



HAL
open science

Remarques sur les propriétés des lames minces inhomogènes

F. Abelès

► **To cite this version:**

F. Abelès. Remarques sur les propriétés des lames minces inhomogènes. Journal de Physique et le Radium, 1956, 17 (3), pp.190-193. <10.1051/jphysrad:01956001703019000>. <jpa-00235340>

HAL Id: jpa-00235340

<https://hal.science/jpa-00235340v1>

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.



HAL Authorization

REMARQUES SUR LES PROPRIÉTÉS DES LAMES MINCES INHOMOGÈNES

Par F. ABELÈS,
Institut d'Optique, Paris.

Summary. — I. Comparison between the results obtained by David's method and the result one gets en considering a thin homogeneous and isotropic layer, the thickness d of which is small compared with the wavelength λ of the incident light.

II. Study of the optical properties of thin ($d \ll \lambda$), inhomogeneous but isotropic films. It is supposed that their complex dielectric constant is a function of one coordinate only, the direction of which is normal to the film. Examination of the oblique incidence, the electric vector being perpendicular to the plane of incidence. Some simple relations between the reflexion and transmission coefficients and phase changes, are given. Discussion of the possibility of determining the characteristic parameters of a thin film.

1. La première partie de cet exposé sera consacrée à une comparaison des résultats obtenus par la méthode de David [1], que nous décrirons ci-dessous, et de ceux que l'on obtient pour les propriétés optiques des lames minces homogènes et isotropes lorsqu'on suppose que leur épaisseur d est faible par rapport à la longueur d'onde λ de la lumière incidente.

David ne suppose pas que la couche mince est homogène et isotrope. Les seules hypothèses qui sont à la base de son travail sont les suivantes :

a) l'épaisseur de la couche est beaucoup plus petite que λ ;

b) le champ électrique \vec{E} de l'onde incidente donne naissance à un déplacement électrique \vec{D} , dont la valeur par cm^2 de surface de couche est $(\epsilon - \epsilon_a)\vec{E}d$, où $\epsilon = (n - ik)^2 = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ est la constante diélectrique complexe de la couche et $\epsilon_a = \frac{1}{2}(n_0^2 + n_s^2)$ est une constante diélectrique effective provenant du fait que la couche est comprise entre deux milieux d'indices de réfraction n_0 et n_s . Il faut remarquer que la quantité d que nous venons d'introduire représente l'épaisseur de la couche déduite de son poids (en supposant que la masse spécifique de la couche est la même que celle du métal massif) ; c'est donc aussi le volume des cristallites couvrant 1 cm^2 de la couche. Ce raisonnement n'introduit donc pas ce que l'on appelle l'épaisseur effective de la couche.

Nous supposons que les mesures sont effectuées sous incidence normale et désignerons par E_i , E_r et E_t les amplitudes des ondes incidente, réfléchie et transmise respectivement. On a, naturellement, pour les amplitudes des champs magnétiques les relations :

$$H_i = n_0 E_i, \quad H_r = n_0 E_r, \quad H_t = n_s E_t. \quad (1)$$

On suppose que la couche est suffisamment mince pour qu'on puisse écrire la continuité des composantes tangentielles du champ électrique sous la forme (fig. 1) :

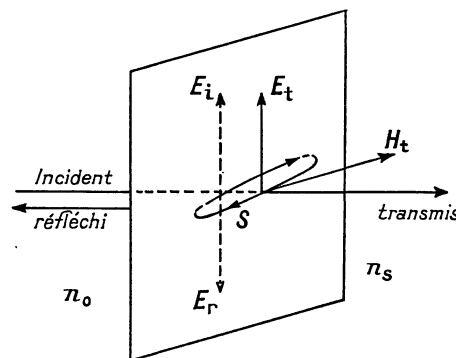


FIG. 1.

$$E_i - E_r = E_t. \quad (2)$$

Le déplacement électrique dans la couche crée une discontinuité du champ magnétique. L'une des équations de Maxwell s'écrit, sous forme intégrale,

$$\int (\vec{H} \cdot d\vec{s}) = \frac{1}{c} \int (\vec{D} \cdot d\vec{\sigma}).$$

L'intégrale de gauche, prise le long du contour, dont chacun des côtés vaut 1 cm , a pour valeur $H_i + H_r - H_t$, tandis que l'intégrale de droite s'écrit, compte tenu de la relation supposée plus haut entre \vec{D} et \vec{E} , $i\eta(\epsilon - \epsilon_a)E_t$ où $\eta = 2\pi d/\lambda$. On aboutit ainsi à l'égalité :

$$H_i + H_r - H_t = i\eta(\epsilon - \epsilon_a)E_t. \quad (3)$$

A partir de (1), (2) et (3), on peut exprimer E_t et E_r en fonction de E_i . On en tire ensuite les expressions des facteurs de réflexion « côté air »

(R) et « côté support » (R') et du facteur de transmission T ⁽¹⁾ ;

$$R = \frac{(n_s - n_0 + \varepsilon_2 \eta)^2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_a)^2 \eta^2}{(n_s + n_0 + \varepsilon_2 \eta)^2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_a)^2 \eta^2}, \quad (4)$$

$$T = \frac{4n_0 n_s}{(n_s + n_0 + \varepsilon_2 \eta)^2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_a)^2 \eta^2},$$

tandis que R' se déduit de R en échangeant entre eux n_0 et n_s .

Comparons ces expressions à celles que l'on a pour une couche mince homogène et isotrope telle que $\eta \ll 1$, [2] à savoir :

$$R = \frac{(n_s - n_0 + \varepsilon_2 \eta)^2 + [\varepsilon_1^2 - (n_0^2 + n_s^2) \varepsilon_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}{(n_s + n_0 + \varepsilon_2 \eta)^2 + [\varepsilon_1^2 - (n_0^2 + n_s^2) \varepsilon_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}, \quad (5)$$

$$T = \frac{4n_0 n_s}{(n_0 + n_s + \varepsilon_2 \eta)^2 + [\varepsilon_1^2 - (n_0^2 + n_s^2) \varepsilon_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}.$$

La seule différence existant entre les expressions (4) et (5) provient de ce que le terme $(n_0^2 + n_s^2) \eta^2 / 4$ dans (4) est remplacé par $n_0^2 n_s^2 \eta^2$ dans (5). Cette différence est, en général, très faible ; par exemple, si $n_0 = 1$ et $n_s = 1,5$ on a

$$\left[\frac{1}{4} (n_0^2 + n_s^2) - n_0^2 n_s^2 \right] \eta^2 = 0,39 \eta^2.$$

Comparons maintenant les expressions des déphasages obtenues par ces deux méthodes. Soient δ_r et δ_t les déphasages par réflexion « côté air » et par transmission, c'est-à-dire les arguments de E_r/E_0 et E_t/E_0 respectivement. On trouve par la méthode de David

$$\operatorname{tg} \delta_r = \frac{2n_0(\varepsilon_a - \varepsilon_1)\eta}{n_0^2 - n_s^2 - 2n_s \varepsilon_2 \eta}, \quad \operatorname{tg} \delta_t = \frac{(\varepsilon_a - \varepsilon_1)\eta}{n_0 + n_s + \varepsilon_2 \eta}. \quad (6)$$

tandis que pour une couche très mince homogène et isotrope on a :

$$\operatorname{tg} \delta_r = \frac{2n_0(n_s^2 - \varepsilon_1)\eta}{n_0^2 - n_s^2 - 2n_s \varepsilon_2 \eta}, \quad \operatorname{tg} \delta_t = \frac{(-n_0 n_s - \varepsilon_1)\eta}{n_0 + n_s + \varepsilon_2 \eta}. \quad (7)$$

Ici, les différences entre les résultats obtenus par les deux méthodes deviennent plus sensibles. Pour $\operatorname{tg} \delta_r$, la différence est

$$2(\varepsilon_a - n_s^2)\eta = (n_0^2 - n_s^2)\eta$$

entre les deux numérateurs, tandis que, dans le numérateur de $\operatorname{tg} \delta_t$, $\varepsilon_a \eta$ est remplacé par $-n_0 n_s \eta$.

Il faut remarquer que les expressions (4) aussi bien que (5) conduisent à la relation de Wolter [3], qui s'écrit :

$$\frac{1 - R - T}{1 - R' - T} = \frac{n_0}{n_s}, \quad (8)$$

et qui provient de ce que dans les expressions de R , R' et T tous les termes en η^2 ont le même coefficient.

⁽¹⁾ « côté air » = lumière incidente dans le milieu d'indice n_0 ; « côté verre » = lumière incidente dans le milieu d'indice n_s .

Il convient de remarquer [4] que la relation de Wolter s'obtient assez simplement uniquement à partir de la relation (2), c'est-à-dire sans faire aucune hypothèse concernant la relation possible entre \vec{D} et \vec{E} . En effet, dans le cas de l'incidence « côté-air », on a vu que

$$E_r = E_i - E_t, \quad (2)$$

tandis que, dans le cas de l'incidence « côté support », on aura, d'une manière analogue :

$$E_r' = E_i - E_t'. \quad (9)$$

Il suffit maintenant de se rappeler que $|E_t| = |E_t'|$, seules les phases de E_t et E_t' pouvant différer. Désignons-les par φ_t et φ_t' respectivement.

On déduit de (2)

$$R = n_0 |E_r|^2 = n_0 [|E_t|^2 + |E_0|^2 - 2|E_t||E_0| \cos \varphi_t] \quad (10)$$

et de (9)

$$R' = n_s |E_r'|^2 = n_s [|E_t'|^2 + |E_0|^2 - 2|E_t'||E_0| \cos \varphi_t'], \quad (11)$$

ce qui montre que

$$\frac{1 - R - T}{1 - R' - T} = \frac{n_0 (n_0 + n_s) T - 2\sqrt{n_0 n_s} T \cos \varphi_t}{n_s (n_0 + n_s) T - 2\sqrt{n_0 n_s} T \cos \varphi_t'}. \quad (12)$$

Puisque φ_t ne diffère de φ_t' que de la très petite quantité $(n_0 - n_s)\eta$, on voit que (12) redonne la relation de Wolter (8).

2. Ce qui précède concernait les couches très minces ($d \ll \lambda$), sans que l'on fasse une hypothèse très précise quant à leur structure. Nous examinerons maintenant plus en détail le cas des couches inhomogènes. Par définition celles-ci seront caractérisées par le fait que leur constante diélectrique ε est une fonction (quelconque) de z , l'axe Oz étant suivant la normale aux plans limitant la couche mince. Nous supposons ces couches assez minces pour que l'on puisse se limiter dans toutes les formules aux termes en η^2 . Dans la région visible du spectre, les résultats que nous obtiendrons seront ainsi applicables tant que $d \leq 0,03 \lambda$. De telles couches existent-elles ? On peut imaginer que l'attaque superficielle crée des gradients d'indice et le but des calculs qui seront indiqués ci-dessous est d'indiquer les moyens possibles de les mettre en évidence.

Nous examinerons d'abord le cas où le champ électrique de l'onde incidente est perpendiculaire au plan d'incidence. On sait [5] qu'alors on est ramené à chercher des solutions de l'équation différentielle

$$\frac{d^2 y}{dz^2} + k^2(\varepsilon - s^2) y = 0, \quad (13)$$

où $s = n_0 \sin \varphi_0$, φ_0 étant l'angle d'incidence « côté air », et $k = 2\pi/\lambda$. Nous voulons avoir deux

solutions F et f satisfaisant aux conditions initiales suivantes :

$$F(0) = 1, \quad F'(0) = 0, \quad f(0) = 0, \quad f'(0) = -ik.$$

Nous avons indiqué ailleurs la méthode d'intégration. On trouve que

$$F = 1 + \left(\frac{s^2}{2} - \bar{\varepsilon}\right) \eta^2, \quad f = -i\eta + \text{termes de l'ordre de } \eta^3,$$

où

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_1 - i\bar{\varepsilon}_2 = \frac{1}{d^2} \int_0^d dz \left(\int_0^z \varepsilon dz \right).$$

Finalement, la matrice caractéristique de la couche inhomogène s'écrit

$$[M] = \begin{bmatrix} 1 + \left(\frac{s^2}{2} + \bar{\varepsilon} - \bar{\varepsilon}\right) \eta^2 & i\eta \\ i(\bar{\varepsilon} - s^2)\eta & 1 + \left(\frac{s^2}{2} - \bar{\varepsilon}\right) \eta^2 \end{bmatrix},$$

où $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_1 - i\bar{\varepsilon}_2 = \frac{1}{d} \int_0^d \varepsilon dz$. La connaissance de [M] suffit pour obtenir tous les renseignements sur l'onde réfléchie et sur l'onde transmise dans le dernier milieu.

Examinons d'abord les expressions des facteurs de réflexion et de transmission. Nous poserons $Y_0 = n_0 \cos \varphi_0$, $Y_s = n_s \cos \varphi_s$ où φ_s est l'angle d'incidence « côté support ». On trouve que

$$R_{\perp} = \frac{(Y_0 - Y_s)^2 + 2(Y_s - Y_0) \bar{\varepsilon}_2 \eta + [\bar{\varepsilon}_1^2 + \bar{\varepsilon}_2^2 - 2n_0^2 \bar{\varepsilon}_1 + 2(n_0^2 - n_s^2) \bar{\varepsilon}_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}{(Y_0 + Y_s)^2 + 2(Y_s + Y_0) \bar{\varepsilon}_2 \eta + [\bar{\varepsilon}_1^2 + \bar{\varepsilon}_2^2 - 2n_0^2 \bar{\varepsilon}_1 + 2(n_0^2 - n_s^2) \bar{\varepsilon}_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}, \quad (14)$$

$$R'_{\perp} = \frac{(Y_0 - Y_s)^2 - 2(Y_s - Y_0) \bar{\varepsilon}_2 \eta + [\bar{\varepsilon}_1^2 + \bar{\varepsilon}_2^2 - 2n_0^2 \bar{\varepsilon}_1 + 2(n_0^2 - n_s^2) \bar{\varepsilon}_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}{(Y_0 + Y_s)^2 + 2(Y_s + Y_0) \bar{\varepsilon}_2 \eta + [\bar{\varepsilon}_1^2 + \bar{\varepsilon}_2^2 - 2n_0^2 \bar{\varepsilon}_1 + 2(n_0^2 - n_s^2) \bar{\varepsilon}_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}, \quad (15)$$

$$T_{\perp} = \frac{4 Y_0 Y_s}{(Y_0 + Y_s)^2 + 2(Y_s + Y_0) \bar{\varepsilon}_2 \eta + [\bar{\varepsilon}_1^2 + \bar{\varepsilon}_2^2 - 2n_0^2 \bar{\varepsilon}_1 + 2(n_0^2 - n_s^2) \bar{\varepsilon}_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}, \quad (16)$$

l'indice \perp indique que nous envisageons une onde polarisée rectilignement dont le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence.

L'examen des formules (14), (15) et (16) nous conduit à faire les remarques suivantes :

1. Les expressions de R_{\perp} , R'_{\perp} et T_{\perp} font intervenir quatre paramètres seulement : $\bar{\varepsilon}_1$, $\bar{\varepsilon}_2$, $\bar{\varepsilon}_1$ et η .

2. Tous les termes en η^2 ayant le même coefficient, la relation (8) de Wolter est encore vérifiée, quel que soit l'angle d'incidence, c'est-à-dire que l'on a :

$$\frac{1 - R_{\perp} - T_{\perp}}{1 - R'_{\perp} - T_{\perp}} = \frac{Y_0}{Y_s}. \quad (17)$$

3. Les variations de R_{\perp} , R'_{\perp} et T_{\perp} en fonction de l'angle d'incidence φ_0 sont de la forme :

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= \frac{(Y_0 - Y_s)^2 \pm a(Y_s - Y_0) + b}{(Y_0 + Y_s)^2 + a(Y_s + Y_0) + b}, \\ R'_{\perp} &= \frac{(Y_0 - Y_s)^2 \pm a(Y_s - Y_0) + b}{(Y_0 + Y_s)^2 + a(Y_s + Y_0) + b}, \\ T_{\perp} &= \frac{4 Y_0 Y_s}{(Y_0 + Y_s)^2 + a(Y_0 + Y_s) + b}, \end{aligned} \quad (18)$$

a et b étant des constantes indépendantes de l'incidence pour une couche et une longueur d'onde données. Dans le cas d'une couche mince homogène et isotrope, on a, toujours en négligeant les termes en η^3 ;

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= \frac{(Y_s - Y_0 \pm \varepsilon_2 \eta)^2 + [\varepsilon_1^2 - (n_0^2 + n_s^2) \varepsilon_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}{(Y_s + Y_0 + \varepsilon_2 \eta)^2 + [\varepsilon_1^2 - (n_0^2 + n_s^2) \varepsilon_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}, \\ R'_{\perp} &= \frac{(Y_s - Y_0 \pm \varepsilon_2 \eta)^2 + [\varepsilon_1^2 - (n_0^2 + n_s^2) \varepsilon_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}{(Y_s + Y_0 + \varepsilon_2 \eta)^2 + [\varepsilon_1^2 - (n_0^2 + n_s^2) \varepsilon_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}, \\ T_{\perp} &= \frac{4 Y_0 Y_s}{(Y_s + Y_0 + \varepsilon_2 \eta)^2 + [\varepsilon_1^2 - (n_0^2 + n_s^2) \varepsilon_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Ceci montre que l'étude, pour une couche donnée,

des variations de R_{\perp} , R'_{\perp} , et T_{\perp} avec φ_0 ne permet pas de reconnaître si elle est homogène ou non, et ne permet de déterminer que deux des paramètres la caractérisant.

4. On a les relations :

$$\frac{1 - R_{\perp}}{T_{\perp}} = 1 + \frac{\bar{\varepsilon}_2 \eta}{Y_s}, \quad \frac{1 - R'_{\perp}}{T_{\perp}} = 1 + \frac{\bar{\varepsilon}_2 \eta}{Y_0}. \quad (20)$$

Lorsque la couche est homogène, il faut remplacer $\bar{\varepsilon}_2$ par ε_2 .

Examinons maintenant les déphasages que subit, par réflexion ou par transmission, une onde incidente plane et monochromatique. Nous donnerons ici les expressions des déphasages observables (désignés par la lettre $\varepsilon_{r,t}$), en tenant compte de ce que, si les $\delta_{r,t}$ désignent les phases des ondes réfléchies et transmises par rapport à l'onde incidente, on a

$$\varepsilon_r = \delta_r + 2 Y_0 \eta, \quad \varepsilon'_r = \delta'_r, \quad \varepsilon_t = \delta_t + Y_0 \eta.$$

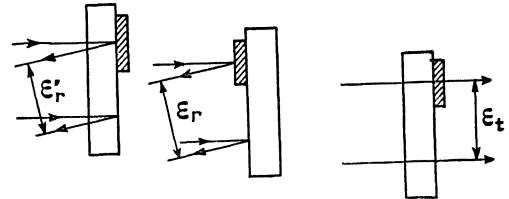


FIG. 2.

La figure 2 ci-contre rend ces relations évidentes. On trouve que :

$$\frac{2 Y_s \sqrt{R_{\perp}} \sin \varepsilon_{r\perp}}{T_{\perp}} = \eta(n_0^2 - \bar{\varepsilon}_1 - 2 Y_s \bar{\varepsilon}_2 \eta), \quad (21)$$

$$\frac{2 Y_0 \sqrt{R'_1} \sin \epsilon'_{r1}}{T_1} = \eta(n_0^2 - \bar{\epsilon}_1 + 2 Y_0 \bar{\epsilon}_2 \eta), \quad (22)$$

$$2 \sqrt{\frac{Y_0 Y_s}{T_1}} \sin \epsilon_{t1} = \eta[n_0^2 - \bar{\epsilon}_1 + (Y_0 - Y_s) \bar{\epsilon}_2 \eta]. \quad (23)$$

L'examen des relations (21), (22) et (23) nous conduit à faire les remarques suivantes :

1. Les expressions de $\sin \epsilon_{r1}$, $\sin \epsilon'_{r1}$ et $\sin \epsilon_{t1}$ font intervenir $\bar{\epsilon}_2$ en plus des quatre paramètres introduits par les expressions de R_1 , R'_1 et T_1 .

2. On a la relation :

$$\frac{\sqrt{R_1} \sin \epsilon_{r1}}{Y_0} + \frac{\sqrt{R'_1} \sin \epsilon'_{r1}}{Y_s} = \frac{2 \sqrt{R_1} \sin \epsilon_{t1}}{\sqrt{Y_0 Y_s}}. \quad (24)$$

Mais cette relation était aussi valable pour une couche mince homogène [6], comme la relation de Wolter. Il s'ensuit que le fait qu'elle soit vérifiée ne permet pas de reconnaître si une couche est homogène ou inhomogène. On remarquera que cette relation faisant intervenir à la fois 6 quantités déterminées expérimentalement, les erreurs de mesures risquent d'y jouer un rôle assez important.

3. On a la relation :

$$\frac{Y_0 \sqrt{R'_1} \sin \epsilon'_{r1} - Y_s \sqrt{R_1} \sin \epsilon_{r1}}{T_1} = (Y_0 + Y_s) \bar{\epsilon}_2 \eta^2. \quad (24)$$

Ceci montre que lorsque l'angle d'incidence varie, le membre de gauche varie comme $Y_0 + Y_s$ et ceci, que la couche soit homogène ou inhomogène.

Étant donné, d'autre part, la présence du terme en η^2 , on peut dire que, pour $0,5 \mu \leq \lambda \leq 0,7 \mu$, on aura pratiquement

$$Y_0 \sqrt{R'_1} \sin \epsilon'_{r1} \simeq Y_s \sqrt{R_1} \sin \epsilon_{r1},$$

tant que l'épaisseur des couches (homogènes ou non) est inférieure à 100 \AA , c'est-à-dire tant que la contribution des termes en η^2 est négligeable.

Ce qui précède montre les difficultés que présente la détermination expérimentale des inhomogénéités possibles des lames minces métalliques. En effet, nous venons de voir qu'une lame mince inhomogène est caractérisée par cinq paramètres. Expérimentalement, et pour une incidence donnée, on peut obtenir six nombres résultant des mesures des facteurs de réflexion et de transmission et des déphasages (en nous limitant toujours à une vibra-

tion incidente perpendiculaire au plan d'incidence). Mais ces six nombres ne sont pas indépendants, car ils sont reliés par les relations (17) et (24). Il s'ensuit que les mesures effectuées sur une couche mince avec une vibration incidente perpendiculaire au plan d'incidence ne permettront pas de déterminer les cinq paramètres caractérisant une couche inhomogène.

On pourrait alors envisager d'utiliser une vibration parallèle au plan d'incidence. Ceci ne peut nous aider nullement, car on est amené alors à introduire d'autres paramètres. En effet, il faudra chercher des solutions de l'équation :

$$\frac{d^2 y}{dz^2} - \frac{d \log \epsilon}{dz} \frac{dy}{dz} + k^2(\epsilon - s^2)y = 0,$$

et nous devons introduire, à la place de $\bar{\epsilon}$ et $\bar{\epsilon}$ les quantités :

$$\frac{d}{dz} = \int_0^d \frac{dz}{\epsilon} \quad \text{et} \quad A d^2 = \int_0^d \frac{dz}{\epsilon} \left(\int_0^z \epsilon dz \right).$$

Nous ne discuterons pas ici ce cas, qui conduit à des résultats plus compliqués que les précédents.

Signalons, pour terminer, que des mesures expérimentales ont été entreprises sur des lames minces d'or et de chrome. Ces métaux ont été choisis, le premier parce qu'on savait qu'il fournissait des lames homogènes et le second parce que nous avons vérifié sur des lames épaisses qu'elles n'étaient pas homogènes. Nous avons mesuré les variations de R_1 et T_1 avec φ_0 en lumière monochromatique et nous avons constaté, ainsi que le laissait prévoir ce qui précède, qu'il est impossible d'en déduire une structure inhomogène des lames. Un exposé plus détaillé des résultats obtenus sera présenté plus tard.

DISCUSSION

M. Perrot. — Quelle est l'épaisseur des couches que vous avez étudiées ?

M. Abelès. — Elle est de l'ordre de 10μ .

Je voudrais signaler par ailleurs que Hilsch (à Göttingen) a fait des mesures sur des lames très minces déposées à très basse température (He liquide) (ces lames étaient recuites). Les résultats de ces mesures sur les lames très minces concordent avec la théorie de la diminution du libre parcours.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DAVID (E.), *Z. Physik*, 1939, **114**, 389.
 [2] ABELÈS (F.), *Rev. Opt.*, 1953, **32**, 257.
 [3] WOLTER (H.), *Z. Physik*, 1937, **105**, 269.

- [4] FRAGSTEIN (C. V.), *Z. Physik*, 1954, **139**, 163.
 [5] ABELÈS (F.), *Ann. Physique*, 1950, **5**, 596.
 [6] ABELÈS (F.), *C. R. Ac. Sci.*, 1952, **234**, 2053.