

Toto 26
3e C

METHODES D'ETUDE DES SURFACES DE FERMI DANS LES METAUX.

Introduction.

Les propriétés physiques caractéristiques des métaux sont les conductivités thermique et électrique élevées, le pouvoir réfléchissant et la chaleur spécifique linéaire en T . Elles s'interprètent toutes qualitativement dans le modèle de Sommerfeld d'un gaz d'électrons non interagissants. La statistique de Fermi est la propriété dominante d'un tel gaz.

Cependant, il est nécessaire d'utiliser des modèles plus compliqués que celui de Sommerfeld pour rendre compte de nombreux effets. Il n'est absolument pas nécessaire de résoudre rigoureusement le problème quantique et d'obtenir des fonctions d'onde de l'état fondamental et des premiers états excités d'un métal ; en effet, il n'y a aucun doute que la mécanique quantique s'applique aux métaux et le seul problème théorique est de fabriquer des modèles qui parlent suffisamment à l'intuition et qui permettent de relier entre elles les différentes propriétés physiques. Ces modèles seront approchés et on leur demandera avant tout de prévoir qualitativement ou quantitativement avec une certaine approximation les phénomènes. Les caractères spécifiques à chaque métal seront ajustés selon les résultats expérimentaux.

Le modèle généralement choisi est celui d'un gaz d'électrons dans un potentiel périodique. On fait une approximation de Hartree-Fock et on va même jusqu'à supposer le potentiel "self-consistent" identique pour tous les électrons. Cela donne le modèle des bandes.

De plus, on peut, dans ce modèle, traiter les électrons comme des particules classiques, à condition d'appliquer la statistique de Fermi. On néglige un certain nombre d'effets quantiques et on se contente dans certains d'obtenir les orbites quantifiées selon les règles de Bohr-Sommerfeld.

La justification de ces approximations est avant tout expérimentale. Cependant, on peut noter que le passage du modèle quantique de Hartree-Fock au modèle semi-quantique de Bohr-Sommerfeld peut, dans de nombreux cas, être justifié théoriquement assez facilement. Par contre, la justification théorique du modèle de Hartree-Fock à potentiel unique pose de nombreux problèmes.

On sait qu'il ne rend pas compte des propriétés de différents alliages pour lesquels il faut utiliser un modèle de Hartree-Fock complet ainsi que l'on fait dans l'étude des structures atomiques. C'est le modèle de Friedel dont la justification théorique a été donnée par Blandin. D'autre part, le modèle de Hartree-Fock lui-même nécessite d'être justifié théoriquement. Outre qu'il ne rend pas compte du tout de l'énergie de l'état fondamental, c'est-à-dire de l'énergie de cohésion des métaux, il présente certains défauts dans l'étude même des excitations élémentaires, bien qu'il en rende compte qualitativement.

Nous allons, dans le présent exposé, décrire les principales techniques expérimentales permettant de mesurer les paramètres individuels qui, introduits dans le modèle des bandes, fourniront un modèle de métal qui sera cohérent et intuitif à la fois ; on utilise ces modèles pour prévoir les propriétés physiques particulières de chaque métal. Nous ne parlerons pas des méthodes utilisées pour calculer les fonctions d'onde électroniques à partir des premiers principes ; ces méthodes sont variées, et même dans le cas des alcalins, on ignore encore celles qui fournissent les meilleurs renseignements sur la forme des surfaces de Fermi. Mais nous mentionnerons à la fin quelques uns des problèmes théoriques discutés actuellement, et les corrections que la nature collective du gaz d'électrons impose dans l'étude même des propriétés physiques et de leur traduction dans le modèle des bandes. Ces corrections peuvent peut-être être importantes, mais le problème n'est pas réglé à l'heure actuelle.

D'autre part, mentionnons une fois pour toutes, que le modèle des bandes rigides ne tient pas compte totalement des vibrations du réseau qui interviennent de deux façons. L'une par des transitions réelles, où de l'énergie est transférée du système de phonons aux électrons ou réciproquement ; ceci est utilisé dans l'étude de la résistivité ou de l'atténuation des ultrasons, par exemple. L'autre par des transitions virtuelles créant une interaction nouvelle entre les électrons qui peut être attractive ; c'est la supraconductivité que nous ignorerons dans cet exposé.

I - Propriétés des orbites dans le modèle des bandes.

Nous noterons par \vec{a}_i les vecteurs de base du réseau et \vec{K}_i ceux du réseau réciproque définis par :

$$\vec{K}_i \cdot \vec{a}_j = 2 \pi \delta_{ij} \quad (1)$$

La fonction d'onde d'un électron individuel est :

$$\psi = u(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{-i\omega t} \quad (2)$$

$u(\vec{r})$ étant une fonction ayant la périodicité du réseau.

Un électron étant une particule est représenté par un paquet d'ondes dont la vitesse de groupe est :

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \text{grad}_{\vec{k}} \epsilon \quad (3)$$

ϵ étant l'énergie de l'électron en question.

La force exercée sur un électron est :

$$\hbar \dot{\vec{k}} = e \vec{E} + \frac{e \vec{H} \wedge \vec{v}}{c} \quad (4)$$

en présence d'un champ électrique \vec{E} et d'un champ magnétique $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$.

La densité d'états au niveau de Fermi par unité de volume et unité d'énergie, en tenant compte du spin, est :

$$\frac{N_0}{V} = \frac{1}{4\pi^3} \int \frac{dS}{|\text{grad}_{\vec{k}} \epsilon|} = \frac{S}{4\pi^3 \hbar} \left(\frac{1}{v_0} \right) \quad (5)$$

D'après le théorème de Bloch, l'état de base d'un échantillon de connexion d'ordre zéro, ne conduit pas de courant. Si on a un circuit dans lequel règne un champ électrique, ce n'est plus vrai, l'état de base du système se mélange avec un certain nombre d'états excités. En l'absence de processus d'amortissement le courant diverge et sa dérivée est :

$$\dot{\vec{j}} = \frac{e^2}{4\pi^3 \hbar^2} \int \left(\text{grad}_{\vec{k}} \epsilon \right) \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (6)$$

Avec un temps de relaxation pour les excitations individuelles, le courant se stabilise à la valeur :

$$j = \frac{e^2}{4\pi\beta\mu^3} \int \left(\nabla_{\mathbf{k}} \epsilon \right) \cdot \vec{E} \, d\vec{S} \quad (7)$$

Etudions maintenant les orbites en présence d'un champ magnétique. Nous nous contenterons de quantifier les trajectoires classiques par la règle de Bohr-Sommerfeld :

$$\int p \, dq = n h$$

Ici, le moment conjugué de r est, non plus $\mu\mathbf{k}$, mais :

$$\mu\vec{k} - e\vec{A}/c$$

en unités de Gauss que nous utiliserons par la suite.

Solent \vec{k}_1 et \vec{r}_1 les projections de \vec{k} et \vec{r} sur un plan perpendiculaire à \vec{H} . Le champ magnétique ne cédera pas d'énergie à l'électron, car il exerce une force perpendiculaire à la vitesse. L'orbite de l'électron sera à énergie constante et son hodographe décrira une courbe située sur une surface $\epsilon = \text{constante}$ dans l'espace réciproque. L'équation du mouvement est :

$$\mu \dot{\vec{k}}_1 = \frac{e}{c} \vec{H} \wedge \dot{\vec{r}}_1 \quad (8)$$

qui s'intègre :

$$\mu \vec{k}_1 = \frac{e}{c} \vec{H} \wedge \vec{r}_1 \quad (9)$$

C'est-à-dire que la projection de l'hodographe a la même forme que celle de l'orbite mais est tournée de 90° .

La condition de quantification s'écrit :

$$\int \left(\mu \vec{k}_1 - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \cdot d\vec{r}_1 = \frac{e}{c} \left(\left(\vec{H} \wedge \vec{r}_1 \right) \cdot d\vec{r}_1 \right) - \int \vec{A} \cdot d\vec{r}_1 = \frac{e}{c} \phi = n h \quad (10)$$

ϕ étant le flux passant à travers l'orbite.

L'aire de la projection de l'orbite de l'espace réel est donc :

$$A' = \frac{n h c}{e H}$$

et l'aire de la projection de l'hodographe de l'espace réciproque :

$$\mathcal{A} = n \frac{2\pi e H}{c \mathcal{H}} \quad (11)$$

C'est le théorème d'Onsager.

Une orbite était déterminée par les nombres quantiques k_x , k_y , k_z en l'absence de champ magnétique. En sa présence, il faut remplacer k_x et k_y par "n" et un nombre quantique quelconque (qui peut être l'un d'entre eux) ne jouant aucun rôle dans la détermination de l'énergie.

L'aire comprise entre la projection sur le plan xOy des hodographes d'énergie ϵ et $\epsilon+d\epsilon$ est :

$$d\mathcal{A} = \int \frac{d\epsilon}{|\text{grad}_k \epsilon|} dk_1 = \frac{d\epsilon}{\mathcal{H}} \int \frac{dk_1}{v}$$

Un hodographe est, d'autre part, parcouru selon la loi de mouvement :

$$\mathcal{H} dk_1 = \frac{e H v}{c} dt$$

c'est-à-dire qu'un tour est accompli dans un temps :

$$T = \frac{\mathcal{H} c}{e H} \int \frac{dk_1}{v} = \frac{\mathcal{H}^2 c}{e H} \frac{d\mathcal{A}}{d\epsilon} \quad (12)$$

La fréquence de rotation est donc :

$$\omega_c = \frac{2\pi e H}{\mathcal{H}^2 c} \left(\frac{d\mathcal{A}}{d\epsilon} \right)^{-1} = \frac{e H}{c m_c^+} \quad (13)$$

m_c^+ étant la masse efficace de la résonance cyclotron. La formule de cette masse est obtenue par comparaison avec la formule des orbites d'électrons libres dans un champ magnétique. On remarquera que l'on a :

$$\Delta \epsilon = \frac{\mathcal{H}^2 c \omega_c}{2\pi e H} \Delta \mathcal{A} = \mathcal{H} \omega_c \quad (14)$$

ce qui est bien la loi de Planck des transitions cyclotrons, issue du principe de correspondance ; la fréquence associée aux transitions cyclotron est bien la fréquence du mouvement pour les grands nombres quantiques.

Indiquons, dès maintenant, les caractères qualitatifs des orbites de l'espace réciproque situées sur la surface de Fermi.

Dans le cas d'une sphère de Fermi, il n'y a que des orbites ordinaires d'électrons. Par contre, dans le cas d'une surface de Fermi à connexions multiples, représentée sur la figure dans un espace à plusieurs zones de Brillouin, ou espace réciproque étendu, il y a quatre sortes d'orbites :

- a) les orbites d'électrons, telles que l'intérieur de l'orbite soit intérieur à la surface de Fermi, c'est-à-dire soit formé de points d'énergie inférieure à celle des points de l'orbite.
- b) les orbites de trous, telles que l'intérieur de l'orbite soit extérieur à la surface de Fermi.
- c) les orbites étendues, c'est-à-dire ne pouvant être représentées à l'intérieur d'une seule zone de Brillouin.
- d) les orbites ouvertes.

II - Propriétés donnant certaines informations indirectes.

A priori, toutes les propriétés des métaux ou presque dépendront des électrons situés à la surface de Fermi. En effet, ce sont les seuls électrons excitables et donc les seuls qui contribueront à la réponse à une perturbation extérieure.

Ainsi, la chaleur spécifique linéaire donne la densité d'états au niveau de Fermi :

$$C_v \propto N_0 (\epsilon_F) T \quad (15)$$

De même, le paramagnétisme constant de Pauli est proportionnel à cette densité d'états. Pour le mesurer indépendamment du diamagnétisme, Slichter a inventé une méthode par résonance électronique, méthode qui en donne une valeur précise. Cependant, le paramagnétisme constant est certainement plus que toute autre propriété influencé par les corrélations et sa valeur renseigne plus sur ces dernières que sur la surface de Fermi.

A relier au paramagnétisme constant est le déplacement de Knight dont la variation avec la pression et la température a été étudiée dans les alcalins et a permis de trancher entre différentes méthodes de calcul des fonctions d'onde.

Les propriétés de transport sont de même utilisées. Ainsi la conductivité

$$\sigma = N_{\text{eff}} \frac{e^2}{m} \tau = N_{\text{eff}} \frac{e^2}{m} \frac{\ell}{2v_0} \quad (16)$$

où N_{eff} est défini par :

$$N_{\text{eff}} = \frac{m}{\hbar^2} \frac{1}{4\pi^2} \left\langle \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial k_x} \right)^2 \right\rangle \frac{dS}{|\text{grad}_k \epsilon|} \quad (17)$$

τ est le temps de relaxation

v_0 une vitesse de Fermi moyenne

ℓ le libre parcours moyen des électrons.

Ce dernier est inconnu, mais en opérant sur des lames minces, on a $\ell \propto d$ et la conductivité mesurera alors N_{eff} / v_0 .

Le pouvoir thermoélectrique S est, pour des températures nettement supérieures à la température de Debye, donné par la formule :

$$S = \frac{\pi^2}{3} \frac{k_B^2 T}{e} \left(\frac{d \ln \sigma}{d \epsilon} \right)_{E_F} \quad (18)$$

Comparons avec (16) où $N_{\text{eff}} \propto \epsilon^{3/2}$ pour des électrons formant une sphère de Fermi, et où τ augmente avec ϵ car les électrons les plus énergétiques ont moins de chances d'être diffusés. On en déduit :

$$S = \frac{\pi^2}{3} \frac{k_B^2 T}{e} - \frac{x}{\epsilon_F} \quad (19)$$

avec $x > 3/2$. Si $x < 3/2$, le cas le plus flagrant correspondant à un pouvoir thermoélectrique positif (cas du cuivre par exemple, on en déduit que les trous participent de façon importante à la conductivité, que la surface de Fermi a donc une forme compliquée.

Signalons également les règles de Hume-Rothery sur la structure cristalline. Jones a montré qu'elles sont liées au nombre d'électrons contenus dans la sphère inscrite dans la première zone de Brillouin et donc reliées à la forme de la surface de Fermi.

Cependant, ces propriétés ne donnent que des renseignements partiels. L'effet Hall et la magnétorésistance donnent déjà des renseignements plus détaillés.

III - L'effet Hall et la magnétorésistance.

Dans le cas d'un gaz d'électrons libres, ayant un temps de relaxation unique, on a pour la constante de Hall :

$$R = \frac{1}{Nec} \quad (20)$$

et il n'y a pas de magnétorésistance.

Dans le cas d'une structure cristalline, la dispersion des fréquences cyclotron, les signes différents de ces fréquences pour électrons et trous, l'existence d'orbites ouvertes sans périodicité, la forme irrégulière des orbites qui introduit des harmoniques de ω_c dans l'expression du courant en fonction du champ électrique, enfin la variation du temps de relaxation en fonction de la position sur la surface de Fermi, compliquent les choses. On a alors une constante de Hall différente de $\frac{1}{Nec}$ et une magnétorésistance.

La constante de Hall sera liée aux masses effectives et aux nombres de trous et d'électrons ; et de même sera la magnétorésistance.

Le tenseur de conductivité, d'où les deux effets se déduisent, contient des termes indépendants de H, des termes variant en H^{-1} ou en H^{-2} . Seuls les termes non diagonaux de ce tenseur peuvent varier en H^{-1} pour des raisons de symétrie. Et les résultats de Kapitza ne trouvant pas de saturation à la magnétorésistance et voyant cette dernière croître linéairement avec H peuvent peut-être s'expliquer par le fait qu'il travaillait sur des échantillons polycristallins.

La condition de saturation de la magnétorésistance et de l'effet Hall s'écrit, dans le cas de deux bandes, l'une d'électrons, l'autre de trous :

$$\omega_c \tau \gg \left| \frac{N_- + N_+}{N_- - N_+} \right| \quad (21)$$

Cela entraîne $\omega_c \tau \gg 1$, ce qui signifie :

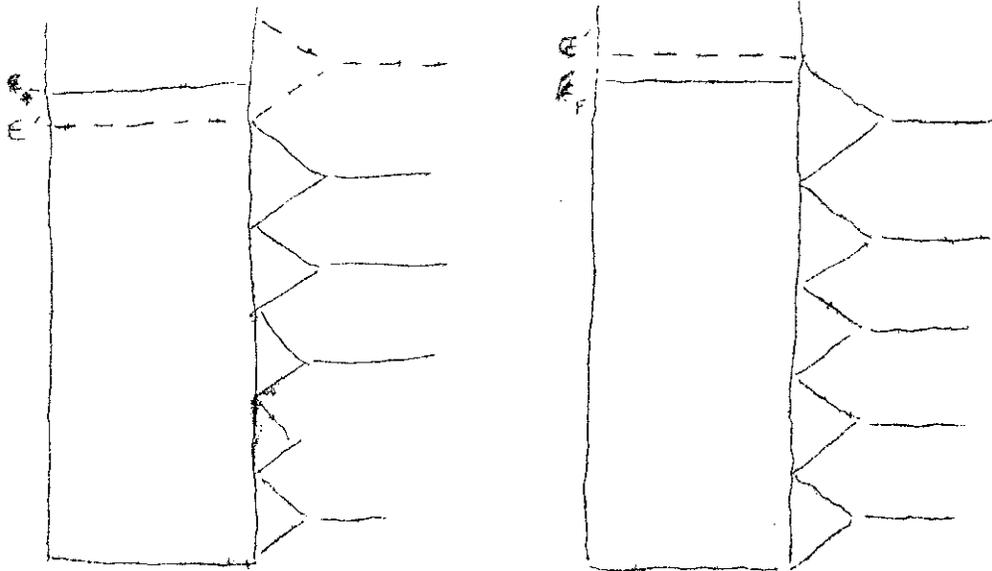
$$\Delta \epsilon \gg \frac{\hbar}{\tau} \quad (22)$$

où $\Delta \epsilon$ est la différence d'énergie entre deux orbites consécutives. Cette condition correspond au fait que l'incertitude sur l'énergie est inférieure à la différence d'énergie entre les états. C'est-à-dire que les électrons sont sur des orbites déterminées. Dans le cas où $\Delta \epsilon \gtrsim k_B T$, la dispersion thermique des électrons sur différentes orbites est faible et l'on a un comportement oscillatoire en fonction de H des propriétés galvanomagnétiques. Ces effets sont reliés à l'effet de Haas-Van Alphen étudié au paragraphe suivant.

L'effet Hall et la magnétorésistance, de même que les autres propriétés déjà citées, ne permettent pas de conclure de façon absolue sur la forme de la surface de Fermi. Dans le cas où aucune des mesures citées plus bas n'a pu être effectuée (métaux alcalins), la discussion de la forme des surfaces de Fermi devient un puzzle très rapidement. Les seules méthodes directes sont les effets de Haas-Van Alphen et Schubnikov, la résonance cyclotron, l'effet de peau anomal et l'atténuation des ultrasons.

IV - Effet de Haas-Van Alphen.

Plaçons-nous au zéro absolu en présence d'un champ magnétique H orienté selon Oz et considérons un plan $k_z = \text{constant}$ dans l'espace réciproque. Les hodographes permis sont concentriques et intérieurs ou extérieurs à la surface de Fermi. Leurs aires sont données par la formule (11) et le spectre énergétique des électrons de k_z donné, d'un continuum, devient discret.



Le schéma montre que les états se groupent, mais la densité d'états moyenne est constante. Dans le cas a) il y aura moins d'électrons en dessous du niveau de Fermi qu'en l'absence de champ. Dans le cas b) il y aura plus d'électrons. On peut remarquer que l'énergie moyenne des électrons est toujours supérieure à ce qu'elle serait en l'absence de champ magnétique, d'où un diamagnétisme :

$$M = \frac{N d\bar{\epsilon}}{dH} \quad (23)$$

Le nombre d'électrons dans un plan $k_z = \text{constant}$ de l'espace réciproque oscille donc en fonction du champ magnétique et de même l'énergie moyenne et l'aimantation de ce plan. On trouve facilement que l'aimantation fluctue avec une amplitude proportionnelle à :

$$\frac{e d k_z}{2 \pi^2 N^2 (d \ln \mathcal{A}_0 / d \epsilon)_F}$$

et une pulsation $c \propto \mathcal{A}_0 / e H$

où \mathcal{A}_0 est l'aire de la section de la surface de Fermi.

En combinant toutes les oscillations des différents plans, on trouve un brouillage des phases excepté pour les orbites limites. C'est-à-dire que la fréquence des oscillations observées est proportionnelle à l'aire des orbites limites. On mesure donc l'aire de l'ombre de la surface de Fermi.

L'amplitude des oscillations est plus difficile à interpréter, elle dépend de $d^2 A_0 / dk_z^2$, de la température, de l'élargissement par collisions, de la délocalisation des orbites dans l'espace réel et du spin. Pour ce dernier, les corrections sont faciles, si l'on connaît g , c'est-à-dire en définitive le couplage spin-orbite dans les métaux.

Dans le cas d'une surface de Fermi convexe et centrosymétrique, Lifschitz a montré que l'on peut déduire de façon univoque la forme de la surface de Fermi des mesures de A_0 . Dans le cas général, les surfaces de Fermi sont compliquées, et il faut tester différents modèles.

D'autres propriétés oscillent à basse température et grand champ, ce sont les propriétés galvanomagnétiques. Cela s'explique car le nombre d'électrons participant à la conduction va varier périodiquement avec H et d'autre part, la probabilité des transitions diffusantes dépend du nombre d'états disponibles à la surface de Fermi, nombre d'états qui varie également périodiquement. Ces effets peuvent, en théorie, donner les mêmes résultats que l'effet de Haas-Van Alphen, mais ont moins été étudiés expérimentalement.

V - L'effet de peau anomal.

Quand une radiation électromagnétique arrive à la surface d'un métal, son amplitude dans le métal décroît exponentiellement selon la loi :

$$\exp \left[\frac{2 \pi \gamma i}{c} (n + i k)x \right] \quad (24)$$

et la profondeur de la peau est :

$$\delta = \frac{c}{2 \pi \gamma k} \quad (25)$$

k est donné par les formules de Drude :

$$\epsilon = n^2 - k^2 = 1 - \frac{v_z^2}{2 + 2} \quad n k \gamma = \frac{1}{2} \frac{v_z^2 \gamma}{2 + 2} \quad (26)$$

où $\gamma^2 = \frac{N e^2}{\pi m}$ et $\gamma = \frac{1}{\tau}$

Comparant avec la conductivité statique $\sigma = \frac{N e^2}{m} \frac{1}{\gamma}$

on trouve pour les basses fréquences la formule classique de l'épaisseur de peau :

$$\delta = \frac{c}{(\sigma_0 \gamma)^{1/2}} \quad (27)$$

σ_0 décroît avec la température quand δ augmente. Le libre parcours moyen électron-phonon augmente quand la température diminue et, à basse température, on aura $\ell > \delta$ et la description n'est plus valable. On peut montrer qu'il suffit pour la rendre correcte d'utiliser une conductivité efficace avec un libre parcours moyen de l'ordre de δ .

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_0 \frac{\delta}{\ell_{\text{phonon-électron}}}$$

La formule de l'épaisseur de peau s'écrira alors :

$$\delta = \frac{c}{(\sigma_{\text{eff}} \gamma)^{1/2}}$$

Eliminant σ_{eff} entre (28) et (29) on trouve :

$$\delta^3 = \frac{c^2 m V_F}{N e^2 \gamma}$$

indépendant de la température.

Les seuls électrons qui interviennent sont ceux dont la vitesse est parallèle à la surface du métal, les autres passant trop peu de temps dans l'épaisseur de peau pour prendre une part appréciable à la conductivité.

Dans l'espace réciproque, cela signifie que les seuls points de la surface de Fermi qui nous intéressent sont ceux où la normale est parallèle au plan irradié, car :

$$\vec{V} = \frac{1}{\mu} \text{grad}_k \epsilon$$

Ce qui est mesuré est la moyenne de la courbure de la surface de Fermi sur l'ensemble de ces points. En effet, c'est cette grandeur qui fixera dans quelle mesure les électrons dont la vitesse n'est pas rigoureusement parallèle à la surface du métal participeront à la conductivité.

Les difficultés expérimentales résident, d'une part dans la préparation métallurgique de la surface, d'autre part dans l'interprétation des résultats qui pose les mêmes problèmes que pour l'effet de Haas-Van Alphen.

VI - La résonance cyclotron.

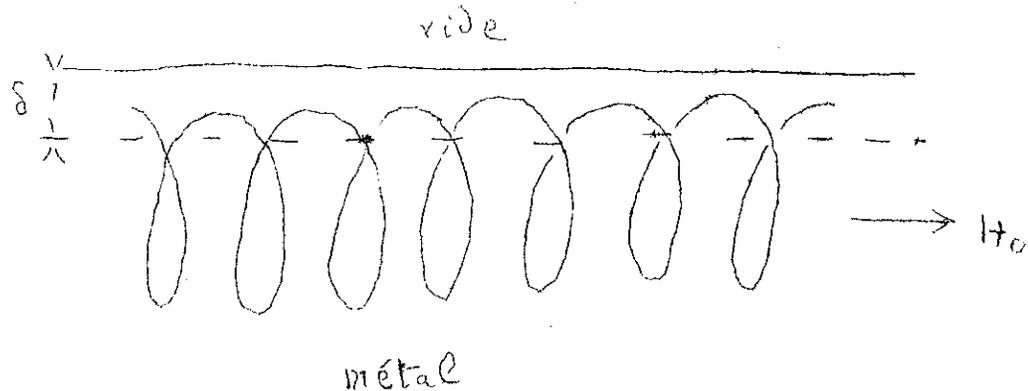
C'est l'excitation de transitions entre les orbites définies par l'équation (11). On peut dire que les électrons sont accélérés sur leurs orbites, en fait changent d'orbite, sous l'action d'un champ électrique à la fréquence de précession sur ces orbites. On opère avec un champ magnétique parallèle à la surface du métal.

La difficulté par rapport à la résonance cyclotron dans les semi-conducteurs est que le champ électrique ne pénètre que très peu et ne voit donc qu'une portion des orbites. Sa pénétration est donnée par l'effet de peau anomal. En effet, il faut opérer à basse température pour avoir

$$\omega_c \tau \gg 1$$

afin que les orbites soient bien définies. Dans ces conditions, l'effet de peau est anomal et la théorie faite au paragraphe précédent est insuffisante en présence d'un champ magnétique. Ce qui sauve la situation est le fait que les électrons accélérés ne touchent pas la surface, et que par conséquent, la fréquence de la résonance ne varie pas ; mais le calcul de l'amplitude de l'absorption est très difficile.

L'effet cyclotron mesure la masse effective définie par l'équation (13). On l'analyse en ajustant des modèles de surface de Fermi, car il n'existe pas de théorème analogue à celui de Lifschitz qui concerne les masses effectives.



VII - Atténuation des ultrasons.

Elle est créée par les électrons de conduction et son étude fournit des renseignements sur la surface de Fermi. Montrons comment on peut en effectuer la théorie.

Sous l'influence des ultrasons les électrons qui étaient sur la surface de Fermi quittent cette surface ; la première raison est que la vitesse relative des différentes parties du cristal produit un changement du nombre d'onde k d'un électron qui se déplace, si ce dernier a un libre parcours moyen supérieur à la longueur d'onde des vibrations acoustiques. La seconde raison est que la déformation locale de la surface de Fermi n'est pas uniforme ; dans le cas d'une déformation statique, étant donné l'égalité dans tout le cristal de l'énergie de Fermi, un électron reste sur la surface de Fermi ; mais ici, en se déplaçant il rencontrera des régions où, la déformation étant différente de ce qu'elle devrait être pour réaliser un équilibre statique, la surface de Fermi est également différente, aussi par continuité de son mouvement l'électron quittera-t-il la surface de Fermi.

Ayant évalué ce déplacement des électrons en dehors de la surface de Fermi sous l'influence du mouvement, on remarque que des ultrasons ne créent pas de courant électrique, ce qui signifie qu'il existe aussi un champ électrostatique supplémentaire dû aux déformations qui agit sur les électrons. On le calcule en évaluant le courant créé par un champ arbitraire et par les écarts à l'équilibre local des électrons calculés comme indiqué plus haut.

On a calculé l'influence des ultrasons sur la distribution électronique ; l'état créé ne transporte pas de courant. Mais ce n'est pas non plus un état d'équilibre électronique, aussi relaxe-t-il localement. Le calcul de cette relaxation nous fournit une énergie dissipée qui ne peut venir que des ultrasons, ce qui donne leur coefficient d'atténuation.

En l'absence de champ magnétique le coefficient d'atténuation des ondes longitudinales est proportionnel à la courbure moyenne de la section de la surface de Fermi correspondant à des électrons se déplaçant parallèlement aux plans d'onde ; ces derniers interagissent le plus avec les phonons.

En présence de champ magnétique, perpendiculaire à la direction de propagation, on observe des oscillations du coefficient d'amortissement, en fonction de H^{-1} . La période de ces oscillations est donnée par :

$$\text{Période en } H^{-1} = \frac{e \lambda}{2 c p}$$

où p est la valeur extrême du moment électronique perpendiculaire à la fois à la direction de propagation et à celle du champ magnétique.

En faisant varier les directions du champ magnétique et de propagation on obtient ainsi une image de la surface de Fermi.

VIII - Validité de ces théories.

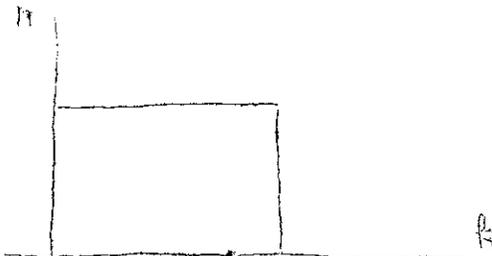
Nous savons qu'en fait, le modèle des électrons indépendants est grossièrement faux en ce qui concerne, par exemple, les énergies de cohésion. Quelle est donc la valeur des modèles utilisés pour rendre compte des différentes propriétés des métaux décrites plus haut.

La notion de surface de Fermi a-t-elle un sens, et si oui, est-elle donnée par les expériences dont les principes ont été décrits ? Deux mesures différentes doivent-elles donner la même surface de Fermi ?

La première justification du modèle des électrons libres est due à Bohm et Pines. Ils remarquent que les interactions coulombiennes entre les électrons créent des fluctuations de densité électroniques qui sont autant de nouvelles excitations élémentaires non décrites par le modèle des particules indépendantes. Ces excitations supplémentaires ou plasmons ne sont pas excitées car les énergies nécessaires sont de l'ordre des électrons volts. Pour traiter théoriquement ce système, ils introduisent dans leur hamiltonien, en plus des coordonnées des électrons, celles des plasmons puis un terme plausible d'interaction. Et ils font une transformation canonique qui sépare les variables ; ils obtiennent ainsi un gaz de quasi-électrons de charge environ 0,9 e. interagissant entre eux avec un faible rayon d'action, ce qui justifie de les traiter comme des particules presque indépendantes.

Une deuxième justification est due à Landau. Il traite les états du système comme liés par continuité aux états du gaz d'électrons indépendants. L'énergie devient ainsi une fonctionnelle des nombres d'occupation des états d'électrons libres et les états excités sont des états de quasi-particules. Les propriétés de transport sont, les interactions coulombiennes ne créant pas de moment d'impulsion, les mêmes que celles des états du gaz d'électrons libres.

Enfin, Migdal et Luttinger ont remarqué que même dans le cas où des interactions existent entre les particules d'un système de fermions, la fonction de distribution des nombres d'occupation dans l'espace des impulsions présente une surface de discontinuité ; ce serait la surface de Fermi des métaux.



sans interactions



avec interactions

Un certain nombre de questions restent pendantes : on ne sait pas traiter correctement le problème dans le cas d'un réseau cristallin. Un développement qui converge dans le cas d'un gaz d'électrons libres peut diverger une fois introduit le potentiel cristallin. D'autre part, on ne sait pas encore s'il faut renormaliser la charge des quasi-électrons ainsi que le suggère le modèle de Bohm et Pines, ou ne pas le faire ainsi que le suggèrent les deux autres modèles décrits. Cette question est très importante pour l'interprétation des expériences citées.

BIBLIOGRAPHIE.

Nous ne donnons que les références générales, le nombre d'articles consacrés à ces sujets étant trop important.

- WILSON The Theory of Metals Cambridge 1958
- ZIMAN Electrons and Phonons Oxford 1960
- W.A. HARRISON & M.B. WEBB The Fermi Surface Wiley 1960
- A.B. PIPPARD Reports on Progress in Physics 23 176 (1960)
- D. BOHM & D. PINES Phys. Rev. 92 609 (1953)
- L. LANDAU J.E.T.P. 3 920 (1957)
- L. LANDAU J.E.T.P. 8 70 (1959)
- A. MIGDAL J.E.T.P. 7 996 (1958)
- L.M. FALICOV & V. HEINE Adv. in Physics 10 57 (1961)
- J. LUTTINGER & J.C. WARD Phys. Rev. 118 1417 (1960)
- J. LUTTINGER & P. NOZIERES à paraître (1962)