benzène et celle du toluène; elle est près de quatre fois supérieure à celle du pinène (1). Cette différence résulte de la présence, dans la molécule d'une double liaison *extérieure* au noyau; d'après les théories modernes de la structure moléculaire, cette double liaison détermine une mobilité plus grande des électrons optiques de valence, à laquelle doit correspondre, toutes choses égales, un accroissement de biréfringence, comme le montre précisément l'expérience.

Remarquons enfin, que le *rapport* des biréfringences des deux carbures est du même ordre de grandeur que celui des deux cétones correspondantes (camphre et carvone) (2), bien que, dans ce dernier cas, les *valeurs* des constantes de Kerr soient beaucoup plus grandes, en raison de l'influence bien connue du groupement cétonique.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Sur l'interprétation physique des spectres X d'acides gras.* Note (3) de MM. L. DE BROGLIE et JEAN-JACQUES TRILLAT, présentée par M. M. de Broglie.

I. Les spectres X d'acides gras obtenus par la méthode du cristal tournant présentent des particularités qui les différencient complètement des spectres de cristaux ordinaires. En effet, lorsqu'on prend un spectre d'acide gras dans les conditions décrites dans une précédente Note, en utilisant une radiation monochromatique (raie K_{α} du fer = 1,92 Å), on obtient une série de raies correspondant toutes à une certaine équidistance d variable avec le nombre des CH^2 de la chaîne. Ces raies sont les ordres successifs de réflexion de la radiation employée, les angles de réflexion sélective étant fournis par la loi de Bragg : $2d \sin \theta = n\lambda$.

Or, on constate que les ordres impairs sont très intenses par rapport aux ordres pairs, et, de plus, chacune des séries paire et impaire décroît régulièrement en intensité à mesure que l'ordre n de la réflexion augmente. On a là un phénomène qui est exactement l'inverse de celui présenté par le sel gemme dans ses réflexions sur les plans (111). Or, il est absolument impossible d'expliquer une telle répartition des intensités par un raisonne-

---

(1) *Annales de Physique*, 9^e série, 22, 1924, p. 85.

(2) *Comptes rendus*, 177, 1923, p. 1028, et *Annales de Physique* (*loc. cit.*), p. 124 et 131.

(3) Séance du 4 mai 1925.

ment analogue à celui employé jusqu'ici dans l'analyse cristalline; l'intercalation de plans de diverses densités et le calcul des intensités qui en résulte ne peut jamais donner un tel résultat.

Bragg, dans un article récemment paru, donne une explication assez vague de ce phénomène; nous avons pensé qu'il était intéressant de compléter ces renseignements et de donner une théorie plus générale de ce phénomène.

II. Si le NaCl nous sert de point de comparaison, il s'agit de remplacer les déphasages de $n\pi$ qui existent entre les plans Na et Cl par des déphasages de $(n + 1)\pi$. Un tel système donnera bien l'apparence observée, comme l'on peut s'en assurer aisément.

Pour cela, on considère un milieu matériel contenant des électrons répartis de façon que leur densité en volume soit à peu près constante par rapport à la longueur d'onde employée. On peut supposer ceci dans le cas des acides gras, dont les CH^2 sont, comme on l'a montré, régulièrement espacés entre les plans contenant les extrémités de la chaîne. Un tel milieu homogène ne diffusera que faiblement les rayons X.

Supposons maintenant que ce milieu de densité électronique moyenne Δ soit coupé par une série de plans parallèles équidistants de densité anormalement forte $\Delta + \eta$. Ils agiront comme une série de plans réticulaires et donneront des vibrations réfléchies de forme

$$A_1 \sin(\omega t - \Phi_1) = \sum a_1 \sin(\omega t - \varphi_1),$$

en un point A, où la condition de Bragg est réalisée.

Si l'on imagine, au lieu de plans de densité anormalement forte, des plans de densité anormalement faible $\Delta - \eta$, on aura le même phénomène, et, au même point A, on aura des vibrations réfléchies

$$A_2 \sin(\omega t - \Phi_2) = \sum a_2 \sin(\omega t - \varphi_2).$$

Superposons les deux structures; A sera le siège d'une vibration

$$A_1 \sin(\omega t - \Phi_1) + A_2 \sin(\omega t - \Phi_2).$$

Comme le milieu est devenu homogène et de densité 2Δ , on n'a plus qu'une vibration diffusée négligeable. D'où

$$A_1 \sin(\omega t - \Phi_1) + A_2 \sin(\omega t - \Phi_2) = 0,$$

c'est-à-dire

$$A_1 = A_2 \quad \text{et} \quad \Phi_1 - \Phi_2 = \mp \pi.$$

Donc, dans un milieu homogène Δ , une série de plans équidistants où la

densité est anormalement faible : $\Delta - \eta$, diffusent comme s'ils possédaient une densité anormalement forte : $\Delta + \eta$, mais les phases diffèrent de π .

III. Les acides gras sont constitués par un milieu homogène (chaînes de CH^2) coupé par des plans COOH à grande densité électronique, et des plans à densité faible ou nulle séparant les CH^2 de deux molécules voisines. Ces plans sont répartis alternativement et séparés par la longueur de la chaîne, qui est ainsi la moitié de l'équidistance de Bragg (distance séparant deux plans de même nature). D'après le raisonnement précédent, les plans de densité faible peuvent être considérés comme des plans à forte densité, à condition d'introduire une différence de phase π .

Dans ces conditions, on peut voir facilement que le spectre présente l'apparence inverse de celui de NaCl ; tous les ordres pairs sont affaiblis, et tous les ordres impairs renforcés, ce qui correspond à l'expérience.

IV. Cette théorie vérifie donc le fait que deux molécules d'acides gras se soudent bout à bout par leurs CH^2 terminaux. De plus, elle est confirmée par l'examen des spectres des diacides et des carbures saturés; les premiers ne contiennent que des plans anormalement denses (COOH), les seconds que des plans anormalement faibles (compris entre les CH^2 terminaux). Tous deux doivent donc fournir des raies d'ordres successifs à intensités régulièrement décroissantes, ce que prouve aussi l'expérience.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur les particules de long parcours émises par le polonium.*

Note de M^{lle} IRÈNE CURIE et M. NOBUO YAMADA, présentée par M. G. Urbain.

Il résulte d'un travail publié récemment par l'un de nous (*) que les particules de parcours supérieur au parcours normal des rayons α du polonium (4^{cm} environ dans l'air ordinaire) sont très peu nombreuses si l'on prend soin d'éliminer les gaz occlus dans le métal sur lequel le polonium est déposé, ainsi que la vapeur d'eau, et si l'on évite l'emploi d'écrans de mica ou d'aluminium; de plus le petit nombre de particules qui restent (quelques particules de long parcours pour 10⁷ rayons α ordinaires) ne semblent pas constituer un groupe homogène.

Le travail avait été fait par la méthode de scintillations, en mesurant le

---

(*) YAMADA, *Sur les particules de long parcours du polonium* (*Comptes rendus*, 180, 1925, p. 436).

parcours à l'aide d'un système d'écrans solides; le manque d'homogénéité dans l'épaisseur des écrans était une source de difficultés. Nous avons répété les mêmes expériences en employant, en guise d'écrans, des gaz comprimés.

La source de rayonnement est placée dans une boîte métallique à parois très épaisses. le couvercle rodé est solidement maintenu par des vis. On mastique l'écran au sulfure de zinc (le sulfure tourné vers l'intérieur de la boîte) sur un orifice circulaire du couvercle en face duquel se trouve le microscope qui sert à observer les scintillations. L'intérieur de la boîte communique par une tubulure latérale avec une bombe de gaz sous pression et avec un manomètre métallique.

On fait varier la pression en admettant le gaz dans la boîte au moyen d'un détendeur ou en laissant fuir le gaz par un robinet à pointeau qui communique avec l'atmosphère. Un petit rodage supplémentaire permet de manœuvrer de l'extérieur de la boîte un volet avec lequel on peut couvrir la source quand on veut mesurer le nombre de scintillations qui proviennent de la contamination de la boîte par des traces d'activité. La contamination s'est trouvée être la difficulté expérimentale la plus importante.

Si la source de rayonnement α est placée par exemple à 2^{cm} de l'écran au sulfure de zinc, une pression de 2^{atm} d'air suffit pour arrêter les rayons de parcours normal. L'appareil peut supporter des pressions supérieures à 10^{atm}, ce qui permet de réaliser aisément des écrans gazeux équivalents à plus de 20^{cm} d'air à la pression atmosphérique.

On a utilisé comme écrans de l'air, de l'oxygène et du gaz carbonique desséchés. Après avoir vérifié approximativement que le pouvoir d'arrêt de ces gaz sous pression est proportionnel à la pression, l'on a exprimé l'absorption en centimètres d'air atmosphérique, ainsi qu'on a coutume de le faire pour les écrans solides.

La surface active étant de faible diamètre (3^{mm}), ainsi que le champ du microscope (5^{mm}), la différence de longueur entre les rayons normaux et les rayons obliques n'intervient pas sensiblement dans la forme des courbes obtenues pour la variation du nombre de scintillations avec l'absorption.

Le polonium était déposé sur de l'argent, sur du nickel ou sur du bismuth. Le métal était chauffé dans le vide avant le dépôt du polonium; la source était chauffée dans le vide vers 100°, puis conservée dans un dessiccateur à vide entre les expériences.

Le rapport du nombre de particules de long parcours au nombre de rayons α émis par la source reposait sur le principe suivant : on mesure le