DÉTECTION DES RADIATIONS INFRAROUGES PAR VARIATION DE LA RÉFLECTIVITÉ DES SEMICONDUCTEURS ⁽¹⁾

Par DO KHAC MANH et ROLAND COELHO,

Laboratoire Central des Industries Électriques à Fontenay-aux-Roses, Seine.

Résumé. — L'absorption par un semiconducteur dopé, d'une radiation infrarouge de longueur d'onde $\lambda \leq \lambda_g$, λ_g étant la longueur d'onde du seuil d'absorption, change la réflectivité de l'échantillon pour $\lambda \geq \lambda_g$, à cause de l'absorption des porteurs photo-excités. On a établi une relation biunivoque entre l'intensité de la radiation excitatrice et celle de la radiation réfléchie. Comme l'ont montré des expériences préliminaires, le principe ci-dessus devrait pouvoir être appliqué à un nouveau type de détection et d'amplification du rayonnement infrarouge, particulièrement intéressant dans le domaine de l'espace.

Abstract. — Absorption, by a doped semiconductor sample, of infrared radiation of wavelength λ smaller or equal to the absorption edge λ_g changes the reflectivity of the sample for $\lambda \geq \lambda_g$, due to of the absorption of the photo-excited free carriers. A reciprocal relation between the intensity of the exciting radiation and the intensity of the reflected radiation has been established. As confirmed by preliminary observations, the principle should permit a new kind of detection and amplification of infrared radiation useful in space communications.

Introduction. — L'étude optique des semiconducteurs dans le domaine infrarouge [1], [2], [3], a montré que la réflectivité des semiconducteurs fortement dopés présente au voisinage de la fréquence de plasma un minimum d'autant plus accentué que le temps de relaxation des porteurs est plus élevé. Comme la fréquence de plasma, la fréquence de réflexion minimale croît avec la concentration des porteurs, d'où l'idée de moduler le pouvoir réflecteur du semiconducteur dopé en faisant varier sa concentration superficielle en porteurs par des radiations de longueur d'onde convenable.

Principe de la détection par variation de la réflectivité des semiconducteurs. — Soit une plaquette de semiconducteur dopé bien polie, de concentration en porteurs telle qu'elle présente dans le domaine infrarouge un spectre de réflectivité ayant l'allure indiquée en trait plein sur la figure 1, la réflectivité diminue régulièrement depuis la limite d'absorption intrinsèque $\lambda_g = hc/E_g$ jusqu'à $\lambda_{\min}$, puis remonte assez brusquement à partir de $\lambda_{\min}$ avant de tendre asymptotiquement vers l'unité. Si la concentration superficielle en porteurs augmente, la théorie de la réflexion de plasma montre que la courbe $R(\lambda)$ au voisinage du minimum se déplace vers la gauche (courbe en traits discontinus sur la figure 1).

FIG. 1. — Réflectivité en fonction de λ :

- a) sans radiation externe de $\lambda < \lambda_g$.
- b) avec radiation externe de $\lambda < \lambda_g$.

Par suite, il est possible de moduler le pouvoir réflecteur du semiconducteur par des radiations infrarouges externes de longueur d'onde λ_e inférieure ou égale à λ_g , en exploitant soit la zone de pente maximale, soit la zone comprise entre λ_g et $\lambda_{\min}$ de la courbe de réflectivité.

1. Supposons que nous possédons une source infrarouge assez puissante de bande passante étroite de longueur d'onde moyenne λ_i légèrement supérieure à

⁽¹⁾ Ce travail a été effectué au titre de la Convention de Recherches n° 61, FR 035 entre la Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique et le Laboratoire Central des Industries Électriques.

la longueur d'onde de réflexion minimale du semi-conducteur (voir *fig. 1*).

Les radiations issues de cette source (que nous appelons source interne car il s'agit, dans notre montage, du « Global » du spectrophotomètre) tombent sous une incidence oblique sur la face polie de l'échantillon semiconducteur avant d'être recueillies par un détecteur infrarouge classique. Si ces radiations sont détectées, nous aurons un signal d'amplitude Y proportionnelle au produit du flux radiant interne Φ_i et de la réflectivité $R(\lambda_i)$ de l'échantillon. Comme la longueur d'onde de réflexion minimale $\lambda_{\min}$ du semiconducteur dopé est supérieure à la limite d'absorption intrinsèque λ_g , ces radiations infrarouges internes n'ont aucune influence sur la concentration des porteurs quasi libres du semiconducteur. Il n'en est plus de même pour les radiations de longueur d'onde $\lambda_e \leq \lambda_g$, issues d'une source à détecter (source externe). Ces radiations externes, en tombant sur le semiconducteur dopé, font varier sa concentration superficielle en porteurs, et par suite modifient sa réflectivité pour des radiations infrarouges « internes ». Si l'on détecte ces dernières radiations, on aura un signal d'amplitude $Y + \delta Y$ proportionnelle au produit du flux radiant interne Φ_i et de la réflectivité $R(\lambda_i) + \delta R(\lambda_i)$,

avec $\delta R(\lambda_i)$ proportionnel au flux radiant externe. En modulant seulement la lumière externe à la fréquence de détection synchrone de l'appareil enregistreur, on aura un signal proportionnel à δY , donc au produit des intensités des sources infrarouges interne et externe. Finalement, si l'intensité de la source interne est maintenue constante, le signal détecté sur l'appareil enregistreur sera proportionnel à l'intensité ou à la radiance de la source externe à détecter.

2. Si l'on ne possède pas de source quasi monochromatique de longueur d'onde centrale $\lambda_i > \lambda_{\min}$ assez puissante, ou si l'on ne possède pas de semiconducteur de longueur d'onde de plasma située dans le domaine de détectivité du détecteur sélectif auxiliaire, on pourra utiliser une source infrarouge à large bande de longueur d'onde comprise entre λ_g et $\lambda_{\min}$, combinée avec un détecteur sélectif de longueur d'onde de coupure $\lambda_0 \leq \lambda_{\min}$.

En effet, comme on le montre dans l'annexe 1, l'accroissement $\delta \Phi_r$ du flux radiant interne réfléchi peut s'exprimer en fonction de la longueur d'onde du seuil λ_g , de la longueur d'onde de plasma λ_p , de la réflectance R et de sa variation avec la longueur d'onde, et des températures T_i et T_e des sources (interne et externe) et T de l'échantillon, par la formule :

$$\delta \Phi_r = 3,9 \times 10^{-25} \frac{B_s \Omega C^{1/2} \sigma_0^{1/2} (1 - R) \lambda_p^3 T_i T_e^4}{\epsilon_r \lambda_i^3 N^{1/2} T_*^{1/2}} \left(\frac{\partial R}{\partial \lambda} \right)_N \Delta \lambda \varphi(u_g) \quad (1)$$

où

$$\varphi(u_g) = \int_{u_g}^{\infty} \frac{u^2 du}{e^u - 1} \quad \text{avec} \quad u = \frac{1}{\lambda} \frac{hc}{kT}.$$

Par suite, le flux décelable dans ce cas peut être supérieur au flux décelable dans le premier cas puisque :

1. L'augmentation du produit $(\lambda_p/\lambda_i)^3 \Delta \lambda$ peut largement compenser la diminution de la pente $(\partial R/\partial \lambda)_N$ dans l'expression de $\delta \Phi_r$.

2. La bande de longueur d'onde utilisée se trouve dans le domaine de grande sensibilité du détecteur sélectif auxiliaire.

C'est cette remarque qui nous a guidés dans la réalisation du montage expérimental pour mettre en évidence la détection infrarouge par variation de réflectivité des semiconducteurs.

Montage expérimental. — Le schéma de principe du montage d'essai est représenté sur la figure 2.

Pour utiliser au maximum l'appareillage existant au Laboratoire, les pièces constituant la source interne : le monochromateur, l'amplificateur à 13 Hz, le modulateur 13 Hz, le démodulateur synchrone, le filtre et l'enregistreur, sont empruntées du spectrophotomètre Perkin-Elmer, modèle 112. En particulier, la source interne est un global chauffé vers 1 100 °C et entouré d'une chemise à circulation d'eau. Ainsi, à la sortie du monochromateur, nous avons un faisceau de radiations infrarouges à large bande de longueur

FIG. 2. — Schéma fonctionnel du montage utilisé.

d'onde comprise entre λ_g et $\lambda_{\min}$ et non une source quasi monochromatique de longueur d'onde centrale $\lambda_i > \lambda_{\min}$.

Le schéma du système optique global est représenté sur la figure 3.

La cellule photorélectrice est constituée essentiellement par un échantillon d'arséniure d'indium type n ,

FIG. 3. — Chemin optique du montage.

de concentration $N = 1,5 \times 10^{25}$ électrons libres par m^3 . La face réfléchissante de l'échantillon est soigneusement polie, et l'échantillon est placé sur la queue du cryostat C.

Le détecteur utilisé est un détecteur au germanium de type *p* dopé à l'or, refroidi à la température de l'azote liquide. La résistance à froid du détecteur est égale à 5 mégohms⁽²⁾. Le schéma électrique du détecteur et du préamplificateur est représenté sur la figure 4.

FIG. 4

Schéma électrique du détecteur et du préamplificateur.

La source externe est une lampe de projection 750 watts.

Pour pouvoir faire varier d'une façon continue la puissance de la source externe de zéro à sa puissance nominale, on l'a alimenté à travers un autotransformateur.

L'éclairement de l'échantillon par la source externe étant de l'ordre de quelques lux n'était pas mesurable

⁽²⁾ Ce détecteur a été réalisé au L.C.I.E. par M. Carrié en s'inspirant du détecteur du même type fabriqué par la Société Anonyme des Télécommunications à Paris.

directement. On a obtenu cependant une idée de sa variation avec l'intensité de la source externe en mesurant l'éclairement d'une cellule à couche d'arrêt placée à quelques centimètres de la source lumineuse filtrée.

La condensation d'eau sur la fenêtre du détecteur, pendant les manipulations, a pu être évitée en dirigeant de l'azote sec sur cette fenêtre. De même, une fixation adéquate de la queue du cryostat a dû être utilisée pour supprimer les vibrations, les bruits de fond causés par les réflexions parasites sur la cellule photoréflexive ou sur le détecteur ont été éliminés en collant du feutre noir adhésif sur toutes surfaces extérieures aux trajets optiques. Finalement, nous avons pris toutes mesures nécessaires pour atténuer au maximum tous bruits provenant des éléments constituant la source externe, le modulateur, le détecteur, le préamplificateur et leurs connexions.

1. *Étalonnage du filtre, des sources interne (global) et externe (lampe à incandescence).* — Le filtre Leybold utilisé transmet, en gros, de 0,7 à 2,7 μm , avec une transmission maximale (80 %) de 0,77 à 1,9 μm .

L'éclairement de l'échantillon par la source externe (lampe à incandescence), mesuré au luxmètre, varie à peu près quadratiquement avec la puissance dissipée dans la lampe. Quant à la source interne (global), la puissance qu'elle dissipe reste très faible pour une tension U inférieure à 20 volts. Pour $U > 20$ volts, la puissance dissipée varie à peu près linéairement avec la tension appliquée.

2. *Sensibilité de la cellule photoconductrice au germanium dopé.* — Pour avoir une idée de la détectivité de la cellule photoconductrice, on a tracé, en fonction de la longueur d'onde, le rapport de la réponse de la cellule à celle d'un thermocouple de référence, le flux incident étant celui qui sort du monochromateur. La courbe obtenue est représentée sur la figure 5.

FIG. 5. — Sensibilité de la cellule photoconductrice au germanium dopé à l'or ($T = 77^\circ K$).

Résultats des mesures. — A. RÉFLECTIVITÉ DES ÉCHANTILLONS. — Les spectres de réflectivité de quelques échantillons de composés semiconducteurs intermétalliques du type III-V sont représentés sur la figure 6.

FIG. 6

Réflectivité de quelques semiconducteurs fortement dopés.

L'échantillon de InSb type *n* de concentration en électrons libres $N = 10^{25} \text{ m}^{-3}$ a été préparé par cofusion sous vide de InSb et de Sb_2Te_3 à 750°C .

Les deux échantillons de InAs de type *n*, de concentrations respectives

$$N = 9 \times 10^{24} \text{ m}^{-3} \text{ et } 1,5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$$

ont été extraits d'un lingot qui nous a été procuré par le Dr Gillo.

Nous avons concentré notre attention sur la longueur d'onde $\lambda_{\min}$ de réflectivité minimale, qui est très voisine de la longueur d'onde de plasma λ_g .

D'après la théorie classique de Drude-Lorentz, la longueur d'onde de plasma, à laquelle la permittivité absolue du matériau s'annule du fait de la composante négative des électrons libres, est reliée à la concentration N par la formule :

$$N\lambda_p^2 = 4\pi^2 c^2 \epsilon_R m^* / e^2$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide, m^* la masse effective des porteurs, supposée isotrope, et ϵ_R la permittivité du matériau adopté non dopé, c'est-à-dire essentiellement celle du réseau.

En portant sur un diagramme doublement logarithmique $\lambda_{\min}$ ($\approx \lambda_p$) en fonction de N , on doit donc obtenir une droite de pente $-1/2$. Ceci est assez bien confirmé sur la figure 7, sur laquelle nous avons rassemblé nos résultats et ceux de Spitzer et Fan [2]. On notera une légère concavité de la courbe résultant de l'augmentation de masse effective avec la concentra-

FIG. 7. — Variation de $\lambda_{\min}$ avec la concentration des porteurs libres.

tion N (effet Burstein). Toutefois, ces courbes permettent de prévoir la concentration d'impureté que doit avoir l'échantillon pour qu'il ait une valeur donnée de $\lambda_{\min}$, dictée par les considérations technologiques qui suivent.

B. ÉTUDE DU SIGNAL DÉTECTÉ PAR VARIATION DE RÉFLECTIVITÉ. — Le montage d'essai étant en place, on a d'abord vérifié que le signal obtenu n'était pas dû aux radiations parasites indésirables. On a constaté en effet que le signal existe si les deux sources lumineuses sont allumées à la fois et s'annule si l'on éteint l'une quelconque de ces deux sources.

Variation du signal avec le flux radiant de la source externe ou avec l'éclairement de l'échantillon semiconducteur. — Dans cette partie de l'étude, seule la puissance de la source externe varie, celle de la source interne étant maintenue constante ($P_i = 177$ watts).

La température de l'échantillon est celle de l'ambiante. Les résultats sont donnés à la figure 8.

La courbe de réponse $S(P_e)$ varie d'abord linéairement avec P_e , puis elle montre un effet de saturation à partir d'une certaine valeur de P_e .

La linéarité de $S(P_e)$ s'explique aisément par la relation (A 1).

En effet, S varie comme $\delta\Phi$, lequel est proportionnel à δR , lui-même proportionnel au nombre $\mathcal{N}$ de photons d'énergie $E \geq E_g$ entrant par seconde et par cm^2 dans le semiconducteur irradié. Or :

$$\mathcal{N} = \int_0^{\lambda_g} (1 - R) \mathcal{N}_\lambda d\lambda \quad (2)$$

où $\mathcal{N}_\lambda d\lambda$ est le nombre de photons incidents de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$, R la réflec-

FIG. 8. — Variation du signal avec la puissance de la source externe.

tivité du semiconducteur supposée constante pour $\lambda \leq \lambda_g$. On peut montrer (voir Annexe 2) que $\mathcal{N}_\lambda$ est proportionnel à $\lambda \varepsilon_1(\lambda) H(\lambda, T_e)$, $H(\lambda, T_e)$ étant l'émittance spectrale du corps noir à la température T_e de la source externe et $\varepsilon_1(\lambda)$ l'émissivité spectrale de cette dernière. Si le spectre d'émission était celui du corps noir non filtré, on a en utilisant la loi de Planck pour $H(\lambda, T_e)$:

$$\mathcal{N} = \frac{4k^3 s \Omega (1 - R) T_e^3 \varphi(u_g)}{h^3 c^3} \quad (3)$$

Comme on a utilisé un filtre passe-bande infrarouge opaque aux courtes longueurs d'onde, il faut utiliser pour $H(\lambda, T_e)$ non pas la loi de Planck, mais la loi de Rayleigh-Jeans, et l'on a alors :

$$\mathcal{N} = \frac{s \Omega}{2\pi h c} \int_{\lambda_0}^{\lambda_g} \lambda \left(\frac{2\pi k T_e}{\lambda^4} \right) d\lambda = \frac{k s \Omega}{2h} \left(\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right) T_e \quad (4)$$

λ_0 étant la longueur d'onde la plus courte transmise par le filtre infrarouge passe-bande.

Donc, dans les conditions de l'expérience, S serait proportionnel à T_e .

Par ailleurs, à l'état stationnaire, la puissance P_e fournie à la source sert uniquement à entretenir sa température, c'est-à-dire à compenser le flux de chaleur Q transmis par convection et rayonnement à l'air ambiant de température T_0 .

Or, comme la source externe utilisée a une grande surface en contact avec de l'air ambiant, on peut appliquer la formule de Newton pour le flux de chaleur Q transmis : $Q = K(T_e - T_0)$, K étant le coefficient global moyen de transmission de la source.

P_e est donc proportionnel à $(T_e - T_0)$, c'est-à-dire approximativement proportionnel à T_e , puisque $T_e \gg T_0$. Par suite, S est approximativement proportionnel à P_e , comme le montre l'observation.

Enfin, on peut s'attendre à observer un effet de saturation, si l'on admet que la durée de vie moyenne τ' des paires électron-trou formées diminue quand leur concentration augmente.

En effet, un calcul simple montre que l'accroissement δN de la concentration superficielle de porteurs quasi libres est proportionnel au produit $\tau' \mathcal{N}$. On conçoit que δN , et par suite $\tau' \mathcal{N}$, est limité supérieurement pour les très grandes valeurs de $\mathcal{N}$. Il en est de même de l'accroissement δR de réflectivité, de l'accroissement $\delta \Phi_r$ du flux radiant interne réfléchi, et du signal S détecté.

Discussion. — L'effet observé expérimentalement est bien celui qu'on cherchait. Il n'est pas dû à un échauffement local produit par la source externe. En effet, l'échantillon utilisé dans la cellule photorélectrice est fortement dégénéré et la concentration des porteurs quasi libres d'un semiconducteur fortement dégénéré est pratiquement indépendante de la température [4], [5].

D'autre part, l'excès de concentration superficielle en électrons quasi libres suit la modulation sans retard appréciable. En effet, la période de modulation est de $1/13$ de s, soit $7,7 \times 10^{-2}$ s, donc très supérieure à la durée des porteurs créés par irradiation, qui est au maximum de l'ordre de 10^{-3} s dans le germanium et le silicium de haute pureté, et beaucoup plus courte encore dans le cas général [6].

On a donc bien observé la modulation de la réflectivité produite par la modulation de la source externe.

Conclusion et applications possibles. — Nous avons étudié une nouvelle méthode de détection de radiations infrarouges, basée sur la variation de réflectivité des semiconducteurs de type n fortement dopés, et nous avons réalisé un montage expérimental avec lequel nous avons montré la validité de ce procédé.

L'intérêt de ce système par rapport aux détecteurs classiques réside dans le fait que deux organes distincts, et qui peuvent être éloignés l'un de l'autre, jouent le rôle de récepteur et de détecteur proprement dit. On entrevoit l'intérêt pratique d'une telle conception, dont nous donnerons un exemple. En disposant au sol d'un laser chimique approprié dont la longueur d'onde d'émission soit située dans une fenêtre d'absorption atmosphérique (8,5 ou 10,5 μm par ex.), et au loin, par exemple sur un satellite artificiel, un réflecteur catadioptrique semiconducteur. On pourra en principe détecter au sol des signaux arrivant sur le réflecteur mais arrêtés par l'atmosphère. De même, on peut imaginer plusieurs systèmes de transmission d'information basés sur la modulation au sol de la source externe.

Remerciements. — Nous tenons à remercier M. le Docteur A. Gilleo de la C^{ie} Monsanto à Saint-Louis (Missouri) de nous avoir fait don du lingot d'arséniure d'indium polycristallin qui nous a servi pour le montage de la cellule photorélectrice.

ANNEXE 1

Variation du flux radiant interne réfléchi sur un semiconducteur dopé irradié par le rayonnement d'un corps noir. — Soit $\varepsilon_1(\lambda)$ l'émissivité spectrale de la source interne limitée à l'intervalle spectral $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$ avec $\lambda > \lambda_g$.

Le flux radiant interne tombant sur le semiconducteur dopé est égal à :

$$\Phi_i = A \int_{\lambda}^{\lambda + \Delta\lambda} \varepsilon_1(\lambda) H(\lambda, T_i) d\lambda$$

où A est un coefficient de proportionnalité et $H(\lambda, T_i)$ l'émittance radiante spectrale du corps noir à la température T_i .

Si $\Delta\lambda$ est assez faible, on peut écrire :

$$\Phi_i = BH(\lambda_i, T_i) \Delta\lambda$$

où λ_i est la longueur d'onde moyenne du faisceau radiant interne et $B = A\varepsilon_1(\lambda)$.

En l'absence d'irradiation par une source externe comprenant des radiations de longueur d'onde inférieure à λ_g , le flux radiant interne réfléchi est :

$$\Phi_r = R\Phi_i = RBH(\lambda_i, T_i) \Delta\lambda$$

R étant la réflectivité du semiconducteur à la longueur d'onde λ_i .

En présence de l'irradiation excitatrice externe ($\lambda < \lambda_g$), le flux réfléchi Φ_r s'accroît avec la concentration N des porteurs superficiels, de la quantité :

$$\delta\Phi_r = \delta R \cdot \Phi_i \quad (A\ 1)$$

avec, en première approximation, $\delta R = \frac{\lambda_i}{2N} \left(\frac{\partial R}{\partial \lambda} \right)_N \delta N$.

Un calcul simple montre d'autre part que :

$$\delta N \simeq \mathcal{N} (\tau'/D)^{1/2}$$

où $\mathcal{N}$ est le flux de photons incidents d'énergie $E \geq E_g$, τ' la durée de vie des paires électron-trou dans le semiconducteur et D le coefficient de diffusion supposé identique pour les deux types de porteurs.

$\mathcal{N}$ étant calculé dans le texte (relation 3), il reste à évaluer D et τ' en fonction des caractéristiques du semiconducteur et des températures T_e de la source externe et T de l'échantillon.

On peut calculer D en appliquant la relation d'Einstein :

$$D = \frac{kT}{e} \mu = kT \frac{\sigma}{Ne^2}$$

où μ est la mobilité des porteurs quasi libres, N leur concentration et σ la conductivité du semiconducteur irradié.

En tenant compte de la valeur de σ calculée par ailleurs, on a :

$$D = \frac{kT}{m^* \omega^2} \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle \approx \frac{kT \lambda_e^2}{4\pi^2 c^2 m^* \tau}.$$

En assimilant λ_e à la longueur d'onde $\lambda_{\max}$ d'énergie radiante maximale de la source externe, donnée par la loi de déplacement de Wien :

$$\lambda_{\max} T_e = 2,9 \times 10^{-3} \text{ m. degré},$$

D peut encore s'écrire finalement :

$$D \approx 3,2 \times 10^{-47} \frac{T}{m^* \tau T_e^2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}.$$

Les grandeurs τ , τ' et m^* peuvent s'exprimer en fonction de la longueur d'onde de plasma λ_p . En effet, cette longueur d'onde, pour laquelle la permittivité globale est nulle, est proportionnelle à $(m^*/N)^{1/2}$, donc à la racine carrée du temps de relaxation $\tau = \sigma_0 m^*/Ne^2$, et si l'on fait l'hypothèse logique que τ' est proportionnel à τ , on a $\tau' = C\lambda_p^2$, moyennant quoi on en déduit :

$$\delta R = 1,5 \times 10^{-11} \frac{s\Omega C^{1/2} \sigma_0^{1/2} (1-R) \lambda_i \lambda_p^3 T_e^4}{\varepsilon_R N^{1/2} T^{1/2}} \left(\frac{\partial R}{\partial \lambda} \right)_N \varphi(u_g).$$

Enfin, si dans (A 1) on remplace $H(\lambda_i, T_i)$ par la formule approchée de Rayleigh-Jeans, ce qui est justifié par le filtrage du rayonnement interne, la relation (A 1) devient en définitive la relation (1) du texte.

ANNEXE 2

Détermination du flux $\mathcal{N}_\lambda d\lambda$ de photons incidents de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$. — Calculons de deux manières différentes l'énergie des photons incidents de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$.

D'une part, en multipliant le nombre de photons $\mathcal{N}_\lambda d\lambda$ avec l'énergie individuelle $h\nu = 2\pi\hbar/\lambda$ on a :

$$W_\lambda d\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} \mathcal{N}_\lambda d\lambda \quad (B\ 1)$$

D'autre part, en prenant la bande comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ de l'énergie radiante du faisceau incident, on a :

$$W_\lambda d\lambda = s\Omega\varepsilon_1(\lambda) H(\lambda, T_e) d\lambda \quad (B\ 2)$$

où s est la surface irradiée apparente du semiconducteur, Ω l'angle solide sous lequel on voit d'un point

de s le diaphragme D réel ou virtuel limitant le faisceau de rayons incidents issus de la source externe de température T_e , $\varepsilon_1(\lambda)$ l'émissivité spectrale de la source externe et $H(\lambda, T_e)$ l'émittance spectrale du corps noir à la température T_e .

D'où, en identifiant (B 1) et (B 2) :

$$\mathcal{N}_\lambda = \frac{s\Omega}{2\pi ch} \lambda \varepsilon_1(\lambda) H(\lambda, T_e) \quad (\text{B } 3)$$

Manuscrit reçu le 30 novembre 1966.

BIBLIOGRAPHIE

[1] SEITZ (F.) et TURNBULL (D.), <i>Solid State Physics</i> , 1963, 15 , 299 (Academic Press, New York).	[4] TAUC (J.), Photo and thermoelectric effects in semiconductors, 1962, 55 (Pergamon Press, Oxford).
[2] SPITZER (W. G.) et FAN (H. Y.), <i>Phys. Rev.</i> , 1957, 106 , 882.	[5] HANNAY (N. B.), <i>Semiconductors</i> , 1959 (Reinhold, New York).
[3] DO KHAC MANH et COELHO (R.), <i>J. Physique</i> , 1965, 26 , 89 A.	[6] SMITH (R. A.), <i>Semiconductors</i> , 1959 (U. P., Cambridge).