Classification
Physics Abstracts
07.50 — 72.40

Mesures de la durée de vie des porteurs, dans la base et l'émetteur de cellules solaires au silicium, à partir des photoréponses transitoires à une impulsion laser

G. Gasset, M. Benzohra, A. Johan et D. Bielle-Daspét

Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements,
9, avenue Colonel-Roche, 31400 Toulouse, France

(Reçu le 3 juillet 1978, révisé le 18 octobre 1978, accepté le 20 octobre 1978)

Résumé. — Les possibilités des méthodes de mesure de durée de vie, reposant sur la décroissance des photocourants de court-circuit $i(t)$ et à la fois sur la croissance et la décroissance des phototensions de circuit ouvert $v_{co}(t)$, sont étudiées en fonction des conditions d'excitation (durée, longueur d'onde, densité de porteurs excités) et des propriétés des cellules solaires (dimensions, nature des contacts, profil des dopages, courants à la jonction $p-n$). L'analyse des conditions de validité de ces méthodes est confrontée aux résultats expérimentaux obtenus avec des échantillons de type N^+P (d'épaisseur de base 350-450 μm) soumis à des impulsions laser de 2 à 60 ns de durée. L'étude montre que, pour $\lambda = 1,06 \mu m$, à la fois la durée de vie volumique et la durée de vie effective des porteurs minoritaires de la base, et leur évolution avec le niveau des porteurs, sont fournies par les réponses $i(t)$. Pour $\lambda = 0,53 \mu m$, les réponses $i^*(t)$ donnent accès à la durée de vie opérationnelle des porteurs minoritaires créés dans l'émetteur et montrent l'influence des profils de dopage sur cette durée de vie. Une valeur approchée de cette même durée de vie est également fournie par la croissance des signaux $v_{co}(t)$, quelle que soit la longueur d'onde λ utilisée. Les conditions d'injection au niveau de la jonction $p-n$ et les phénomènes de piégeages temporaires limitent par contre les conditions sous lesquelles la décroissance des tensions transitoires peut donner la durée de vie des porteurs minoritaires dans la base.

Abstract. — Carrier lifetime measurements from the short-circuit photocurrent $i(t)$ decay and both the decay and increase of open-circuit photovoltage $v_{co}(t)$ are studied by taking into account the conditions of the pulse excitation (duration, wavelength, intensity) and the solar cell properties (base width, back contact, emitter doping profile, $p-n$ junction currents). The theoretical analysis and conditions of validity of the above measurement methods are compared with the experimental results obtained with N^+P cells of $W = 350$ and $450 \mu m$ base width submitted to laser pulses of 2 and 60 ns. When using penetrating $1.06 \mu m$ pulses, the $i(t)$ decay gives the values and variations with carrier injection level of carrier bulk lifetime and/or effective lifetime in the cell base. The $i^*(t)$ response to strongly absorbed $0.53 \mu m$ pulse lead to the operative carrier lifetime in the cell emitter and show the influences that the doping profile may have. An approximated value of the latter lifetime may be deduced from the $v_{co}(t)$ increase whatever the pulse wavelength used. But injection conditions at the junction $p-n$ and temporary trapping phenomena narrow the conditions for which the voltage $v_{co}(t)$ decay gives a measurement of the minority carrier lifetime in the cell base.

Liste des symboles			
A	Aire de la zone de transition.	$s_{1,2} ; s'_{1E,2E}$	Vitesse de recombinaison près de la zone de collection, sur le contact arrière.
C_s	Concentration en surface.	U_T	Tension thermodynamique.
D, D_{nP}, D_{pN}	Constantes de diffusion.	v_D	Vitesse de diffusion des porteurs.
$i_D(t)$	Courant de diffusion.	V_{AO}	Tension continue appliquée.
$i_{AB}^*(t)$	Courant de diffusion entre les contacts A et B, $\lambda = 0,53 \mu m$.	V_j	Tension aux bornes de la jonction.
$i_{2AB}^*(t)$	Amplitude de la deuxième composante de $i_{AB}^*(t)$.	$W_{N^+,P}$	Epaisseur de la région quasi neutre de l'émetteur, de la base.
$\langle n_0 \rangle$	Valeur moyenne à l'équilibre de la concentration d'électrons.	W_T	Epaisseur de la zone de transition.
N_{eff}	Concentration effective de porteurs majoritaires.	α	Coefficient d'absorption de la lumière.
q	Charge élémentaire.	$\mu_{pN,nP}$	Mobilité des porteurs minoritaires.
$Q_{N^+,P}$	Charge stockée dans la région N^+ , dans la région P.	τ_v	Durée de vie des porteurs en volume.
		τ_i	Durée de vie effective des porteurs.
		τ_G	Durée de vie dimensionnelle.
		$\langle \tau_N \rangle ; \langle \tau_P \rangle$	Durée de vie opérationnelle des porteurs dans la région N, région P.

τ_j	Constante de temps de la jonction.
τ_{G0}	Durée de vie dimensionnelle avec vitesse de recombinaison nulle.
τ_{AB}^*	Durée de vie des porteurs à partir de $i_{AB}^*(t)$.
τ_{ic}	Durée de vie effective des porteurs à partir de $v_{co}(t)$.
$\tau_{cl,e}$	Durée de vie opérationnelle déduite à partir de la décroissance linéaire, exponentielle de $v_{co}(t)$.
$\tau_{i(1)}$	Durée de vie effective déduite de l'expression (1).
τ_{cet}	Constante de temps de piégeage à partir de $v_{co}(t)$.
τ_{ce2}	Constante de temps à partir de la deuxième partie de $v_{co}(t)$.
$\tau_{i1,2}^*$	Durées de vie effectives déduites de $i^*(t)$.
$t_1 = 0,9 Y^{-1}$	Borne entre les deux modes d'exploitations de la décroissance d'un photocourant de diffusion issu de la base t_{1B} ou de l'émetteur t_{1E} .
t'	Temps tel que $i(t > t')$ devient négligeable devant $I(V_A) + I(V_j)$.

1. Introduction. — Les photoréponses transitoires de courant de diffusion, et sous certaines conditions ⁽¹⁾ de tension de circuit ouvert, induites par des impulsions lumineuses de faible durée, fournissent des méthodes de mesure de la durée de vie des porteurs [1, 2] qui ont le double avantage d'être applicables à un composant élaboré et de conduire directement à la durée de vie des porteurs, dans une région donnée du composant, à partir de la cinétique de décroissance — ou même de croissance — des signaux observés.

Comparées aux autres méthodes utilisables pour mesurer les durées de vie dans une cellule solaire, les méthodes ci-dessus apportent par suite plusieurs avantages. En particulier :

- contrairement aux méthodes exploitant les photoréponses de régime continu (photo-courant de court-circuit [3] et phototension de circuit ouvert [4]), elles ne nécessitent pas la connaissance précise de paramètres tels que le coefficient de diffusion D des porteurs concernés et leur taux de génération $\langle G \rangle$, c'est-à-dire de l'intensité et de l'absorption du faisceau d'excitation ;

- par rapport aux méthodes qui utilisent la transition entre deux régimes continus (temps de recouvrement [5], décroissance de tension de circuit ouvert [6], relaxation de capacité CMOS [7]) et aussi aux méthodes utilisant les réponses en régime fréquentiel (étude du déphasage entre la photoréponse et l'excitation en fonction de la fréquence de l'excitation [8], par exemple), elles reposent moins sur la qualité ⁽¹⁾ de la jonction pn — ou du contact utilisé — de la cellule ;

- enfin, de par leur principe même, elles sont aussi beaucoup plus faciles à exploiter d'une part sur un large domaine d'injection de porteurs, et d'autre part pour une étude séparée de l'émetteur et de la base des cellules solaires.

L'objet du présent travail est de montrer, à partir des conditions de validité des méthodes utilisant les photocourants et phototensions transitoires et en s'appuyant sur des exemples expérimentaux précis, quelles sont les possibilités spécifiques de ces méthodes dans le cas de mesures sur des cellules solaires au silicium.

Nous avons analysé par ailleurs (cf. Ref. [1, 2]) les principes et conditions générales de validité des méthodes de mesure concernées : dans ce qui suit, nous nous sommes efforcés d'utiliser cette analyse pour dégager et étudier les aspects théoriques et pratiques (paragraphe 2) qui s'avèrent essentiels du point de vue des applications de ces méthodes aux cellules solaires.

L'étude expérimentale (paragraphe 3) est effectuée à l'aide d'une technique d'excitation par impulsion de laser déclenché. Cette technique offre en effet la facilité de mesures dans un très large domaine d'injection de porteurs, pour des valeurs de durées de vie qui peuvent atteindre jusqu'à quelques nanosecondes, et en s'intéressant à différentes régions d'un même composant : la durée T et la longueur d'onde λ de l'impulsion lumineuse sont modifiables en associant au laser un découpeur électrooptique ou un multiplicateur de fréquence, ou en changeant le barreau du laser.

2. Principes de l'étude. — Lorsqu'une cellule solaire est soumise à une impulsion laser (Fig. 1a) les porteurs créés collectés par la zone N^+P de transition — paires électron-trou générées à l'intérieur même de la zone N^+P , et porteurs minoritaires créés dans les régions P et/ou N^+ arrivant à la zone N^+P par diffusion — donnent lieu soit au passage d'un photocourant (signal $i(t)$ observé sous condition de court-circuit) soit au développement d'une phototension (signal $v_{co}(t)$ observé sous condition de circuit ouvert). L'évaluation de la durée de vie τ_p dans la base P ou τ_{N^+} dans l'émetteur N^+ d'une cellule solaire, à partir des signaux transitoires $i(t)$ et $v_{co}(t)$, suppose que ces signaux sont dominés, du moins dans leur portion étudiée, par les processus de diffusion des électrons ou trous minoritaires de ces régions.

Le photocourant transitoire de court-circuit $i(t)$ est déterminé par la collection des porteurs minoritaires induits dans les régions P et/ou N^+ dès les temps $t > T$ postérieurs à l'impulsion d'excitation. La décroissance $i(t > T)$ est alors décrite par des expressions simples de la durée de vie des porteurs concernés dans la mesure où : (i) l'impulsion excitatrice est brève (T petit devant la durée de vie effective

⁽¹⁾ La qualité de la zone collectrice est une des conditions de validité majeure de la méthode de mesure exploitant la décroissance des photoréponses transitoires de circuit ouvert.

Fig. 1. — Représentation schématique des conditions d'études : 1a : pour les photoréponses exploitant la zone collectrice de transition N⁺ P ($\lambda = 1,06 ; 0,69 ; 0,53 \mu\text{m}$). 1b : pour les photoréponses exploitant la zone collectrice de transition métal-semiconducteur.

[Schematic diagram of the conditions studied.]

de ces porteurs), (ii) les porteurs minoritaires d'une seule des régions du composant interviennent sous les conditions ou d'excitation ou de temps t étudiées, (iii) l'excitation des porteurs peut être considérée uniforme dans ces régions P ou N⁺ du composant, (iv) la recombinaison des porteurs à l'intérieur de la zone collectrice et les phénomènes de piégeage dans leur ensemble (zone collectrice et régions neutres) sont négligeables, (v) la vitesse de collection s_1 des porteurs au niveau de la zone de transition reste grande devant leur vitesse de diffusion v_D dans la région P ou N⁺ ($s_1 > 100 v_D$); (vi) restent également constants, pour la densité Δ de porteurs minoritaires injectés et/ou l'intervalle de temps Δt étudié, les paramètres qui caractérisent le comportement de la région P ou N⁺ vis-à-vis de ses porteurs minoritaires (mobilité ou constante de diffusion μ ou D , durée de vie volumique τ_v , vitesse de recombinaison s_2 sur la face opposée à la zone collectrice; mais aussi densité des porteurs majoritaires, c'est-à-dire champ électrique et taux moyen d'occupation des niveaux d'énergie de la bande interdite) et enfin (vii) la région concernée peut être considérée homogène et unidimensionnelle. Sous les conditions (i) à (vii) ci-dessus, et en supposant par ailleurs (viii) que le potentiel statique de la zone collectrice n'est pas perturbé [10], en particulier par l'afflux de porteurs, la décroissance du photocourant de court-circuit $i(t > T)$ permet de mesurer la durée

de vie des porteurs minoritaires, avec une précision supérieure à 10 %, à partir de l'une ou l'autre des deux expressions ci-après qui décrivent un photocourant de diffusion sous les hypothèses (i) à (vii) précédentes [1, 9], suivant les temps t de la décroissance analysés :

$$i_D(3T < t \leq t_1) = q \frac{2D}{W} A \Delta \sqrt{\frac{D}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{t}} \exp(-t/\tau_v) \quad (1)$$

ou

$$i_D(t > t_1) = q A \Delta \exp(-t/\tau_i) \quad (2)$$

avec

$$\tau_i^{-1} = \tau_v^{-1} + Y \quad (3)$$

$$t_1 = 0,9 Y^{-1}. \quad (4)$$

Dans ces expressions Y est une fonction des paramètres W , D et s_2 qui peut être assimilée à une *durée de vie dimensionnelle* $\tau_G = Y^{-1}$ de la région considérée, telle que

$$\tau_G = Y^{-1} = 4 W^2 / \pi^2 D \quad \text{si } s_2 \sim 0 \quad (5)$$

et

$$\tau_G = Y^{-1} = W^2 / \pi^2 D \quad \text{si } s_2 \neq \infty. \quad (6)$$

L'expression (1) montre en particulier qu'une évaluation directe de la durée de vie volumique τ_v est possible dans le cas de régions larges [9], à condition d'exploiter la décroissance du produit $i\sqrt{t}$. Dans le cas d'une région homogène, telle la base d'une cellule solaire, lorsque la densité Δ de porteurs excités croît pour devenir de l'ordre de la densité de porteurs majoritaires à l'équilibre (cf. hyp. (vi)) les expressions (1) à (6) peuvent rester utilisables, autour d'un temps t donné, à condition de tenir compte des variations des paramètres μ ou D , τ_v et s_2 avec Δ et t . Pour des Δ plus forts, les expressions de $i_D(t)$ se prêtent d'autant mieux à la mesure de la durée de vie des porteurs que cette mesure peut se faire sur le début de la décroissance (cf. (1)) et par suite limite les effets des variations $D(x, t)$, $\tau_v(x, t)$ dues aux densités induites $n, p(x, t)$ de porteurs présents en $0 < x < W_P$ au temps t . Par contre, dans le cas de régions *inhomogènes* tels les émetteurs N⁺ diffusés des cellules solaires [11] les hypothèses mêmes sur lesquelles les expressions (1) et (2) reposent indiquent que ces expressions ne peuvent être utilisées, en particulier sous condition de faible injection $\Delta \ll \langle n_0 \rangle$, que comme moyen d'accès à une durée de vie moyenne de leurs porteurs minoritaires (durée de vie moyenne pour les conditions de collection exploitées).

En ce qui concerne les *photoréponses transitoires de tension de circuit ouvert* $v_{co}(t)$, à la fois leur croissance et leur décroissance sont susceptibles de se prêter à des mesures de durée de vie des porteurs [2]. Toutefois, comme ces photoréponses reposent sur la perturbation du potentiel aux bornes de la zone collectrice, leurs possibilités d'utilisation en tant que mesures de durée de vie de porteurs dépendent étroitement de la qualité

de cette zone. Cette qualité se traduit par la façon dont pourront être décrites les composantes de l'équation en courant d'une zone de transition :

$$I_{\text{tot}} = i(t) + I(V_A) + I_c(V_j) = I_{\text{tot.0}} + \Delta I_{\text{tot}}(t) \quad (7)$$

avec

$$V_A = V_{A0} + v(t), \quad V_j = v(t) - |V_{j0}| \quad (8)$$

et

$$I_c(V_j) = C \frac{dV_j}{dt} + V_j \frac{dC}{dt} \quad (9)$$

où V_{A0} et V_{j0} sont les valeurs statiques de la tension appliquée et du potentiel aux bornes de la zone de transition, de capacité $C(V_j)$. Dans l'écriture (7), l'utilisation des photocourants de court-circuit $i(t)$ traitée précédemment revenait simplement à supposer (cf. hyp. (viii)) que la variation du courant total $I_{\text{tot}}(t)$ est dominée par $i(t)$, l'expression (7) se réduisant alors à $I_{\text{tot}}(t) = i(t)$. Sous condition de circuit ouvert $I_{\text{tot}} = 0$, au contraire, il faut que les deux courants $I(V_A)$ et $I_c(V_j)$ puissent être assimilés aux courants d'une jonction p - n idéale — à la fois par leur amplitude et par les processus qu'ils mettent en jeu — pour que la croissance ($i(t) \neq 0$) et la décroissance ($i(t > t') \neq 0$) de la variation de tension $v(t) = v_{\text{co}}(t)$ soient décrites par des expressions simples, et exploitables en tant que méthodes de mesures de durée de vie des porteurs. C'est ainsi que la *croissance des réponses* $v_{\text{co}}(t)$ doit relever des deux conditions ci-après :

$$I(V_A) \ll I_c(V_j); \quad I_c(V_j) \simeq C(1 - K) \frac{dV_j}{dt} \quad (10)$$

où K est une constante respectivement égale à $1/2$ ou $1/3$ dans le cas d'une jonction p - n abrupte ou graduelle. Aux temps $t_a < t < t_b$ où la diffusion d'un seul type de porteurs domine, la croissance des réponses $v_{\text{co}}(t)$ obéit à :

$$v_{\text{co}}(t_a \leq t \leq t_b) = v_{\text{co}}(t_a) + \frac{1}{C(1 - K)} \times \int_{t_a}^{t \leq t_b} i_D(y) dy, \quad \forall V_{A0}. \quad (11)$$

Si $i_D(y) = i_D(t)$ est donné par (1) ou (2), c'est-à-dire si sont satisfaites les hypothèses (i) à (vii) précédentes et les expressions (10), la croissance des signaux $v_{\text{co}}(t)$ permet d'obtenir la durée de vie τ_v ou τ_i des porteurs minoritaires dont l'action est dominante aux temps t considérés, à partir de l'une ou l'autre des expressions :

$$v_{\text{co}}(t_b > t \geq t_a > t_1) = v_{\text{co}}(t_a) + [v_{\text{co}}(t_b) - v_{\text{co}}(t_a)] [1 - \exp - (t - t_a)/\tau_i] \quad (12)$$

si $i_D(t)$ est décrit par (2) et si des temps t assez grands sont considérés, ou :

$$\frac{dv_{\text{co}}}{dt} (3 T, t_a < t < t_{1,b}) \text{ donné par (1)} \quad (13)$$

si des temps t assez petits peuvent être étudiés.

La décroissance $v_{\text{co}}(t > t')$ ($i(t > t')$ négligeable devant $I(V_A) + I_c(V_j)$) n'obéit à une expression simple que si les phénomènes mis en jeu peuvent être décrits par le modèle de la charge contrôlée. Dans ce modèle, qui correspond en plus à une approximation quasi statique valable au premier ordre et exclut le comportement à forte injection de la zone collectrice, l'expression (10) devient :

$$I(V_A) = -dQ/dt \quad \text{avec} \quad Q = Q_N + Q_P \quad (14)$$

où Q_N et Q_P représentent les charges stockées, à t , des deux côtés de la zone collectrice. Dans le cas d'une zone assimilable à une jonction n - p idéale (c'est-à-dire pas de recombinaison interne ou dans les canaux de surface, comportement dominé par les processus de diffusion des porteurs) l'exploitation du modèle de la charge contrôlée a été décrite en détail dans la référence [12]. Il conduit à :

$$I(V_A) = \left[\frac{Q_{N0}}{\langle \tau_N \rangle} + \frac{Q_{P0}}{\langle \tau_P \rangle} \right] \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right] \quad (15)$$

$$Q = [Q_{N0} + Q_{P0}] \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right] \quad (16)$$

où Q_{N0} et Q_{P0} sont les charges de référence

$$(v_{\text{co}}(t') = v_{\text{co max}}).$$

Dans (15), les durées de vie $\langle \tau_N \rangle$, $\langle \tau_P \rangle$ peuvent représenter les durées de vie effectives τ_{iN} et τ_{iP} mais peuvent être aussi les durées de vies *opérationnelles* des porteurs minoritaires des régions N et P, tenant compte des différents phénomènes capables d'agir sur le transport de ces porteurs, par exemple les effets de forts dopages, et de profil d'impureté dans un émetteur N^+ obtenu par diffusion [11]. Suivant les valeurs relatives de V_A et $kT/q = U_T$, les expressions (15) et (16) conduisent à deux expressions de la décroissance de $v_{\text{co}}(t)$: d'une part décroissance linéaire pour $V_A \gg U_T$

$$v_{\text{co}}(t) = v_{\text{co max}} - U_T t/\tau_c, \quad \forall V_{A0} \quad (17)$$

d'autre part décroissance exponentielle si

$$V_A \neq v_{\text{co}}(t') \ll U_T$$

$$v_{\text{co}}(t) = v_{\text{co max}} \exp - (t/\tau_c) \quad (18)$$

où le temps $t = 0$ est pris à $v_{\text{co}} = v_{\text{co max}}$, et où la constante de temps τ_c est donnée par :

$$\tau_c = [Q_{N0} + Q_{P0}] / \left[\frac{Q_{N0}}{\langle \tau_N \rangle} + \frac{Q_{P0}}{\langle \tau_P \rangle} \right]. \quad (19)$$

Les expressions (17) à (19) sont les expressions usuelles sur lesquelles repose la méthode classique de décroissance d'une tension de circuit ouvert [12, 13]. Contrairement à l'exploitation des photocourants transitoires de diffusion (cf. (1), (2)) et de la croissance des photo-

tensions de circuit ouvert (cf. (12), (13)), la validité des expressions (17) et (18) n'implique ainsi ni une impulsion d'excitation brève ni une excitation uniforme de porteurs dans la cellule solaire (cf. hyp. (i) et (iii)). Par contre, sont beaucoup plus impératives les conditions liées à la qualité de la zone collectrice (cf. (iv), (v) et (15), (16), (17)) et au niveau d'injection des porteurs (cf. (vi)). L'expression (15), par exemple, suppose que la constante de temps τ_j de la zone collectrice utilisée présente sa valeur maximum τ_c [14]. De même, pour que la constante de temps τ_c donnée par (19) fournisse les durées de vies τ_N , τ_P ou $\langle \tau_N \rangle$, $\langle \tau_P \rangle$ des porteurs minoritaires de l'une des régions bordant la zone de transition, il faut ici non seulement que l'hypothèse (vii) soit satisfaite mais que τ_c implique une contribution très dissymétrique de ces régions. Par exemple, pour la région P bordant une jonction p - n , τ_c est équivalent à $\langle \tau_P \rangle$ sous la double condition :

$$(n_{0N}^2 D_{nP} / p_{0P}^2 D_{pN}) \gg \langle \tau_P \rangle / \langle \tau_N \rangle \gg (p_{0P}^2 D_{pN} / n_{0N}^2 D_{nP}) \quad (20)$$

où n_{0N} , p_{0P} et D_{pN} , D_{nP} désignent respectivement la densité des porteurs majoritaires et la constante de diffusion des porteurs minoritaires dans les régions N et P. La condition (20) est usuellement satisfaite dans une cellule solaire de type N^+P , τ_c donnant alors τ_{iP} si la base est homogène [2].

De l'analyse ci-dessus concernant les phototensions $v_{co}(t)$ se dégagent deux remarques :

— *d'une part* les conditions sous lesquelles les photoréponses transitoires de tension de circuit ouvert peuvent fournir une mesure de durée de vie des porteurs dans une cellule solaire apparaissent beaucoup plus limitatives que les conditions sous lesquelles les photocourants de court-circuit sont exploitables. Ceci est particulièrement vrai si la région à étudier est homogène : dans ce cas [2], les durées de vies mesurées par les photocourants $i(t)$ et par la méthode standard de décroissance de photoconductivité s'avèrent en très bon accord, et sur un très large domaine d'injection de porteurs $10^{-3} < \Delta < 10^2 p_{0P}$. Au contraire, cet accord n'est satisfait que dans le domaine des faibles injections $\Delta \lesssim 10^{-1} p_{0P}$ en ce qui concerne les durées de vies mesurées par la décroissance des signaux de phototension $v_{co}(t)$;

— *d'autre part*, au contraire, les photoréponses $v_{co}(t)$ sont susceptibles de présenter des applications spécifiques dans les cellules solaires de type N^+P (ou P^+N). Ceci, soit parce que la décroissance des phototensions transitoires fournit des mesures complémentaires de celles obtenues par les photocourants $i(t)$ — par exemple, dans le cas d'une excitation superficielle, évaluation de τ_P à partir de τ_c , τ_{N^+} étant donné par $i_{DN^+}(t)$ —, soit parce que la croissance et la décrois-

Fig. 2. — Principe d'exploitation des photoréponses et résultats escomptés suivant l'épaisseur d'absorption $1/\alpha$ de la lumière incidente (pour le silicium par exemple ; cas de $\lambda = 1,06$ et $0,69$; $0,53 \mu m$).

[Principle of the photoresponse use and expected results depending on the absorption depth $1/\alpha$ of the pulse light used (e.g. in Si, $\lambda = 1.06$ and $0.69, 0.53 \mu m$).]

sance d'une même photoréponse $v_{co}(t)$ sont chacune dominées par la durée de vie dans une région différente de la photopile — par exemple respectivement τ_{N^+} et $\langle \tau_p \rangle \neq \tau_c \gg \tau_{N^+}$. Il faut en effet noter que la description de la croissance des réponses $v_{co}(t)$ par les expressions (12) ou (13) suppose que cette croissance est plus rapide que le taux de la décroissance de ces mêmes réponses. L'expression (12) suppose ainsi que la durée de vie concernée τ_i est petite devant le taux de décroissance dû à τ_c , pour une jonction p - n idéale, ou de façon générale petite devant la constante de temps τ_j de la zone collectrice utilisée. C'est une hypothèse qui semble logique, pour une cellule solaire N^+P , concernant τ_{iN^+} . Comparée à l'expression (12), l'expression (13) présente l'avantage de concerner les temps t auxquels un courant de diffusion est décrit par (1), c'est-à-dire est une somme d'harmoniques d'ordre k et de constante de temps $\tau_{ik} \ll \tau_i$ [2], ce qui peut ainsi réduire les restrictions dues à τ_j , et permettre une évaluation de la durée de vie volumique τ_v des porteurs minoritaires mis en jeu.

Nous avons résumé dans le tableau de la figure 2 les principes de base sur lesquels reposent l'exploitation des photocourants $I_D(t)$ et phototensions $v_{co}(t)$ transitoires, ainsi que les résultats essentiels que l'on peut en attendre concernant la mesure des durées de vies de porteurs dans la base et l'émetteur d'une cellule solaire, suivant la longueur d'onde de l'éclairement transitoire choisi.

3. Etude et résultats expérimentaux. — Le dispositif expérimental utilisé est décrit par ailleurs [2]. Il est essentiellement constitué de deux lasers : laser CILAS VNDM 20 avec barreau de rubis, $E_{0\max} = 1$ J, $\lambda = 0,69$ μm , impulsion gaussienne de durée totale $T = 70$ ns ; laser CILAS VD 162 à barreau de verre dopé au néodyme associé à une cellule de découpage électrooptique CILAS DL 11 et éventuellement un cristal multiplicateur de fréquence, $E_{0\max} = 3$ J, $\lambda = 1,06$ μm , et $0,53$ μm , impulsion réglable entre $T = 50$ ns et une forme rectangulaire $T = 2$ ns. Une fibre optique, de 6 à 10 mm de diamètre, est utilisée pour amener le faisceau sur l'échantillon, placé dans l'obscurité. Un filtre passe bande ($\Delta\lambda = 10$ nm) est placé à la sortie de la fibre lorsque la lumière du flash xénon de pompage du laser, de durée 1 ms, est à éliminer. A l'entrée de la fibre sont placés des atténuateurs étalonnés qui servent à régler l'intensité E_0 de l'impulsion lumineuse laser tombant sur l'échantillon. Chaque impulsion laser est contrôlée par une photodiode PIN CG 530 dont la réponse est étalonnée à l'aide d'un calorimètre PS 16. Cet ensemble donne les valeurs de E_0 avec une précision de $\pm 20\%$. L'acquisition et le traitement des données sont faits à l'aide d'un analyseur digital de transitoire Tektronix WP 2221 à calculateur PDP 11 (28 kmots mémoire) incorporé. L'ensemble expérimental est placé à l'intérieur d'une cage de Faraday de ≥ 50 dB d'atténuation entre 10^{-1} et 10^3 MHz. Dans le cas de

composants au silicium, le dispositif ci-dessus permet d'étudier des photoréponses présentant des constantes de temps de l'ordre de quelques nanosecondes en utilisant des impulsions lumineuses absorbées sur des épaisseurs très différentes de matériau. Pour $\lambda = 1,06$; $0,69$ et $0,53$ μm les coefficients d'absorption α sont en effet respectivement de ≈ 40 ; $2,5 \times 10^3$ et 10^4 cm^{-1} dans le silicium monocristallin usuel : ils correspondent ainsi à des épaisseurs $d = 1/\alpha \approx 250$, 4 , et 1 μm , qui, pour une cellule solaire N^+P par exemple, se trouvent respectivement de l'ordre de son épaisseur totale $W = W_p$ et de son épaisseur d'émetteur W_{N^+} .

Les résultats décrits ci-après portent sur la comparaison (cf. Fig. 2) des photoréponses transitoires de courant de court-circuit et de tension de circuit ouvert induites, par injection en volume ($\lambda = 1,06$ μm) (2) et par excitation superficielle ($\lambda = 0,69$ μm , et surtout $\lambda = 0,53$ μm), dans des cellules solaires à base large et homogène.

Les études effectuées concernent trois types d'échantillons, de résistivité de base $1,5$ à 2 $\Omega \cdot \text{cm}$, élaborés à partir de silicium monocristallin usuel (Czochralski, dopant bore) par diffusion N^+ au phosphore. Ces échantillons diffèrent par leur *histoire* (irradiation ou non, fabricant), la nature du contact arrière et les paramètres (profils, W_{N^+}) de l'émetteur. Les résultats consignés dans les figures 3 à 6 ont été obtenus avec les trois échantillons ci-après :

Cellules N^+P Helioteck n° H 10-195, et n° H 10-151 irradiée par protons de 10 MeV à 3×10^{10} p/cm^2 :

Fig. 3. — Helioteck H 10-195 (●), LEP n° 24 (×), Helioteck H 10-151 (○). Evolution de la durée de vie des porteurs minoritaires dans la base des cellules solaires avec le taux d'injection Δ/p_0 pour $\lambda = 1,06$ μm , $T = 70$ ns.

[Base minority carrier lifetime τ versus carrier injection level Δ/p_0 (laser pulse $\lambda = 1.06$ μm , $T_{1/2} = 30$ ns).]

(2) Les résultats obtenus par ailleurs [2] notamment en comparant les photoréponses $i(t)$ et $v_{co}(t)$ induites par éclairage avant et arrière de l'échantillon montrent que, par suite de la diffusion des porteurs minoritaires en excès — comme aussi des réflexions internes de photons aux limites de l'échantillon — l'injection de porteurs par une lumière laser ($\lambda = 1,06$ μm) peut être considérée comme uniforme dans des échantillons de silicium usuel ayant une épaisseur jusqu'à 1 mm.

$W_p = 460 \mu\text{m}$, contact arrière de type semiconducteur métal ($s_2 \infty$); région N^+ à profil d'impureté approximativement gaussien, $C_s = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$,

$$W_{N^+} = x_j \lesssim 0,9 \mu\text{m};$$

Cellules $(^3) N^+P P^+$ LEP n° 24 : $W_p = 350 \mu\text{m}$, contact arrière par diffusion P^+ ($s_2 = 0$); région N^+ à profil décrit en gros par une fonction erfc.,

$$C_s = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}, \quad W_{N^+} = x_j = 0,65 \mu\text{m}.$$

Les études, qui s'intéressent aux photoréponses transitoires ($T = 50 \text{ ns}$ et 2 ns) dans un domaine d'injection des porteurs s'étendant jusques aux conditions de forte injection $\Delta \simeq 10^{17}$ à 10^{20} cm^{-3} , ont été réalisées en s'assurant que l'éclairement était uniforme sur toute l'aire A de l'échantillon considéré — éclairément d'incidence normale à la couche N^+ pour l'ensemble des études (cf. Fig. 1). Par ailleurs, les trois échantillons H 10-195, H 10-151, et LEP n° 24 ont été découpés à une dimension $A \simeq 0,6 \times 0,7 \text{ cm}^2$ de façon à diminuer suffisamment leur constante de temps propre $R_{\text{ech.}}$ $C_{\text{ech.}}$ pour que la constante de temps de mesure τ_m ($\tau_m = R_m C_{\text{ech.}}$ avec $R_m \lesssim 25 \Omega$ pour les études de photocourants de court-circuit et $R_m \lesssim R_{\text{ech.}}$ dans les études de photoréponses $v_{\text{co}}(t)$) reste faible devant les constantes de temps des signaux observés.

3.1 PHOTOCOURANTS INDUITS PAR INJECTION EN VOLUME A $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ ($T = 60 \text{ ns}$): ÉTUDE DE LA BASE. — Dans la pratique, et par suite aussi d'une certaine latitude dans le choix des conditions de polarisation statique du composant (cf. hypothèses (v) et (viii) par exemple) les expressions (1) à (6) s'avèrent donner [1] une bonne description des signaux délivrés par une cellule solaire à base homogène soumise à une impulsion de lumière pénétrante $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ [2], soit ici $i(t \gtrsim 100 \text{ ns}) = i_{\text{D Base}}(t)$, et τ_i , $\tau_v = \tau_{\text{ip}}$, τ_{vp} . C'est ainsi que, en accord avec l'analyse du paragraphe 2, dans le domaine des faibles injections $\Delta \lesssim 10^{-2} p_{\text{op}}$ les signaux de photocourants délivrés par les trois échantillons et considérés aux temps $t \gtrsim 200 \text{ ns}$ correspondent bien aux photocourants de diffusion $i_{\text{DP}}(t)$ calculés à partir de l'expression générale de ces photocourants [1] — expression qui obéit aux hypothèses (i) à (viii) et admet les formes simplifiées (1), (2), suivant les temps t de la décroissance considérés — en prenant pour valeur de la durée volumique τ_{vp} des électrons minoritaires la valeur mesurée ($\tau(\Delta \lesssim 10^{-2} p_0)$). Cette valeur est inférieure à la contribution dimensionnelle τ_G pour chaque échantillon étudié (Fig. 3), et est déduite des signaux de photocourants en utilisant l'expression simplifiée (1).

Nous noterons par ailleurs que, aux plus faibles injections $\Delta \lesssim 10^{-3} p_{\text{op}}$, une queue à longue constante

de temps de décroissance apparaît dans les signaux $i(t)$ délivrés par les trois types d'échantillons. Ce phénomène est d'amplitude faible mais de durée plus ou moins importante suivant la cellule solaire étudiée. Il disparaît chaque fois que l'échantillon est simultanément soumis à un éclairément pseudo-continu de faible intensité (flash xénon : $\mathcal{F}_{\text{xe}} \simeq 10 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$), ce qui dénote l'existence de pièges temporaires pour les électrons minoritaires [2].

Lorsque l'injection croît, les trois types de cellules solaires montrent une augmentation de la durée de vie volumique $\tau = \tau_{\text{vp}}$ des porteurs (Fig. 3). Mais pour l'échantillon Helioteck H 10-151 seul (échantillon irradié), où la durée de vie $2 \mu\text{s} \lesssim \tau_{\text{vp}}(\Delta) \lesssim 6 \mu\text{s}$ reste inférieure à la contribution dimensionnelle $\tau_{G_s \infty} \simeq 8,2 \mu\text{s}$ (cf. (6)) dans l'ensemble du domaine d'injection étudié $\Delta \simeq 10^{-4}$ à $10 p_{\text{op}}$, le produit $i \sqrt{t}$ analysé aux temps $t \leq t_1 \simeq 7 \mu\text{s}$ (cf. expressions (1) et (4)) continue à présenter une zone à décroissance exponentielle facilement exploitable. L'échantillon équivalent, mais non irradié, H 10-195 possède une durée de vie volumique plus grande, avec $\tau = \tau_{\text{vp}} \gtrsim 5 \mu\text{s}$ dès $\Delta/p_{\text{op}} \gtrsim 10^{-4}$: lorsque Δ est supérieur à $\sim 10^{-2} p_{\text{op}}$, l'intervalle de temps $3 T$ à $t_1 \simeq 7 \mu\text{s}$ pendant lequel la forme simplifiée (1) est valable tend donc à devenir plus petit que $\tau_{\text{vp}}(\Delta)$. En accord avec ceci, la seconde partie de la décroissance des signaux $i(t)$, décrite par l'expression simplifiée (2), se montre en effet prédominante dans la décroissance des signaux observés. La partie initiale de la décroissance devient simultanément délicate à exploiter $(^4)$. La durée de vie effective τ_{ip} mesurée à partir de (2) croît alors jusqu'à la valeur $7,3 \mu\text{s}$ pour $\Delta/p_{\text{op}} \sim 10$; elle indiquerait ainsi que la durée de vie volumique

$$\tau_{\text{vp}}(\Delta) = (\tau_{\text{ip}})^{-1} - (\tau_G)^{-1}$$

continue à croître jusqu'à une valeur de $\sim 25 \mu\text{s}$ pour les plus fortes injections $\Delta \sim 10 p_{\text{op}}$ étudiées. Par comparaison, l'allure décroissante de la durée de vie $\tau_{\text{ip}}(\Delta)$ mesurée, apparaissant pour l'échantillon LEP n° 24 dans le domaine $10^{-2} < \Delta/p_{\text{op}} < 0,5$, tiendrait compte de l'évolution de la contribution $\tau_{G_s}(E)$, évolution de la valeur $\tau_{G_s(\text{s petit})} \gtrsim 10 \mu\text{s}$ à $\Delta \lesssim 10^{-2}$ — $\tau_{G_s=0} = 17 \mu\text{s}$ d'après (5) — à la valeur $\tau_{G_s \infty} \simeq 4,2 \mu\text{s}$ sous l'effet de l'accroissement avec Δ de la vitesse de recombinaison s_2 du contact arrière PP^+ [15].

Des résultats fournis par les trois échantillons étudiés, et résumés dans la figure 3, ressort ainsi un premier intérêt des photocourants transitoires de court-circuit pour étudier la base d'une cellule solaire, en particulier si les signaux peuvent être analysés sur un assez large domaine d'injection de porteurs : ce premier intérêt est leur double aptitude, à savoir d'une part, la mesure de la durée de vie volumique τ_v ,

$(^3)$ Échantillon et caractéristiques fournis par le LEP, Limeil-Brevannes.

$(^4)$ La condition (viii) devient difficile à respecter, vers les plus forts Δ , dans les cellules solaires.

des porteurs minoritaires — c'est-à-dire l'étude de la qualité du matériau formant la région base —, et d'autre part la mesure de la durée de vie effective τ_i de ces porteurs — c'est-à-dire l'estimation aussi de la qualité du contact arrière.

Le second intérêt des photocourants transitoires est la précision des mesures de $\tau_{v,i}$ qu'ils permettent : les mesures consistent en des mesures de constantes de temps, dont la précision s'inscrit largement dans un intervalle de $\pm 10\%$.

3.2 PHOTOCOURANTS INDUITS PAR EXCITATION SUPERFICIELLE A $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$ ($T = 2 \text{ ns}$) : ÉTUDE DE L'ÉMETTEUR. — L'émetteur des cellules solaires est mince ($W_{N^+} \lesssim 1 \mu\text{m}$). Pour vérifier que, sous les conditions de mesure utilisées, les réponses $i^*(t)$ créées par éclairage $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$ sont dominées par les trous minoritaires induits dans l'émetteur, nous avons préalablement étudié l'amplitude i_{max}^* et la décroissance $i^*(t > T)$ de ces signaux en fonction de l'épaisseur $W_T(V_R)$ de la zone N⁺P de transition. Les résultats rapportés dans la figure 4, pour une intensité donnée et relativement faible de l'impulsion lumineuse, montrent que l'amplitude et la décroissance des signaux observés deviennent indépendants de la polarisation inverse V_R lorsque l'épaisseur W_T est de $\approx 1,3$ et $1,5 \mu\text{m}$, respectivement, pour les échantillons Heliotec ($V_R \approx 4 \text{ V}$) et LEP ($V_R \approx 7 \text{ V}$) ; c'est-à-dire, à partir d'une épaisseur totale

$$W_{N^+} + W_T \approx 2,15 \mu\text{m}$$

Fig. 4a. — Constante de temps de décroissance τ_i^* du photocourant de court-circuit $i^*(t)$ en fonction de la polarisation inverse pour Heliotec H 10-151, $\lambda = 0,69 \mu\text{m}$, $T = 70 \text{ ns}$ et Heliotec H 10-151, LEP n° 24, $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$, $T = 2 \text{ ns}$.

[Decay time constant τ_i of the short circuit photocurrent $i^*(t)$ versus solar cell reverse voltage V_R .]

Fig. 4b. — Amplitude relative du photocourant en fonction de la polarisation inverse pour H 10-151 : a) $\lambda = 0,69 \mu\text{m}$; LEP n° 24 ; b) H 10-151 ; c) $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$.

[Amplitude of the photocurrent response $i^*(t)$ — arbitrary units — versus sample reverse voltage V_R .]

Fig. 4c. — Variation de la largeur de la zone de transition en fonction de la polarisation inverse.

[Depleted zone width W_T versus reverse voltage V_R .]

dans les deux cas, voisine de l'épaisseur $2 \times (1/\alpha)$. Comparativement, et vu les tensions inverses V_R supportables par les cellules solaires, les signaux induits par la lumière du laser au rubis $\lambda = 0,69 \mu\text{m}$ ($1/\alpha \approx 4$ à $5 \mu\text{m}$) (cf. Fig. 4a) montrent que les photoréponses en courant restent alors affectées par la contribution des électrons minoritaires créés dans la base.

Les signaux de photocourant $i^*(t)$ ont été étudiés pour des tensions V_R supérieures aux valeurs seuils 4 ou 7 V déterminées précédemment, et dans un domaine d'intensité lumineuse $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$ ($T = 2 \text{ ns}$) qui correspond à des densités Δ^* d'excitation de porteurs comprises entre 10^{14} et 10^{18} cm^{-3} (valeur moyenne de Δ^* , sur une épaisseur de $1 \mu\text{m}$, en supposant $2/3$ du faisceau absorbé dans cette épaisseur et une efficacité quantique de 1). Les valeurs Δ^* utilisées sont au plus de l'ordre de la valeur moyenne $\langle N_D \rangle (\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3})$ du dopage dans l'émetteur des cellules solaires étudiées. Sous les conditions de polarisation et d'injection Δ^* ci-dessus — en absence d'éclairement pseudo-continu, $\mathcal{F}_{Xe} = 0$ — l'allure générale des signaux délivrés par chacun des échantillons est peu sensible à la densité de porteurs excités : seule en effet l'amplitude i_{max}^* des photocourants mesurés évolue linéai-

rement avec Δ^* jusqu'à la valeur de saturation $i_{\text{sat}} = V_R/Z_{\text{tot}}$, où Z_{tot} est la somme des impédances séries de l'échantillon et du circuit de mesure

$$(R_{\text{mes}} \lesssim 25 \Omega).$$

Par contre, l'allure, et en particulier la décroissance, des signaux délivrés d'une part par l'échantillon LEP n° 24 et d'autre part par les échantillons H 10-151, H 10-195 présentent certaines différences :

a) pour les photocourants $i^*(t)$ obtenus avec l'échantillon LEP n° 24, le maximum i_{max}^* coïncide exactement avec le temps $t = 2$ ns où cesse l'impulsion lumineuse, ce qui est en accord avec la contribution d'un important photocourant de diffusion satisfaisant à l'essentiel des hypothèses (i) à (viii) posées au paragraphe 2 [2]. La décroissance de ces signaux (21) met par contre en jeu deux composantes d'amplitude analogue $i_{2\text{max}}^* = i_{1\text{max}}^*$:

$$i^*(t) = i_{1\text{max}}^* \exp(-t/\tau_{i1}^*) + i_{2\text{max}}^* \exp(-t/\tau_{i2}^*). \quad (21)$$

Ces composantes décroissent toutes deux en suivant une loi exponentielle, mais avec des constantes de temps très dissemblables :

$$\tau_{i1}^* = 10 \text{ ns} \quad \text{et} \quad \tau_{i2}^* \simeq 250 \text{ ns} \quad \forall \Delta^*.$$

b) Au contraire, dans la décroissance des signaux $i^*(t)$ délivrés par les échantillons H 10-151 et H 10-195, une seule composante domine $i^*(t) \approx i_1^*(t)$. Cette décroissance est aussi d'allure exponentielle. La constante de temps de décroissance τ_i^* mesurée pour l'échantillon irradié H 10-151 ($\tau_i^* = 30$ ns $\forall \Delta^*$) est alors plus faible que celle obtenue pour l'échantillon non irradié ($\tau_i^* = 70$ ns $\forall \Delta^*$). Une très faible composante lente i_2^* n'apparaît que tout en fin des signaux avec $i_2^*/i_{\text{max}}^* = 1/10$ et $\tau_{i2}^* \simeq 600$ ns, pour les deux échantillons. Il faut aussi noter que dans ces derniers échantillons, l'amplitude i_{max}^* des réponses s'observent à des temps $t_{\text{max}} \simeq 70$ ns et 10 ns, respectivement pour H 10-151 et H 10-195 : ce retard du maximum des signaux par rapport au temps T où cesse l'excitation peut ici aussi bien faire intervenir un temps de transit important d'un fort pourcentage des porteurs collectés, qu'un comportement dynamique de centres de piégeage et/ou recombinaison auxquels seraient soumis ces porteurs [16]. Toutefois, dans les mesures effectuées, ce retard n'affecte pas les mesures $\tau_i^*(\Delta^*)$ correspondantes puisque, dans le domaine exploré $\Delta^* \simeq 10^{14} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, les valeurs mesurées de τ_i^* restent inchangées. La majeure remarque appelée par les résultats ci-dessus concerne la valeur des diverses constantes de temps de décroissance mesurées τ_i^* : ces valeurs restent toujours plus grandes que la contribution dimensionnelle maximum τ_{G0} (cf. (5)) qu'aurait une couche homogène d'épaisseur W_{N^+} , même en prenant une valeur faible de μ_{pN} , et en supposant donc nulle la vitesse de recombinaison des trous à la surface de l'émetteur : par exemple, $\tau_{G0} = 6,4$ ns ou 16 ns

pour $\mu_p = 10 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et $W_{N^+} = 0,65 \text{ } \mu\text{m}$ ou $1 \text{ } \mu\text{m}$, respectivement.

Comme déjà signalé dans l'analyse du paragraphe 2 consacré aux principes et conditions de validité des méthodes de mesures exploitées, l'émetteur diffusé d'une cellule solaire est une région mince mais aussi à la fois fortement dopée et à fort gradient d'impuretés du dopage $N_D(x)$: la constante de temps de décroissance des photocourants de court-circuits $i^*(t)$ ne peut donc décrire qu'une *durée de vie opérationnelle* des trous minoritaires injectés dans cette région. Plusieurs travaux montrent en effet que les effets [17] de forts dopages (dégénérescence, rétrécissement de la bande interdite ΔE_G) et les effets des champs électriques internes induits sont à prendre en compte pour les propriétés des émetteurs, ces effets pouvant profondément affecter les phénomènes qui déterminent aussi bien :

(i) les propriétés de transport (diffusion, conduction) et de recombinaison-piégeage des porteurs à l'intérieur de l'émetteur lui-même, que

(ii) les conditions aux limites de l'émetteur, en particulier les vitesses de recombinaison à la surface s_E [18].

Pour ce qui se rapporte à la présente étude, le point (i) ci-dessus concerne à la fois la mobilité effective (apparition des processus de diffusions porteur-porteur et du courant de diffusion dû au gradient $N_D(x)$, ainsi que d'un courant de conduction issue du gradient $\Delta E_G(x)$), les processus de recombinaison qui déterminent la durée de vie volumique $\tau_{vE}(x)$ (processus thermique par effet tunnel ou de type Hall-Shockley Read d'amplitude liée à $N_D(x)$, contribution des processus par impact Auger), et les défauts cristallins susceptibles d'intervenir dans la recombinaison des porteurs (fortes densités et nouveaux types de défauts, tels agglomérats et impuretés de dopages électriquement non actives). Du point de vue des conditions aux limites (cf. point (ii)), un champ électrique $\mathcal{E}_1$ induit, près de la surface $x = 0$ de l'émetteur par la décroissance profil de dopage, contribue par contre essentiellement [18] en diminuant l'effet de la recombinaison superficielle s_{2E} (cf. Fig. 1) de la même façon la décroissance du profil de dopage tendrait à accroître le taux de collection s_{1E} de la jonction N^+P .

A l'heure actuelle, l'influence des défauts cristallins et l'ampleur des phénomènes de dégénérescence et rétrécissement de bande interdite, qui interviennent dans les propriétés des porteurs considérées ci-dessus, ne sont pas connus de manière quantitative [19] avec bonne certitude. Il est cependant possible de borner les amplitudes de ces phénomènes et, qualitativement, d'en approcher leurs effets dans l'émetteur d'une cellule solaire. Dans la figure 5 nous avons illustré la comparaison entre les profils réels $N_D(x)$ de dopage des émetteurs étudiés, et les profils effectifs $N_{\text{eff}}(N_D)$ [20] donnés par les modèles existant concernant les effets

Fig. 5a. — Profils réels N_D et effectifs N_{eff} de la concentration des impuretés de dopage dans l'émetteur (concentration superficielle de $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Cellule solaire Hélioteck : profil réel gaussien.

[Theoretical and effective impurity profile in the sample emitter (surface concentration $C_s = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Solar cell Hélioteck : Gaussian type theoretical profile.]

Fig. 5b. — Représentation schématique correspondante des effets du profil de dopage sur les caractéristiques de l'émetteur.

[Corresponding schematic representation of the doping profile effect on emitter characteristics.]

des forts dopages. Près de la surface $x=0$ de l'émetteur, les profils $N_{eff}(x)$ diffèrent fortement suivant le modèle utilisé pour leur calcul. Mais cette différence n'est importante que pour les très fortes valeurs du dopage réel $N_D(x_1) \gtrsim 2,3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. C'est ainsi que, quel que soit le modèle utilisé, deux sous-régions peuvent être distinguées dans un émetteur :

— d'une part la région telle que

$$N_D(x) < 2,3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3},$$

soit ($x \geq x_1$) qui borde la jonction N^+P . Le gradient de $N_{eff}(x) \simeq N_D(x > x_1)$ présente ses plus fortes

valeurs dans cette région $x > x_1$ et ce gradient est tel qu'il conduit à un champ électrique accélérateur pour les porteurs minoritaires collectés par la région N^+P ;

— d'autre part la région attenante à la surface $x = 0$ de l'émetteur, telle que $N_D(x) > 2,3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, et où le gradient de $N_{eff}(x)$ est toujours, quel que soit le modèle utilisé pour calculer $N_{eff}(N_D)$, nettement plus faible que dans la région précédente : le champ interne $\mathcal{E}_2$ est au plus, faiblement accélérateur ou même décélérateur pour la collection par la jonction N^+P .

Pour préciser l'effet des différents phénomènes considérés ci-dessus (c'est-à-dire fort dopages, champs électriques induits et contribution de S_E , en particulier) dans les émetteurs des cellules solaires considérées, nous avons étudié le courant transitoire de court-circuit obtenu à l'aide de deux contacts A, B métal-semiconducteur déposés à la surface de l'émetteur (cf. Fig. 1). L'un des contacts est protégé de la lumière par un masque débordant de $\sim 1 \text{ mm}$; l'autre contact, situé de 4 à 5 mm du premier est utilisé comme zone collectrice. Les différents signaux i_{AB}^* observés sont, à intensité donnée Δ^* d'injection, d'amplitude comparable à l'amplitude de la composante de diffusion $i^*(t)$ des signaux recueillis lorsque la jonction N^+P est utilisée comme zone collectrice (cf. sup.). Cette amplitude des signaux i_{AB}^* croît linéairement avec Δ^* et apparaît aux temps $t = T = 2 \text{ ns}$, c'est-à-dire qu'elle est, dans chacun des échantillons, conforme à l'amplitude d'un photocourant classique de diffusion. Simultanément, l'ensemble de la décroissance des signaux est décrite par une seule exponentielle, de constante de temps (a) $\tau_{AB}^* = 8 \text{ ns}$, quel que soit Δ^* , pour l'échantillon LEP n° 24 et (b) $\tau_{AB}^*(\Delta^*)$ allant de 20 à 200 ns et de 17 à 25 ns, pour les échantillons H 10-151 et H 10-195 respectivement. (Aux plus fortes injections Δ^* seulement, et pour les trois échantillons apparaît une composante lente i_{2AB}^* en queue des signaux, dont l'amplitude reste toujours ici très faible $i_{2AB}^*/i_{AB}^* \simeq 1/20$.)

Comparées aux photoréponses en courant $i^*(t)$ obtenues aux bornes de la jonction N^+P , les photoréponses $i_{AB}^*(t)$ se caractérisent donc à la fois par la disparition des composantes lentes i_2^* et par des constantes de temps de décroissance τ_{AB}^* dans chaque cas plus faibles.

Dans le schéma de la figure 5b, nous avons comparé les conditions aux limites s_E et les champs électriques internes $\mathcal{E}_{1,2}$ auxquels peuvent être soumis les trous minoritaires collectés par la jonction N^+P , dans le cas de signaux $i^*(t)$, et par le contact métal-semiconducteur, dans le cas des signaux $i_{AB}^*(t)$. Selon ce schéma, l'ensemble des résultats obtenus peut s'interpréter comme suit :

— pour les photocourants $i^*(t)$ — trous collectés par la jonction N^+P — composante lente i_2^* issue de la zone $0 > x > x_1$, avec s_{2E} assez faible ; composante rapide issue de la zone à fort champ accélérateur $x > x_1$;

— pour les photocourants $i_{AB}^*(t)$ — trous collectés par le contact en surface A — : suppression de la contribution de la zone $x > x_1$, par suite de la forte recombinaison arrière s'_{2E} et du fort effet décélérateur du champ $\mathcal{E}_2$; contribution essentielle due aux trous créés dans la zone $0 < x < x_1$, dont la plus faible constante de temps τ_{AB}^* peut tenir compte des effets simultanés $\tau_{v1}(N_{D,x}) \ll \tau_{v2}(N_{D,x})$ et $s'_{1E} > s_{2E}$ (auxquels pourrait, selon certains modèles, se joindre un effet accélérateur de $\mathcal{E}_1$).

(Dans le cadre de cette interprétation, le temps $t_{\max} \simeq 70$ à 30 ns des réponses $i^*(t)$ délivrées par les échantillons H 10-151 et H 10-195 serait donc plutôt à attribuer à un effet dynamique de défauts situés près de la jonction N^+P de ces cellules solaires). Cette interprétation serait également en accord avec les résultats explicités au paragraphe 3.3 suivant).

Nous noterons ici que, dans leur ordre de grandeur, les valeurs $\tau_{i(1)} \simeq 10$ - 30 ns mesurées correspondent bien aux valeurs de la durée de vie des trous minoritaires collectés par la jonction N^+P et calculées dans la référence [11]; pour un émetteur d'épaisseur $W_{N^+} \simeq 0,9$ μm et $\lambda = 0,53$ μm , en tenant compte de l'influence des champs électriques induits $\mathcal{E}_{1,2}$ (modèle $N_{\text{eff}}(x)$ de Mock ou Overstraten *et al.*).

L'ensemble des résultats obtenus, concernant l'étude de l'émetteur des cellules solaires à partir des photocourants de court-circuit induits par excitation *superficielle* à $\lambda = 0,53$ μm , se montre ainsi en accord avec l'influence des différents phénomènes connus à ce jour et susceptibles de dominer les propriétés *photovoltaïques* des émetteurs. Bien que ne conduisant pas aux phénomènes de recombinaison purs, tels $\tau_{vE}(x)$, les photocourants transitoires fournissent donc un outil de caractérisation de l'émetteur du point de vue des *durées de vies opérationnelles* des porteurs, c'est-à-dire vis-à-vis des rôles de l'émetteur dans les performances des cellules solaires.

3.3 PHOTOTENSIONS DE CIRCUIT OUVERT $v_{co}(t)$ INDUITES PAR EXCITATION A $\lambda = 1,06$ ET $0,53$ μm . — Conformément à l'analyse faite au paragraphe 2, et contrairement aux réponses de photocourant de court-circuit (cf. § 3.1.2), les signaux de tension de circuit ouvert induits, aux bornes des différents échantillons étudiés, par excitation profonde et par excitation superficielle ($\lambda = 1,06$ ou $0,53$ μm , $T = 2$ ns, $V_{A0} = 0$) présentent des allures très voisines. Cette similitude porte à la fois sur la croissance, les temps $t_{\max}$ où les signaux passent par leur maximum, et même sur la décroissance (Fig. 6).

Dans tous les cas, la *croissance* des signaux $v_{co}(t)$ peut être décrite par l'expression (12), et sur pratiquement toute la durée $2T < t \lesssim t_{\max}$ de cette croissance. Quelle que soit l'amplitude $v_{co \max}$ des signaux, la valeur de la constante de temps $\langle \tau_{ic} \rangle$ mesurée à partir de l'expression (12) correspond alors à une valeur moyenne des constantes de temps de décroissance $\langle \tau_{i1}^* \rangle$, $\langle \tau_{i2}^* \rangle$ précédemment observées

Fig. 6. — Cellule solaire LEP n° 24; $\lambda = 0,53$ μm et $\lambda = 1,06$ μm ; $T = 2$ ns. Evolution des constantes de temps de croissance et de décroissance des signaux de phototension en circuit ouvert en fonction du rapport $V_{co \max}/U_T$. Pour $\lambda = 1,06$ μm , les évolutions sont également données en fonction de Δ/p_0 .

[Solar cell LEP n° 24; laser pulses $0,53$ μm and $1,06$ μm (duration $T = 2$ ns). Variation of the increase and decrease time constants of the open-circuit photovoltage $v_{co}(t)$ signals *versus* the signal relative magnitude $v_{co \max}/U_T$. For $\lambda = 1,06$ μm , the corresponding value of the base injection level Δ/p_0 are given.]

(cf. § 3.2) pour les photocourants $i^*(t)$, c'est-à-dire pour la *diffusion effective* des porteurs minoritaires créés dans l'émetteur. Les valeurs $\langle \tau_{ic} \rangle \simeq 200$ ns, 400 ns et 80 ns sont mesurées pour les échantillons H 10-151, H 10-195 et LEP n° 24 respectivement.

La *décroissance* des signaux de phototension $v_{co}(t)$ est par contre assez mal décrite par les expressions simplifiées (17) ou (18) : si le faisceau laser d'excitation est seul utilisé dans l'étude : des composantes, d'allure exponentielle et à très longue constante de temps, altèrent fortement la décroissance des signaux observés $v_{co}(t)$, en particulier vers les faibles amplitudes $v_{co \max}/U_T$ des photoréponses (cf. Fig. 6). Mais ces composantes lentes disparaissent lorsqu'une excitation pseudo-continue de durée $T_c \sim 1$ ms, et d'intensité $\mathcal{P}_{Xe} \simeq 300$ mW/cm^2 (filtrée à $\lambda > 0,8$ μm), par lampe au xénon, est superposée à l'impulsion laser. Les expressions simplifiées (17) ou (18) donnent alors

une description correcte des signaux mesurés. Sous ces conditions d'éclairement, les constantes de temps τ_{ce} mesurées dans le domaine $v_{co\max} \lesssim U_T$ (cf. (17)) sont comparables aux valeurs de durée de vie effective τ_{ip} des porteurs minoritaires de la base (cf. Fig. 3) obtenues à partir des photocourants de court-circuit sous condition de faible injection $\Delta/p_{OP} \simeq 10^{-3}$ à 10^{-1} .

Par contre, lorsque l'amplitude $v_{co\max}$ des signaux croît, seules les valeurs de τ_{cl} (cf. (18)) mesurées pour $v_{co\max} \simeq 2$ à $4 U_T$ restent en accord avec les valeurs mesurées de τ_{ip} . Les autres valeurs de τ_{cl} , mesurées sur les signaux $v_{co}(t)$ dont le $v_{co\max}$ croît au-delà de $4 U_T$, sont de plus en plus petites et s'approchent de la constante de temps de croissance $\langle \tau_{ic} \rangle$.

Tableau I. — Durées de vie mesurées à partir des différentes photoréponses.

[Carrier lifetime values measured from the various photoresponses.]

	LEP 24	H 10-151	H 10-195
Photocourant			
$i(t)$, $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$			
$\tau_{vp}(\Delta)$	1,5 à 6 μs	2 à 6 μs	5 à (25 μs)
τ_{ip}	3 μs		3 à 7,5 μs
Photocourant			
$i^*(t)$, $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$			
τ_{i1}^*	10 ns	80 ns	30 ns
τ_{i2}^*	250 ns	(600 ns)	(600 ns)
Photocourant			
$i_{AB}^*(t)$, $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$			
$\tau_{AB}^*(\Delta^*)$	8 ns	20 à 200 ns	17 à 25 ns
Phototension $v_{co}(t)$			
$\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ et $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$			
croissance $\tau_{ic} \forall \Delta$, Δ^*	80 ns	200 ns	400 ns
décroissance $\tau_{ce}(\Delta_{faible})$			
$\mathcal{F}_{Xe} = 300 \text{ mW/cm}^2$	3 μs	2 μs	3 μs

De l'ensemble des résultats obtenus, confrontés au tableau I, il apparaîtrait ainsi que, dans le cas de la décroissance des signaux de tension $v_{co}(t)$, la valeur de la durée de vie effective τ_{ip} peut être approchée à partir des expressions simplifiées (17), (18) et (19), mais seulement si certaines conditions d'étude sont satisfaites. Ces conditions impliquent une bonne zone de stockage (région collectrice N^+P à faible recombinaison interne et à fuites superficielles négligeables) et un faible niveau d'injection de porteurs (cf. § 2), mais aussi une faible influence de pièges temporaires de porteurs minoritaires au niveau de la zone de stockage (cf. sup.). L'importance de cette dernière condition est clairement montrée dans les résultats obtenus, c'est-à-dire du moins pour le cas traité ici, et qui concerne les cellules solaires ; dans ces diodes à large surface, les effets néfastes de l'inhomogénéité transversale — plan de la jonction N^+P , agglomérats de défauts — sur les performances des cellules solaires sont déjà reconnus [17]. Toutefois l'effet des pièges temporaires peut s'éliminer en soumettant simulta-

nément l'échantillon à un éclairage continu ou pseudo-continu $\mathcal{F}_{Xe}$. L'imprécision sur les mesures de durée de vie τ_{ip} effectuées à partir de la décroissance des signaux de phototension reste donc surtout liée à la difficulté expérimentale d'évaluation de la qualité de la zone de stockage (cf. constante de temps τ_j , τ_m signalées sup.).

Les conditions restrictives ci-dessus apparaissent beaucoup moins pour la croissance des phototensions, et pour les raisons déjà discutées au paragraphe 2. Cette croissance apparaît ici fournir une estimation de la durée de vie opérationnelle moyenne des porteurs minoritaires dans l'émetteur d'une cellule solaire, en particulier quelle que soit l'intensité de l'excitation lumineuse. L'ensemble des considérations ci-dessus reste valable, bien sûr pour l'une ou l'autre ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ ou $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$) des longueurs d'onde de l'impulsion lumineuse utilisée.

Remarque. — Pour les fortes excitations, les amplitudes $v_{co\max}$ tendent vers une valeur de saturation $v_{co\text{sat}}$ dont la valeur mesurée est en bon accord avec les phototensions optimales $v_{co\infty}$ définies pour des cellules solaires à jonction $p-n$ [21].

4. Conclusion. — Nous nous sommes efforcés dans ce travail de montrer comment, en fonction des conditions d'excitation (durée, longueur d'onde, intensité de l'impulsion lumineuse) et des caractéristiques de la cellule (dimensions, nature des contacts, profil des dopages, courants à la jonction pn), les photoréponses transitoires de courant de court-circuit et de tension de circuit ouvert pouvaient être exploitées dans les mesures de durées de vie des porteurs d'une photopile solaire. L'exemple des photopiles au silicium a été traité en détail dans cette étude.

L'analyse théorique des photoréponses transitoires et leur étude expérimentale, menée en utilisant les possibilités d'une technique d'excitation par impulsion de laser déclenché, se montrent en bon accord.

Ces résultats ont permis de dégager quelles durées de vie pouvaient ainsi être mesurées à partir des photoréponses transitoires, par quelles méthodes et sous quelles conditions devaient être réalisées ces mesures (cf. Fig. 2). C'est ainsi que :

a) dans le cas de cellules solaires à base homogène, même large, la décroissance des photocourants de court-circuit induits par une excitation lumineuse pénétrante ($1/\alpha$ supérieure ou comparable à l'épaisseur de la base) permettent de mesurer à la fois la durée de vie volumique et la durée de vie effective de porteurs minoritaires de cette région, et aussi de suivre l'évolution de ces deux durées de vies dans un large domaine d'injection des porteurs (cf. Fig. 3). La méthode de mesure repose sur les expressions (1) à (6), et leurs conditions de validité, discutées aux paragraphes 2 et 3.1 ;

b) des impulsions de lumière à la fois très brèves et peu pénétrantes (par ex. $T = 2 \text{ ns}$ et $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$

pour $W_{N^+} \simeq 1 \mu\text{m}$ et du silicium) sont nécessaires pour étudier les émetteurs des cellules solaires. Si les émetteurs sont obtenus par diffusion d'impuretés, la décroissance des photocourants de courts-circuits peut alors fournir une estimation à la fois de la durée de vie effective des porteurs créés dans cette couche et des effets des champs induits internes sur la durée de vie moyenne de ces porteurs (cf. §3.2) ;

c) les photoréponses de circuit ouvert offrent le double intérêt de ne pas imposer une excitation uniforme de porteurs et de se prêter à une approche simultanée des durées de vie des porteurs dans l'émetteur (par étude de la croissance de réponses) et

dans la base des photopiles (par étude de la décroissance). Mais les mesures obtenues à partir de ces photoréponses sont plus limitées et moins précises. Les mesures de durée de vie des porteurs dans la base, en particulier, restent limitées au domaine qui correspond à des conditions de faible injection pour la région $p-n$ de transition. Ces mêmes mesures sont également beaucoup plus sensibles aux phénomènes de piégeage temporaire de porteurs.

Pour toutes les réponses transitoires, cependant, l'influence des pièges temporaires peut être minimisée : il suffit pour cela de superposer à l'excitation transitoire une excitation lumineuse continue.

Bibliographie

- [1] BIELLE-DASPET, D. and GASSET, G., *Solid State Electron.* **21** (1978) 1219.
- [2] BIELLE-DASPET, D., JOHAN, A., ESPIOUSSAS, F. and GASSET, G. Southampton U.K., Sept. 1978.
- [3] LAMNECK Jr, J. H. *et al.*, NASA TM-X-1894 (October 69).
- [4] STOKES, E. D. *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **30** (1977).
- [5] KUNO, H. J., *IEEE Trans. Electron Device* **ED 11** (1964) 8.
- [6] DERDOURI, M., Thèse 3^e cycle, Toulouse (1978).
- [7] WATANABE *et al.*, *IEEE Trans. Electron Device* **24** (1977).
- [8] SCHWAB, G. *et al.*, *Solid State Electron.* **20** (1977) 91.
- [9] GASSET, G., BIELLE-DASPET, D., C.R. Conf. Int. « Electricité Solaire », Ed. CNES (1976), p. 355-74.
- [10] BENZOHRA, M., Thèse Dr-Ing., Toulouse (Sept. 1976).
- [11] CHAMBERLAIN, S. G., ROULSTON, D. J., DESAI, S. P., *I.E.E.E. Trans. Electron. Devices* **25** (1978) 241.
- [12] LINDHON, F. A., TANG SAH, C., *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 4203.
- [13] LEDERHANDLER, S. R., GIACOLETTO, L. J., *Proc. of the I.R.E.* (1955) 477.
- [14] DHARIWAL, S. R., KOTHARI, L. S., JAIN, S. C., *Solid State Electron.* **20** (1977) 290.
- [15] HAUSER, J. R., DUNBAR, P. M., *Solid State Electron.* **18** (1975) 715.
- [16] LEAMY, H. J., KIMERLING, L. C., *J. Appl. Phys.* **48** (1977) 2795.
- [17] LINDHOLM, F. A. and SAH, C. T., *I.E.E.E. Trans. Electron. Device* **ED 24** (1977) 1362.
- [18] PAUWELS, H. J., DE VISSCHERE, P. and REUSSENS, P., *Solid State Electron.* **21** (1978).
- [19] DUNBAR, P. M. and HAUSER, J. R., *Solid State Electron.* **20** (1977) 697.
- [20] VAN OVERSTRAETEN, R. J., DE MAN, H. J., MERTENS, R. P., *I.E.E.E. Trans. Electron Devices* **ED 20** (1973) 290 ; SLOOTBOOM, J. W. and DEGRAAFF, H. C., *Int. Electron. Dev. Meeting., Supplement to Technical Digest* **14** (1978) ; MOCK, M. S., *Solid State Electron.* **16** (1973) 1251 ; WILSON, B. L. H., *Solid State Electron.* **20** (1977) 71.
- [21] PARROT, J. E., *I.E.E.E. Trans. Electron. Device* **ED 21** (1974) 89.