

ANNALES DE L'I. H. P.

N.F. MOTT

La diffusion des électrons par les atomes d'un gaz

Annales de l'I. H. P., tome 4, n° 2 (1933), p. 221-236

http://www.numdam.org/item?id=AIHP_1933__4_2_221_0

© Gauthier-Villars, 1933, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de l'I. H. P. » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

La diffusion des électrons par les atomes d'un gaz

PAR

N. F. MOTT

§ I. — M. BORN le premier, ⁽¹⁾ a traité par les méthodes de la mécanique ondulatoire, le problème du choc entre atomes et électrons.

Si l'on se borne à discuter les chocs élastiques, on peut poser ce problème sous la forme suivante. Considérons un faisceau d'électrons et soit N le nombre d'électrons qui traversent par seconde une aire égale à l'unité et normale à la direction de propagation. Ce faisceau est diffusé par un atome ; on demande de calculer le nombre $NI(\theta)d\omega$ des électrons compris dans un élément d'angle solide $d\omega$ et diffusés dans une direction qui fait un angle θ avec la direction initiale. D'après M. BORN, on calcule $I(\theta)$ par la méthode suivante. On commence par représenter le faisceau d'électrons par un train d'ondes, ayant une longueur d'onde égale à h/mv , où v est la vitesse commune des électrons, conformément à l'hypothèse introduite par M. L. de BROGLIE. La fonction d'onde des électrons non diffusés peut s'écrire sous la forme

$$\psi = \exp[i\mathbf{k}z - i\omega t],$$

où

$$\mathbf{k} = 2\pi m\mathbf{v}/h, \quad \omega = 2\pi W/h, \quad W = \frac{1}{2}mv^2.$$

Ce train d'ondes représente un électron par unité de volume ; par conséquent, le nombre d'électrons qui traversent par seconde une aire égale à l'unité, est égal à v .

(1) *Zts. f. Phys.*, t. XXXVIII, p. 807 (1926).

N. F. MOTT

Cette onde sera diffusée par l'atome ; écrivons l'onde diffusée sous la forme

$$(2) \quad \psi = r^{-1} \exp[ikr - i\omega t] f(\theta).$$

Considérons maintenant un point P à une distance r de l'atome. La fonction d'onde (2) représente, au point P, $r^{-2} |f(\theta)|^2$ électrons par unité de volume et, par conséquent, le nombre d'électrons qui traversent l'aire élémentaire dS , par seconde est

$$v |f(\theta)|^2 dS / r^2.$$

Le nombre diffusé dans l'angle solide $d\omega$ sera $v |f(\theta)|^2 d\omega$, d'où l'on déduit

$$(3) \quad I(\theta) = |f(\theta)|^2.$$

Pour avoir $I(\theta)$ il suffit donc de calculer la fonction $f(\theta)$ correspondant à l'onde diffusée.

Dans ce mémoire, nous remplacerons l'atome par un champ statique, par exemple, par le champ « self consistent » de HARTREE (1), ou le champ de THOMAS (2) et de FERMI (3) ; cela nous conduit donc à négliger la polarisation de l'atome due à l'électron diffusé, et à admettre que l'énergie potentielle de l'électron dans le champ de l'atome est une fonction bien définie $V(r)$ de la distance r du noyau, et de plus que cette fonction est indépendante de la vitesse de l'électron. La fonction d'onde du faisceau d'électrons doit satisfaire à l'équation de SCHRÖDINGER

$$(4) \quad \Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} [E - V(r)]\psi = 0.$$

Pour trouver $f(\theta)$, il faut obtenir une solution de cette équation, ayant la forme asymptotique suivante

$$(5) \quad \psi \sim e^{ikx} + r^{-1} e^{ikr} f(\theta).$$

(1) *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XXIV (1928), p. 89, III, 426.

(2) *Ibid.*, t. XXIII (1926), p. 542.

(3) *Zeits. f. Phys.*, t. XLVIII (1928), p. 73.

§ 2. — Diffusion par un champ de Coulomb.

La diffusion des particules alpha par un noyau est le seul cas pour lequel on ait pu trouver la solution exacte de (4) sous la forme désirée. Dans ce cas nous avons

$$V(r) = e_1 e_2 / r,$$

e_1 représente la charge électrique sur du noyau et e_2 celle de la particule alpha. La solution de (4) est (1)

$$(7) \quad \psi = e^{-\frac{1}{2}\pi x} \Gamma(\Gamma + ix) e^{ikx} {}_1F_1(-ix; \Gamma; ikr(\Gamma - \cos \theta)),$$

$$x = 2\pi e_1 e_2 / h v$$

qui pour r grand prend la forme,

$$(8) \quad \psi \sim e^{ikz + ix \log k(r-z)} + \frac{e_1 e_2}{2mv^2 \sin^2 \frac{1}{2}\theta} \frac{1}{r} e^{ikr - ix \log kr(\Gamma - \cos \theta) + 2ir},$$

où

$$e^{2ir} = -\Gamma(\Gamma + ix) / \Gamma(\Gamma - ix).$$

Dans (8), les ondes incidentes et diffusées ne sont pas exactement de la forme (1) et (2) ; pour l'onde incidente, par exemple, les fronts d'onde ne sont pas constitués par des plans, $z = \text{const}$, mais par des surfaces légèrement courbées :

$$(9) \quad z + \frac{e_1 e_2}{mv^2} \log [r(\Gamma - \cos \theta)] = \text{const.}$$

Ce fait peut s'expliquer de la façon suivante : considérons le système des trajectoires hyperboliques que pourraient suivre les électrons, selon la théorie classique (fig. 1). Soit S une des surfaces orthogonales à ces trajectoires. A une distance très grande de l'atome, la surface S ne prend pas la forme $z = \text{const}$. mais la forme (9). Il est d'ailleurs bien connu que les fronts d'onde devraient tendre vers ces surfaces orthogonales S lorsque h tend vers zéro.

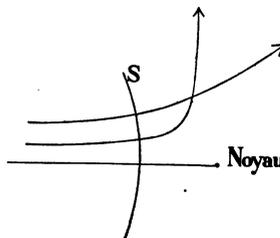


FIG. 1.

Orbites classiques des particules alpha ; les surfaces S représentent les fronts d'onde.

(1) Gordon, Zeits. f. Phys., t. XLVIII (1928), p. 180.

On peut montrer de la même façon que les surfaces

$$(10) \quad r - \frac{e_1 e_2}{mv^2} \log [r(1 - \cos \theta)] = \text{const.}$$

sont orthogonales aux trajectoires classiques.

En général, on ne peut observer aucun effet dû au facteur de phase (10), parce que le nombre de particules diffusées est donné uniquement par le carré du module de la fonction d'onde. D'après l'équation (3), nous trouvons

$$(11) \quad I(\theta) = \left(\frac{e_1 e_2}{2mv^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)^2,$$

formule identique à celle qu'on déduit en partant de la mécanique newtonienne — c'est-à-dire, à la formule de RUTHERFORD. Il est bien connu que cette formule fournit des chiffres qui sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, pour des particules de faible vitesse et dont la distance au noyau ne devient pas très petite.

Il y a un cas où l'on peut démontrer directement l'existence du facteur (10) ; c'est le cas de la diffusion des particules alpha par l'hélium, dans lequel la particule diffusée est du même type que les noyaux diffuseurs. Considérons d'abord le choc entre deux particules alpha, dont les vitesses parallèles à une ligne AB

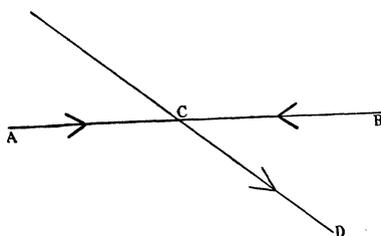


FIG. 2.
Chocs entre deux particules α .

quelconque, soient égales à $\pm \frac{1}{2} v$; il faut calculer la probabilité d'un choc, après lequel la ligne passant

par les nouvelles positions qu'occupent les deux particules s'incline d'un angle θ par rapport à AB. Un tel choc peut avoir lieu de deux façons différentes ; une particule observée au point D (fig. 2) a pu parcourir soit le trajet ACD soit le trajet BCD. D'après la mécanique ondulatoire, les particules qui ont parcouru le trajet ACD sont représentées par une fonction d'onde de la forme $r^{-1}f(\theta)e^{ikr}$, tandis que les particules qui ont parcouru BCD seront décrites par la fonction $r^{-1}f(\pi - \theta)e^{ikr}$. Si l'on pouvait ajouter les intensités de ces deux

faisceaux, le nombre des particules diffusées serait proportionnel à

$$(12) \quad |f(\theta)|^2 + |f(\pi - \theta)|^2,$$

et en prenant pour $|f(\theta)|^2$ l'expression (11), on obtiendrait la même formule qu'en mécanique classique. Cependant, on peut démontrer que, grâce à l'identité absolue des deux particules, il y a une espèce d'interférence entre les deux ondes, de sorte qu'en réalité le nombre de chocs est proportionnel à (1)

$$(13) \quad |f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2.$$

Si l'on pose $\theta = \frac{1}{2}\pi$ il est évident que l'expression (13) est deux fois plus grande que l'expression classique correspondante (12). Pour une valeur quelconque de θ , on obtient la formule suivante donnant le nombre de chocs pour lesquels la particule est diffusée d'un angle compris entre θ et $\theta + d\theta$:

$$(14) \quad \left(\frac{e_1 e_2}{mv^2}\right)^2 \left[\frac{1}{\sin^4 \frac{1}{2}\theta} + \frac{1}{\cos^4 \frac{1}{2}\theta} + \frac{2}{\sin^2 \frac{1}{2}\theta \cos^2 \frac{1}{2}\theta} \cos(\alpha \log \tan^2 \frac{1}{2}\theta) \right] 2\pi \sin \theta d\theta,$$

avec

$$\alpha = \frac{2\pi e_1 e_2}{h\nu} = \frac{8\pi e^2}{h\nu} = \frac{4}{137} \frac{c}{v}.$$

Le troisième terme entre crochets, qui résulte de l'interférence des deux ondes, manque dans la formule classique.

Si le nombre α est grand, l'expression (14) considérée comme fonction de θ , a des maxima et des minima dans le voisinage du point $\theta = \frac{1}{2}\pi$.

Si une seule des particules considérée est en mouvement avant le choc, il faut remplacer θ par 2θ dans la formule (14). On obtient ainsi le nombre des fourches qu'on devrait observer expérimentalement lorsqu'on photographie des particules α qui traversent un appareil WILSON rempli de hélium. Dans la fig. 3, on a figuré la variation théorique de ce nombre en fonction de θ , et on a indiqué également le nombre corres-

(1) *Mott, Proc. Roy. Soc. A.*, t. CXXVI, p. 259 (1930).

pondant calculé selon la théorie classique. Pour $\theta = 45^\circ$, la théorie quantique donne un nombre deux fois plus grand que la théorie classique, mais grâce au facteur de phase (10) un minimum se manifeste à un angle plus petit que 45° . L'existence de ce minimum a été démontré par les belles expériences de BLACKETT et CHAMPION (1), qui ont photographié et mesuré les trajectoires de 428 particules alpha lentes dans l'hélium ; ils

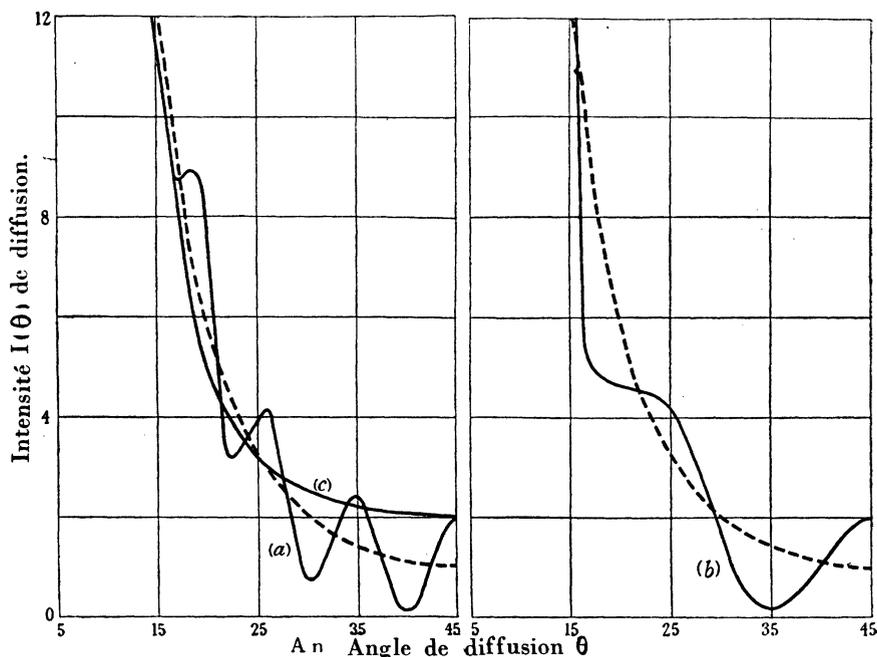


FIG. 3. (d'après P. M. S. BLACKETT et F. C. CHAMPION).

Diffusion de particules α par l'hélium.

- (a) $v = 10^8$ cm/sec ; parcours = 0.4 mm. dans l'air.
 - (b) $v = 2 \times 10^8$ cm/sec ; " = 1.0 mm. "
 - (c) $v = 8 \times 10^8$ cm/sec ; " = 7.7 mm. "
- ligne pointillée, théorie classique.

ont trouvé que les chocs à 45° sont beaucoup plus probables que ceux d'un angle un peu plus petit, surtout pour les vitesses initiales très petites. Leurs résultats sont représentés sur la figure 4 ; θ est l'angle de diffusion et R le parcours (fonction de la vitesse de la particule

(1) *Proc. Roy. Soc. A.*, t. CXXX (1931), p. 380 ; aussi CHADWICK, *ibid.*, t. CXXVIII (1930), p. 114 ;

LA DIFFUSION DES ÉLECTRONS PAR LES ATOMES D'UN GAZ

alpha avant le choc). La ligne pointillée désigne l'angle où se trouve le minimum (fig. 3) pour chaque énergie. Chaque point représente une fourche observée.

§ 3. — *La diffusion des électrons par les champs atomiques.*

L'hypothèse d'un champ coulombien, que nous avons adoptée dans le paragraphe précédent, n'est applicable qu'aux particules alpha ou aux électrons de grande vitesse, pour lesquels l'effet des électrons

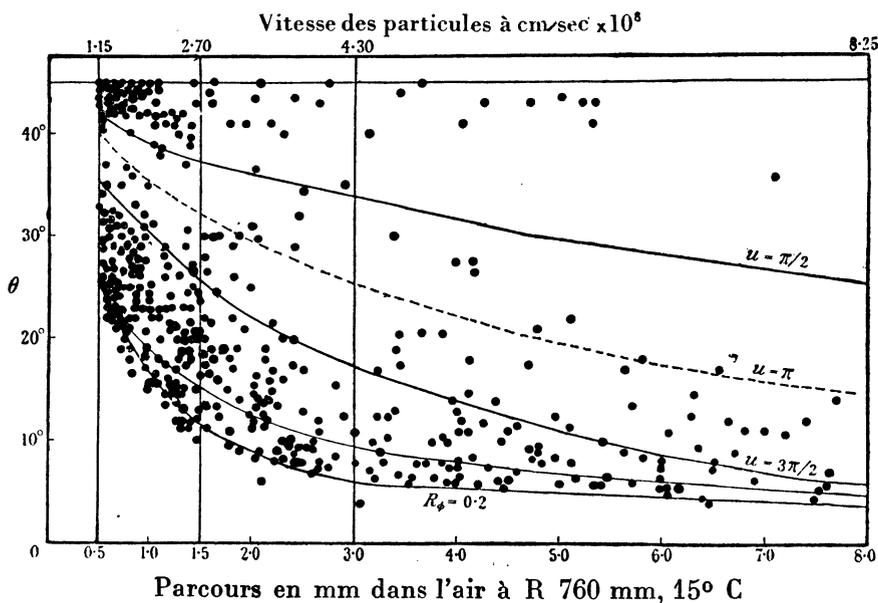


FIG. 4. (d'après P. M. S. BLACKETT et F. C. CHAMPION).

atomiques est négligeable. Pour les électrons de vitesse moyenne, il faut se servir des champs atomiques calculés par les méthodes de HARTREE ou de THOMAS et FERMI (1). Le potentiel de ces champs a, très approximativement, la forme

$$V(r) = \frac{Ze^2}{r} \left(1 + \frac{r}{a} \right) e^{-r/a},$$

où Z est le nombre atomique, et a une longueur de l'ordre du rayon de

(1) *Loc. cit.*

l'atome considéré. Il n'est plus possible alors d'exprimer $f(\theta)$ sous la forme d'une fonction connue ; cependant il existe quand même deux méthodes pour trouver sa valeur numérique, la seule qui nous intéresse. Ces deux méthodes sont :

La méthode de BORN (1), par laquelle on obtient très facilement une expression approximative, qui n'est valable que pour les électrons d'assez grande énergie (supérieure à 1000 électron-volts environ) ; et la méthode de FAXÉN et HOLTSMARK (2), qui donne une formule exacte, mais qui exige des calculs numériques très laborieux.

La méthode de BORN se sert du fait, visible d'ailleurs sur l'équation (4) de SCHRÖDINGER (3), que chaque volume élémentaire $d\tau$ de l'atome diffuse une petite onde, représentée par la fonction

$$-\frac{1}{R} e^{ikR} \frac{2\pi m}{\hbar^2} V(x, y, z) \psi(x, y, z) d\tau.$$

V et ψ représentent le potentiel et la fonction d'onde au point où se trouve $d\tau$. On obtient l'onde totale diffusée, en superposant toutes ces petites ondes en une onde résultante, qui peut s'écrire sous la forme

$$(15) \quad \psi(\vec{R}) = -\frac{2\pi m}{\hbar^2} \int \frac{\exp[ik|\mathbf{R} - \mathbf{r}|]}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} V(x, y, z) \psi(x, y, z) d\tau.$$

Pour les points R qui se trouvent à une distance très grande de l'atome, l'expression (15) devient

$$(16) \quad \psi \sim -\frac{2\pi m}{\hbar^2} \frac{e^{ikR}}{R} \int \exp[-ik\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}] V(x, y, z) \psi(x, y, z) d\tau.$$

Ici \mathbf{n} représente le vecteur \mathbf{R}/R .

On ne peut pas se servir de cette formule (16) pour calculer $f(\theta)$ parce que la fonction $\psi(x, y, z)$ du second membre n'est pas connue. Cette fonction d'onde représente les ondes de Broglie à l'intérieur de l'atome. A cause du champ électrique de l'atome, ces ondes subissent un changement de longueur d'onde ; l'indice de réfraction est égal à $[(W-V)/W]^{1/2}$. Si dans la plus grande partie de l'atome, l'énergie W de chaque électron est grande en comparaison avec V , le champ V n'exer-

(1) *Loc. cit.*

(2) *Zeits. f. Physik*, t. XLV, p. 307, 1927.

(3) Cf. MOTT, *Proc. Roy. Soc. A.*, t. CXXVII (1930), p. 658.

LA DIFFUSION DES ÉLECTRONS PAR LES ATOMES D'UN GAZ

cera sur les ondes qu'une influence insignifiante, de sorte que l'on pourra remplacer $\psi(x, y, z)$ par e^{ikz} . Si l'on porte cette valeur de ψ dans (16), on obtient

$$\psi \approx R^{-1} e^{ikR} f(\theta),$$

où

$$(17) \quad f(\theta) = -\frac{2\pi m}{\hbar^2} \int \exp[ik(\mathbf{n}_0 - \mathbf{n}) \cdot \mathbf{r}] V(\mathbf{r}) d\tau.$$

avec $z = \mathbf{n}_0 \cdot \mathbf{r}$. Nous remarquons que

$$|\mathbf{n}_0 - \mathbf{n}| = 2 \sin \frac{\theta}{2};$$

donc $f(\theta)$ peut être mis sous la forme

$$(18) \quad f(\theta) = -\frac{2\pi m}{\hbar^2} \int_0^{2\pi} d\beta \int_0^\pi d\alpha \int_0^\infty r^2 dr V(r) \exp[2ikr \sin \alpha \sin \frac{\theta}{2}].$$

d'où

$$f(\theta) = \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} \int_0^\infty \frac{\sin(2kr \sin \frac{\theta}{2})}{2kr \sin \frac{\theta}{2}} V(r) r^2 dr.$$

(18) constitue la formule de BORN. Si l'on trace $f(\theta)$ en fonction de θ , on obtient une courbe monotone décroissante, ce qui peut s'expliquer en remarquant que les petites ondes diffusées par chaque volume élémentaire ont la même phase dans la direction $\theta = 0$, tandis que pour les angles supérieurs à 0 le phénomène d'interférence intervient.

Pour les électrons de grande vitesse, l'accord avec les résultats expérimentaux est assez bon, mais pour les vitesses plus petites, des maxima et des minima apparaissent dans les courbes expérimentales. Dans la figure 5, nous avons tracé en fonction de θ et pour plusieurs vitesses le nombre d'électrons diffusés par le Néon, l'Argon, le Xenon et le Krypton, (d'après ARNOT, *Proc. Roy. Soc. A.* t. 133, p. 165, 1931).

Les courbes expérimentales montrent l'allure monotone des courbes pour les grandes vitesses.

Pour les faibles vitesses, il faut employer la théorie exacte de FAXEN et HOLTSMARK.

N. F. MOTT

A cette fin, il faut développer ψ en série de fonctions de LEGENDRE

$$(19) \quad \psi = \sum_{n=0}^{\infty} A_n P_n(\cos \theta) L_n(r),$$

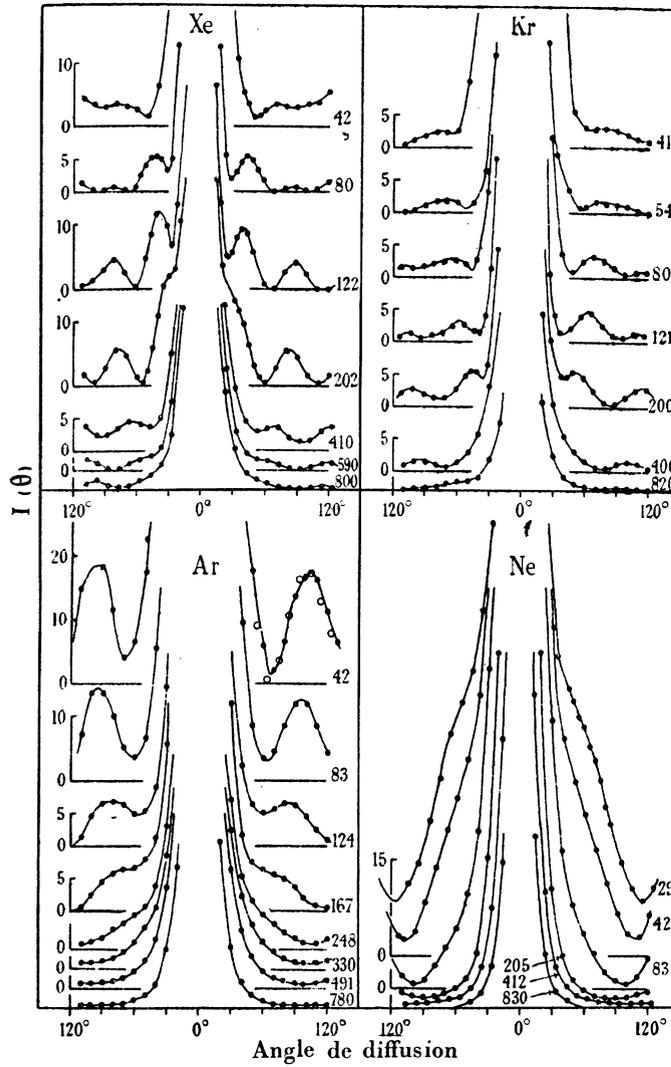


FIG. 5

Diffusion des électrons par les atomes de différents gaz, *Proc. Roy. Soc.*, Vol. CXXXIII, p. 619.

LA DIFFUSION DES ÉLECTRONS PAR LES ATOMES D'UN GAZ

où les A_n sont des coefficients, $P_n(\cos \theta)$ la fonction de Legendre d'ordre n , et $L_n(r)$ la solution bornée de l'équation.

$$(20) \quad \frac{d^2}{dr^2}(rL_n) + \left\{ \frac{8\pi^2m}{\hbar^2}(W - V) - \frac{n(n+1)}{r^2} \right\} (rL_n) = 0.$$

L'expression (19) est ainsi la solution la plus générale de l'équation (4) de SCHRÖDINGER, symétrique autour de $z = 0$.

Il faut choisir les constantes A_n de manière que l'expression (19) représente une onde incidente et une onde diffusée, c'est-à-dire de façon que l'expression $\psi = e^{ikz}$ contienne des termes de la forme $r^{-1}e^{ikr}$ mais qu'elle n'en contienne pas de la forme $r^{-1}e^{-ikr}$.

On peut développer e^{ikz} sous la forme

$$e^{ikz} = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n P_n(\cos \theta) f_n(r),$$

où

$$\begin{aligned} f_n(r) &= (\pi/2kr)^{1/2} J_{n+\frac{1}{2}}(kr) \\ &\sim (kr)^{-1} \sin\left(kr - \frac{1}{2}n\pi\right). \end{aligned} \quad (r \rightarrow \infty).$$

Remarquons aussi que la forme asymptotique de $L_n(r)$ est

$$(21) \quad L_n(r) \sim (kr)^{-1} \sin\left(kr - \frac{1}{2}n\pi + \tau_n\right).$$

La valeur de la phase τ_n dépend de la forme du potentiel $V(r)$. Il faut donc choisir A_n de manière que l'expression

$$A_n \sin\left(kr - \frac{1}{2}n\pi + \tau_n\right) - (2n+1) i^n \sin\left(kr - \frac{1}{2}n\pi\right).$$

ne contienne aucun terme de la forme e^{-ikr} . On doit prendre

$$A_n = (2n+1) i^n e^{i\tau_n}.$$

d'où

$$(22) \quad f(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) (e^{2i\tau_n} - 1) P_n(\cos \theta).$$

Pour calculer le coefficient de diffusion $I(\theta)$, nous voyons qu'il nous faut calculer d'abord les phases τ_n . Admettons que le potentiel ato-

mique $V(r)$, soit donné ; on peut calculer ces phases en utilisant les méthodes d'intégration numérique. Cette méthode a été appliquée par HOLTSMARK (1), qui a calculé le premier la diffusion des électrons dans l'argon, en employant le champ « self-consistent » de HARTREE. Plus récemment, d'autres auteurs (2) ont traité d'autres cas par la même méthode. L'accord avec les résultats expérimentaux est bon ; mais, pour les vitesses très petites et surtout pour les gaz très légers, tels que l'hydrogène et l'hélium, il est loin d'être parfait. Ce désaccord doit être dû à l'hypothèse que l'action de l'atome peut être remplacée par celle d'un champ électrique de potentiel $V(r)$. Pour perfectionner la théorie, il faudrait tenir compte d'une part de la polarisation de l'atome par l'électron, et aussi, d'autre part, de l'effet d'échange, c'est-à-dire du fait que l'électron incident peut s'arrêter et se fixer sur l'atome qu'il frappe en cédant son énergie à l'électron atomique, lequel est expulsé au dehors (3).

En partant de la formule (22), il est possible de prédire la forme qu'affectera le coefficient de diffusion $I(\theta)$, même sans connaître exactement la valeur de η_n . Rappelons-nous que dans la théorie quantique de l'atome d'hydrogène, la fonction $P_n(\cos \theta)$ se rapporte à l'électron dont le moment cinétique est égal à $nh/2\pi$. Remarquons également que si $V(r)$ est petit, η_n l'est également quelque soit n . Nous démontrons maintenant que η_n est petit pour une valeur donnée de n , si $V(r)$ est petit dans la région où passerait un électron classique dont le moment cinétique serait $nh/2\pi$. Donc, si r_0 est le rayon de l'atome, c'est-à-dire le rayon au delà duquel $V(r)$ est petit en comparaison avec W , η_n sera petit si nous avons

$$nh/2\pi > mvr_0.$$

Cette propriété des phases η_n se déduit d'une formule approximative (4) qui est, en effet, valable si $\eta_n \lesssim 0,5$ et qui s'écrit :

$$\eta_n \simeq -\frac{4\pi^3 m}{h^2} \int_0^\infty V(r) [J_{n+\frac{1}{2}}(kr)]^2 r dr,$$

(1) *Zeits. f. Phys.*, t. LV, 1929, p. 437.

(2) MORSE et ALLIS, *Ibid.*, t. LXX (1931), 567. MASSEY et MOHR, *Nature*, t. CXXX (1932), p. 276. MACDOUGALL, *Proc. Roy. Soc. A.*, 136 (1932), 549. HENNEBERG, *Naturwiss.*, t. XX (1932), p. 561.

(3) OPPENHEIMER, *Phys. Rev.*, 32, p. 361, 1928.

(4) MOTT, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XXV, p. 304, 1929.

LA DIFFUSION DES ÉLECTRONS PAR LES ATOMES D'UN GAZ

avec

$$k = 2\pi mv/h.$$

Il est bien connu que la fonction $J_{n + \frac{1}{2}}(kr)$ est petite lorsque $kr < n$.

Donc, si $V(r)$ est petit dans la région où $kr > n$, r_n sera petit. Mais, on peut écrire la relation $kr > n$ sous la forme

$$(23) \quad mvr > nh/2\pi.$$

Nous voyons donc que, si la vitesse des électrons est assez petite, de façon que $h/2\pi > mvr_0$, on pourra négliger dans (22) tous les coefficients de la forme $[\exp(2ir_n) - 1]$ à l'exception du premier. Par conséquent le coefficient de diffusion $I(\theta)$ n'est pas fonction de l'angle θ ; le nombre d'électrons diffusés est le même dans chaque direction. Puisque la longueur d'onde λ des ondes de de Broglie est h/mv , la condition (23) ci-dessus peut s'écrire sous la forme

$$\lambda/2\pi < r_0.$$

Ceci n'est en somme autre chose que le résultat bien connu, d'après lequel l'onde diffusée par un obstacle, petit par rapport à la longueur d'onde, a la même intensité dans chaque direction.

Si la vitesse des électrons est un peu plus grande, il n'y aura que deux termes de la série (22) qui seront importants; l'expression $f(\theta)$ prendra alors la forme

$$(e^{2ir_0} - 1) + 3(e^{2ir_1} - 1) \cos \theta.$$

En général, le premier terme n'a pas une très grande influence; donc, on peut représenter le coefficient de diffusion par la formule très simple

$$I(\theta) \simeq A \cos^2 \theta.$$

Cette forme de courbe a été rencontrée très souvent dans les travaux expérimentaux. Sur la figure 6 on a tracé $I(\theta)$ en fonction de θ pour des électrons de 84 volts, dans le néon (d'après MOHR et NICHOLL).

Pour les électrons d'une vitesse plus grande, on obtient

$$f(\theta) = A + B \cos \theta + CP_2(\cos \theta),$$

La figure 7 indique quelques résultats expérimentaux pour l'argon;

pour les électrons de 84 volts le coefficient B a dû s'évanouir, parce que la courbe a presque exactement la forme de la fonction $[P_2(\cos \theta)]^2$ (en pointillé).

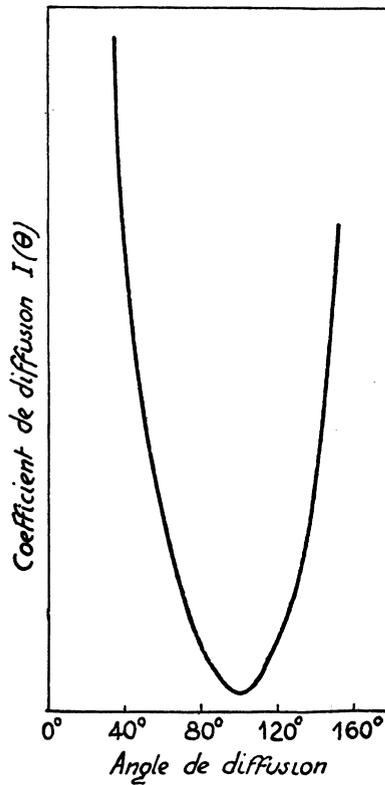


FIG. 6.
Diffusion des électrons
dans le Néon.

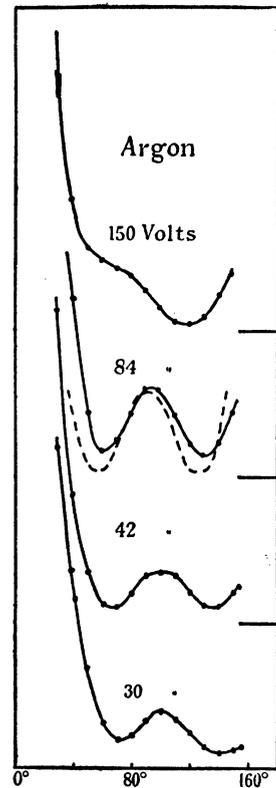


FIG. 7.
Diffusion des électrons dans l'Argon,
d'après MOHR et NICOLL, *Proc. Roy. Soc. A.*, t. CXXXVIII, p. 469, 1932.

H. M. TAYLOR ⁽¹⁾ a pu appliquer la théorie ci-dessus au problème de la diffusion anormale des particules alpha par l'hydrogène, cas où, à causes des forces non-coulombiennes qui s'exercent entre le proton et la particule alpha pour des petites distances, le coefficient de diffusion

(1) *Proc. Roy. Soc. A.*, t. CXXXIV, 1931, p. 103 ; t. CXXXVI, 1932, p. 605.

LA DIFFUSION DES ÉLECTRONS PAR LES ATOMES D'UN GAZ

monte jusqu'à cent fois sa grandeur classique. Le potentiel nucléaire n'est pas connu ; mais, si nous posons que le potentiel est coulombien pour des distances plus grandes que 5×10^{-13} cm., nous pourrions en déduire que l'onde diffusée par la partie non coulombienne n'est pas fonction de l'angle θ . Une interférence se produit entre cette onde et l'onde de Coulomb. On obtient ainsi, pour le rapport entre le coefficient de diffusion et celui qu'on pourrait attendre si le champ était coulombien, la valeur

$$(24) \quad R = |e^{-i\alpha \log \cos^2 \chi} + i\alpha \cos^2 \chi (e^{i\eta_0} - 1)|^2,$$

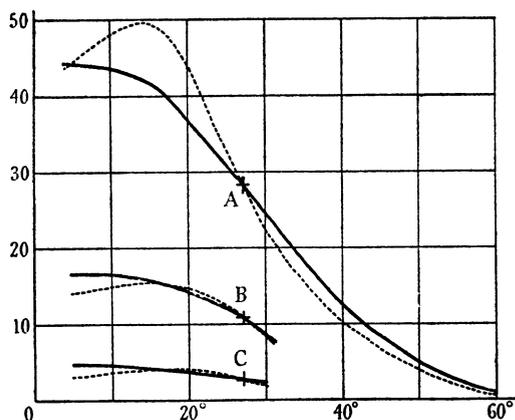


FIG. 8

Diffusion des particules alpha dans l'hydrogène. En pointillée, valeurs expérimentales. Tracé plein, valeurs calculées d'après (24),

(A)	Particules α de parcours	6,6 cm.
(B)	" "	4,3 cm.
(C)	" "	2,9 cm.

où χ est l'angle de projection des protons frappés, et $\alpha = 4\pi e^2/hv$. La formule (24) ne contient qu'un seul paramètre inconnu, η_0 , qui est fonction de la vitesse v , mais qui ne dépend pas de l'angle χ . Si l'on mesure la diffusion pour un angle donné, on peut en déduire la grandeur de η_0 , et de cette façon, on peut calculer la diffusion pour tout angle χ , si la vitesse reste constante. L'accord avec l'expérience est indiqué dans la figure 8 ; pour les particules alpha d'une énergie déterminée nous avons choisi le η_0 de manière que la formule (24) soit en accord avec l'expérience pour $\theta = 27^\circ$.

N. F. MOTT

Il est remarquable de constater, et nous voulons insister particulièrement sur ce fait, qu'on a obtenu les résultats précédents sans être obligés d'admettre une forme déterminée pour le potentiel nucléaire de la particule alpha, aux distances plus petites que 5×10^{-13} cm.

(Conférence faite à l'Institut Henri Poincaré en Décembre 1932).

Manuscrit reçu le 28 avril 1932.