

Sur le problème d'une détermination correcte et exacte des constantes optiques des métaux en état de couches vaporisées

H. Mayer, H. Böhme

► To cite this version:

H. Mayer, H. Böhme. Sur le problème d'une détermination correcte et exacte des constantes optiques des métaux en état de couches vaporisées. Journal de Physique, 1964, 25 (1-2), pp.81-87. 10.1051/jphys:01964002501-208101 . jpa-00205771

HAL Id: jpa-00205771 https://hal.science/jpa-00205771

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. LE JOURNAL DE PHYSIQUE

TOME 25, JANVIER 1964, PAGE 730.

SUR LE PROBLÈME D'UNE DÉTERMINATION CORRECTEJET EXACTE DES CONSTANTES OPTIQUES DES MÉTAUX EN ÉTAT DE COUCHES VAPORISÉES

Par H. MAYER,

Institut de Physique de Clausthal, Allemagne.

\mathbf{et}

H. BÖHME,

Phys.-Techn. Bundesanstalt, Braunschweig, Allemagne.

Résumé. — Une étude des constantes optiques de l'or en couches minces et épaisses, effectué, avec des méthodes photométriques et polarimétriques, les couches étant préparées par vaporisation thermique, montre que les grandes différences entre les valeurs obtenues sont dues à un phénomène de diffusion de la radiation incidente. Cette diffusion a lieu non seulement à la surface mais aussi jusqu'à une profondeur de quelques centaines d'Angströms. Elle est probablement causée par la structure incohérente de ces couches continues. On indique une méthode, fondée sur les théorèmes pour les intensités réfléchies, qui permet de déterminer un facteur de diffusion caractéristique pour cette perte d'énergie. Ce facteur permet de corriger les intensités réfléchies mesurées et, avec cela, d'éliminer cette source importante d'erreurs systématiques dans la détermination des constantes optiques des métaux.

Abstract. — A study of the optical constants of thin and thick evaporated gold layers, carried out by photometric and polarimetric methods shows that the great difference between the values obtained are due to scattering of the incident light.

This scattering takes place not only at the surface, but also to a depth of some hundreds of angstroms.

The incoherent structure of these continuous layers is probably the reason of this phenomenon. A method is given based on the three theorems for the reflected intensities: it permits the determination of a characteristic factor for this loss of energy.

This factor allows the correction of the measured reflected intensities and in this way the elimination of an important cause of systematic errors in the determination of the optical constants of metals.

Il est bien connu que les constantes optiques des métaux à l'état massif déterminées par différents auteurs et au moyen des différentes méthodes montrent, pour le même métal, des écarts considérables. Il est aussi bien connu qu'on explique ces grands écarts par la variété des méthodes de préparation — généralement méthodes de polissage — de la surface du métal qui, le plus souvent, entraînent des changements inconnus et indésirables, dans la structure, la pureté et la rugosité de la couche superficielle jusqu'à des profondeurs de quelques centaines d'Angströms.

C'est pourquoi on a espéré obtenir des résultats plus satisfaisants en remplaçant le métal massif poli par une lame d'une épaisseur suffisante préparée par vaporisation thermique dans un vide assez poussé.

Rouard et Malé [1] ont donné le premier avertissement à cet espoir.

Étant donné, pour la physique du corps solide, la grande importance de connaître les véritables constantes optiques des métaux, nous étions conduits à nous occuper de ce problème.

Les résultats de nos études jusque là nous paraissent de quelque importance non seulement en rapport avec le problème d'une détermination correcte, exacte et reproductible des constantes optiques des métaux en état massif mais aussi pour toutes les études optiques des métaux en état des couches minces. C'est pourquoi nous tenions à les communiquer ici.

Les trois théorèmes théoriques d'Abelès [2]. — A la base de nos études expérimentales se trouvent trois théorèmes théoriques très simples relatifs à la réflexion métallique qui, à notre connaissance, ont été signalés pour la première fois par Abelès [2]. Étant donnée une couche métallique continue, homogène, isotrope ou anisotrope, d'une épaisseur quelconque entre deux milieux transparents, et une onde électromagnétique plane, linéairement polarisée normalement au plan d'incidence, arrivant côté premier milieu (indice (v)) ou second milieu (support) (indice (h)) sous l'angle de Brewster relatif aux surfaces de séparation des premier et second milieux. Soient $I_r^{(\mathbf{v})_{ij}}$ et $I_r^{(\mathbf{k})_{ij}}$ les rapports des intensités réfléchies correspondantes à l'intensité incidente. Le premier théorème conduit à l'égalité (¹).

 $I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})\mathbf{II}} = I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{h})\mathbf{II}}$ pour l'incidence Brewstérienne. I. (1)

La validité du second et du troisième théorème est limitée à des couches isotropes et épaisses. Pour l'angle de Brewster on a alors

II. $I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})|\mathbf{l}} = I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{b})|\mathbf{l}} = I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})\perp} \cdot I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{b})\perp}$ pour l'incidence Brewstérienne

et pour l'angle d'incidence de 45° du côté du premier milieu [2]

III. $I_r^{(\mathbf{v})|\mathbf{l}|} = [I_r^{(\mathbf{v})\perp}]^2$ (2) pour l'incidence de 45° (3)

Ces trois théorèmes présentent comme l'a déjà mentionné Abelès [2] un grand intérêt d'ordre pratique. Toutes les fois que l'on mesure sur une sub-

(1) "Un théorème analogue est aussi valable pour les deux phases absolues de l'onde réfléchie.

(2) Pour les déphasages on a dans ce cas $\Delta \, \phi_r^{(\bm{v}) \bm{l} \bm{l}} = 2 \Delta \, \phi_r^{(\bm{v}) \bm{L}}$

stance en couche mince ou épaisse les facteurs de réflexion sous l'angle d'incidence de Brewster ou bien sous une incidence de 45° et que l'on ne trouve pas, aux erreurs d'expérience près, les égalités correspondantes réalisées, on peut affirmer qu'une condition nécessaire (³) pour une détermination correcte des constantes optiques n'est pas réalisée, et que la théorie qui est à la base de ces égalités ne s'applique pas. Dans tous ces cas il n'est donc pas permis d'utiliser les facteurs ainsi mesurés pour une détermination des constantes optiques du métal. En le faisant néanmoins on ne peut s'attendre à obtenir les valeurs véritables pour ces constantes soit en couche mince ou épaisse, soit en état massif.

Nous nous sommes proposés d'étudier ce problème d'une façon aussi complète que possible pour trouver une possibilité de nous servir des métaux en couches minces ou épaisses, obtenues par vaporisation thermique dans un vide poussé, pour une détermination irréprochables des valeurs véritables de leurs constantes optiques.

Dans ce qui suit j'exposerai les premiers résultats de nos études dans ce domaine [3].

Préparation des couches. Méthodes des mesures optiques. — Nous avons préparé les couches d'or par une unique évaporation thermique sur un support peu prismatique en verre à faces planes soigneusement nettoyé. La vaporisation a été effectué soit dans le vide médiocre d'une cloche usuelle, la pression du gaz résiduel étant de 10⁻⁵ torr environ, soit dans un dispositif tout en verre dur permettant d'atteindre un vide statique très pousse de 10⁻¹⁰ torr (4) qui, même pendant la vaporisation de l'or, soigneusement dégazé préalablement, n'a dépassé 5×10⁻⁹ torr. Le temps de vaporisation était de 5 minutes environ, pour une couche épaisse ($\sim 1\,000$ Å), la température du support étant quelques dizaines de degrés audessus de la température ambiante. Nous n'avons, jusque là, effectué aucun recuit après le dépôt. Quelquefois nous avons couvert le support, avant cette vaporisation de l'or, par une vaporisation précédente, d'une couche à peu près monoatomique d'un métal à température de fusion élevée (alliage Pt/Rh) afin de réduire la mobilité des atomes d'or sur la surface du support en verre.

Nous avons effectué les mesures d'épaisseur par trois méthodes : 1. Par pesée. 2. Par la méthode interférentielle d'après Tolansky. 3. Par voie optique, méthode Malé [7].

Les mesures optiques ont été effectuées soit dans le même vide très poussé soit, après, dans l'air en utilisant deux méthodes différentes, une méthode

Mais pas du tout suffisante !

⁽³⁾ Mais pas du tout sumsante :
(4) Voir par exemple EL NABY (M.), Thèse, Clausthal, 1962. Z. Physik, 1963, 174, 269. STÜNKEL (D.), Thèse, Clausthal, 1962. Z. Physik, sous presse, 1963.

polarimétrique et l'autre photométrique. La première était la méthode de Beattie [5], Conn et Eaton [6], on mesure près de l'angle d'incidence principal, les secondes étaient soit la méthode de Malé [7] soit celle d'Abelès [8].

Résultats. Couches minces transparentes. — Afin de mettre à jour le problème qui se présente, sans doute, toujours et pour toutes les déterminations de constantes optiques des métaux, soit à l'état massif soit en couche mince, par voie des mesures des intensités réfléchies, nous donnons dans le tableau 1, à titre d'exemple seulement, quelques valeurs pour une seule longueur d'onde de $\lambda = 5.086$ Å et pour l'angle d'incidence brewstérienne seulement, obtenues pour trois couches minces transparentes d'or d'une épaisseur de 500 Å à peu près, préparées dans un vide médiocre de 10⁻⁵ torr. Les couches nº 2 et 3 étaient préparées au cours de la même vaporisation, la différence étant seulement que la couche nº 2 était déposée sur le support préalablement muni d'une couche à peu près monoatomique d'un alliage de Pt/Rh, la couche nº 3 sur le support nu. Les valeurs obtenues montrent que le premier critérium général $I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})||} = I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{b})||}$, valable à l'incidence brewstérienne, n'est satisfait pour aucune de ces couches.

TABLEAU 1

Pouvoirs de réflexion et de transmission POUR TROIS COUCHES MINCES DE AU

Longueur d'onde : $\lambda = 5068$ Å.

Expanse $a = \sim 500$ Å. Incidence : L'angle de Brewster (support) 56°40'

Соисне	$I_r^{(v)ii}$	$I_r^{(h) }$	$I_{\rm d}$
1	0,348	0,0,365	0,190
2	0,378	0,0,390	
3	0,378	0,0,387	

Dans ce qui suit nous montrerons dans le tableau 3 qu'il est le même pour les couches épaisses nº 4, 5, 6, 7 dont la dernière était déposée dans le vide poussé de $\sim 10^{-9}$ torr. Seulement dans le cas de la couche nº 8, déposée aussi dans ce vide poussé, le critère général I pour l'incidence à l'angle de Brewster s'est montré satisfait, mais pas du tout les égalités II et III.

Il s'en suit qu'on ne peut pas déterminer, pour aucune de ces couches préparées avec beaucoup de soin, les constantes optiques de l'or, soit en couche mince soit à l'état massif, au moyen des valeurs mesurées des intensités réfléchies et transmises ; de plus, cela n'est pas permis.

Mais c'est ce que fait à peu près tout le monde dans toutes les études sur ce sujet.

En portant ces intensités réfléchies mesurées par exemple pour la couche nº 1, 2 et 3 sur un gra-



phique (fig. 1) on constate que le point d'intersection des courbes qui représentent $I_r^{(v)||}$ et $I_r^{(h)||}$ n'est pas situé à l'angle de Brewster (56°40') du support en verre nu, mais qu'il est déplacé vers des angles plus petits. Il est facile de montrer que, étant donné cette situation, il est impossible de déterminer au moyen de ces mesures un groupe de trois valeurs correspondant à l'indice de réfraction n, à l'indice d'absorption k et à l'épaisseur optique d_{opt} au moyen desquelles il serait possible de calculer, inversement, les courbes expérimentales.

Malgré ce fait nous donnons dans le tableau 2 les valeurs de n, k, et d_{opt} pour les trois couches minces étudiées, mais ces valeurs ne représentent pas les valeurs véritables pour les constantes optiques et l'épaisseur. On voit de plus que les valeurs pour l'épaisseur dopt, dint et dpes déterminées pour chaque couche par trois méthodes différentes sont très différentes aussi, ce qui complète le tableau peu satisfaisant de cette situation.

L'ensemble de ces écarts, qui sont bien en dehors des limites des erreurs expérimentales, montre d'une façon éclatante qu'il existe dans cette méthode des erreurs systématiques dont la connaissance semble essentielle pour l'expérimentateur qui a l'intention de déterminer les véritables valeurs des constantes optiques d'un métal.

Comment prendre connaissance de ces erreurs systématiques, en toute apparence inhérentes à ces méthodes, et comment les éliminer? Voilà le second problème important.

TABLEAU 2

CONSTANTES OPTIQUES, ÉPAISSEURS ET FACTEURS DE REMPLISSAGE

Соисне	n	k	d_{opt}	d_{int}	$d_{\mathtt{pesé}}$	q_{int}	q _{opt}
			EN	Angsti	RÖ MS		
Nº 1	0,57	1,53	620	500	440	0,88	0,71
Nº 2	0,62	1,65	680	560	510	0,91	0,75
Nº 3	0,65	1,72	630	560	510	0,91	0,81

Les facteurs de remplissage q_{int} et q_{opt} (⁵) donnés dans le tableau 2 montrent que la densité de ces couches est plus petite que celle du métal massif. Cela veut dire que les trois couches et, comme nous le démontrerons dans ce qui suit, toutes les autres couches étudiées par nous, quoique toutes continues et préparées avec beaucoup de soin, n'étaient pas du tout complètement cohérentes. Considérant, d'autre part, l'ensemble des résultats obtenus au moyen de la diffraction électronique sur la structure des couches minces d'or, nous pouvons préciser que ces couches métalliques sont poreuses, c'est-à-dire constituées par des grains entre lesquels se trouvent des espaces soit vides, soit remplis de gaz, selon qu'elles étaient préparées dans un vide très poussé ou dans un vide médiocre.

De plus, le fait que le premier critère $I_r^{(v)} = I_r^{(b)}$ n'était pas réalisé peut être interprété en admettant, premièrement qu'il existe des couches superficielles et, deuxièmement, que la structure poreuse des couches superficielles côté vide et côté support n'est pas la même. Il s'en suit qu'il ne faut faire les mesures que sur la même surface pour en déterminer les constantes optiques, même dans le cas des couches préparées par vaporisation thermique dans un vide très poussé.

Couches épaisses, opaques. — Nous avons remarqué déjà ci-dessus que l'égalité

 $I_r^{(\mathbf{v})\mathbf{i}\mathbf{i}} = I_r^{(\mathbf{h})\mathbf{i}\mathbf{i}}$

ne fournit qu'un critère nécessaire et pas du tout un critère suffisant. Cela veut dire que l'existence des erreurs systématiques n'est pas exclue, même si ce critère est réalisé. Pour des couches isotropes et épaisses (6) nous disposons, de plus, de deux critères spéciaux, ce sont l'égalité

et

$$I_r^{(\mathbf{v})\mathbf{i}\mathbf{i}} = I_r^{(\mathbf{h})\mathbf{i}\mathbf{i}} = I_r^{(\mathbf{v})\mathbf{\perp}} \cdot I_r^{(\mathbf{h})\mathbf{j}\mathbf{i}}$$

 $I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})\parallel} = [I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})\perp}]^2$

qui se rapporte aux deux surfaces limite de la couche.

Afin d'étudier les couches épaisses au moyen de ces égalités nous avons préparé des couches épaisses dans une cloche usuelle à vide médiocre (10^{-5} torr) ainsi que dans un vide poussé de 10⁻⁹ torr. Ce dernier appareillage permettait des mesures, dans le même vide, au moyen de la méthode polarimétrique de Beattie et Conn, pour une série des longueurs d'onde comprises entre l'ultraviolet jusqu'au proche infrarouge à 2 μ . Après ces mesures les couches étaient transportées

dans l'air, les mesures au moyen de la même méthode étaient répétées et, de plus, on a effectué, sur les mêmes couches, des mesures avec une méthode photométrique (7) pour une série d'angles d'incidence comprises entre 0° et 90° près.

Commençons avec les résultats obtenus au moyen de la méthode photométrique. Le tableau 3 donne à titre d'exemple, les résultats obtenus sur cinq couches pour l'incidence de 45° et de l'angle de Brewster pour en juger le comportement des surfaces limites côté air et côté support, eu égard aux égalités II et III.

TABLEAU 3

INTENSITÉS RÉFLÉCHIES, COUCHES ÉPAISSES

Couche	$I_r^{(h)II}$	$I_{r}^{(v)ll}$	$I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{h})\perp}$. $I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})\perp}$	$I_r^{(v) }$	$(I_r^{(v)\perp})^2$	Point d'inter-
	P C D I	ur l'a E Brev	NGLE VSTER	POU	r 45º	$I_{r}^{(v) l} I_{r}^{(h) l}$
1				-		
Nº 4	0,408	0,375	0,384 ·	0,396	0,385	300
Nº 5	0,435	0,394	0,417	0,418	0,416	26°40′
Nº 6	0,434	0,417	0,417	0,446	0,444	45°40′
Nº 7	0,434	0,410	0,423 (8)	0,437	0,431	400
Nº 8	0,408	0,411	0,389 (⁸)	0,438	0,424	(56°40′) (°)

On constate que pour aucune de ces couches, dont les nos 7 et 8 étaient préparées dans le vide très poussé de 10⁻⁹ torr, les trois critères ne se trouvent réalisés simultanément. On voit, une fois de plus, que la correspondance entre les intensités réfléchies côté air (ou vide) et côté support est peu satisfaisante. Le point d'intersection des courbes qui représentent ces intensités réfléchies en fonction de l'angle d'incidence est situé assez loin de l'angle de Brewster (10). Il s'ensuit que ces couches épaisses montrent, sous ce rapport, un comportement plus mauvais que les couches minces. Pour la couche nº 8, préparée dans un vide très poussé (10⁻⁹ torr) on constate qu'elle satisfait le critère général I, mais pas les critériums spéciaux II et III. Cela démontre, une fois de plus, que chacune de ces égalités représente une condition nécessaire seulement, pas une condition suffisante.

Le tableau 4 qui donne, à titre d'exemple seulement, et pour la seule longueur d'onde de $\lambda = 5.086$ Å toutes les valeurs des constantes optiques pour les cinq couches nº 4-8, déterminées soit sur la surface côté air soit sur celle côté support au moyen des mesures photométriques à l'angle de Brewster, représente une démonstration de plus, par les grands écarts entre les valeurs de n et k

- ⁹) Point de confingence seulement.
- (16) Voir figure 1.

⁽⁵⁾ Malheureusement il y a des plusieurs définitions assez différentes pour ce facteur de remplissage. Sans entrer ici dans des détails indiquons les définitions utilisées pour $q_{\rm int}$ et $q_{\rm opt}.q_{\rm int} \equiv d_{\rm pesée}/d_{\rm int}$ et $q_{\rm opt} \equiv d_{\rm pesée}/d_{\rm opt}$. (6) Transparence zéro.

Voir [8].

Valeurs interpolées.

85

mesurées ainsi, des grandes difficultés inhérentes à ces méthodes.

TABLEAU 4

CONSTANTES OPTIQUES, INCIDENCE BREWSTÉRIENNE

Couche	n ^(h)	$k^{(h)}$	$n^{(v)}$	k(v)
	CÔTÉ SI	UPPORT	CÔTÉ	AIR
	· -	-	-	-
Nº 4	0,83	2,02	0,61	1,42
Nº 5	0,70	1,88	0,67	1,66
Nº 6	1,19	2,67	0,67	1,75
Nº 7	0,55	1,52	0,56	1,44
Nº 8	1,95	3,24	0,57	1,48

Afin de rechercher la cause de ces erreurs nous avons procédé à des mesures polarimétriques sur les mêmes couches, soit dans le même vide poussé soit, après, dans l'air, en utilisant la méthode de Beattie-Conn-Eaton. La caractéristique importante de cette méthode est le fait qu'il faut seulement mesurer, à une incidence voisine de l'angle de l'incidence principale, les rapports I_1/I_2 et I_3/I_4 de quatre intensités réfléchies correspondant à guatre positions relatives du polariseur et de l'analyseur. Il ne faut pas connaître l'intensité incidente à la surface du métal comme l'exigent les méthodes photométriques pour en calculer le facteur de réflexion. Nous démontrerons tout de suite que ce fait représente un grand avantage quand il est question de déterminer les véritables constantes optiques d'un métal.

Le tableau 5 donne, à titre d'exemple pour une seule longueur d'onde $\lambda = 5,086$ Å, les résultats obtenus au moyen soit de la méthode polarimétrique soit photométrique (11). Afin de comparer nous avons ajouté les valeurs obtenues par Schulz et Tangherlini [10] côté support sur les couches épaisses d'or préparées aussi par vaporisation thermique, mesures que nous considérons effectuées d'une façon très critique et soigneuse (12).

On voit qu'il y a un bon accord entre les valeurs de ces auteurs et les nôtres obtenues au moyen de la méthode polarimétrique; mais un désaccord assez grand en ce qui concerne nos valeurs obtenues par la méthode de réflexion.

TABLEAU 5

CONSTANTES OPTIQUES, COUCHE ÉPAISSE Nº 6

L'angle d'incidence	Mét polarim n ^(v)	HODE IÉTRIQUE <i>k</i> (v)	Ми рното n ^(v)	ÉTHODE MÉTRIQUE <i>k</i> (V)	Sch Tanghe n ^(h)	ULZ ET RLINI [10] <i>k</i> (h)	Otter [V. Frags: n ^(v)	11] (¹³) Sein [18] <i>k</i> ^(v)
·	-		-		-	_		
45°	0,71	1,84	.—		0,70	1,86 (14)	0,66	1,95
56°40′	0,69	1,81	0,55	1,43				
650	0,71	1,82	0,65	1,61				
83°±4°			_	•			0,65 (¹⁶)	1,94 (15)

Μ

de n = 0,70 et k = 1,83

En déterminant moyennant des équations exactes (¹⁶) les pouvoirs de réflexion $I_r^{(v)|l}$ et $I_r^{(h)\perp}$ pour l'angle d'incidence de 45° en utilisant les valeurs de n et k obtenues par la méthode polarimétrique soit de Schulz et Tangherlini soit de nous, on obtient les valeurs portées dans le tableau 6.

La comparaison de ces valeurs montre que les valeurs de réflexion obtenues directement par la méthode de réflexion sont bien plus petites que celles obtenues par la voie indirecte des mesures ellipsométriques. Ces différences sont hors des limites des erreurs expérimentales.

(11) Ces mesures étaient effectuées sur la couche épaisse nº 6 quelques mois après les mesures données dans le tableau 4. On voit que les valeurs obtenues sont différentes. En toute apparence le processus de recristallisation a augmenté le facteur de diffusion.

⁽¹²⁾ Schulz et Tangherlini se sont servis déjà du troisième critère pour juger de l'exactitude des mesures. Ils ont abandonné pour les couches toutes les mesures qui n'ont pas satisfait l'égalité III.

¹³) Mesurées sur la surface d'un monocristal massif.

ì 14\ Pour l'incidence 0º.

15 Valeurs interpolées.

(16) Voir par exemple [15], p. 159.

TABLEAU 6

INTENSITÉS RÉFLÉCHIES, COUCHE Nº 6, SURFACE CÔTÉ AIR

L'ANGLE D'INCIDENCE : 45°	$I_{r}^{(v)\perp}$	$I_{r}^{(v)ll}$	
Mesurées (méthode photométrique) :	0,649	0,434	
Calculées (avec les valeurs polarimétriques			

0,668 0,446

Nous en concluons que ce déficit est causé par un phénomène de diffusion de la radiation incidente. Cette diffusion est due à la structure des couches, au moins sur leurs zones superficielles. C'est pourquoi toutes les méthodes qui déterminent le facteur de réflexion, par mesure des intensités réfléchies, pour en déduire les constantes optiques, sont défectueuses. C'est cette perte d'énergie par un phénomène de diffusion, qui explique, à notre avis, les erreurs systématiques imprévues dans toutes ces méthodes.

On pourrait donc dire que ces résultats ont un aspect tout à fait négatif, confirmant ainsi la vue pessimiste, mentionnée plus haut, de Rouard et Malé.

Dans ce qui suit je vais montrer que cela n'est pas le fait. On peut donner à ces résultats un aspect tout à fait positif en ce qui concerne le problème fondamental de la détermination des valeurs véritables pour les constantes optiques des métaux.

Le facteur de diffusion. — On arrive à cet aspect positif en revenant aux valeurs données dans le tableau 6 et au second critère spécial pour les intensités. Les valeurs pour les intensités $I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})|\mathbf{l}|}$ obtenues soit au moyen des mesures polarimétriques soit des mesures photométriques montrent que le rapport entre deux valeurs pour la même direction de la polarisation, pour une longueur d'onde donnée, est le même. En désignant ce rapport par fon trouve, que

$$\frac{I_{r \text{ polar.}}^{(\mathbf{v})||}}{I_{r \text{ photo}}^{(\mathbf{v})||}} = f^{||} = \frac{0.446}{0.434} = 1.028$$
$$= \frac{I_{r \text{ polar.}}^{(\mathbf{v})||}}{I_{r \text{ photo}}^{(\mathbf{v})||}} = f^{||} = \frac{0.668}{0.649} = 1.029 \quad . \quad (4)$$

c'est-à-dire l'égalité $f^{II} = f^{\perp}$, aux erreurs d'expérience près. Nous appelons ce facteur f le « facteur de diffusion ».

Comme le montrent les relations (4) la connaissance de ces facteurs de diffusion permet de corriger les intensités réfléchies mesurées directement par une méthode photométrique, et dépendantes de la perte par diffusion, pour en obtenir les valeurs correspondant à des mesures polarimétriques et indépendantes de cette perte et, par conséquent, plus exactes.

Le second critère spécial pour les intensités réfléchies nous donne la possibilité de connaître ces facteurs de diffusion sans être obligés d'exécuter, sur la même surface et dans des même conditions, des mesures polarimétriques d'après Beattie par exemple.

L'égalité des facteurs de diffusion pour les deux directions de la polarisation, que nous avons trouvée, est facile à comprendre dans le cas d'une structure plus ou moins isotrope des zones superficielles en y comprenant l'incohérence et la rugosité de la surface. En supposant donc que l'égalité $f'' = f^{\perp}$ est toujours valable on déduit des relations (3) et (4) l'équation

$$f.I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})\mathbf{i}\mathbf{i}} = [f.I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})\mathbf{\perp}}]^2 \tag{5}$$

$$f = I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})\mathbf{l}} / [I_{\mathbf{r}}^{(\mathbf{v})\mathbf{\perp}}]^2.$$
(6)

Pour la couche n° 6 on trouve ainsi f = 1,030 en très bon accord avec les valeurs mentionnées plus haut déterminées par voie de comparaison des intensités photométriques et polarimétriques.

TABLEAU 7

CONSTANTES OPTIQUES, COUCHE Nº 6

L'ANGLE d'inci-	Mesur non-coi) MÉTRI CORR	QUES IGÉES	Mesures polarimétrioues			
DENCE	$n^{(v)}$	k ^(v)	$n^{(v)}$	$k^{(v)}$	n ^(v)	k(v)	
56°40'	0,55	1,43	0,71	1,85	0,69	1,81	
65º	0,65	1,61	0,72	1,90	0,70	1,82	

Le tableau 7 donne, pour la couche n° 6, les valeurs des constantes optiques n et k, calculées, d'une part, avec les intensités réfléchies $I_r^{(\gamma)}$ noncorrigées d'autre part les valeurs calculées avec les intensités corrigées au moyen de ce facteur de diffusion f = 1,030 aussi bien que les valeurs déterminées indépendamment au moyen de la méthode polarimétrique de Beattie afin de montrer la grandeur des écarts causés par le phénomène de diffusion et l'accord très bon entre ces dernières.

Il faut remarquer que ce facteur de diffusion fn'est pas indépendant de la longueur d'onde. La



FIG. 2. — Le facteur de diffusion f et les constantes optiques n et k en fonction de la longueur d'onde. Couche d'or n° 8, préparée par vaporisation thermique dans un vide très poussé ($\approx 10^{-9}$ torr).

figure 2 montre qu'il croît, dans le cas de l'or, vers la longueur d'onde 5600 Å, en passant, semble-t-il, par un maximum. Dans le même domaine de longueur d'onde l'indice d'absorption décroît, comme le montrent les valeurs obtenues dans nos études pour les indices n et k de l'or, et portées sur le même graphique. On peut en déduire, ce qui est facile à comprendre, que le phénomène de diffusion de la radiation incidente augmente avec la profondeur de pénétration de celle-ci. Il s'ensuit qu'il n'est pas dû, seulement, à la rugosité de la surface, mais dû aussi à la structure incohérente de la couche, au moins des zones superficielles dont l'épaisseur est plus grande que la profondeur de pénétration, c'est-à-dire supérieure à quelques centaines d'Angströms.

Discussion

M. CROCE. — Les couches d'or étaient-elles recuites ?

M. MAYER. — Jusqu'ici, nous n'avons effectué aucun recuit.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MALÉ (D.) et ROUARD (P.), J. Physique Rad., 1953, 14, 584.
- [2] ABLÈS (F.), Rev. d'Optique, 1953, 32, 257; C. R. Acad. Sc., 1950, 230, 1942; Progress in Optics, 1953, vol. II, 251.
- [3] BÖHME (H.), Thèse, Clausthal, 1963.
 [4] SCHULZ (L. G.), Advances in Physics (Phil. Mag.), 1957, 6, 102.
- [5] BEATTIE (J. R.), *Phil. Mag.*, 1955 (7), 47, 235.
 [6] CONN (G. K. T.) et EATON (G. K.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, 44, 546.
 [7] M. 44, 546.
- [7] MALÉ (D.), Ann. Physique, 1954 (12), 9, 10.
 [8] ABELÈS (F.), J. Opt. Soc. Amer., 1957, 47, 473.
 [9] HAMPE (W.), Z. Physik, 1958, 152, 470.

- [10] SCHULZ (L. G.) et TANGHERLINI (F. R.), J. Opt. Soc.
- [10] SCHULZ (L. G.) et l'ANGHERLINI (F. R.), J. Opt. Soc. Amer., 1954, 44, 362.
 [11] OTTER (M.), Z. Physik, 1961, 161, 163.
 [12] BOUSQUET (P.), Diss., Paris, 1957; Ann. Physique, 1957 (13), 2, 163 et J. Physique Rad., 1960, 21, 873.
 [13] GIACOMO (P.), Rev. d:Opt. (théor. instrum.), 1956, 35, 947 (M.) 640
- 317, 442, 640.
- [14] KOPPELMANN (G.) et KREBS (K.), Z. Physik, 1961, 163, 539, 557.
- [15] SCHOPPER (H.), Z. Physik, 1951, 130, 427.
 [16] BREUER (W.) et JAUMANN (J.), Z. Physik, 1963, 173, 117.
- [17] ROUARD (P.), J. Physique Rad., 1956, 17, 184.
 [18] FRAGSTEIF (C. V.) et KAMPERMANN (H.), Z. Physick, 1963, 137, 39.