrons :

$$D_n \left. \frac{\partial}{\partial x} (\Delta n_1) \right|_{x_0} + \mu_n E_1 \Delta n_1(x_0) = D_n \left. \frac{\partial}{\partial x} (\Delta n_2) \right|_{x_0} + \mu_n E_1 \Delta n_2(x_0)$$

qui se réduit grâce à (16) à la relation :

$$\left. \frac{\partial}{\partial x} (\Delta n_1) \right|_{x_0} = \left. \frac{\partial}{\partial x} (\Delta n_2) \right|_{x_0} . \quad (17)$$

A l'aide des relations précédentes, le rendement de collecte s'écrit :

$$\gamma_n = \frac{\exp(\alpha_n d_1)}{2 N_0} \cdot \frac{(\alpha_n - f_n + S/D_n) \cdot [Q_{n1}(d_1) - Q_{n1}(x_0)] + (\alpha_n + f_n + S/D_n) \cdot [Q_{n2}(d_1) - Q_{n2}(x_0)]}{f_n \cosh(f_n d_1) + (\alpha_n + S/D_n) \sinh(f_n d_1)} . \quad (18)$$

c)  $h\nu \leq E_{g'1}$ . Quel que soit  $x \in [0, d_1]$ ,

$$G_n(x) \equiv 0 , \quad (19)$$

la solution correspondante  $\Delta n(x)$  doit satisfaire simultanément les deux conditions aux limites (9) et (10) ; pour qu'il en soit ainsi les deux constantes doivent être identiquement nulles, c'est-à-dire :

$$\Delta n(x) \equiv 0 , \quad \text{soit} \quad \gamma_n \equiv 0 . \quad (20)$$

Il n'existe pas de densité de courant traversant la jonction et provenant de la région P, ce qui semble logique car la couche P devient parfaitement transparente aux photons de grande longueur d'onde.

2.2 COURANT DE TROUS DANS LA RÉGION N. — L'équation de continuité pour les trous en excès dans la couche N à bande interdite variable s'écrit, dans le domaine  $x \in [d_1, d_1 + d_2]$ , de la même manière que l'équation (5) :

$$D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\Delta p) - \mu_p E_2 \frac{\partial}{\partial x} (\Delta p) - \frac{\Delta p}{\tau_p} + G_p(x) = 0 , \quad (21)$$

les différents paramètres affectés de l'indice  $p$  se rapportant maintenant aux trous minoritaires.

Prenant le plan de jonction pour nouvelle origine ( $x' = x - d_1$ ),  $G_p(x')$  le taux de création de paires électron-trou dans l'unité de volume de la couche N à une distance  $x'$  de la jonction P-N, doit être considéré pour les différents domaines de fréquence, en se rappelant que  $E_{g2} < E_{g'1}$  :

a)  $h\nu \geq E_{g2}$

$$G_p(x') = AN(d_1) \cdot (h\nu - E_{g2} + qE_2 x')^{1/2} \exp \left\{ \frac{2A}{3qE_2} [(h\nu - E_{g2})^{3/2} - (h\nu - E_{g2} + qE_2 x')^{3/2}] \right\} \quad (22)$$

avec  $E_2 < 0$ , expression dans laquelle  $N(d_1)$ , le flux de photons arrivant à la jonction, dépend lui-même de la fréquence :

$$h\nu \geq E_{g1} : N(d_1) = N_0 \exp \left\{ \frac{2A}{3qE_1} [(h\nu - E_{g1} - qE_1 d_1)^{3/2} - (h\nu - E_{g1})^{3/2}] \right\} \quad (23a)$$

$$E_{g'1} \leq h\nu \leq E_{g1} : N(d_1) = N_0 \exp \left\{ \frac{2A}{3qE_1} (h\nu - E_{g1} - qE_1 d_1)^{3/2} \right\} \quad (23b)$$

$$h\nu \leq E_{g'1} : N(d_1) = N_0 . \quad (23c)$$

Les constantes  $C'_1$  et  $C'_2$  de la solution générale (voir équation (51) de l'annexe) sont déterminées à partir des conditions aux limites :

$$\text{— en } x' = 0 : \Delta p(0) = 0 \quad (24)$$

$$\text{— en } x' = d_2 : \Delta p(d_2) = 0, \quad (25)$$

la vitesse de recombinaison en surface sur la face arrière étant supposée infinie, d'après les hypothèses.

De la même manière que pour les électrons de la couche P, la contribution des trous minoritaires à la densité de courant court-circuit au niveau de la jonction s'écrit :

$$j_{ccp} = -qD_p \left. \frac{\partial}{\partial x'} (\Delta p) \right|_0 \quad (26)$$

et le rendement de collecte dans la région N :

$$\gamma_p = - \frac{j_{\text{cep}}}{qN_0} \quad (27)$$

On trouve finalement :

$$\gamma_p = - \frac{Q_{p1}(d_2) \cdot \exp(f_p d_2) + Q_{p2}(d_2) \cdot \exp(-f_p d_2)}{2 N_0 \sinh(f_p d_2)} \quad (28)$$

b)  $E_{g_2} \leq h\nu \leq E_{g_1}$ . Définissons l'abscisse  $x'_1 \in [0, d_2]$  telle que (voir Fig. 1) :

$$x'_1 \equiv \frac{h\nu - E_{g_2}}{-qE_2} \quad (29)$$

Ainsi :

— pour tout  $0 \leq x' \leq x'_1$ ,

$$G_p(x') = AN_0 \cdot (h\nu - E_{g_2} + qE_2 x')^{1/2} \exp \left\{ \frac{2A}{3qE_2} [(h\nu - E_{g_2})^{3/2} - (h\nu - E_{g_2} + qE_2 x')^{3/2}] \right\} \quad (30a)$$

et soit  $\Delta p_1(x')$  la solution correspondante de l'équation (21) ;

— pour tout  $x'_1 \leq x' \leq d_2$ ,

$$G_p(x') \equiv 0 \quad (30b)$$

et soit  $\Delta p_2(x')$  la solution correspondante de l'équation (21).

Les quatre constantes de  $\Delta p_1(x')$  et  $\Delta p_2(x')$  sont déterminées à partir des quatre conditions aux limites :

— en  $x' = 0$  :

$$\Delta p_1(0) = 0 \quad (24)$$

— en  $x' = x'_1$  :

$$\begin{cases} \Delta p_1(x'_1) = \Delta p_2(x'_1) \\ \left. \frac{\partial}{\partial x'} (\Delta p_1) \right|_{x_1} = \left. \frac{\partial}{\partial x'} (\Delta p_2) \right|_{x'_1} \end{cases} \quad (31)$$

$$\quad (32)$$

— en  $x' = d_2$  :

$$\Delta p_2(d_2) = 0 \quad (25)$$

et le rendement de collecte dans la région N s'écrit alors :

$$\gamma_p = - \frac{Q_{p1}(x'_1) \cdot \exp(f_p d_2) + Q_{p2}(x'_1) \cdot \exp(-f_p d_2)}{2 N_0 \sinh(f_p d_2)} \quad (33)$$

c)  $h\nu \leq E_{g_2}$ . Quel que soit  $x' \in [0, d_2]$ ,

$$G_p(x') \equiv 0 \quad (34)$$

De même que dans le cas  $h\nu \leq E_{g_1}$  pour la première couche, on trouve :

$$\gamma_p \equiv 0 \quad (35)$$

la couche N est parfaitement transparente aux photons d'énergie  $h\nu \leq E_{g_2}$ .

2.3 RENDEMENT DE COLLECTE TOTAL. — Pour chaque valeur de longueur d'onde des photons incidents le rendement de collecte total est par définition la somme des rendements de collecte  $\gamma_n$  et  $\gamma_p$  dus respectivement aux électrons excités dans la région P et aux trous excités dans la région N :

$$\gamma \equiv \gamma_n + \gamma_p \quad (36)$$



3. **Résultats et discussion.** — Afin de définir la cellule solaire la plus performante, susceptible d'une réalisation pratique, nous analyserons d'abord les réponses spectrales de quelques cellules particulières en examinant notamment l'influence que peuvent exercer sur elles certains paramètres physiques, puis nous étudierons dans ces cellules les facteurs intervenant dans le calcul de leur rendement de conversion d'énergie.

3.1 **RÉPONSES SPECTRALES.** — Le rendement de collecte total a été calculé à la machine en fixant arbitrairement certains paramètres tels les mobilités des porteurs minoritaires, les constantes de diffusion associées et en faisant varier les autres tels les durées de vie des porteurs, les longueurs de diffusion associées, les épaisseurs des deux couches, les largeurs de bande interdite à l'entrée de chacune d'elles, les champs d'entraînement correspondants ainsi que la vitesse de recombinaison en surface. Nous passons maintenant ces paramètres en revue (voir tableau I).

Pour les raisons données au paragraphe 2.1, la mobilité des électrons est choisie égale à  $3\,000\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , leur constante de diffusion à  $40\text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  tandis que la mobilité des trous et la constante de diffusion associée sont choisies respectivement égales à  $400\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  et  $15\text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

La longueur de diffusion des électrons [24, 25] est de l'ordre ou inférieure à  $5\text{ }\mu\text{m}$  pour des couches dopées au Ge ( $N_A \approx 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ ), leur durée de vie étant égale ou inférieure à  $6\text{ ns}$  [23], tandis que la longueur de diffusion des trous et la durée de vie associée sont respectivement de l'ordre du micron et de  $10\text{ ns}$  pour des couches dopées au Te [30] ou à Sn [21] ( $N_D \approx 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ ).

La vitesse de recombinaison en surface sur la première couche est choisie dans l'intervalle  $0\text{--}10^7\text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  [8, 11].

Enfin l'hypothèse, fondamentale pour tout le calcul, des structures de bande directes pour les couches  $\text{P Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  et  $\text{N Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ , conduit à une limite supérieure pour le paramètre  $E_{g_1}$ , soit de l'ordre de  $2\text{ eV}$ , et par conséquent à des limites supérieures pour  $E_{g_1'}$ ,  $E_{g_2}$  et  $E_{g_2'}$ .

Ainsi avec les conditions énoncées ci-dessus, le choix de la cellule solaire la plus performante se limite seulement à la comparaison de quelques-unes d'entre elles.

Si on examine par exemple les réponses spectrales des deux cellules (a) et (b) définies sur la figure 2, on constate (voir Fig. 3) que (a) a un rendement de collecte plus grand que (b) pour les faibles énergies et plus petit pour les fortes énergies ( $\lambda < 5\,000\text{ \AA}$ ), la différence étant peu significative dans ce dernier domaine.

Ces résultats s'interprètent ainsi (Fig. 2) :

— les photons de faible énergie ( $E_{g_2} \leq h\nu \lesssim E_{g_2'}$ )

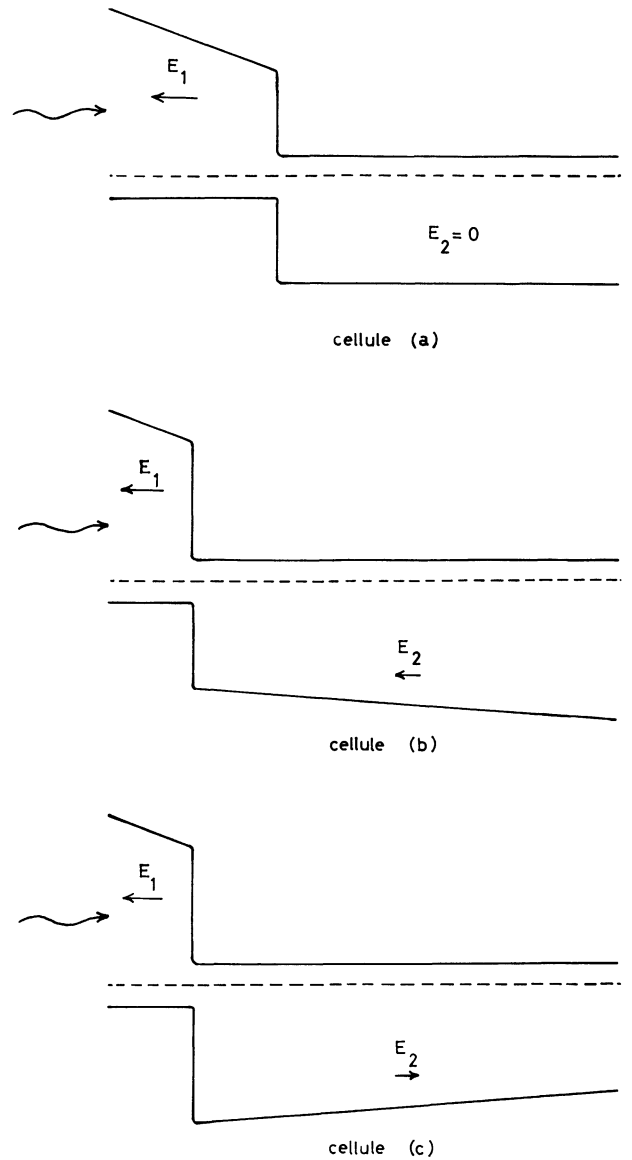


FIG. 2. — Schémas de bandes des cellules étudiées :

$$\begin{aligned} \text{cellule (a)} & \left\{ \begin{array}{l} E_{g_1} = 2\text{ eV}, E_1 = -2\,850\text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}, d_1 = 2\text{ }\mu\text{m}, \\ E_{g_2} = 1,425\text{ eV}, E_2 = 0, d_2 = 4\text{ }\mu\text{m}. \end{array} \right. \\ \text{cellule (b)} & \left\{ \begin{array}{l} E_{g_1} = 2\text{ eV}, E_1 = -2\,850\text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}, d_1 = 1\text{ }\mu\text{m}, \\ E_{g_2} = 1,425\text{ eV}, E_2 = -570\text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}, d_2 = 5\text{ }\mu\text{m}. \end{array} \right. \\ \text{cellule (c)} & \left\{ \begin{array}{l} E_{g_1} = 2\text{ eV}, E_1 = -2\,850\text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}, d_1 = 1\text{ }\mu\text{m}, \\ E_{g_2} = 1,71\text{ eV}, E_2 = 570\text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}, d_2 = 5\text{ }\mu\text{m}. \end{array} \right. \end{aligned}$$

[Energy band diagrams of the three selected cells :

$$\begin{aligned} \text{cell (a)} & \left\{ \begin{array}{l} E_{g_1} = 2\text{ eV}, E_1 = -2\,850\text{ V/cm}, d_1 = 2\text{ }\mu\text{m}, \\ E_{g_2} = 1.425\text{ eV}, E_2 = 0, d_2 = 4\text{ }\mu\text{m}. \end{array} \right. \\ \text{cell (b)} & \left\{ \begin{array}{l} E_{g_1} = 2\text{ eV}, E_1 = -2\,850\text{ V/cm}, d_1 = 1\text{ }\mu\text{m}, \\ E_{g_2} = 1.425\text{ eV}, E_2 = -570\text{ V/cm}, d_2 = 5\text{ }\mu\text{m}. \end{array} \right. \\ \text{cell (c)} & \left\{ \begin{array}{l} E_{g_1} = 2\text{ eV}, E_1 = -2\,850\text{ V/cm}, d_1 = 1\text{ }\mu\text{m}, \\ E_{g_2} = 1.71\text{ eV}, E_2 = 570\text{ V/cm}, d_2 = 5\text{ }\mu\text{m}. \end{array} \right. \end{aligned}$$

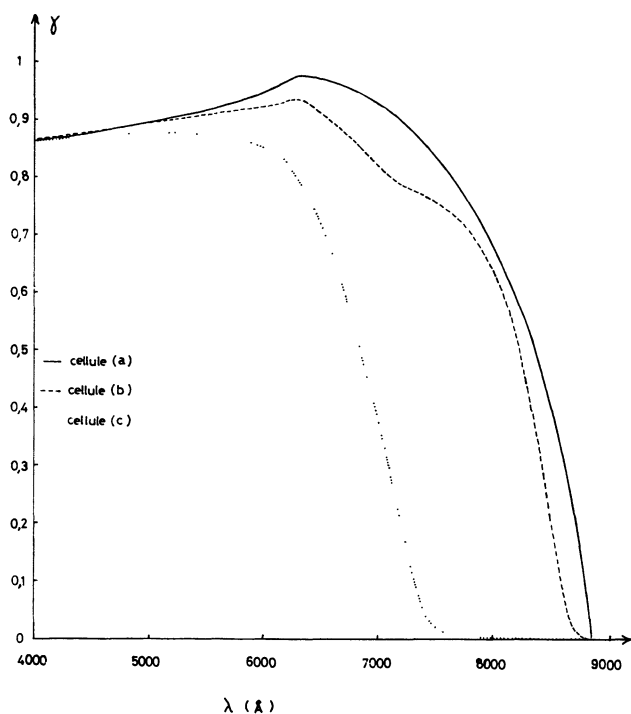


FIG. 3. — Rendement de collecte total en fonction de la longueur d'onde pour les trois cellules (a), (b), (c) définies figure 2, avec les paramètres suivants :  $L_n = 3 \mu\text{m}$ ,  $L_p = 1 \mu\text{m}$ ,  $S = 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ .

[Total collection efficiency versus wavelength for the cells (a), (b), (c) defined in figure 2 ; following parameters have been used :

$$L_n = 3 \mu\text{m}, L_p = 1 \mu\text{m}, S = 10^7 \text{ cm/s.}]$$

sont absorbés par les deux couches dans le cas de la cellule (a), alors qu'ils le sont uniquement par la couche N dans le cas de la cellule (b). Etant donné que  $L_n$  est supérieur à  $L_p$  et  $|E_1|$  est supérieur à  $|E_2|$ , pour le même nombre de photons incidents, les électrons créés dans la région P seront plus nombreux à traverser la jonction que les trous créés dans la région N. Remarquons que ce résultat eût peut-être été sérieusement modifié dans le cas hypothétique  $L_p > L_n$  ;

— les photons d'énergie élevée ( $h\nu > E_{g_1}$ ) sont plus absorbés dans la couche P de (a) où  $d_1 = 2 \mu\text{m}$  que dans celle de (b) où  $d_1 = 1 \mu\text{m}$  ; ainsi dans la couche N de (b), un nombre non négligeable de trous soumis à l'influence bénéfique du champ  $E_2$  pourra participer efficacement au rendement de collecte total.

Nous montrons aussi sur la figure 3 la réponse spectrale de la cellule (c) définie avec un champ  $E_2$  de sens opposé à celui existant dans la cellule (b) (voir Fig. 2). On note dans ce cas l'influence très néfaste du champ  $E_2$  qui, pour les faibles énergies, tend à écarter les trous de la jonction P-N.

Les résultats précédents nous conduisent à choisir la cellule (a) pour la suite de l'étude.

La figure 4 montre l'intérêt d'une telle cellule à gradient de bande interdite par rapport à la cellule classique ( $E_1 = 0$ ) possédant les mêmes caractéristiques : pour la cellule classique une forte recombinaison

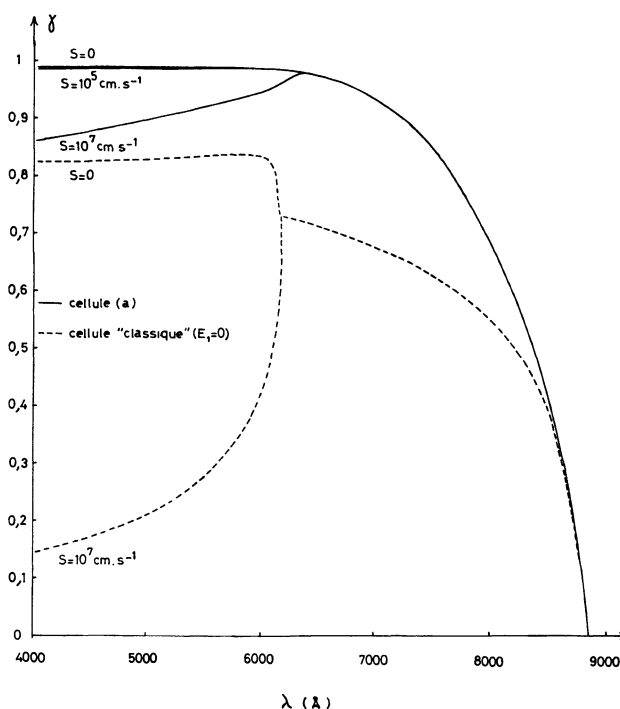


FIG. 4. — Rendement de collecte total en fonction de la longueur d'onde pour la cellule (a) et pour la cellule classique correspondante ( $E_{g_1} = 2 \text{ eV}$ ,  $E_1 = 0$ ,  $d_1 = 2 \mu\text{m}$ ,  $E_{g_2} = 1,425 \text{ eV}$ ,  $E_2 = 0$ ,  $d_2 = 4 \mu\text{m}$ ), avec  $L_n = 3 \mu\text{m}$ ,  $L_p = 1 \mu\text{m}$ , pour trois valeurs de  $S$  :  $0, 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ .

[Total collection efficiency versus wavelength for cell (a) and for classical cell ( $E_{g_1} = 2 \text{ eV}$ ,  $E_1 = 0$ ,  $d_1 = 2 \mu\text{m}$ ,  $E_{g_2} = 1,425 \text{ eV}$ ,  $E_2 = 0$ ,  $d_2 = 4 \mu\text{m}$ ), for  $L_n = 3 \mu\text{m}$ ,  $L_p = 1 \mu\text{m}$  and for three values of  $S$  :  $0, 10^5 \text{ cm/s}, 10^7 \text{ cm/s.}]$

en surface ( $S = 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ) se traduit par une brusque variation de la réponse spectrale pour une valeur de l'énergie égale à  $E_{g_1}$  ( $\lambda_{E_{g_1}} \approx 6200 \text{ \AA}$ ) ; en revanche pour la cellule à bande variable on observe une faible décroissance de la réponse spectrale pour une valeur de l'énergie inférieure à  $E_{g_1}$ . On constate ainsi, en passant de la cellule classique à la cellule (a), qu'aux fortes énergies ( $\lambda \approx 5000 \text{ \AA}$ ), celles pour lesquelles le flux de photons venant du soleil est maximum [19], on gagne un facteur supérieur à 4 sur le rendement de collecte total, celui-ci augmentant de 20,5 % à 89,5 % ; le gain serait bien entendu beaucoup plus faible si ces mêmes cellules fonctionnaient idéalement avec une vitesse de recombinaison négligeable en surface ( $S = 0$ ) : il serait ramené au rapport 1,2 seulement selon la figure 4.

On remarque enfin sur cette même figure que, pour la cellule à bande variable, on peut sans erreur appréciable négliger l'effet de la recombinaison en surface tant que le paramètre  $S$  reste inférieur à  $10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ .

Cette étude permet simultanément de préciser l'influence relative des différents paramètres sur le rendement de collecte total.

3.1.1 *Influence de  $d_2$ .* — Avec la cellule choisie, on ne peut observer cette influence que pour les photons d'énergie comparable à la largeur de bande interdite du GaAs ( $\lambda \simeq 8\,500\text{ \AA}$ ) ; lorsqu'on augmente l'épaisseur de la seconde couche de  $4\text{ }\mu\text{m}$  à  $50\text{ }\mu\text{m}$ , le rendement  $\gamma_p$  augmente d'un facteur 7/1 000 (voir tableau II), ce qui est insignifiant : on ne gagne pra-

TABLEAU II

Rendement de collecte dans la région N de la cellule (a), (voir Fig. 2), en fonction de l'épaisseur  $d_2$

$$\begin{aligned} L_n &= 3\text{ }\mu\text{m} ; \\ L_p &= 1\text{ }\mu\text{m} ; \\ 0 &\leq S \leq 10^7\text{ cm.s}^{-1} ; \\ \lambda &= 8\,550\text{ \AA} \quad (h\nu = 1,45\text{ eV}). \end{aligned}$$

$d_2$	$4\text{ }\mu\text{m}$	$50\text{ }\mu\text{m}$
$\gamma_p$	0,345 5	0,348 1

tiquement rien à augmenter  $d_2$  au-delà de  $4\text{ }\mu\text{m}$  ; ce résultat signifie que tous les photons absorbés trop profondément dans la couche N créent des trous qui

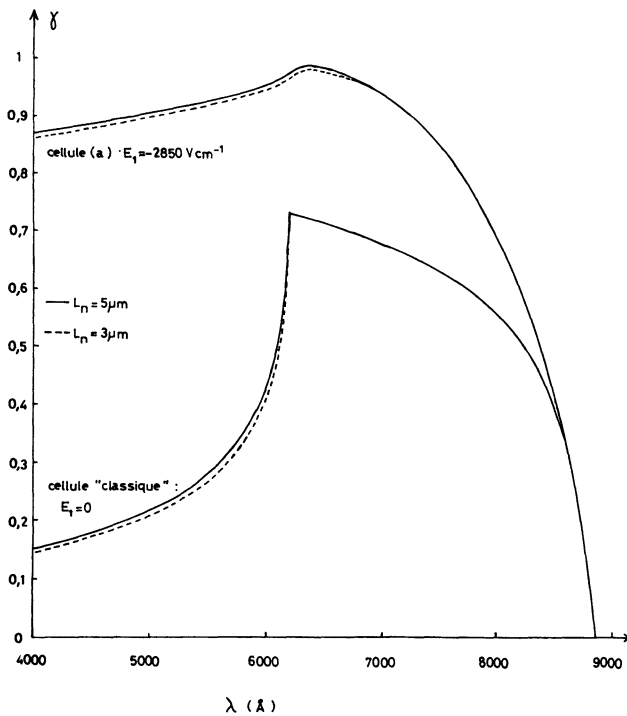


FIG. 5. — Rendement de collecte total en fonction de la longueur d'onde pour la cellule (a) et pour la cellule classique correspondante ( $E_1 = 0$ ), avec  $L_p = 1\text{ }\mu\text{m}$ ,  $S = 10^7\text{ cm.s}^{-1}$ , pour deux valeurs de  $L_n$  :  $3\text{ }\mu\text{m}$  et  $5\text{ }\mu\text{m}$ .

[Total collection efficiency versus wavelength for cell (a) and for classical cell ( $E_1 = 0$ ), for  $L_p = 1\text{ }\mu\text{m}$ ,  $S = 10^7\text{ cm/s}$  and for two values of  $L_n$  :  $3\text{ }\mu\text{m}$ ,  $5\text{ }\mu\text{m}$ .]

ne peuvent pas atteindre la jonction P-N, vu la faible valeur de  $L_p$ .

3.1.2 *Influence de  $L_n$  et  $L_p$ .* — En augmentant  $L_n$  dans les limites permises, de  $3\text{ }\mu\text{m}$  à  $5\text{ }\mu\text{m}$ , on remarque figure 5 que  $\gamma_n$  croît aux fortes énergies ( $\lambda < 6\,000\text{ \AA}$ ) : les électrons minoritaires créés près de la surface de la couche P ont une chance plus grande de traverser la jonction. Cependant cet effet ne contribue qu'à une augmentation peu significative de la réponse spectrale sur l'ensemble du spectre.

Bien entendu, on assisterait de manière similaire à une croissance de  $\gamma_p$  aux faibles énergies ( $\lambda \simeq 8\,500\text{ \AA}$ ) en augmentant  $L_p$ .

3.1.3 *Influence de  $E_1$  et  $d_1$ .* — Si maintenant on augmente l'épaisseur  $d_1$  de la couche superficielle de  $1\text{ }\mu\text{m}$  à  $8\text{ }\mu\text{m}$  tout en diminuant le champ  $E_1$ , de sorte

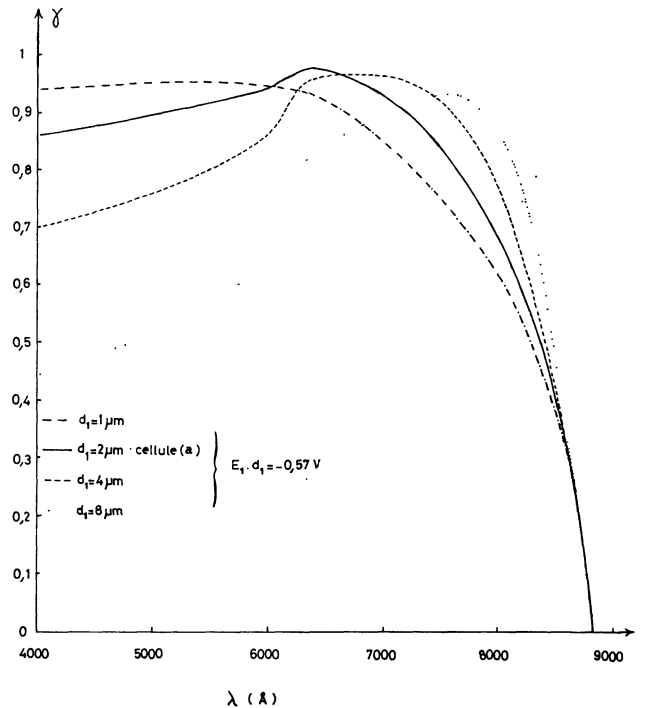


FIG. 6. — Rendement de collecte total en fonction de la longueur d'onde pour la cellule (a) et trois autres cellules, toutes étant caractérisées par la même valeur de  $E_1 \cdot d_1$  ( $d_1 = 1, 2, 4$  et  $8\text{ }\mu\text{m}$ ), avec  $L_n = 3\text{ }\mu\text{m}$ ,  $L_p = 1\text{ }\mu\text{m}$ ,  $S = 10^7\text{ cm.s}^{-1}$ .

[Total collection efficiency versus wavelength for cell (a) and three other ones characterized by the same value of

$$E_1 \cdot d_1 \quad (d_1 = 1, 2, 4 \text{ and } 8\text{ }\mu\text{m}) ;$$

used parameters are :

$$L_n = 3\text{ }\mu\text{m}, L_p = 1\text{ }\mu\text{m}, S = 10^7\text{ cm/s.}]$$

que le produit  $E_1 \cdot d_1$  reste constant, on constate figure 6 que  $\gamma_n$  diminue aux fortes énergies ( $\lambda \simeq 5\,000\text{ \AA}$ ) et augmente aux faibles énergies ( $\lambda \simeq 7\,500\text{ \AA}$ ), tandis que  $\gamma_p$  diminue sur toute la largeur du spectre visible car un nombre de plus en plus grand de photons incidents est absorbé dans la première couche. Le rôle de  $\gamma_n$  par rapport à  $\gamma_p$  croissant avec  $d_1$ , le rendement total  $\gamma$  diminue assez rapidement aux fortes

énergies mais augmente aux faibles énergies. Ce résultat est intéressant pour deux raisons :

1. En premier lieu, il est difficile de réaliser simultanément des couches très homogènes inférieures au micron d'épaisseur et des gradients d'énergie très élevés, correspondant à un champ supérieur à 3 000-3 500 V/cm ; il faut donc trouver un compromis expérimental.

2. Ensuite, on n'a pas réellement intérêt à sous-estimer l'importance du rendement aux faibles énergies, car comme nous allons le voir, le flux de photons provenant du soleil a, pour  $\lambda \simeq 7\,500 \text{ \AA}$ , une valeur voisine du maximum de tout le spectre. Il y a par conséquent de ce second point de vue un compromis théorique à trouver qui va dans le sens du compromis expérimental.

3.2 RENDEMENT DE CONVERSION D'ÉNERGIE. — Considérant toujours la cellule (a), on se place dans des conditions extra-atmosphériques pour déterminer son rendement de conversion énergétique.

La connaissance de la réponse spectrale de la cellule ne suffit pas pour calculer sa densité de courant total court-circuit ; il faut connaître aussi la distribution spectrale de l'éclairement solaire [19, 31] ; en effet :

$$J_{cc} = \int_0^{\infty} [j_{con}(\lambda) + j_{cep}(\lambda)] d\lambda = -q \int_0^{\lambda_{max}} \gamma(\lambda) \cdot N_0(\lambda) d\lambda, \quad (37)$$

où  $\lambda_{max}$  est la longueur d'onde de coupure correspondant à l'énergie de bande interdite du GaAs ( $\lambda_{max} \simeq 8\,700 \text{ \AA}$ ). Notons qu'avec les notations adoptées plus haut, le courant de court-circuit est négatif car dirigé dans le sens des  $x$  négatifs (Fig. 1).

Le flux de photons  $N_0$  est déterminé à partir de  $E_0$ , le rayonnement total du soleil hors atmosphère (nombre d'air-masse  $m = 0$ ), par l'expression :

$$E_0 = \int_0^{\infty} E_0(\lambda) d\lambda = \int_0^{\infty} N_0(\lambda) \cdot \frac{hc}{\lambda} d\lambda = 135,3 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}, \quad (38)$$

où  $E_0(\lambda)$  est la distribution spectrale du rayonnement solaire établie d'après les mesures de Thekaekara [31] (voir Fig. 7).

D'après les hypothèses de départ, on néglige les pertes par réflexion, celles dues à la résistance série, le courant de recombinaison dans la zone désertée ainsi que la phototension provenant de la couche superficielle à bande variable [32], cette dernière hypothèse étant justifiée par l'approximation des signaux faibles applicable à notre cas. Alors, la caractéristique courant-tension de la cellule sous éclairement s'écrira pour l'hétérojonction idéale considérée [33] :

$$J = J_s \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] - |J_{cc}|, \quad (39)$$

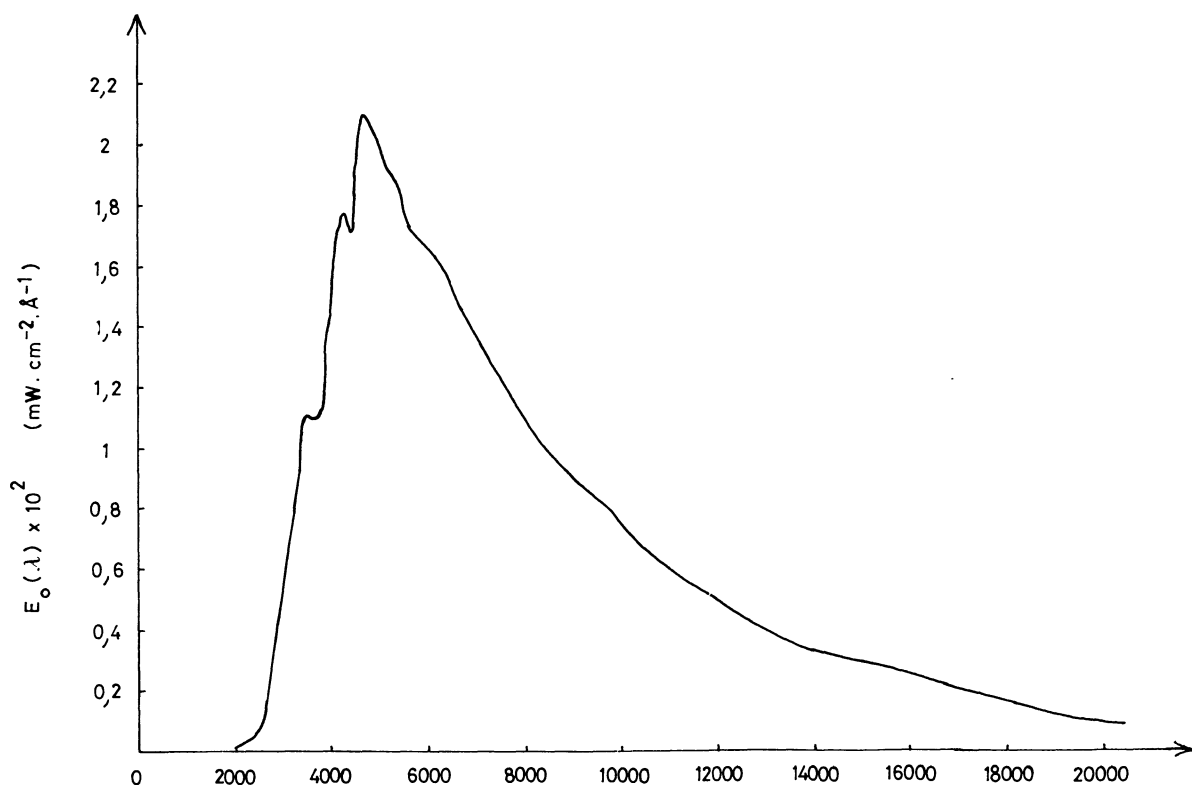


FIG. 7. — Distribution spectrale du rayonnement solaire hors atmosphère (mesures établies par Thekaekara [31]) ; le rayonnement solaire total est de  $135,3 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

[Extraterrestrial solar spectral irradiance (Thekaekara data [31]) ; the value of the solar constant is  $135.3 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ .]

expression dans laquelle  $V$  est la tension appliquée et  $J_s$  est la densité de courant de saturation :

$$J_s = qn_i^2 \left[ \frac{1}{N_A} \cdot \frac{D_n}{L_n} + \frac{1}{N_D} \cdot \frac{D_p}{L_p} \right] \quad (40)$$

$n_i$ ,  $N_A$  et  $N_D$  désignent respectivement, à une température déterminée, la concentration intrinsèque des porteurs et les concentrations en accepteurs et donneurs ionisés.

La puissance par  $\text{cm}^2$  fournie à la charge par la cellule s'écrit :

$$P = |VJ| = V \left\{ |J_{cc}| - J_s \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \right\}. \quad (41)$$

On peut alors calculer le point de fonctionnement correspondant à la puissance maximum délivrée par la cellule. La tension apparaissant aux bornes de la charge en ce point est donnée par l'équation implicite :

$$\left( 1 + \frac{qV_m}{kT} \right) \cdot \exp\left(\frac{qV_m}{kT}\right) = 1 + \frac{|J_{cc}|}{J_s}, \quad (42)$$

tandis que la densité de courant correspondante sera :

$$J_m = -J_s \cdot \frac{qV_m}{kT} \cdot \exp\left(\frac{qV_m}{kT}\right). \quad (43)$$

Finalement le rendement de conversion d'énergie maximum  $\eta$ , défini comme le rapport de la puissance électrique maximum délivrée par la cellule à la puissance lumineuse reçue [2] s'écrit :

$$\eta = \frac{V_m \cdot |J_m|}{E_0}. \quad (44)$$

Dans tout ce calcul, on suppose que la cellule fonctionne à température ambiante ( $T = 300 \text{ K}$ ). On prend donc  $n_i \simeq 10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

D'autre part on a adopté les valeurs

$$N_A \simeq N_D \simeq 10^{18} \text{ cm}^{-3}.$$

On trouve ainsi que  $J_s \simeq 2 \times 10^{-15} \text{ mA.cm}^{-2}$  alors que les valeurs de  $|J_{cc}|$  sont de l'ordre de quelques dizaines de  $\text{mA.cm}^{-2}$ . L'inégalité  $|J_{cc}| \gg J_s$  conduit à une simplification des équations (42) et (43).

Le tableau III consigne tous les résultats de calcul obtenus pour la cellule (a) comparés à ceux obtenus pour la cellule *classique* correspondante, en prenant  $L_n = 3 \mu\text{m}$  et  $L_p = 1 \mu\text{m}$  dans les deux cas. Parmi les résultats intermédiaires, nous avons donné le second point remarquable de la caractéristique courant-tension (équation (39)), c'est-à-dire la tension de circuit ouvert  $V_{co}$  définie par l'équation :

$$V_{co} = \frac{kT}{q} \ln \left( 1 + \frac{|J_{cc}|}{J_s} \right). \quad (45)$$

Ces résultats montrent l'intérêt manifeste qu'il y a à utiliser une cellule à gradient de bande interdite, surtout dans les conditions de forte recombinaison en surface : en effet pour  $S = 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ , le rendement

TABLEAU III

Rendement énergétique calculé de la cellule (a) et de la cellule « classique » correspondante pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison en surface.

● Cellule (a)

$$L_n = 3 \mu\text{m}; \quad L_p = 1 \mu\text{m}.$$

	$S (\text{cm.s}^{-1})$		
	0	$10^5$	$10^7$
$ J_{cc}  (\text{mA.cm}^{-2})$	34,05	34,03	32,96
$V_{co} (\text{V})$	0,968	0,968	0,967
$ J_m  (\text{mA.cm}^{-2})$	33,07	33,05	32,01
$V_m (\text{V})$	0,876	0,876	0,875
$\eta (\%)$	21,4	21,4	20,7

● Cellule *classique* ( $E_i = 0$ )

$$L_n = 3 \mu\text{m}; \quad L_p = 1 \mu\text{m}.$$

	$S (\text{cm.s}^{-1})$		
	0	$10^5$	$10^7$
$ J_{cc}  (\text{mA.cm}^{-2})$	27,15	23,69	16,03
$V_{co} (\text{V})$	0,962	0,958	0,948
$ J_m  (\text{mA.cm}^{-2})$	26,37	23	15,5
$V_m (\text{V})$	0,87	0,867	0,857
$\eta (\%)$	16,96	14,74	9,9

AMO maximum passe de 9,9 % pour la cellule *classique* à 20,7 % pour la cellule (a) (voir Fig. 4) : on gagne un facteur supérieur à 2. D'autre part, dès que  $S$  est inférieur à  $10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ , le rendement de conversion de la cellule (a) devient très stable, restant égal à 21,4 %.

Enfin on trouve qu'en augmentant les valeurs de  $L_n$  et  $L_p$  de 3 à 5  $\mu\text{m}$  et de 1 à 2  $\mu\text{m}$  respectivement, on augmente le rendement maximum de la cellule (a) de 20,7 % à 21,5 %, dans le cas  $S = 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ , ce qui correspond à un gain assez faible.

Ces résultats théoriques sont à comparer à ceux de Hutchby [12, 34], qui considère des cellules  $\text{N Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-P GaAs}$  : utilisant un modèle tenant compte des réflexions sur la surface illuminée, de la résistance série et du courant de recombinaison à la jonction, et prenant les longueurs de diffusion  $L_n = 7 \mu\text{m}$  et  $L_p = 2 \mu\text{m}$ , il a obtenu des rendements maximum AMO de 17,7 %.

4. **Conclusion.** — Nous avons montré au cours de cette étude l'intérêt des cellules solaires  $\text{P Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-N Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  à gradients de bande interdite par rapport aux cellules *classiques* (à champ d'entraînement nul) : si ces dernières ont, dans la réalisation pratique, un rendement de conversion d'énergie à air-masse 0 égal à 13 % [4], le ren-

dement théorique calculé pour les cellules solaires à bande variable peut dépasser 21 % dans les meilleures conditions : le champ d'entraînement créé dans la couche superficielle agit de manière efficace, comme s'il réduisait la recombinaison des porteurs minoritaires engendrés près de la surface de la cellule.

Nous avons pu constater aussi que le rendement de conversion n'était pas affecté si l'épaisseur de la seconde couche de la cellule était réduite à 10  $\mu\text{m}$  ou moins : la diminution du volume de matériau à utiliser entraîne ainsi une certaine économie dans la fabrication d'une telle cellule.

On peut penser améliorer encore le rendement de conversion d'énergie en étudiant des cellules plus sophistiquées :

— en créant dans la couche superficielle deux champs d'entraînement, le premier très près de la

surface de la cellule dans une épaisseur d'une fraction de micron avec pour fonction d'empêcher les porteurs minoritaires de quitter la surface, le second dans la partie restante de la couche avec pour fonction d'accélérer les porteurs minoritaires vers la jonction ;

— en créant une couche intercalaire P GaAs entre la première couche P  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  et la dernière couche N GaAs : la longueur de diffusion des électrons étant supérieure à celle des trous, on améliore le rendement de collecte dans le domaine des faibles énergies ( $\lambda \geq 7\,000 \text{ \AA}$ ).

**Remerciements.** — L'auteur tient à remercier Monsieur L. Picard du Service de Calcul des Laboratoires de Marcoussis pour son aide précieuse dans la mise au point des programmes. Il remercie également Monsieur Y. Marfaing pour les précisions qu'il a apportées à ce travail.

## ANNEXE

La solution générale de l'équation différentielle (5) s'écrit :

$$\Delta n(x) = C_1 e^{(\alpha_n + f_n)x} + C_2 e^{(\alpha_n - f_n)x} + \frac{1}{2f_n D_n} [Q_{n1}(x) \cdot e^{(\alpha_n + f_n)x} + Q_{n2}(x) \cdot e^{(\alpha_n - f_n)x}] \quad (46)$$

avec

$$\alpha_n = -\frac{\mu_n E_1}{2 D_n}, \quad f_n = \left[ \left( \frac{\mu_n E_1}{2 D_n} \right)^2 + \frac{1}{L_n^2} \right]^{1/2}, \quad (47)$$

$$L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}, \quad (48)$$

$$Q_{n1}(d) = - \int_0^d e^{-(\alpha_n + f_n)x} G_n(x) dx, \quad (49)$$

$$Q_{n2}(d) = \int_0^d e^{-(\alpha_n - f_n)x} G_n(x) dx. \quad (50)$$

De manière identique, la solution générale de l'équation différentielle (21) s'écrit :

$$\Delta p(x) = C'_1 e^{(\alpha_p + f_p)x} + C'_2 e^{(\alpha_p - f_p)x} + \frac{1}{2f_p D_p} [Q_{p1}(x) \cdot e^{(\alpha_p + f_p)x} + Q_{p2}(x) \cdot e^{(\alpha_p - f_p)x}] \quad (51)$$

avec

$$\alpha_p = \frac{\mu_p E_2}{2 D_p}, \quad f_p = \left[ \left( \frac{\mu_p E_2}{2 D_p} \right)^2 + \frac{1}{L_p^2} \right]^{1/2}, \quad (52)$$

$$L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}, \quad (53)$$

$$Q_{p1}(d) = - \int_0^d e^{-(\alpha_p + f_p)x} G_p(x) dx, \quad (54)$$

$$Q_{p2}(d) = \int_0^d e^{-(\alpha_p - f_p)x} G_p(x) dx. \quad (55)$$

## Bibliographie

- [1] BRANDHORST, H. W., 1975 I. E. D. M., Washington D. C. p. 331.
- [2] WOLF, M., *Proc. IRE* **48** (1960) 1246.
- [3] LOFERSKI, J. J., *J. Appl. Phys.* **27** (1956) 777.
- [4] HOVEL, H. J. and WOODALL, J. M., *J. Electrochem. Soc.* **120** (1973) 1246.
- [5] JAMES, L. W., 1975 I. E. D. M., Washington D. C. p. 87.
- [6] LOFERSKI, J. J., *Acta Electron.* **5** (1961) 350.
- [7] KLEINMAN, D. A., *Bell Syst. Techn. J.* **40** (1961) 85.
- [8] VILMS, J. and SPICER, W. E., *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 2815.
- [9] WOODALL, J. M. and HOVEL, H. J., *Appl. Phys. Lett.* **21** (1972) 379.
- [10] HAYASHI, I. and PANISH, M. B., *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 150.
- [11] ELLIS, B. and MOSS, T. S., *Solid-State Electron.* **13** (1970) 1.
- [12] HUTCHBY, J. A., *Appl. Phys. Lett.* **26** (1975) 457.
- [13] KONAGAI, M. and TAKAHASHI, K., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 3542.
- [14] KONAGAI, M. and TAKAHASHI, K., 1975 I. E. D. M., Washington D. C. p. 95.
- [15] OLDHAM, W. G. and MILNES, A. G., *Solid-State Electron.* **6** (1963) 121.
- [16] HOWARTH, D. S. and FEUCHT, D. L., *Appl. Phys. Lett.* **23** (1973) 365.
- [17] WOLF, M., *Proc. IEEE* **51** (1963) 674.
- [18] MICHEL, J., MIRCEA, A., *Acta Electron.* **18** (1975) 311.
- [19] DESVIGNES, F., *Acta Electron.* **18** (1975) 275.
- [20] ALFEROV, Zh. et al. *Sov. Phys. Semicond.* **5** (1971) 875.
- [21] CASEY, H. C. Jr., MILLER, B. I. and PINKAS, E., *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 1281.
- [22] ETTENBERG, M., KRESSEL, H. and GILBERT, S. L., *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 827.
- [23] ACKET, G. A., NIJMAN, W. and LAM, H. T., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 3033.
- [24] KAWAKAMI, T. and SUGIYAMA, K., *Japan J. Appl. Phys.* **12** (1973) 151.
- [25] ROGULIN, V. Yu., FILLER, A. S. and SHLENSKII, A. A., *Sov. Phys. Semicond.* **7** (1974) 1221.
- [26] IMMORLICA, A. A., Jr. and PEARSON, G. L., *Appl. Phys. Lett.* **25** (1974) 570.
- [27] DESVIGNES, F., *Acta Electron.* **5** (1961) 275.
- [28] MONEMAR, B., SHIH, K. K. and PETTIT, G. D., *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 2604.
- [29] STURGE, M. D., *Phys. Rev.* **127** (1962) 768.
- [30] HWANG, C. J., *J. Appl. Phys.* **42** (1971) 4408.
- [31] THEKAEKARA, M. P., *Appl. Opt.* **13** (1974) 518.
- [32] MARFAING, Y., *Proc. Int. Coll. Solar Cells* (Gordon and Breach) 1970 p. 67.
- [33] SHARMA, B. L. and PUROHIT, R. K., *Semiconductor heterojunctions* Int. Series Mon. Science of Sol. State, **5** (1974).
- [34] HUTCHBY, J. A. and FUDURICH, R. L., *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 3140.
-