

M 17 Métaux

Contents

Introduction.....	1
I. Structure cristalline	2
II. Rigidité d'un métal	3
III. Conductivité	5
1. Conductivité électrique	5
2. Conductivité thermique	7
IV. Nombre d'électrons de conduction / Plasmons de surface	9
V. Autres propriété	10
Conclusion	11
Bibliographie.....	11

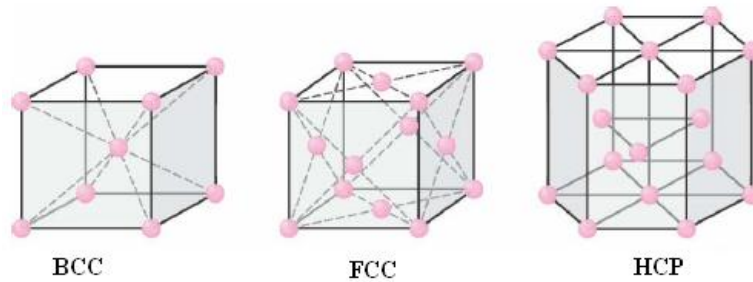
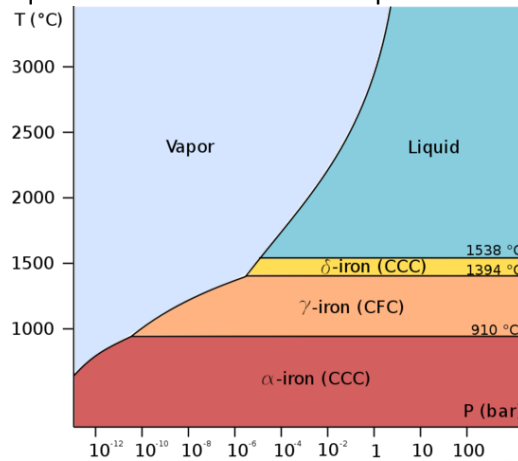
Introduction

Les métaux sont utilisés depuis très longtemps sur l'échelle de l'humanité. Cependant ce n'est qu'au cours des deux derniers siècles que l'on a dans un premier temps compris leurs propriétés mécaniques intéressantes via la physique de l'atome puis leurs propriétés de bon conducteurs via la mécanique quantique qui a permis d'expliquer en plus l'origine de la différence de comportement qu'il y a entre les conducteur, les semi-conducteurs et les isolants.

I. Structure cristalline

➤ **Expérience 1 :**

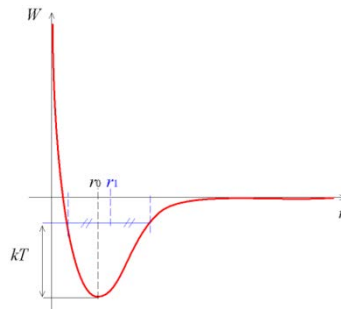
- ❖ Recalescence du fer : Existence de formes allotropiques, mises en évidence via une discontinuité de volume à la transition observable à l'œil nu mais possibilité d'utiliser une Flex Cam pour mieux le voir. (JFML, *La chimie expérimentale (organique)*). On met en évidence le fait que dans un métal les atomes s'arrangent sous forme de maille cristalline, les liaisons interatomiques sont des liaisons métalliques.



Pour cette expérience on utilise le montage représenté sur la figure ci-dessous et on fait circuler un courant de 5A (pour le fil de faible section) une masse de 5g est suspendu au fil pour accentuer la flèche.



NB : La dilatation thermique s'explique par le caractère non harmonique du potentiel d'interaction entre les atomes de la maille cristalline.

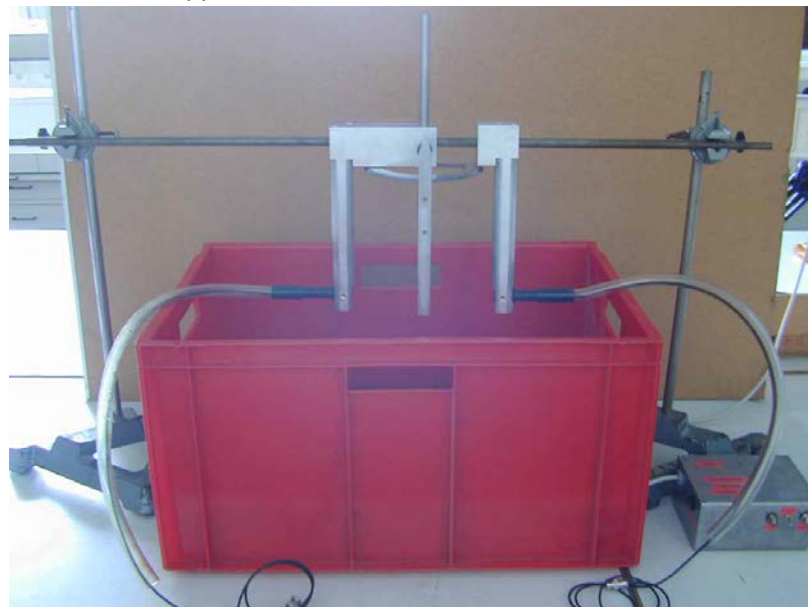


Transition : La distance caractéristiques des liaison inter atomique correspondent à la position qui minimise l'énergie (cf courbe $E=f(r)$). Il est cependant possible modifier cette distance interatomique de manière réversible dans un premier temps (pas de glissement relatif inter plan), puis irréversible jusqu'à l'amorce d'une rupture qui a généralement lieu au niveau d'une impureté ou de lacunes du métal. => Propriétés mécaniques des métaux illustrer par la propagation des ondes sonores

II. Rigidité d'un métal

➤ **Expérience 4 :**

- ❖ Mesure du module d'Young via la vitesse des ondes sonores dans Le duralumin. On utilise la cuve à onde rouge pour cette expérience. La cuve est équipé d'un récepteur et d'un émetteur fait pour fonctionner dans l'eau où l'onde ultrasonore se propage à une vitesse de $c_l = 1497.4 \text{ m.s}^{-1}$ (mesurable facilement lorsque la plaque de Dural n'est pas immergée), grâce à une lentille acoustique et une bonne adaptation d'impédance cette onde sonore est très directive et peut être considérée comme plane. On dispose d'une plaque de Dural d'épaisseur $e = 15 \text{ mm}$ étant libre de tourner autour de l'axe verticale (angle repérable via un rapporteur).



Il existe deux mécanismes de propagation dans les solides : l'un par compression (vibration longitudinale dites de compression notées P) et l'autre par cisaillement (vibration transversale dites de cisaillement notées S). Pour une onde plane acoustique

on peut montrer que la propagation à travers une surface suit des lois similaires aux lois de Descartes de l'optique géométrique (i angle d'incidence et r les angles réfractés):

$$\frac{\sin(i)}{c_l} = \frac{\sin(r_{\perp})}{c_{\perp}} = \frac{\sin(r_{\parallel})}{c_{\parallel}}$$

✚ En incidence normale : (inconvenient : l'on passe peut être par la tige au milieu ce qui fausse peut être les résultats)

On envoi des trains d'onde (répétés à une cadence de 880Hz formé d'oscillations quasi-sinusoidale à une fréquence de 2MHz) via le générateur d'impulsion, on visualise au niveau de détecteur la série de train d'onde d'amplitude de plus en plus faible (liée aux différentes réflexions dans le dural) via le temps entre deux impulsion on remonte à la vitesse de propagation des ondes longitudinales P dans le dural : $c_{\parallel} = \frac{2e}{\Delta t}$.

Attention les incertitudes sont principalement liées aux incertitudes de réglage de l'incidence normale et au temps de propagation des ondes électriques dans les fils $\Rightarrow \Delta(\Delta t) \approx 2.5 ns$.

✚ En incidence oblique : (inconvenient : mesure de l'angle peut précise et signal observé peut de faible amplitude, il faudrait peut-être rajouter un ampli et un vernier sur la tige du Dural)

En tournant la plaque on remarque deux phénomènes : les ondes sont plus atténuées puisqu'elle parcourt une plus grand distance dans le Dural et à partir de quelques degrés on commence à apercevoir une nouvelle impulsion qui correspond à la propagation des ondes de transverses S (qui est excité du fait que l'incidence est oblique maintenant, en vrai expérimentalement on la voie même en incidence normale... peut-être à cause de la tige à l'intérieur ??). Il existe des angles critiques à partir desquels les ondes longitudinales puis transverses cessent de se propager, via la loi de Descartes on peut en déduire la vitesse de propagation des ondes :

- transverses S : $c_{\perp} = \frac{c_l}{\sin(i_{c,\perp})}$
AN : $i_{c,\perp} = 27 \pm 1^\circ$ d'où $c_{\perp} = ?? \pm ?? m. s^{-1}$
- longitudinales P : $c_{\parallel} = \frac{c_l}{\sin(i_{c,\parallel})}$
AN : $i_{c,\parallel} = 14 \pm 1^\circ$ d'où $c_{\parallel} = ?? \pm ?? m. s^{-1}$

✚ Exploitation des vitesses obtenues :

On peut montrer (via des calculs relativement compliqués donnés dans un document joint utilisant la contrainte de lamé) que dans les solides la vitesse des ondes P et des ondes S peut s'exprimer en fonction des paramètres de notre métal :

$$c_{\parallel} = \sqrt{\frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho}} \text{ et } c_{\perp} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

Avec λ premier coefficient de Lamé, μ module de cisaillement aussi appelé second coefficient de Lamé et ρ masse volumique. On peut exprimer ces formules à l'aide du module d'Young et du coefficient de Poisson :

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

D'où $\rho c_p^2 = E \frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$ et $\rho c_s^2 = \frac{E}{2(1+\nu)}$

En manipulant un peut les équations on aboutit à :

$$E = \rho c_{\perp}^2 \cdot \frac{3c_{\parallel}^2 - 4c_{\perp}^2}{c_{\parallel}^2 - c_{\perp}^2}$$

$$\nu = \frac{1}{2} \cdot \frac{c_{\parallel}^2 - 2c_{\perp}^2}{c_{\parallel}^2 - c_{\perp}^2}$$

AN : $\rho_{dural} = 2790 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$; $c_{\parallel} = (6176 \pm ??) \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$; $c_{\perp} = (3291 \pm ??) \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

On trouve $E = 78 \text{ GPa}$ à comparé avec la valeur tabulé de 73GPa et on trouve $\nu = 0.30$ à comparer avec la valeur tabulée de 0.33.

NB : Démonstration compliqué qui fait intervenir la matrice des contraintes ... Pour les ondes de compression on peut faire rapidement le calcul si on veut : considérer une tranche de solide comprise entre $[z; z + dz]$ et de surface S. La force qui apparait du fait de la déformation relative de cette dernière s'exprime (loi de Hooke):

$$F(z, t) = ES \frac{\xi(z + dz, t) - \xi(z, t)}{dz} \Leftrightarrow F(z, t) = ES \frac{\partial \xi}{\partial z}$$

En isolant une portion de solide comprise entre $[z; z + dz]$ et en appliquant le PFD on obtient :

$$\rho S dz \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -F(z, t) + F(z + dz, t) = \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}$$

En remplace F par sa formule on obtient au final une équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = 0$$

On se propageant à $= \sqrt{\frac{E}{\rho}}$.

NB : On peut également exprimer la vitesse de propagation des ondes sonores dans les liquides et les gaz (dans lesquels seuls les ondes P peuvent se propager). Dans les liquides

ont obtient : $c_{liquide} = \sqrt{\frac{1}{\rho \chi}}$ avec χ coefficient de compressibilité adiabatique et dans

les gazs : $c_{gaz} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$ avec $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ coefficient adiabatique.

NB : La vitesse du son dans les milieux dépend relativement peu de la longueur d'onde, la vitesse du son est principalement liée à la compressibilité et à la masse volumique.

- ❖ Théorie des poutres \Rightarrow fréquence d'oscillation fonction du module d'Young
- ❖ Flèche d'une règle d'aluminium

Transition : Les liaisons interatomiques dans les métaux (liaisons ioniques) sont donc extrêmes fortes et ont la propriété de laisser des électrons libre qui vont donner cette propriété de bon conducteurs aux métaux

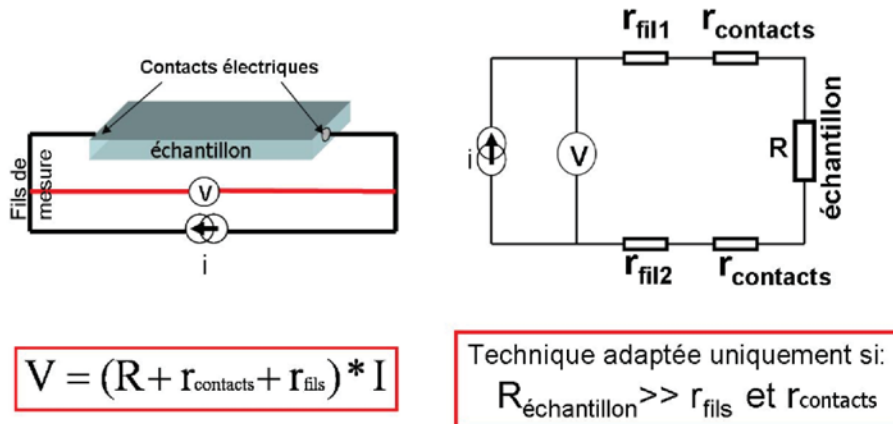
III. Conductivité

1. Conductivité électrique

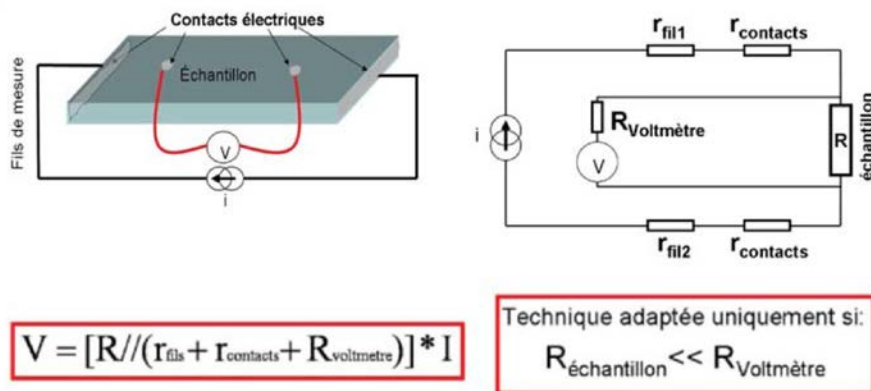
Les propriétés électroniques des métaux sont dues à la liaison métallique qui, contrairement à la liaison covalente ou la liaison ionique, est assurée par des électrons délocalisés. C'est l'état préféré des éléments chimiques : plus des deux tiers le sont (la diagonale partant du Bore et allant jusqu'au Polonium).

- **Expérience 2 :**

- ❖ Mesure 4 fils pour s'affranchir de la résistance des instruments de mesure qui est du même ordre que celle mesurée. On peut se convaincre de l'utilité de la méthode 4 fils via ces deux schémas :



Méthode 2 fils



$$V \approx (R \parallel R_{\text{voltmètre}}) * I$$

Méthode 4 fils

Notre échantillon mesuré ayant une très faible résistance (plus faible que nos fils) on voit donc ici l'importance d'utiliser la méthode 4 fils.

Pour cette expérience il faut utiliser une Alim 50V-30A, le courant est réglé à 15A en lisant l'indication sur un Wattmètre (15 A pour avoir une chute de tension relativement forte mais mesurable avec le Wattmètre dont le courant maximum est 16A) puis on mesure la chute de tension pour différentes longueurs (en mettant la fiche banane dans les différents trous, la différence de tension étant faible il est nécessaire d'utiliser les multimètres agilent bien précis).

(COURBE $R=f(L)$)

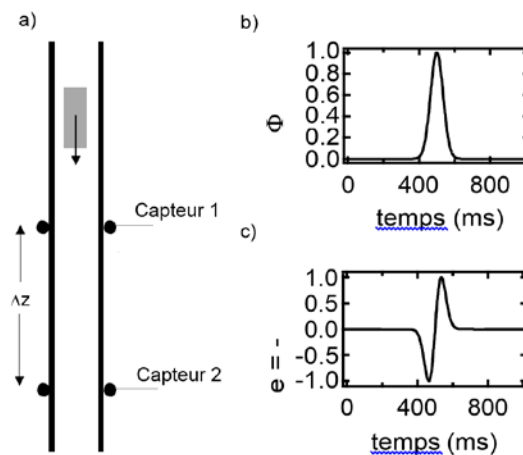
Incertitude sur R : $\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2} = \sqrt{(0.01)^2 + 1^2}$ l'incertitude est principalement liée à la mesure de courant.

On en déduit la conductivité grâce à la pente de la courbe ci-dessus, en effet on a $\frac{U}{I} = R = \frac{1}{\sigma S}L = bL$ donc on peut remonter à $\sigma = \frac{1}{bS}$ (avec une incertitude liée à la section imparfaite de nos cylindres de conducteurs et à la pente de la courbe tel que $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} =$

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2}.$$

AN : $S = (4.52 \pm 0.03) \cdot 10^{-4} m^2$

- Cuivre : $P = (3.72 \pm 0.05) \cdot 10^{-5} \Omega \cdot m^{-1}$ d'où $\sigma_{Cu_{exp}} = (5.72 \pm 0.15) \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$ à comparer avec $\sigma_{Cu_{tab}} = 5.96 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$
 - Aluminium : $P = (5.68 \pm 0.05) \cdot 10^{-5} \Omega \cdot m^{-1}$ d'où $\sigma_{Al_{exp}} = (3.90 \pm 0.05) \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$ à comparer avec $\sigma_{Al_{tab}} = 3.77 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$
- ❖ Mesure de la densité de porteur d'une sonde à effet Hall Ag après avoir étalonné un électroaimant. Se placer à B constant et faire varier I, le champ B ayant été réglé avec une sonde effet Hall fonctionnant avec un semi-conducteur (de façon générale l'effet Hall est d'autant plus important que le nombre de porteurs est faible ! C'est pour ça que l'effet Hall n'est pas utilisé en pratique avec des métaux.)
- ❖ Mesure d'un rapport de conductivité en utilisant les courants de Foucault : C'est une belle mesure indirecte de conductivité bien expliquer ce qui se passe physiquement avant de se lancer dans une mesure : la chute de l'aimant constitue un champ variable pour le tube conducteur ; des courants radiaux naissent alors sur le tube et s'opposent au champ leur ayant donné naissance (loi de Lenz) : ils créent un champ magnétique freinant l'aimant dans sa chute. Cette force de frottement est de type frottement fluide : l'aimant chute à vitesse constante après un court régime transitoire (Fig. 2). Tracer la distance parcourue en fonction du temps mis par l'aimant pour la parcourir. C'est une droite ; on ne peut avoir accès au régime transitoire; la pente donne la vitesse limite qui est inversement proportionnelle à la conductivité du matériau étudié.



- ❖ Effet Peltier (connaitre également le phénomène inverse)

2. Conductivité thermique

➤ **Expérience 3 :**

- ❖ Diffusion thermique dans une base cuivre. On utilise une barre calorifugée équipé d'une cartouche chauffante et d'un système de refroidissement. Dans un premier temps il faut brancher directement le chauffage au 220V et attendre que le régime permanent

s'établit (environ 2h). On utilise ensuite le logiciel pico'blabla ' pour visualiser les températures des différents thermocouples (attention au sens de branchement).



On effectue le tracé de la variation de la température dans notre cylindre calorifugé en fonction de la distance ($x=0$ étant pris au niveau du premier thermocouple).

(COURBE $T=f(X)$)

On considère que notre barre est totalement calorifugée et qu'il n'y a donc pas de perte de chaleur, de plus on suppose que le régime permanent forcé est atteint et que l'on peut considérer un modèle 1D, dans ce cas l'équation de la chaleur générale :

$\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} - \frac{h(T-T_a)z}{\lambda r} = \frac{\rho C_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t}$ devient $\frac{d^2 T}{dx^2} = 0$, en prenant les conditions aux limites sur le flux de chaleur (loi de Fourier $\vec{j}_{th} = -\lambda \overrightarrow{grad}(T) \Rightarrow j_{th} = \frac{P}{S} = -\lambda \frac{dT}{dx}$) et la température ($T(x=0) = T_0$, avec T_0 la température au niveau de la cartouche chauffante) on obtient au final :

$$T(x) = -\frac{P}{\lambda S} x + T_0 = bx + a$$

On remonte à la valeur du coefficient de conductivité thermique en exploitant la valeur de la pente de la courbe précédente, en effet on a $\lambda = -\frac{P}{bS}$ (avec une incertitude liée

aux trois paramètres $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2}$)

AN : $P = (30 \pm 2)W$; $S = (1.767 \pm 0.001) * 10^{-4} m^2$; $b = ?? \pm ??$

D'où $\lambda_{Cu_{exp}} = ?? \pm ?? W.m^{-1}.K^{-1}$ à comparer avec $\lambda_{Cu_{tab}} = 401 W.m^{-1}.K^{-1}$

La valeur calculée est plus grande que celle à laquelle on s'attendait et c'est normal puisque négliger les pertes revient à surestimer la conductivité thermique (il y a une plus faible puissance en vrai qui traverse le cuivre puisque qu'une autre partie part dans l'isolant $\Rightarrow P$ plus faible $\Rightarrow \lambda$ plus faible aussi en vrai.)

- ❖ Différentes tiges de métal recouvertes de cire de bougie. On met en évidence la différence de conductivité thermique entre les différents métaux, on remarque que le cuivre conduit mieux la chaleur que l'aluminium (tout comme pour l'électricité). La loi de Wiedemann-Franz est donc vérifiée (un bon conducteur de chaleur est aussi un bon conducteur électrique). Expression mathématique de la loi de Wiedemann et Franz. $L = \frac{\lambda}{\sigma T}$

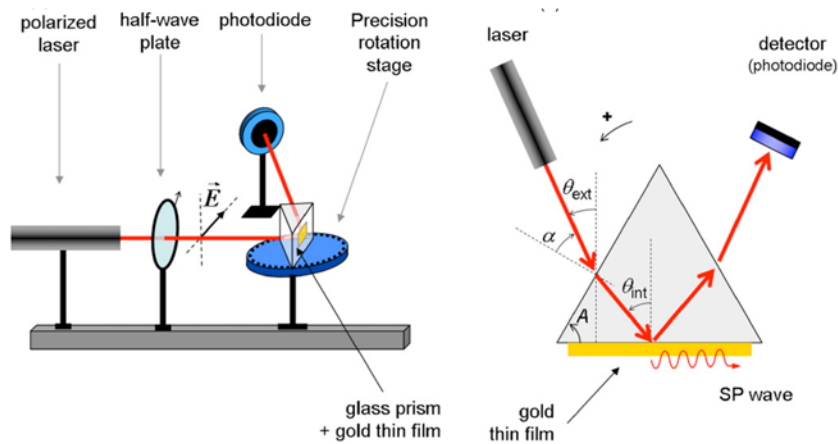
Transition : La forte conductivité n'est pas la seule conséquence de la forte mobilité des électrons, cette dernière a également comme conséquence le caractère réfléchissant des métaux (les électrons peuvent être excités à de nombreuses fréquences puisqu'ils sont peu liés).

IV. Nombre d'électrons de conduction / Plasmons de surface

➤ **Expérience 5 :**

❖ **Definition des Plasmons de surface :** partie des solutions des équations de propagation des ondes électromagnétiques ou [équations de Maxwell](#), ce sont des solutions particulières à l'interface entre certains milieux. L'oscillation collective des électrons qui leur correspond coexiste avec le champ électromagnétique [évanescent](#) des deux côtés de l'interface.

Le montage consiste en un prisme possédant une face sur laquelle une fine surface d'or a été déposée. Il existe un angle où il y a apparition d'une onde de surface. Il existe en effet un angle d'incidence (sur la face d'or) pour lequel le vecteur d'onde tangent $k \parallel (\omega)$ dans le prisme satisfait la relation de dispersion $k(\omega)$ des plasmons de surface. Pour cet angle, le faisceau incident excite les plasmons et leur transmet donc de l'énergie. Cela se traduit par forte chute de la puissance réfléchi. L'angle d'incidence pour lequel cette chute de réflectivité est observée permet, par exemple, de remonter à la valeur de la permittivité diélectrique de l'or dans le domaine optique.



Il y a apparition de plasmas de surface lorsque les photons du rayon incident entrent en résonance avec les électrons libres, c'est à dire lorsque $\vec{k}_{plasma} \cdot \vec{e}_x = \vec{k}_{laser} \cdot \vec{e}_x$ avec :

- $$\vec{k}_{plasmons} \cdot \vec{e}_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_{or}\epsilon_{air}}{\epsilon_{or} + \epsilon_{air}}}$$

- $\vec{k}_{laser} \cdot \vec{e}_x = n \frac{\omega}{c} \sin(\theta_{int})$

D'où pour cet angle limite on a :

$$\varepsilon_{or} = - \frac{\varepsilon_{air}}{1 - \frac{\varepsilon_{air}}{(n \sin(\theta_{int}))^2}}$$

Avec $\theta_{int} = A - \arcsin\left(\frac{\sin(\alpha)}{n}\right)$

AN : $A = 45^\circ; n = 1.515$ (pour $\lambda = 632.8nm$); $\alpha = (?? \pm ??)^\circ$

D'où $\varepsilon_{or_{exp}} = ?? \pm ??$ à comparer avec $\varepsilon_{or_{tab}} = -11.2$

On peut ensuite remonter au nombre de porteurs de charge (démonstration cf sujet problème posé à l'agrégation 2011) Pour un électron soumis à un champ électrique d'amplitude complexe $\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$, si l'on néglige les effets dissipatifs on a en appliquant le PFD à l'électron: $-m_e \omega^2 \vec{r}_0 = -e \vec{E}_0$. Or le vecteur polarisation s'exprime de deux manières soit via $\vec{P} = -n_e e \vec{r}(t) = -\frac{n_e e^2}{m_e \omega^2} \vec{E}_0$ ou via $\vec{P} = \vec{D} - \varepsilon_0 \vec{E}_0 = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \vec{E}_0$.

Donc par identification et en appliquant à notre cas d'étude ($\varepsilon_{or} = \varepsilon_r$) on aboutit à :

$$n_e = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} (1 - \varepsilon_{or}) = \frac{\varepsilon_0 m_e (2\pi c)^2}{(\lambda e)^2} (1 - \varepsilon_{or}) = ??? \text{ electrons} \cdot m^{-3}$$

Or si l'on suppose que l'on a une maille cubique face centrée peu déterminer la densité d'atome d'or également : $n_{or} = \frac{N_{atome \text{ par maille}}}{V_{maille}} = \frac{4}{a^3} = \frac{4}{(2\sqrt{2}R)^3} = 5.9 * 10^{28} \text{ at} \cdot m^{-3}$

D'où $\frac{n_e}{n_{or}} = ??$ Electrons par atome d'or.

V. Autres propriétés

Dilatation thermique

Dureté

Conclusion

Il n'y a aucune propriété totalement partagée par l'ensemble des métaux. Il existe des points communs mais il y a souvent des exceptions. Les métaux sont en général des solides cristallins (le mercure est toutefois une exception notable puisqu'il est liquide dans les CNPT) malléables et ductiles. Ils reflètent la lumière (éclat métallique) sauf lorsqu'ils se recouvrent d'oxyde et ils conduisent bien la chaleur et l'électricité (mais pas tous). La principale raison à la bonne conduction de l'électricité par ces matériaux vient de la liaison métallique : les atomes forment des structures 3D, les mailles, qui se répètent. A l'intérieur, des électrons à peu près libres circulent dans un réseau de cations. A une conductivité électrique élevée est associée une bonne conductivité de la chaleur.

Les propriétés magnétiques des métaux sont diverses : diamagnétisme, paramagnétisme, ferromagnétisme, antiferromagnétisme. Et auraient pu donner lieu à bien d'autres expériences qui ont été décrites au court du montage M16 sur les milieux magnétiques.

Bibliographie

- Ensemble d'étude de la propagation d'une onde ultrasonore dans un solide [ENSC 410]
- Composants pour l'étude des résonances de plasmons de surface [O.62]
- Barre pour étude de la conduction thermique [ENSC 449]
- Barres cuivre et aluminium [ENSC 373]
- Recalescence du fer [4.C.45]
- Peguin, P. (1970). *La physique du métal*. Presses universitaires de France.