

le facteur de Lorentz, ce qu'ils seraient au repos pour la sphère concentrique à cet ellipsoïde. Dans l'expression de l'énergie relative au repos  $\frac{e'}{R}$ , on doit donc substituer à R la distance :

$$R' = R \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{V^2} \sin^2 \alpha}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{V^2}}}$$

On obtient ainsi une expression de W dont l'expression (1) est une approximation.

VII. L'application de l'hypothèse de la contraction de Lorentz permet de résoudre une difficulté à laquelle on est conduit si l'on veut appliquer la théorie de Weber au mouvement d'un électron dans des champs magnétique et électrique.

VIII. En résumé, la théorie de Weber est la seule à l'heure actuelle qui s'accorde avec celle de Maxwell et avec l'hypothèse du courant dû à des charges en mouvement dans les conducteurs. Elle paraît également d'accord avec la théorie de la relativité restreinte dans le cas du mouvement rectiligne et uniforme.

**ÉLECTRO-OPTIQUE.** — *Sur la dynamique du quantum de lumière et les interférences.* Note de M. **LOUIS DE BROGLIE**, présentée par M. M. de Broglie.

Dans mes travaux antérieurs sur la théorie des quanta, j'ai cherché à montrer comment les énigmes soulevées par cette théorie pouvaient obtenir une interprétation raisonnable par une conception nouvelle des rapports de la Dynamique et de la théorie des Ondes; mais dans ces travaux, je n'étais pas parvenu à une explication vraiment satisfaisante des phénomènes de l'optique ondulatoire qui, en principe, se ramènent tous aux interférences. Je m'étais borné à invoquer une certaine liaison entre l'état d'interférence des ondes et la probabilité d'absorption des atomes lumineux par la matière. Cette manière de voir me paraît maintenant un peu factice et je tends à en adopter une autre plus en harmonie avec les grandes lignes mêmes de ma théorie.

L'essentiel de mes idées consiste en effet à associer au déplacement de tout point matériel la propagation d'une onde dont le tenseur caractéris-

tique en chaque point et pour chaque direction de l'espace-temps est proportionnel à la valeur correspondante du tenseur énergie-quantité de mouvement du mobile. En variant légèrement la fréquence de cette onde, on définit un groupe d'ondes et la vitesse du mobile en chaque point de sa trajectoire est égale à la vitesse de groupe de ces ondes. Cette propriété, conséquence directe des équations d'Hamilton, permet de considérer le point matériel comme une singularité du groupe d'ondes dont le déplacement est régi par le principe d'Hamilton-Fermat.

Ces conceptions sont valables quand les ondes se propagent librement, mais qu'arrive-t-il si un obstacle vient troubler leur progression comme dans les phénomènes d'interférences ou de diffraction, ou bien, si en passant sur un corps matériel (électron ou atome) elles provoquent l'émission d'ondes secondaires venant se superposer aux ondes primaires? Dans tous les cas, les théories ondulatoires nous apprennent à déterminer la vitesse et la trajectoire des points de concordance de phase; il est tout naturel d'admettre que le mobile coïncide toujours avec l'un de ces points comme dans le cas de la propagation libre. Comme je l'avais fait pressentir dans des Notes antérieures, on obtient ainsi une dynamique nouvelle qui est à l'ancienne ce que l'optique ondulatoire est à l'optique géométrique.

Les rayons prévus par les théories ondulatoires seraient donc dans tous cas les trajectoires possibles du quantum. Dans les phénomènes d'interférences les rayons se concentrent dans les régions dites « franges brillantes » et se raréfient dans les régions dites « franges obscures ». Dans ma première explication des interférences, les franges obscures étaient obscures parce que l'action des grains de lumière sur la matière y était nulle; dans mon explication actuelle, ces franges sont noires parce que le nombre des quanta les traversant est faible ou nul.

Citons un exemple précis. Dans l'expérience des trous d'Young, les surfaces équiphasées sont des ellipsoïdes homofocaux. Les rayons, qui leur sont normaux, sont concentrés dans les hyperboloïdes homofocaux sur lesquels les perturbations issues des deux trous ont même phase. Soient  $r_1$  et  $r_2$  les distances d'un point de l'espace aux deux trous et  $\psi$  la fonction  $\frac{r_1 + r_2}{2}$  constante sur chaque surface d'égale phase. On montre aisément que la vitesse de phase des ondes le long du rayon est égale à la valeur qu'elle aurait dans le cas de la propagation libre divisée par la dérivée de  $\psi$  prise le long du rayon; quant à la vitesse du quantum elle serait égale à la vitesse du mouvement libre multipliée par la même dérivée. On peut dire

que les interférences introduisent des termes supplémentaires dans l'énergie et la quantité de mouvement, à moins qu'on ne préfère parler d'une modification de la masse propre de l'atome de lumière.

L'application de cette méthode doit permettre l'étude de la diffusion et de la dispersion, bien qu'il y ait lieu alors de faire intervenir les réactions des ondes lumineuses sur la matière, réaction dont l'électromagnétisme dans son état actuel ne semble pas donner une représentation exacte. Enfin, en tenant compte des interférences entre les ondes de même fréquence, on pourra consolider les bases de ma démonstration de la loi de Planck et par suite interpréter les fluctuations d'énergie dans le rayonnement noir. Mais toute la théorie ne deviendra vraiment claire que si l'on parvient à définir la structure de l'onde lumineuse et la nature de la singularité constituée par le quantum dont le mouvement devrait pouvoir être prévu en se plaçant *uniquement* au point de vue ondulatoire.

---

MÉCANIQUE CHIMIQUE. — *Conditions du maximum de solubilité; cas du gypse.*

Note (1) de M. ALB. COLSON.

Dans l'expression  $UP = RT$  des lois de Mariotte et Gay-Lussac rapportées aux molécules gazeuses, Van't Hoff admet avec raison que la concentration  $C$  est l'inverse du volume  $U$ . Alors la pression osmotique  $p$  assimilée à  $P$  a pour valeur  $p = RTC$ , et la dérivée  $\frac{dp}{dT} = R \left[ C + T \frac{dC}{dT} \right]$  montre l'impossibilité absolue d'un maximum simultané de  $p$  et de  $C$  dont les dérivées ne s'annulent pas simultanément.

Quand le passage d'un solide à l'état dissous se fait d'une manière réversible, l'égalité de Clapeyron relie la chaleur de saturation  $L$  à la pression osmotique  $p$ , assimilée à la tension maxima d'une valeur saturée, de sorte qu'au maximum de la pression osmotique  $L$  est nul. Au contraire, pour rattacher la concentration ou solubilité au volume final  $U$  saturé à  $T$  par une molécule dissoute dont le volume  $u$  est négligeable par rapport à  $U$ , il suffit d'introduire dans l'égalité de Clapeyron la différentielle de  $p$  indiquée ci-dessus avec la condition  $U \times C = 1$ . Il vient

$$(1) \quad L = ARTU \left[ C + T \frac{dC}{dT} \right] = ART \left[ 1 + \frac{T}{C} \frac{dC}{dT} \right] \quad \text{ou} \quad L - 2T = 2 \frac{T^2}{C} \frac{dC}{dT}.$$

---

(1) Séance du 20 octobre 1924.

L'expression  $L - 2T$  qui règle la concentration avait été envisagée par Van't Hoff dès 1886 comme une *chaleur latente interne*. Comme on ne peut l'observer directement au calorimètre, il l'identifia aux données thermo-chimiques, parce que *aucun travail extérieur ne se produit dans la dissolution simple*, afin d'éprouver la formule (1) sur des corps peu solubles et non ionisés. Enfin il fut conduit à remplacer l'expression  $L - 2T$  par une chaleur d'équilibre  $\rho$  définie par la dissolution isotherme d'une molécule dans sa solution presque saturée. Or cette définition de  $\rho$ , nécessitant que  $p$  augmente avec  $C$  (1), est en contradiction avec la constatation ci-dessus que la dérivée de  $p$  reste positive quand celle de  $C$  s'annule. Cependant ce parallélisme de  $p$  et de  $C$  semble constituer la condition indiscutable du déplacement de l'équilibre, indépendamment des auteurs. Ainsi l'existence d'un maximum de solubilité dans les butyrates serait lié à cette conclusion que « dans tous les cas observés,  $L$  et  $\rho$  se trouvent de même signe »; et les mesures calorimétriques de Berthelot sur la chaleur de dissolution du gypse exigeraient que « dans l'eau pure, cette chaleur s'annulât exactement à la température du maximum de solubilité observé par Marignac » (2). Autrement dit, les maximums de solubilité et de pression osmotique se confondraient, alors que la dérivée de  $p$ , ci-dessus exprimée, implique l'impossibilité de ce résultat. Reprenons l'étude du gypse.

*Cas du gypse.* — Le gypse possède un maximum de solubilité fixé par Marignac à 35°, soit  $T = 308^\circ$ . Correspondant à peine à une variation de  $\frac{1}{100}$  de degré, lente à s'établir, la chaleur de saturation de ce sel n'est pas appréciable entre 0° et 35°, dans l'eau pure; mais en profitant de l'observation de Marignac que le gypse séché vers 140° donne des solutions sursaturées, j'ai préparé et filtré des solutions de ce genre qui se troublent au bout d'un quart d'heure. Placées dans un calorimètre de Berthelot dont la température est sensiblement celle de la salle d'opération, leur température s'élève aussitôt qu'une portion de la liqueur, conservée comme témoin, commence à se troubler. Ainsi une solution dont la valeur en eau équivalant à 358<sup>cal</sup>, marque 23°,12 pendant un quart d'heure; puis, dès que le trouble apparaît, passe à 23°,14 en 20 minutes, pour atteindre et se fixer à 23°,16 au bout de 45 minutes. Le précipité recueilli, séché et calciné au rouge, pèse 15,732. Donc la chaleur dégagée est égale à 8<sup>cal</sup>,8 par gramme de sel anhydre qui, entrant en solution saturée, absorberait 8<sup>cal</sup>,8 =  $L$ . Ce

(1) VAN 'T HOFF, *Chim. Phys.*, t. 1, p. 34. Traduct. Corvisy, 1898.

(2) *Comptes rendus*, t. 104, 1887, p. 679, et t. 162, 1916, p. 932.