



REPUBLICA ARGENTINA
MINISTERIO DE JUSTICIA E INSTRUCCIÓN PÚBLICA
FACULTAD DE CIENCIAS MATEMÁTICAS, FÍSICO-QUÍMICAS
Y NATURALES APLICADAS A LA INDUSTRIA
AVENIDA PELLEGRINI 250
PUBLICACIONES DEL INSTITUTO DE FISIOGRAFIA Y GEOLOGIA

XXXI

Dr. ALFREDO CASTELLANOS
DIRECTOR

La Terre et l'Univers
qui l'environne

POR

CORNELIO L. SAGUI

*

ROSARIO
1947

La terre et l'univers qui l'entoure

I. — L'ÂGE DE LA TERRE

Dans une récente étude j'ai cherché de montrer que la cause des grands séismes est en même temps terrestre et solaire (1). Je voudrais cette fois aller un peu plus loin en démontrant d'une manière plus générale l'interdépendance de tous les phénomènes de l'Univers qui, d'après les théories du quantum électromagnétique, ne serait, en fin de compte, qu'un enchevêtrement d'ondes e.m., ce qui a pu faire dire à Héraclite et à Bragg que finalement tout n'est que lumière.

C'est encore par les tremblements de terre que je commencerai dans le but cette fois de calculer l'âge de la Terre qui, d'après la transmutation des corps radioactifs, est déjà respectable, c'est-à-dire de l'ordre de trois milliards d'années. Toutefois je me suis souvent demandé: pourquoi notre planète serait-elle moins âgée que le Soleil, puisque la même nébuleuse planétésimale l'aurait engendrée? (2). En effet l'uranium, par exemple, ce n'est pas l'âge de la Terre qu'il indique, mais l'époque de sa naissance, lorsque au sein des magmas des éléments légers se seraient unis pour le former.

Dans le mémoire cité plus haut il était question de la progressive disparition d'une part au moins de l'atmosphère de gravitation de la Terre, rongée par les radiations solaires, ce qui nous a fait supposer que la différence du travail global d'attraction de notre planète, calculé suivant deux méthodes différentes, serait dû justement à l'évanouissement d'une fraction de l'atmosphère de gravité en question.

La première méthode a tenu compte des faits suivants (3).

(1) SAGUI C. L., *Les tremblements de terre et la gravitation*, Publ. del Inst. de Fisiografía y Geol. N° XXVIII, Rosario (Argentina), 1946.

(2) SAGUI C. L., *La nature e. m. de la gravit.*, Publ. del Instituto de Fisiografía y Geol. N° VII, Rosario (Argentina), 1939.

(3) SAGUI C. L., *Les phénomènes magmatiques et les théories du quantum e. m.*, Avignon, 1941.

Deux rayons de gravité de nature e.m., contigus du même astre s'attirent, puisqu'ils sont parallèles et de même direction. Cependant cette attraction s'exerce d'un côté et de l'autre de chaque rayon, en conséquence il s'y développe, suivant la conception de Faraday, une sorte de force élastique dont l'effort de tension P en un point serait:

$$P = \frac{\mathcal{B}^2}{8\pi\mu} \text{ dynes/cm}^2.$$

Pour la gravitation $\mu=1$, comme pour l'air et le vide, ce qui nous permet d'écrire:

$$P = \frac{\mathcal{H}^2}{8\pi}.$$

L'intensité du champ de gravitation s'identifierait donc avec H , intensité d'un champ magnétique: et puisque les deux intensités de deux points de deux rayons contigus agissent comme si elles étaient représentées par deux masses égales m , nous pouvons écrire:

$$m \cdot m = \mathcal{H} \cdot \mathcal{H} = \mathcal{H}^2$$

et par conséquent $\mathcal{H}^2 = 8\pi P$.

Dans l'atome statique d'hydrogène⁽⁴⁾ le moment magnétique est dû à la dissymétrie produite par un électron placé sur sa surface, dont le flux, qui en est la cause, est la 60^e partie de la substance e.m. globale de cet électron, puisque la dite substance, suivant ces théories, se répand et s'enchaîne dans les 60 niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène. Il nous sera dès lors facile de calculer l'énergie magnétique de tous les électrons contenus dans la masse M de la Terre, en tenant compte, bien entendu, que l'atome statique d'hydrogène est formé par 1830 électrons distribués sur 60 niveaux d'énergie.

Le travail de cette énergie magnétique est en fonction de $8\pi P$ qui devient pour toute l'atmosphère de gravitation de la Terre égal au travail de la force attractive de cette dernière qui

(⁴) SAGUI C. L., Istit. Marchigiano (Italie), 1931.

amène la masse d'un gramme de l'infini sur tous les cm^2 de sa surface S décrite par le rayon de giration terrestre ρ . En ce cas la masse entière de la Terre est considérée comme concentrée sur la surface sphérique de rayon ρ . Ce travail T est comme suit:

$$T = -S \int_{\rho}^{\infty} \frac{M}{\rho^2} d\rho = S \frac{M}{\rho} \quad [1]$$

$$T = 2,09 \times 10^{18} \frac{6 \times 10^{27} \text{ gr.}}{4,07 \times 10^8 \text{ cm.}} = 3,07 \times 10^{37} \text{ ergs.}$$

Nous avons ici l'énergie de gravitation qui devrait être inférieure à celle donnée par l'équation suivante:

$$\frac{M}{\mu} 2Q \times 1830 \times 60 \times 8\pi \quad [2]$$

où μ est le poids de l'atome d'hydrogène et Q son moment magnétique (constante de Weiss). Et puisque l'atome est bipolaire, et que dans notre cas est le flux contenu dans le volume qui compte, nous avons mis $2Q$ dans ce calcul. L'équation [2] doit nous donner l'énergie de gravité en fonction du rapport M/μ , rapport qui ne change point même si une partie de l'atmosphère de gravitation terrestre s'évanouit. Nous trouvons:

$$T = 2 \frac{6 \times 10^{27} \text{ gr.}}{1,64 \times 10^{-24} \text{ gr.}} \times 1,82 \times 10^{-21} \times 1830 \times 60 \times 8 \times 3,14 = 3,54 \times 10^{37} \text{ ergs.}$$

En conclusion l'atmosphère de gravitation terrestre aurait perdu une énergie

$$E = 3,54 \times 10^{37} - 3,07 \times 10^{37} = 0,47 \times 10^{37} \text{ ergs.} \quad [3]$$

S'il nous est possible maintenant de calculer l'énergie que chaque année les séismes font perdre à cette atmosphère, il nous sera facile de calculer du même coup l'âge de la Terre. Nous rappellerons que, dans ces théories, les séismes seraient dus à la gravitation qui s'échapperait de la masse terrestre.

Parmi les séismes importants nous avons cru utile de pren-

dre comme base de nos calculs le séisme de San Juan (Argentine) de 1944, ayant trouvé que l'étude que le Prof. Castellanos en a faite ⁽⁵⁾ était remarquablement claire et précise. Nous avons évidemment séparé de l'énergie totale du séisme, telle qu'elle résulte des données de cet auteur, celle due à l'énergie atomique qui entre en jeu lorsque les atomes sont soumis, comme c'est le cas pour les grands séismes, à des chocs dépassant en violence les limites du coefficient d'élasticité des roches.

Le travail, dans le cas du séisme de San Juan, dû à la substance e.m. de la gravitation s'échappant de la Terre, n'est que d'environ 10^{22} ergs, ce qui rétablirait cependant l'équilibre entre son potentiel de gravité intérieur et extérieur. Nous avons trouvé un résultat semblable dans un cas hypothétique étudié dans un autre mémoire ⁽⁶⁾.

La zone où la violence du séisme a été maxima s'étend, suivant Castellanos, sur une surface d'environ 700 Km² et, toujours d'après les données que j'ai pu glaner de cet auteur, il m'a été possible de calculer la surface de compression des roches compactes, en profondeur, de laquelle le séisme aurait tiré son origine, surface d'environ

$$3 \times 10^6 \times 4 \times 10^5 = 1,2 \times 10^{12} \text{ cm}^2.$$

La fig. 1 est la coupe de la région en question. Elle porte le N^o. 57 dans l'ouvrage de Castellanos et nous la reproduisons avec l'aimable permission de cet auteur.

C'est tout le long du río San Juan qu'on a les secousses les plus violentes car, nous informe Castellanos, la couche alluvionnelle supérieure, relativement mince, est suivie en profondeur par une autre bien plus puissante, alluvionnelle aussi, mais saturée d'eau. Cette dernière, à cause de sa compressibilité très limitée, aurait, avec les roches compactes, mis en jeu l'énergie atomique en produisant les effets désastreux observés.

Si nous tenons compte maintenant que la zone séismique de la Terre est surtout comprise entre les tropiques il nous

(5) CASTELLANOS A., *El terremoto de San Juan*. En "Cuatro lecciones sobre Terremotos" en colaboración con la Dra. Pierina Pasotti, Publ. n^o 6, año 1944 de la Asociación Cultural de Conferencias de Rosario (Argentina). Rosario, 1945.

(6) SAQUI G. L., *op. cit.* N^o XXVIII, Rosario, 1946.

faut en chercher la cause dans le fait que la radiation solaire est plus intense ici et par conséquent la substance e.m. de l'atmosphère de gravitation terrestre correspondant à cette zone sera plus facilement emportée par cette radiation, diminuant ainsi son potentiel de gravitation extérieur, diminué aussi par la force centrifuge terrestre.



Fig. 1. — Estructura tectónica y rellenamiento del Valle de Tulum (San Juan). (a) Esquistos cristalinos. (b) Calizas cambro-ordovicianas. (c) Estratos Calchaqueños. (d) Rellenamiento procedente de Pie de Palo. (e) Conos de deyección de la Sierra Chica de Zonda. (f) Sedimentos del río actual. Fig. 57 de CASTELLANOS ALFREDO, *El Terremoto de San Juan* (CASTELLANOS-PASOTTI, *Cuatro Lecciones sobre Terremotos*, 1945).

Un calcul approximatif de tous les séismes, grands et petits, qui agitent notre sol dans l'espace d'un an donne comme résultat environ 300 fois l'intensité du séisme de San Juan, pris ici comme unité. Il s'agit donc pour trouver l'âge de la Terre de calculer en combien d'années elle a perdu l'énergie E de l'équation [3]

$$\frac{0,47 \times 10^{37} \text{ ergs}}{10^{23} \times 3 \times 10^9} = \sim 1,6 \times 10^{12} \text{ années.}$$

Ce simple calcul, très approximatif certes, semble nous indiquer néanmoins de quel ordre de grandeur serait l'âge de la Terre, âge qui n'est pas bien éloigné de $2,9 \times 10^{13}$ ans, âge du Soleil que j'ai calculé dans un autre mémoire⁽¹⁾. La théorie de condensation de J. Perrin donne par contre, pour ce même astre $1,1 \times 10^{11}$ ans seulement, tandis que celle d'annihilation de la matière en donne $1,15 \times 10^{12}$.

(1) SAGUI C. L., *Agriculteur de Provence et du Languedoc*. 27e année, N° 5, Mai, 1937.

II. — CYCLONES

Une autre importante série de phénomènes, qui a occupé un certain nombre de chercheurs et qui a semé beaucoup de malheurs, est celle des cyclones qui surgissent violents et catastrophiques surtout dans la zone équatoriale de notre globe.

Ces tourbillons aériens, dont les lois sont aujourd'hui bien connues, ont gardé cependant leur troublant mystère au sujet des causes d'où ils tirent leur origine. Il m'a paru en conséquence d'un certain intérêt d'en rechercher l'explication dans l'évanouissement progressif de l'atmosphère de gravitation de la Terre à laquelle, comme nous avons vu, se rattache aussi le mécanisme principal des séismes.

Les lois de ces tempêtes sont dues aux minutieuses observations de Redfield, aux Etats-Unis, de Piddington, aux Indes, et de Reid de la marine anglaise. Rappelons ici ces lois :

- 1^o) Les cyclones sont régionaux;
- 2^o) Ils sont saisonniers;
- 3^o) Ils sont circulaires, en première approximation, et leur vitesse angulaire n'est pas la même sur toute l'étendue atteinte.
- 4^o) Les cyclones tournent en sens inverse des aiguilles d'une horloge dans l'hémisphère nord et en sens contraire dans l'hémisphère sud.

La pression atmosphérique est, dans un cyclone, autant plus basse que l'on est plus près de son centre, ce qui montre une analogie frappante avec les tourbillons des fleuves. Les centres des cyclones se déplacent avec une vitesse moyenne de 35 Km. à l'heure aux Antilles et de 15 dans les mers des Indes.

Nous avons montré, dans un mémoire cité plus haut⁽⁸⁾, que les taches solaires seraient des tourbillons formés par la substance e.m. de la gravitation fusant de la masse magmatique du Soleil vers l'extérieur, et le même phénomène serait sur la Terre la cause des séismes, du moins des plus violents. Nous ajoutons aussi que bien des phénomènes météorologiques tireraient leur origine du rajustement du champ de gravité au sein même de l'atmosphère.

(⁸) SAGUI C. L., *op. cit.*, N^o XXVIII, Rosario, 1946.

Nous avons indiqué aussi ailleurs⁽⁹⁾ l'origine du champ magnétique terrestre dû, d'après nous, aux courants de convection produits par la rotation terrestre animant d'un mouvement de rotation tous les électrons formant la matière (loi de Rowland), en tenant compte que dans l'atome statique des théories du quantum e.m. il faut environ 1830 électrons pour former un atome d'hydrogène. Ces électrons seraient distribués sur des niveaux d'énergie qui diminueraient d'intensité en allant du centre de l'atome vers sa surface⁽¹⁰⁾.

Les cyclones ne seraient donc, en fin de compte, que des tourbillons atmosphériques en tout semblables, comme mécanisme de formation, aux taches solaires. L'enveloppe de la gravitation terrestre rongée par les radiations du Soleil viendrait à se trouver en excès, à un certain moment, dans notre atmosphère et sa substance e.m. fuserait vers l'extérieur, en certains points du globe, en diminuant ainsi le gradient gravitationnel qui rendrait en même temps plus léger l'air en ces points, et une colonne de cet air serait alors violemment poussée vers le haut. Les mêmes raisons qui favorisent la formation des taches solaires tout le long d'une large ceinture équatoriale, favoriseraient aussi la formation des cyclones, tout particulièrement entre les tropiques, zone de moindre résistance, car le phénomène serait plus facilement déclenché dans ces régions par la force centrifuge due à la rotation de la Terre et aussi dans ces zones équatoriales l'action du rayonnement solaire serait plus puissante qu'ailleurs.

La colonne cyclonique, en rapide mouvement vers la partie haute de l'atmosphère, mouvement causé, comme on a vu, par une forte dépression barométrique dans le sein même de la colonne devenue plus légère, produirait un faisceau de courants électriques de convection en tout semblables à ceux originés par le mouvement de rotation de la Terre. Nous nous trouvons ainsi en présence de courants électriques dont la projection sur l'axe des pôles magnétiques a des directions opposées dans les deux hémisphères.

On ramène ainsi le phénomène à la rotation d'un courant électrique autour d'un aimant. Et puisque, aussi bien le magné-

(9) SAGUI C. L., Bull. Soc. d'Etude des Sc. Nat. de Vaucluse, 3e et 4e trim. 1943.

(10) SAGUI C. L., Istit. Marchigiano, 1931.

tisme terrestre que les courants électriques de convection dus au mouvement de la colonne d'air du cyclone ont comme origine le mouvement d'électrons, il est normal de constater que les cyclones tournent dans l'hémisphère nord dans un sens inverse des aiguilles d'une montre. Cela signifie que les conditions mentionnées amorcent ce mouvement giratoire qui, pour s'approcher du pôle, se déplace à une vitesse considérable en décrivant une spirale qui s'élargit toujours plus.

On a depuis longtemps observé que les cyclones se forment de préférence lorsque le changement de la mousson commence, ou à la période de rétrogradation des alizés. En effet ces vents établiraient une sorte de barrière qui gênerait quelque peu l'échappement de la substance e.m. de gravitation vers le haut en vue d'établir l'équilibre isostatique de l'atmosphère de gravité.

Les phénomènes en question, dus aux ondes de gravitation qui s'envolent de la Terre, ce sont de véritables séismes atmosphériques, il m'a donc paru normal d'admettre l'influence des taches solaires en météorologie, puisque celles-ci ne seraient, en fin de compte, que des tourbillons causés par la substance e.m. de la gravitation du Soleil s'échappant de cet astre.

Les recherches actuelles, du reste, prouvent bien que ces ondes de rajustement de l'équilibre de gravitation d'un astre nous arrivent en abondance des grandes taches solaires sur des longueurs de m. 1,50 à m. 5 et plus, en produisant de très forts bruits dans nos appareils de radio. Ces derniers entrent en même temps dans une phase de *fading* total. On a voulu expliquer cela en supposant que les ondes causant les bruits percent les couches conductrices de la ionosphère, par où les ondes de nos postes de radio-transmission s'évadent aussi.

Si ces couches réfléchissantes de la ionosphère étaient vraiment ce qu'on suppose qu'elles soient, les ondes e.m. venant du Soleil devraient se réfléchir vers l'extérieur de la même manière qu'on suppose que les ondes des radio-transmissions sont réfléchies sur la Terre.

Si, par les théories du quantum e.m. nous considérons la substance e.m. de ces ondes comme une matière extrêmement subtile, mais de la matière cependant, les ondes de gravité venant des taches solaires emporteraient avec elles une grande partie de la substance e.m. des ondes des radio-transmissions qui ne seraient plus dès lors suffisamment fortes pour nous faire entendre les messages qu'elles portent. Il se produirait d'ailleurs

le même phénomène qui cause le déséquilibre de la gravité d'où les taches solaires tireraient leur origine.

La couche D, qui existerait seulement le jour, donnerait lieu à des pannes subites de tous les récepteurs de radio, et pour les ondes moyennes et courtes on aurait ce phénomène sur la partie moyenne de la Terre éclairée par le Soleil. Il est toutefois utile d'observer que ces évanouissements brusques durent environ un quart d'heure. Le Laboratoire National de Radioélectricité, en collaboration avec l'Observatoire de Meudon, montra que ces évanouissements brusques coïncident presque toujours avec des éruptions de la chromosphère solaire.

Les choses étant ainsi on doit s'attendre à recevoir des bruits du fond même de la Voie Lactée. En effet on en reçoit, tout spécialement de la Constellation du Sagittaire, c'est-à-dire d'une région de l'espace très éloignée de nous, ce qui nous donne plus de chances de recevoir des ondes de gravitation échappées d'un astre quelconque.

J'avais d'ailleurs déjà signalé en 1938⁽¹¹⁾ que les ondes e.m. venant du centre de la Galaxie, découvertes par K. G. Jansky⁽¹²⁾ pouvaient bien être des ondes de gravité. Leur longueur d'onde était de m. 16.40. Du reste Appleton⁽¹³⁾ et Hey⁽¹⁴⁾ ont aussi signalé des ondes e.m. intenses, venant du Soleil, en corrélation avec des perturbations solaires. En général la grandeur des intensités normales est faible, elle est en effet d'environ 10^{-22} W/cm².

On a supposé que ces ondes tiraient leur origine du mouvement des électrons dans le champ magnétique des taches solaires. Ce champ est perpendiculaire à la surface du Soleil et ses lignes de force vont en général se fermer sur une autre tache de polarité contraire, ce qui correspond bien au mécanisme basé sur les théories du quantum e.m. expliqué dans un autre mémoire⁽¹⁵⁾.

Voyons maintenant le résultat qu'on peut obtenir en supposant les ondes en question comme dues au mouvement des

(11) SAGUI C. L., *Agr. de Provence et du Languedoc*, 28e année, N° 1, Janvier, 1938.

(12) JANSKY K. G., *P. I. R. E.* 21, pp. 1387-1391, 1933; *P. I. R. E.*, 23, p. 1158, 1935.

(13) APPLETON, *Nature*, 156, p. 534, London, 1945.

(14) HEY, *Nature*, 157, p. 47, 1946.

(15) SAGUI C. L., *op. cit.* N° XXVIII, Rosario (Argentina), 1946.

électrons. Au centre d'une tache solaire le champ magnétique est plus intense et il diminue en allant vers ses bords suivant l'équation que voici :

$$H = H_0 \left(1 - \frac{r^2}{b^2} \right)^2$$

où b est le rayon de la tache et r la distance du centre de la tache. Au-dessus de celle-ci à 100.000 Km. environ, on attribue encore au champ magnétique H environ 50 gauss.

Une particule de masse m et de charge e , en mouvement avec une vitesse V dans un plan perpendiculaire à H , rayonne une onde e.m. La particule décrira un cercle de rayon

$$\rho = \frac{cmV}{eH}$$

et aura la fréquence

$$\nu = \frac{eH}{2\pi cm}$$

Pour des électrons, en mouvement dans un champ magnétique $H = 1000$ gauss, on a $\nu = 2700$ Mc/sec., dont la longueur d'onde est d'environ 10 cm. Pour $H = 100$ gauss cette longueur serait d'environ 1 m. Pour des protons, dans les mêmes conditions, on aurait des longueurs d'ondes respectivement de 2 m. et 150. Sur les taches solaires le champ magnétique est beaucoup plus fort et il dépasse facilement les 4000 gauss. Les ondes e.m. qui nous arrivent de ces taches ne peuvent donc tirer leur origine du mouvement tourbillonnaire de leurs électrons et de leurs protons.

Pour expliquer toutefois pourquoi les ondes de nos radiotransmissions suivent la courbure de notre planète les théories du quantum e.m. trouvent qu'elles sont attirées par la Terre en fonction de leur longueur; c'est-à-dire plus elles sont longues et plus elles sont attirées. En effet les expériences faites dans le but de voir à quelle hauteur les ondes hertziennes sont réfléchies paraissent prouver nos résultats théoriques.

A partir de 15 jusqu'à 34 Mc/sec⁽¹⁶⁾ le plafond réfléchis-

(16) SAGUI C. L., *Agr. de Provence et du Languedoc*, 28e année, N° 1, Janvier, 1938.

sant s'élèverait progressivement de 100 à 150 Km. environ. Il y a ensuite interruption et ce même plafond s'élève alors brusquement à 260 Km. pour descendre enfin à 210 Km. vers les 37 Mc/sec. et remonter aussitôt pour atteindre rapidement les 450 Km. pour une fréquence de 42 Mc/sec. A 60 Mc/sec., toutefois, le plafond redescend à 350 Km. pour atteindre environ 700 Km. pour 65 Mc/sec.

Les anomalies que je viens de signaler feront l'objet d'un prochain mémoire. Cependant, si l'on trace la courbe des altitudes réfléchissantes en fonction de la fréquence, en ne tenant pas compte des anomalies susdites, la loi des variations serait en fonction de la longueur d'onde et de la résistance que les ondes hertziennes rencontreraient dans leur propagation dans l'atmosphère, ainsi que les expériences de Sturmer et d'autres savants l'ont, d'après moi, prouvé en enregistrant les échos de ces ondes émises à de très courts intervalles de temps.

III. — PEUT-ON PESER L'ÉNERGIE?

Si nous savons déjà qu'un rayon lumineux se courbe légèrement dans le champ de gravitation d'un astre, on ne sait toutefois si les photons pèsent dans le sens qu'on donne à ce mot. Nous avons vu plus haut que les ondes e.m. sont attirées avec une intensité qui s'accroît avec leur longueur, ce qui ne nous renseigne non plus sur leur poids hypothétique. Le calcul qui va suivre semble bien prouver que l'énergie n'est pas différente de la matière et qu'elle pèse.

Voici la formule de Clasius et Kröning avec laquelle nous allons opérer:

$$W = \sqrt{\frac{3Hg}{p}}$$

où W est la vitesse d'un gaz à la pression H , g l'accélération de la gravité et p le poids spécifique du gaz. Pour l'hydrogène, le plus léger des gaz, et pour lequel, par conséquent, W est la plus grande, nous pouvons écrire:

$$W = \sqrt{\frac{3 \times 10333 \times 9.81}{0,089}} = 1843 \text{ m/sec.}$$

pour une température absolue de 273° et à la pression d'une atmosphère.

Si dans un vide parfait, par conséquent, on pouvait accumuler uniquement des grains de chaleur, ceux-ci s'échapperaient à la vitesse de 300.000 Km/sec., vitesse de la lumière. Nous avons ici le moyen de calculer le poids spécifique de cette chaleur accumulée, considérée en cette théorie comme un gaz parfait. Nous pouvons donc écrire:

$$W^2 = \frac{3Hg}{\rho} = (3 \times 10^8 \text{ m})^2$$

$$\rho = \frac{3Hg}{W^2}$$

$$\rho = \frac{3 \times 10333 \times 9.81}{9 \times 10^{16}}$$

$$\rho = \frac{3,04 \times 10^5}{9 \times 10^{16}} = 0,34 \times 10^{-11}.$$

Dans un litre nous aurions donc gr. $0,34 \times 10^{-11}$ de chaleur à 0° C et à la pression de 76 cm. de mercure. Ce poids serait ici de la matière transformée totalement en énergie calorifique.

Appliquons maintenant ici la formule d'Einstein:

$$E = mc^2. \quad [1]$$

Si nous substituons en [1] les valeurs numériques nous aurons:

$$E = 0,34 \times 10^{-11} \times 9 \times 10^{20}$$

$$E = 3,06 \times 10^9 \text{ ergs.} \quad [2]$$

A la température de 100° C et à la pression de 76 cm. de mercure le poids spécifique de la vapeur d'eau est 0,606. Supposons maintenant de pouvoir conserver cette vapeur dans le volume d'un litre au zéro absolu, et qu'on la chaufferait progressivement, sans changer la pression, jusqu'à 273° absolu. Supposons, dans une première approximation qu'il faille 273 calories pour chauffer un litre d'eau, à pression constante, du zéro absolu à la

température de formation de la glace. Cela signifie que pour chauffer la vapeur d'eau idéale dont nous venons de parler (c'est-à-dire qui resterait toujours de la vapeur, même aux températures les plus basses) du zéro absolu à 273° il nous faudra un nombre de calories en rapport à la chaleur spécifique de la vapeur d'eau C_p qui est 0,480. Nous aurons donc que l'énergie E nécessaire pour chauffer un litre de vapeur d'eau, ainsi que je viens de l'indiquer, sera donnée par

$$E = T Q S$$

où $T = 273^{\circ}$ absolu, Q c'est l'équivalent mécanique de la chaleur et S le poids d'un litre de vapeur à 100°C et à la pression atmosphérique. Nous pouvons donc écrire:

$$E = 273^{\circ} \times 425 \times 0,606 \times 10^{-3} \times 9,8 \times 10^7$$

où $9,8 \times 10^7$ ergs = 1 Kgm. On a par conséquent

$$E = 6,889 \times 10^9 \text{ ergs.}$$

Cependant le chaleur spécifique de la vapeur à pression constante est 0,480, ce qui nous donne:

$$E = 6,889 \times 0,480 \times 10^9 \text{ ergs}$$

$$E = 3,3 \times 10^9 \text{ ergs.} \quad [3]$$

L'accord entre les résultats des équations [2] et [3] paraît satisfaisant, dans une première approximation. Nous obtenons du même coup la preuve expérimentale qu'en multipliant la masse d'un corps par le carré de la vitesse de la lumière on obtient l'énergie qu'en dernière analyse cette masse représente.

Si nous ne le savions déjà, la petite différence en plus qu'on trouve par ce calcul nous ferait supposer de suite une diminution des chaleurs spécifiques des corps à des températures suffisamment basses. Le calcul en question paraît donc nous offrir les moyens de déterminer, ou du moins d'envisager une diminution des chaleurs spécifiques des vapeurs aux basses températures. En même temps ce résultat nous donne la possibilité d'établir une théorie nouvelle des chaleurs spécifiques, toute basée cette fois sur celles du quantum e.m., théorie exposée plus

loin, en tenant compte justement de la chaleur considérée comme un gaz parfait.

Le même calcul que nous venons de faire pour la vapeur d'eau nous allons le faire pour l'hydrogène. Le voici :

$$E = 273 \times 3,40 \times 425 \times 0,89 \times 10^{-4} \times 9,8 \times 10^7 \quad [4]$$

$$E = 3,4 \times 10^9 \text{ ergs.}$$

Dans l'équation [4], 3,4 est la chaleur spécifique de l'hydrogène à pression constante. Notons ici les résultats obtenus par R. D. Kleeman⁽¹⁷⁾ qui trouva pour l'hydrogène atomique, entre 0° et 300° K, plus de 266 calories.

Pour l'oxygène, toujours à 0° C et à la pression de 76 cm. de mercure, on a :

$$E = 273 \times 0,217 \times 425 \times 1,43 \times 10^{-3} \times 9,8 \times 10^7$$

$$E = 3,5 \times 10^9 \text{ ergs.}$$

Dans tous ces calculs E est une constante de la même nature que les chaleurs spécifiques atomiques.

Pour l'azote, toujours dans les mêmes conditions de température et de pression, on trouve :

$$E = 273 \times 0,244 \times 425 \times 1,257 \times 10^{-3} \times 9 \times 10^7$$

$$E = 3,48 \times 10^9 \text{ ergs.}$$

Pour l'acide carbonique, dont la chaleur spécifique à pression constante et le poids spécifique sont respectivement 0,195 et 1,986, $E = 4,36 \times 10^9$ ergs. Par contre l'oxyde de carbone, avec la chaleur spécifique 0,247 et le poids spécifique de 1,25 nous donne $E = 3,5 \times 10^9$ ergs.

Les quanta d'énergie acquièrent ici une signification précise qui ne permet point de songer à une répartition uniforme de l'énergie. Les photons, dans une source très puissante de lumière, par exemple, sont plus serrés et se heurtent d'une manière plus efficace, en sorte que leur énergie oscillatoire serait mieux utilisée. Cela signifie aussi que la lumière provenant des étoiles les

(17) KLEEMAN R. D., Frank. Inst. J., 205, 691-698, 1928.

plus chaudes serait aussi plus rapide que celle provenant des étoiles plus froides. Salet, de l'Observatoire de Paris, a pu vérifier ce fait.

Pour les solides on a cru découvrir la raison de la diminution des chaleurs spécifiques aux températures très basses dans leur structure cristalline. Les atomes occuperaient certains points d'un réseau à trois dimensions, et ce serait autour de ces points qu'ils oscilleraient sous l'action de l'agitation thermique. Aux températures très basses ils n'oscilleraient cependant pour ainsi dire point.

D'après Debye et Tolman les corps, près du zéro absolu, seraient assimilés à des solides élastiques. D'abord la chaleur aura comme effet de mettre ces corps dans un état de compression ou de torsion élastiques; puis les atomes vibreront autour de leur position d'équilibre avec une fréquence qui s'accroîtra avec la température. De cette manière ces auteurs ont établi que la chaleur moléculaire est en fonction du cube de la température absolue, quand celle-ci est suffisamment basse.

Pour les théories du quantum e.m. il paraît bien plus facile, et même plus logique, d'établir une pareille loi en tenant compte de l'équation de Wien d'après laquelle la longueur d'onde λ du rayonnement le plus abondant est une fonction linéaire de la température. Et puisque les grains de chaleur occupent un volume, celui-ci doit être le cube de λ , et par conséquent la chaleur emmagasinée doit varier, aux basses températures, avec le cube de cette onde qui correspond aussi au cube de la température absolue.

Pourquoi, dès lors, le carbone échappe-t-il à cette loi puisque sa chaleur spécifique atomique n'est, encore à 100° absolu que de 0,084? La réponse paraît toute trouvée si nous songeons à l'atmosphère e.m. enveloppant les atomes et à laquelle est due leur activité chimique. Le carbone révèle aussi, par la grande valeur de sa fréquence caractéristique, ses propriétés chimiques, très spéciales. Rappelons que par la méthode des rayons restants (Rubens) on a constaté que certaines substances éclairées par de la lumière blanche réfléchissent mieux certaines radiations. Celles-ci sont en même temps les plus absorbées lorsqu'on fait traverser la substance par la lumière⁽¹⁸⁾.

(18) La fréquence sélective est pour le néon liquide $0,34 \times 10^{12}$ et $31,7 \times 10^{12}$ pour le diamant.

L'argon, par contre, d'activité chimique insignifiante, a une chaleur spécifique de 5,31 à -180° et à pression constante. Pour des éléments à poids atomique élevé cette même chaleur spécifique est plus forte que celle des éléments légers, dans le voisinage du zéro absolu. Il paraît donc difficile de dégager de tous ces faits une loi générale simple: chaque atome est un individu ayant, si j'ose ainsi m'exprimer, une personnalité bien distincte. D'après les théories ici développées la chaleur spécifique atomique, pour des atomes en des concentrations extrêmement étendues, doit être très élevée. C'est en effet ce que l'expérience prouve.

Les mouvements browniens, d'ailleurs, nous montrent que le principe de Carnot n'est plus applicable à l'échelle des vibrations calorifiques et, comme l'a dit Boltzmann, l'entropie d'un gaz n'est pas répartie parmi ses molécules. C'est une notion mathématique de probabilité. La théorie cinétique paraît dès lors sauvée, mais le mystère du vide reste pour cette théorie impénétrable.

Pour les théories du quantum e.m. par contre le vide absolu n'existe pas, puisque l'espace doit surgir toujours des phénomènes physiques et cet espace ne peut donc être jamais uniforme.

Dans un vase clos, par exemple, l'accroissement uniforme de la température des parois de ce vase ne peut guère produire des courants de convection bien irréguliers: l'échauffement se produit de la périphérie au centre, et avec la même intensité dans toute la masse de l'air y contenu. Cependant des courants de convection doivent s'y produire si l'on tient compte que l'accroissement de température introduit dans le vase des quanta calorifiques d'une fréquence accrue et par conséquent moins attirés par la gravitation. Ils montent donc tout le long des parois du récipient en se réfléchissant dans la partie supérieure et en descendant vers le centre où ils se croisent avec ceux montant du fond du vase.

Si nous plaçons des objets dans ce milieu pseuduniforme il y aura, en plus des courants des quanta calorifiques, des remous et des zones où l'air sera plus comprimé et d'autres où il se détendra. Il peut donc arriver d'avoir une diminution de température en un point, tandis que la température moyenne de l'air augmente.

Cela paraît expliquer l'action étrange de la chaleur sur les équipages d'une balance double de torsion de Eötvös. Théori-

quement le coefficient de torsion T varie en fonction de la température Θ de la manière suivante:

$$T = T_{\Theta_1} [1 - a(\Theta - \Theta_1)]$$

où a est un coefficient approprié et Θ_1 le nombre de degrés dont varie la température.

Les choses se passent d'une manière bien différente et les deux équipages de la balance subissent des effets qui ne sont pas les mêmes, et un équipage peut même tourner en sens inverse de l'effet voulu. Cela prouverait ce que nous avons dit plus haut, c'est-à-dire qu'en ce dernier cas le fil de torsion se trouverait dans une zone de dépression où la température aurait par conséquent diminué.

Ces effets paraissent pouvoir s'atténuer en ramenant les équipages dans des positions symétriques par rapport aux enveloppes, car alors les courants des quanta calorifiques seraient aussi symétriques par rapport aux enveloppes, et, en ce cas, les courants de ces quanta seraient aussi symétriques par rapport à la position des équipages. Nikiforoff, Ghirin et Uspensky⁽¹⁹⁾ auraient justement cela. Cette symétrie diminue en quelque sorte le désordre dans les courants de convection entraînés par les courants des quanta calorifiques.

On peut se demander à ce point comment a lieu le rayonnement d'un corps noir d'après cette théorie. La loi de Wien nous montre que la longueur d'onde λ de la radiation la plus abondante est une fonction linéaire de la température. Et puisque cette longueur d'onde n'est qu'une dimension des grains de chaleur, ceux-ci varieraient dans un espace vide d'après le cube de λ , et par conséquent suivant aussi le cube de la température absolue.

Cependant la vitesse du rayonnement est environ toujours la même pour n'importe quelle longueur d'onde, en conséquence l'intensité du rayonnement est en ce cas aussi une fonction linéaire de λ , ce qui signifie que ce rayonnement doit varier globalement comme la quatrième puissance de la température ab-

(19) NIKIFOROFF, GHIRIN et USPENSKI, *Contribution to the question of zero-point displacement of the torsion balance in a gravity variometer*. Bull. Inst. Pract. Geophys., Leningrad N° 4, p. 292, 1928.

solue T . De cette manière très simple l'on déduit théoriquement la loi de Stéfan qui est comme suit:

$$E = \sigma (T^4 - t^4)$$

où E est l'énergie rayonnée, T la température du corps noir et t celle de l'espace environnant ce corps, et σ une constante égale à $5,4 \times 10^{-5}$ ergs./cm².

IV. — LES CHALEURS SPECIFIQUES

La théorie classique des chaleurs spécifiques n'explique que d'une manière approchée les phénomènes. Les gaz, par exemple, ne se comportent pas comme des fluides parfaits et il ne paraît point possible de les grouper dans une loi unique.

Je vais essayer ici de voir si les théories du quantum e.m. ne peuvent mieux nous expliquer ces phénomènes à des températures et pressions différentes.

Cherchons d'abord la chaleur spécifique d'un gaz à volume constant V et à 0° C. Pour accroître d'un degré cette température il faut y ajouter $1/273$ de grains de chaleur à ceux qui se trouvent déjà en V . La pression augmente en proportion et passe de P_0 à P . D'une façon plus générale supposons d'élever la température de ΔK du gaz contenu dans le volume $ABCD$, fig. 2 que nous avons appelé V . La pression augmente. Pour

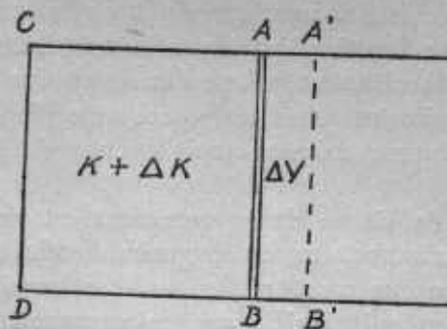


FIG. 2

revenir à la pression du départ j'imagine comme possible de laisser passer à travers la paroi AB les molécules contenues en

V sans toutefois laisser sortir les grains de chaleur et cela en manière d'avoir finalement toutes les molécules du gaz uniformément distribuées dans l'espace $CD'A'B'$. Toutefois le volume ΔV ne contiendra aucun grain de chaleur. Pour obtenir l'équilibre thermique avec V il faudra ajouter à ΔV , pour la différence d'un degré de température, $1/274$ des grains de chaleur contenus en V . En ΔV il n'y aura d'abord point de chaleur; la température y sera au zéro absolu, et aucune agitation thermique ne sera possible. Si cela était expérimentalement faisable les grains calorifiques devraient s'ajouter progressivement de -273° à $273^\circ + \Theta$, pour une température Θ quelconque.

Les choses étant ainsi il faut tenir compte du fait que les chaleurs spécifiques aux basses températures sont très petites, par conséquent la quantité de chaleur ΔQ qui portera ΔV à la température $K + \Delta K$ devra être la moyenne de toutes les chaleurs spécifiques qui du zéro absolu vont à $273^\circ + \Theta$. C'est pourquoi pour la vapeur de mercure, monoatomique, par exemple, la quantité de chaleur ΔQ nécessaire pour accroître de ΔK la température à pression constante doit être environ 1,66 de ΔQ_0 à volume constant et pour le même accroissement de température. On a ainsi établi l'action des forces externes. En d'autres mots la chaleur spécifique moyenne du mercure, en allant du zéro absolu au zéro centigrade est d'environ 0,66 S , où S est sa chaleur spécifique à cette dernière température et à pression constante. Pour les molécules cette moyenne ne peut pas être établie ainsi, comme on le verra tout à l'heure.

Le travail dû à la détente d'un gaz chauffé à pression constante (environ 2 calories) signifie aussi que les grains de chaleur supplémentaires doivent se loger dans un volume accru. D'après l'équation de Clausius et Kröning on a:

$$\frac{1}{3} \frac{mW^2}{T} = \frac{pv}{T}$$

$pv/T = R = c_p - c_v = 2$ calories, où T est la température absolue.

Les grains calorifiques (quanta) ont aux très basses températures des dimensions considérables, ce qui leur permet d'agiter en même temps, et individuellement, plusieurs molécules à la fois, la substance e.m. de ces quanta se faufilant, dans la phase de détente, entre les molécules, ce qui explique l'accroissement anormal de la température d'un corps avec des quantités

de chaleur réduites au voisinage du zéro absolu. Il faut tenir compte aussi qu'aux températures très basses les molécules se resserrent davantage sur elles-mêmes, en diminuant leur volume et en laissant plus d'espace disponible pour les grains de chaleur. C'est pourquoi plus les molécules sont complexes et moindre est la différence $c_p - c_v$, car à volume constant la pression augmente, ce qui oblige les atomes à se resserer davantage sur leurs molécules en laissant plus d'espace libre pour les quanta calorifiques.

On sait que des deux côtés de $2^{\circ},19\text{ K}$ (point de transition λ) l'He est différent: on a en effet l'He I, normal, et l'He II, anormal, au-dessous de λ . Le Prof. Cockcroft⁽²⁰⁾ trouva que de l'He I à l'He II, la chaleur spécifique du liquide croit subitement de 0,4 à 5 calories par gr/deg. Dans ce cas ce sont les ondes stationnaires formant l'atome qui entrent en jeu⁽²¹⁾ en se heurtant réciproquement et en élargissant ainsi les vides intratomiques, puisque les chocs dont il est question obligent les atomes à pénétrer quelque peu les uns dans les autres. Cette chaleur spécifique anormale s'abaisse toutefois bientôt, d'abord comme la 5^e puissance et ensuite selon le cube de la température absolue.

On comprend cette dernière diminution si l'on tient compte que les atomes, en se heurtant, écrasent, si je puis ainsi m'exprimer, leurs calottes de contact que nous admettons sphériques, d'autant moins que la température diminue, en conséquence l'agitation atomique doit aussi diminuer d'après le cube de celle-ci. En effet plus la température est basse et moindre est la pénétration d'un atome dans un autre, puisque la détente des quanta calorifiques est moins énergique et agite, en moyenne, moins les atomes.

Si toutefois les chocs des atomes entre eux sont tels que la déformation intéresse deux de leurs niveaux d'énergie m et n , fig. 3, la réduction de cette déformation au seul niveau m , avec une diminution suffisante de la température, signifie aussi que la répulsion des atomes diminue en fonction du carré de cette diminution de température, puisqu'on peut admettre que l'énergie e du niveau m est la racine carrée de l'énergie e' de n . Par conséquent il est normal de voir diminuer d'abord la cha-

(²⁰) Proc. Roy. Inst., V. XXX, part. IV, 1939.

(²¹) SAQUI C. L., *Les phénom. magn. etc.*, op. c., 1941.

leur spécifique comme la 5^e puissance de la température, puisque pour le choc intéressant le seul segment sphérique de base AB et de hauteur h , l'énergie varie d'après le volume de ce segment.

Du reste les forces répulsives des atomes que l'expérience

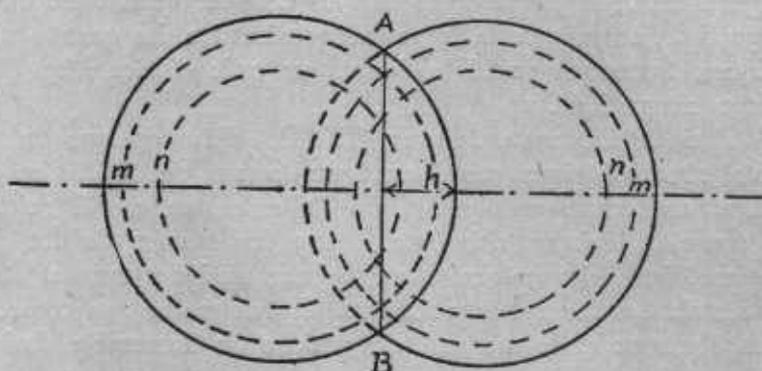


FIG. 3

a depuis longtemps découvertes varient aussi, à un certain moment comme la 5^e puissance de la pénétration d'un atome dans un autre. C'est dire que plus deux atomes sont poussés l'un contre l'autre et plus leurs forces répulsives augmentent. Dans le cas de l'He liquide au-dessous de λ les chocs de ces atomes sont moins forts à mesure que la température diminue.

En conclusion les quanta calorifiques ne font qu'envahir les vides intratomiques, en sorte que plus ces vides sont grands et plus de quanta calorifiques ils logent.

Van Vleck⁽²²⁾ trouva que la biréfringence magnétique positive de l'oxyde azotique passe par un maximum à -57°C et s'annule, en changeant de signe, à -138°C . Cela serait dû, suivant une hypothèse qui ne me paraît pas justifiée, au fait que le champ magnétique n'oriente pas seulement les molécules paramagnétiques (orientation incomplète à cause de l'énergie cinétique des molécules elles-mêmes), mais il induit aussi un moment dans chaque molécule qui s'oppose au moment primitif en lui devenant supérieur au-dessous d'une certaine température. Ce moment induit résulte paraît-il, d'après la théorie de l'atome planétaire, du découplage du spin par le champ magnétique.

(22) VAN VLECK, *Phys. Rev.*, 29, 727, 1927; 31, 1928.

Comme pour l'He, l'ON aussi fait jouer, aux basses températures, la détente de ses ondes stationnaires de surface, ce qui provoquerait une agitation accrue de ses molécules à mesure que la température s'abaisse, en sorte que la force désorganisatrice des chocs annulerait finalement celle d'orientation du champ magnétique. A la température de 771°C le fer aussi cesse d'être magnétique à cause de la force désorganisatrice des quanta calorifiques, force qui prend le dessus sur celle d'orientation d'un champ magnétique.

Pour le carbonate ferreux (CO^3Fe) l'axe optique de son cristal rhomboédrique prend aussi au-dessous de 35°K une direction antiferromagnétique. On a dit qu'en ce cas il se fait de nouvelles liaisons chimiques, entre les atomes de fer par l'intermédiaire des anions C^{3-} , liaisons dirigées suivant l'axe du cristal. En même temps les ions ferreux mettent en commun leurs électrons et le moment magnétique de l'ensemble devient nul.

H. Bizette⁽²³⁾ trouva que le cristal de CO^3Fe , placé dans un champ magnétique uniforme, tend à orienter son axe optique perpendiculairement au champ, cela au-dessous de 35°K . Dans un champ de 13000 gauss et à la température de $14^{\circ},3\text{K}$ le cristal s'oriente cependant parallèlement au champ, ce qui signifie, d'après moi, que le champ magnétique prend le dessus sur l'agitation thermique et même sur celle due aux ondes stationnaires de la molécule.

Au-dessous du point de transition λ on observe une anomalie de la chaleur spécifique assez prononcée. Celle de $\rho^{\circ}\text{OMn}$, par exemple, présente un maximum aigu à la température de 115°K , tandis que pour l'OFe, à 85 % d'oxyde et le reste formé par du fer et de l'oxyde magnétique en solution solide dans l'oxyde ferreux, l'anomalie de la chaleur spécifique a lieu à $183^{\circ},2\text{K}$ et d'une manière bien moins prononcée. On dit qu'un ion est paramagnétique lorsque dans sa structure électronique il y a des électrons dits célibataires. Pour Mn^{++} , Fe^{++} , Co^{++} , Ni^{++} , Cu^{++} , ces électrons appartiennent à la sous-couche 3d, non saturée du niveau *M*.

Si on refroidit un cristal de mésitite (CO^3Fe , $2\text{CO}^3\text{Mg}$) de $4^{\circ},25\text{K}$ à $1^{\circ},53\text{K}$ dans un champ magnétique de 27050 gauss sa rotation est de $114^{\circ},2$ à $1^{\circ},53\text{K}$. Mais en partant d'une aiman-

(23) BIZETTE H., Ann. de Phys., mai-juin, p. 234, 1946.

tation nulle à $1^{\circ},53$ K on a une rotation de $90^{\circ},7$ seulement. Cela est dû, croyons-nous, à un déplacement des molécules de CO^3Fe et de CO^3Mg entre elles occasionné par l'agitation thermique entre les températures de $4^{\circ},25$ K et $1^{\circ},53$ K, de manière qu'une rotation remanente anormale doit subsister, une fois annulé le champ, et doit être environ dix fois supérieure à celle normale, c'est-à-dire en rapport avec $114^{\circ},2 - 90^{\circ},7$, ce qui indique bien que l'orientation des molécules de CO^3Fe et de CO^3Mg entre elles a été bien modifiée.

Pour ce qui a trait à la molécule d' OMn , celle-ci se resserre à la température de 115° K; l'O et le Mn, moins sollicités par l'agitation thermique, établissent leur liaison sur un niveau d'énergie plus profond en sorte que l'espace intermoléculaire augmente et avec lui augmente la chaleur spécifique. Pour l' OFe impur la transition λ se fait à la température de $183^{\circ},2$ K et l'anomalie de la chaleur spécifique est bien moins prononcée, car les impuretés s'opposent en quelque sorte au resserrement total de la molécule d' OFe .

V. — AVANCE SÉCULAIRE DU PÉRIHÉLIE DE MERCURE

Nous avons vu ailleurs⁽²¹⁾ qu'un photon qui passe tangentiellement au Soleil est sollicité par la pesanteur en même temps qu'il en est refoulé par la substance e.m. du champ de gravitation et dans la même mesure qu'il en est attiré, puisque les vitesses en cause dans les deux cas sont les mêmes et égales à C , vitesse de la lumière. Pour une vitesse $W < C$ d'une particule le deuxième effet variera donc en fonction de W^2/C^2 , puisque le déplacement d'un corps dans un milieu résistant varie en fonction du carré de sa vitesse.

Si au lieu du déplacement d'une particule nous considérons celui de Mercure, par exemple, sur son orbite, cette planète, en plus de la vitesse de translation due à l'attraction solaire, sera poussée aussi par l'atmosphère tournante de gravité du Soleil, ce qui nous permet d'établir l'équation que voici:

$$2\pi \frac{T}{T_1} \left(\frac{W}{C}\right)^2 = \alpha. \quad [1]$$

(21) SAGUI C. L., *Agriculteur de Provence et du Languedoc*, 28e année, N° 1, Janvier, 1938.

Cette équation nous donne l'avance du périhélie de Mercure en fonction de T_1 temps de rotation du Soleil sur lui-même, tandis que T est le temps de rotation de la planète autour du Soleil. On a donc:

$$\alpha = 2\pi \frac{88}{25,5} \left(\frac{1}{6400} \right)^2 \text{ en 88 jours.}$$

Les champs de gravité, toutefois, ne sont point rigides et par conséquent celui du Soleil, en tournant dans le champ de gravitation de Mercure se déforme quelque peu en fonction de la distance de la planète. Ainsi, comme l'indique la fig. 4, les



FIG. 4

rayons de gravitation du Soleil au lieu de suivre une ligne droite AB en suivant une courbe ACB de manière que la poussée solaire ne sera plus tangente à Mercure dans un point de l'orbite passant par son centre, mais elle aura une petite composante radiale et en conséquence sans effet. Il faut donc introduire dans l'équation [1] un coefficient correctif K , variant en fonction de la distance D de la planète étudiée, et dès lors la [1] s'écrira comme suit:

$$\alpha = (1-KD) \frac{T}{T_1} \left(\frac{W}{C} \right)^2 2\pi. \quad [2]$$

Cette formule donne le déplacement du périhélie de Mercure

en fractions de seconde d'arc en 88 jours, période de sa rotation autour du Soleil. En ce cas on fait $D=1$, et $K=0''$, $43/3,43 = \sim 1/8$, où $0''$,43 est l'avance du périhélie en un an et $3,43=T/T_1$. Sans cette correction l'avance séculaire du périhélie de Mercure dépasserait quelque peu les $43''$. Nous verrons, en faisant le même calcul pour Mars si la valeur que nous avons donnée à K est justifiée.

La distance de Mars du Soleil est environ 4 fois celle de Mercure qu'on fait égale à l'unité. On trouve donc que pour cette planète

$$KD = \frac{1}{8} \times 4 = \frac{1}{2}.$$

La [2] se transforme en conséquence comme suit:

$$\alpha = \left(1 - \frac{1}{2}\right) \frac{T_0}{T_1} \left[\frac{W}{C}\right]^2 2\pi \quad [3]$$

où T_0 et W sont respectivement la translation en 365 jours de Mars autour du Soleil et sa vitesse de translation. En substituant en [3] les valeurs numériques on a:

$$\alpha = \frac{1}{2} \times \frac{365}{25,5} \left(\frac{1}{176\,199\,076}\right) 2\pi$$

$$\frac{C}{W} = \frac{300.000 \text{ km}}{22,6 \text{ km}} = 13274$$

$$(13274)^2 = 176199076.$$

On a encore:

$$\alpha = \left(\frac{14,3 \times 0,00000000567}{2}\right) 2\pi$$

où $2\pi = 1296.000''$. Nous obtenons ainsi

$$\alpha = 0''$$
,0525 en 365 jours.

En un siècle l'avance du périhélie de Mars sera

$$\alpha' = 5''$$
,25.

La valeur observée est d'environ 5", notre résultat est donc assez bon et le coefficient K paraît donc justifié.

Une confirmation expérimentale de la courbure des rayons de gravité du Soleil, d'où K tire son origine, nous est donnée, croyons-nous, par le fait que dans les îles de l'Océan Austral, comme aux Kerguelen, à Saint Paul, à Amsterdam et ailleurs, on n'a jamais trouvé des marées ayant un âge nul. Or cet âge, d'après la belle théorie de Whewel et Lubbock devrait être en effet nul dans ces mers du Sud, où justement le mouvement ondulatoire des marées prendrait naissance en se propageant, par exemple, dans l'Atlantique avec des retards croissant au fur et à mesure qu'on monte, retard qui serait à Brest de 36 heures au jour même de la syzygie équinoxiale, quand la Terre, la Lune et le Soleil se trouvent sur une même droite et permettent en conséquence de faire aisément le calcul de leurs effets combinés.

En revenant à un rayon de lumière passant tangentiellement au Soleil, j'ajouterai que l'effet de l'attraction de ses photons par le Soleil nous est donné par les lois de Newton. L'autre effet, dont nous avons parlé plus haut, découle par contre du principe de déformation de l'atmosphère gravitationnelle d'un corps se déplaçant dans celle d'un autre. Ainsi un photon, considéré ici comme une particule, détermine dans sa marche à travers le champ de gravitation d'un astre une différence de niveau e.m. due à une condensation de la substance e.m. située en avant du photon et à une raréfaction dans le sens opposé. Cela développe une force résistante en fonction de sa force vive. Cette dernière variant comme le carré de la vitesse il est facile de comprendre que la résistance que le photon rencontre en se déplaçant doit être aussi en fonction du carré de sa vitesse.

VI. — L'EQUILIBRE RADIATIF DANS LES ETOILES

L'interdépendance universelle des phénomènes nous oblige à regarder plus loin, au-delà de notre planète, en cherchant dans les étoiles mêmes la cause de certains phénomènes qu'on observe sur la Terre. C'est donc l'équilibre radiatif des astres que nous allons étudier maintenant. Commençons par le Soleil.

Rappelons d'abord que la constante solaire est de 1,932 calories par m^2 et par minute. Le rayonnement global du Soleil dans une année est le suivant :

$$Q = 2.85 \times 10^{30} \text{ grandes calories.}$$

La masse du Soleil étant de $1,9 \times 10^{30}$ Kg, son émission moyenne de chaleur est de 1,5 calories par Kg/an. Si le Soleil avait la chaleur spécifique de l'eau sa température s'abaisserait de $1^{\circ},5$ C par an, en admettant son refroidissement.

Pour expliquer la chaleur solaire Lord Kelvin a admis l'hypothèse météorique. Un météore, venant de l'infini, en partant d'une vitesse zéro, arriverait sur le Soleil avec une vitesse de 624 Km/sec, et la chute d'un Kg fournirait environ 2×10^{10} Kgm. Il faudrait donc un Kg de météores par m^2 et par heure pour compenser le rayonnement solaire de $6,3 \times 10^6$ Kgm par m^2 /sec. La calcul montre qu'avec un pareil accroissement de masse du Soleil il y aurait dès l'époque égyptienne un écart considérable des saisons.

Helmholtz, par contre, a cru résoudre ce problème en supposant une contraction du Soleil. Le calcul donne, en mettant les choses au mieux, que cet astre ne rayonnerait que depuis cinquante millions d'années. Cela est en contradiction avec les données de la géologie.

On a admis l'hypothèse que la masse des étoiles est gazeuse, ce qui nous paraît arbitraire. Lane⁽²⁵⁾ traita cette question, comme on le verra plus loin. Disons d'abord que dans une masse finie gazeuse un équilibre isothermique n'est point possible avec les données classiques du problème.

C'est à un équilibre convectif ou adiabatique qu'on a songé. On suppose en effet, contrairement au cas précédent, un brassage permanent de la masse avec une conductivité négligeable. A chaque position d'une particule matérielle correspond une pression, une densité et une température bien déterminées. Dans un point quelconque nous aurons donc une pression p , une densité ρ et une température absolue T . Indiquons par $\gamma = C_p/C_v$ le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants, et soit R la constante des gaz et appelons K une constante dépendant de la nature du gaz. Soit finalement μ le poids atomique du gaz. La loi de Poisson, qui caractérise surtout l'état d'équilibre adiabatique, est exprimée par

(25) J. HOMER LANE, Am. J. of Sc. and Arts, 1870.

$$p = K\rho\gamma;$$

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T$$

est par contre la loi Mariotte et Gay-Lussac.

Lane se posa cette question: comment se comporterait une masse gazeuse chaude qui rayonne et se contracte, la contraction tendant à produire de la chaleur? S'échauffera-t-elle, ou produira-t-elle de la chaleur? Lane admet, comme Helmholtz, que le Soleil (gazeux) entretient sa chaleur en se contractant, sa masse se trouvant dans un état d'équilibre convectif sous l'influence du refroidissement de la surface solaire. Le gaz du Soleil est supposé parfait. Soit r le rayon d'une couche quelconque d'épaisseur dr , ρ est sa densité et Mr la masse solaire à l'intérieur de la couche. On a:

$$dMr = 4\pi r^2 dr. \quad [1]$$

Si p est la pression dans la couche l'équation de l'hydrostatique nous donne:

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{g\rho Mr}{r^2} \quad [2]$$

où g est la constante de la gravitation.

Toutefois, suivant la loi adiabatique, p est proportionnelle à une certaine puissance de ρ . Lane ne considère pas $\gamma = C_p/C_v$ comme l'exposant de cette puissance, mais d'une manière plus générale on a:

$$p = K\rho\gamma_1$$

d'où l'on tire:

$$\frac{dp}{p} = \gamma_1 \frac{d\rho}{\rho} \quad [3]$$

on a aussi:

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T \quad [4]$$

Les [1], [2], [3] forment un système de trois équations diff. du premier ordre d'après lesquelles on trouve M_r , p et ρ en fonc-

tion de r , et la [4] donnera la répartition de T . Les conditions limites seront:

$$M_r = M \text{ et } p = 0 \text{ pour } r = r_0$$

$$M_r = 0 \text{ pour } r = 0$$

où r_0 est le rayon total de la sphère et M sa masse globale.

Remplaçons partout dans les équations précédentes r par αr , en supposant que chaque particule conserve sa masse et faisons, par exemple, $\alpha < 1$. La sphère subit une contraction, ses dimensions linéaires ayant varié dans le rapport α ; en même temps ρ est remplacé en chaque point par $\alpha^{-3}\rho$, d'après l'équation [1]. C'est ce qu'on appelle un type de contraction uniforme. Les équations [1], [2], [3], [4] ne changent pas si on remplace en même temps r par αr , ρ par $\alpha^{-3}\rho$, p par $\alpha^{-4}p$, T par $\alpha^{-1}T$.

Dans ce type de contraction la pression varie comme l'inverse de la 4^e puissance du rayon, la densité comme l'inverse du cube, et T comme l'inverse du rayon. La sphère se contracte et la température s'élève: le coefficient de dilatation est négatif. C'est là le paradoxe de Lane.

Rudzki⁽²⁶⁾ étudia plus à fond cette contraction de Lane. La valeur de l'exposant γ_1 de cette transformation serait de 4/3. On a donc:

$$p = K \rho^{\gamma_1} = K \rho^{4/3}.$$

Lane supposait le Soleil comme formé par un gaz parfait.

Jusqu'en 1913 on n'envisageait que la conductivité de la chaleur. Bialobrzewski⁽²⁷⁾ a introduit dans les équations la *pression de radiation*. Dans ces conditions il est apparu dès lors que l'hypothèse d'une contraction uniforme est réalisable. Il est utile cependant de tenir compte du changement d'état polytropique de Emden⁽²⁸⁾. Une transformation polytropique est une modification thermodynamique à chaleur spécifique constante. Soit Z cette valeur, qui est arbitraire, et peut être fixée entre $-\infty$ et $+\infty$. On a en conséquence:

$$dQ = ZdT$$

(26) RUDZKI, Bull. Astr., T. XIX, 1902.

(27) BIALOBRZEWSKI, Bull. de l'Ac. des Sc. de Cracovie, 1913-1914.

(28) EMDEN R., Gas Kugeln, Berlin, 1907.

Si, comme Lane le pensait, un brassage était possible dans le magma stellaire, sa température serait uniforme. Ce brassage n'est toutefois possible, étant donné la densité de ce magma, du moins pour la série d'étoiles allant d'Algol à Kruger, en passant par le Soleil. Dans ce cas il faut admettre qu'à un certain moment une force antagoniste, de radiation ou autre fasse équilibre à celle de contraction. La chaleur accumulée en ce moment dans la sphère stellaire ne pourra plus arriver à la surface de l'astre que par conduction, en même temps que cette même surface la rayonnera dans l'espace environnant. L'énergie E ainsi dispersée nous est donnée par l'équation de Stéfan:

$$E = \sigma T^4 \quad [1]$$

où σ est une constante et T la température de la surface d'irradiation.

Cette dispersion de la chaleur est donc rapide. En choisissant comme constante dans l'équation [1] $5,4 \times 10^{-12}$ on a:

$$E = 5,4 \times 10^{-12} T^4 \text{ watt/cm}^2/\text{sec.}$$

La conduction de la chaleur par contre est très limitée et nous est donnée par l'équation de Fourier que voici:

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{s}{2\beta\sqrt{t}}} e^{-z^2} dz = \Theta \frac{S}{2\beta\sqrt{t}}$$

où S est la distance de la surface de contact vers la tranche moins chaude et Θ a la valeur d'une fonction en rapport de la variable $S/2\beta\sqrt{t}$, où t est le temps en heures. On a pour β la valeur suivante:

$$\beta = \sqrt{\frac{K}{cd}}$$

où K , coefficient de conductibilité est ici égal à 0,7; $d = 2400$ Kg/m³ (poids du magma par m³ sur la Terre) et C (chaleur spécifique) = 0,2. Ces données je les ai choisies en tenant compte des conditions à la surface terrestre.

J'ai calculé ailleurs⁽²⁹⁾ que l'accroissement de la température à la distance d'un mètre en dix mille heures et pour la différence d'un degré est de 73 % environ de degré. Si la température de la surface du Soleil est de 6000°, sa perte de chaleur par cm²/sec en watts sera la suivante:

$$E = 5,4 \times 10^{-12} \times (6000)^4 = 7000 \text{ watts.}$$

D'où vient-elle donc l'énergie solaire? Elle doit certes se reproduire au fur et à mesure qu'elle en est rayonnée. On croit vaguement que ce rayonnement est dû à l'ancantissement même de la matière, bien que les théories sur l'équilibre radiatif ignorent tout à fait le mécanisme d'une telle destruction. Eddington [1], par exemple, pense qu'elle est due à la fusion d'un électron et d'un positron. A la masse m de ces particules correspond une énergie E qui nous est donnée par

$$E = mc^2$$

nous pouvons donc écrire:

$$h\nu = mc^2. \quad [1]$$

D'après la loi de Planck on trouve que la température T correspondante est comme suit:

$$T = 0,2885 \frac{\nu}{c} = 0,2885 \frac{mc}{h}$$

$$T = 0,2885 \frac{9 \times 10^{-28} \times 3 \times 10^{10}}{6,55 \times 10^{-27}} = 11,88 \times 10^8 \text{ degrés.}$$

L'équation [1] nous donne la fréquence ν de l'énergie ainsi libérée:

$$\nu = \frac{mc^2}{h}$$

$$\nu = \frac{9 \times 10^{-28} \times 10^{20}}{6,55 \times 10^{-27}} = 1,2 \times 10^{20}.$$

(²⁹) SAGUI C. L., *Les phén. magn., op. cit.*, pp. 28-29, 1941.

Les rayons qui en résulteraient seraient en conséquence très durs et devraient, d'après certains auteurs, arriver à la surface de l'astre changés en d'autres ayant des fréquences environ quarante mille fois plus basses. Nous verrons plus loin le mécanisme de cette transformation, d'après les savants qui se sont occupés de cette question.

Dans les conditions ici indiquées l'équilibre radiatif ne peut évidemment s'obtenir que par une énorme pression de radiation due à la très haute température qu'on a supposé exister à l'intérieur des étoiles. Cette pression P nous est donnée de la manière suivante:

$$P = \frac{1}{3} a T^4 \text{ en dynes/cm}^2$$

$a = 7,66 \times 10^{-15}$ est une constante et T la température. Rappelons qu'une mégadyne (10^9 dynes) vaut environ une atmosphère. Pour des températures de 6000° , par exemple, P est insignifiante, mais pour quelques millions de degrés cette pression devient de quelques millions d'atmosphères. On aurait ainsi la contrepression nécessaire pour faire équilibre à la gravitation.

Il ne paraît pas, cependant, qu'une étoile ne soit qu'une boule de gaz parfait. Le Soleil nous montre par contre que son état est magmatique et que les vapeurs de la photosphère sont bien dues à des éléments dans un certain sens normaux. Donc aucun indice nous prouve l'état de gaz parfait supposé, d'autant plus que cet astre, immédiatement au-dessous de son atmosphère, a déjà une densité de 0,9 qui n'est pas bien différente de sa densité moyenne qui est environ 1,4. C'est donc un magma que nous avons dès la surface au centre solaire.

Toutefois il paraît difficile de se rendre compte de l'existence d'un magma à la surface même du Soleil où la température de 6000° devrait le transformer en vapeur. Le raisonnement qui va suivre semble néanmoins nous expliquer cette apparente anomalie.

La variation de la tension de vapeur p d'un liquide nous est donnée par l'équation de Clausius-Clapeyron en fonction de sa température T , lorsqu'on connaît la chaleur latente de vaporisation L et la variation de volume ΔV de cette vaporisation. Nous pouvons donc écrire:

$$\frac{L}{T \Delta V} = \frac{dp}{dt} = \frac{Lp}{RT^2}$$

En négligeant ΔV , le volume du liquide devient celui de la vapeur, c'est-à-dire on a $\Delta V = V$, volume d'une molécule-gramme de vapeur.

La valeur de L varie, d'après Trouton, avec la température d'ébullition du liquide de manière qu'on a :

$$\frac{L}{T} = 20,3 \quad [1]$$

où T est la température absolue.

Hertz donne pour la même valeur la formule suivante :

$$L = \frac{2}{3} M \frac{P_c}{D_c} \quad [2]$$

où P_c et D_c sont la pression et la densité critiques des vapeurs et M le poids moléculaire.

Sous une pression croissante le volume d'une vapeur décroît et finalement un peu de liquide apparaît. En ce moment le volume du gaz représente son volume spécifique à l'état de saturation et à la température considérée. En continuant la compression toute la vapeur sera finalement liquéfiée et le volume spécifique du liquide est celui qu'il a en ce point, sous sa pression de vapeur saturée et à la température considérée. A des températures plus élevées on arrive à la température critique à laquelle la liquéfaction n'est plus possible à n'importe quelle pression. Les inverses des volumes spécifiques donnent les densités spécifiques. A la température critique on a aussi la densité critique.

On tire maintenant des équations [1] et [2] :

$$20,3 T = \frac{2}{3} M \frac{P_c}{D_c} \quad [3]$$

d'où l'on voit que le rapport P_c/D_c augmente avec T . Sur le Soleil cependant le poids réel de la molécule et de l'atome est 27 fois plus fort que sur la Terre, par conséquent la température d'ébullition augmenterait en proportion et la formule [3] en serait modifiée et à 6000° la masse solaire se trouverait à l'état magmatique.

Toutefois la loi de dilatation d'un magma reste dans son

ensemble la même dans le cas que je viens d'étudier comme dans celui des magmas terrestres⁽³⁰⁾. C'est donc la pression de dilatation avec les forces répulsives des rayons gravifiques dans la partie centrale des astres, dont le mécanisme sera indiqué plus loin, qui prennent la place de la pression radiative dans ces théories, ce qui réduit la température centrale d'une étoile à des valeurs modérées, tout en conservant la matière stellaire dans un état physique en harmonie avec les résultats des expériences terrestres.

Comment du reste, pourrions-nous comprendre la transformation de cette matière stellaire en un gaz parfait où il ne resterait plus que des noyaux d'atomes et des électrons confusément mélangés, et comment les atomes deviendraient-ils encore normaux par la suite? Dans ces conditions le mécanisme même de radiation serait détruit et tout rayonnement serait impossible, sauf dans le cas que des positrons existeraient aussi dans cette bouillie stellaire, positrons qui en s'unissant à des électrons feraient jaillir de leur anéantissement des photons, ainsi qu'Éddington l'a suggéré.

Certains calculs montrent que sur 150 atomes des zones stellaires centrales un seul possède un unique électron du groupe *L*, ce qui signifie que sur 1200 électrons de ce groupe un seul occupe une place dans un atome, par conséquent l'absorption des rayons X dans ce milieu est 1200 fois plus faible que dans les expériences de nos laboratoires. On trouve expérimentalement le coefficient d'absorption $K = 2950$ (u. c. g. s.), tandis qu'au centre de Capella les électrons du groupe *L* des atomes du fer donnent 2,5. En tenant compte de tous les éléments ce coefficient est dix fois trop petit par rapport aux mesures astronomiques, malgré toutes les corrections qui le poussent vers une valeur d'environ 5. En conséquence le K_1 théorique reste le dixième du K_1 astronomique. Ce K_1 est une constante qui figure dans l'équation suivante:

$$K = \frac{K_1}{\mu} \left(\frac{\rho}{T^{7/2}} \right)$$

où μ est le poids atomique moyen de l'étoile, ρ la densité et T la température.

(*) SAOURI C. L., *Les phénom. magm., etc.* op. c., 1941.

Voici le calcul d'Eddington pour la composante la plus brillante de Capella:

$$L = 4,76 \times 10^{35} \text{ ergs} \quad (\text{rayonnement } L)$$

$$r_0 = 9,5 \times 10^{11} \text{ cm} \quad (\text{rayon } r_0)$$

$$M = 8,3 \times 10^{33} \text{ gr} \quad (4,18 \text{ fois } M_{\odot})$$

$$\rho_m = 0,0023 \text{ gr/cm}^3 \quad (\text{densité moyenne})$$

$$\rho_c = 54,36 \rho_m = 0,125 \text{ gr/cm}^3 \quad (\text{densité au centre})$$

$$T_c = 0,914 \times 10^7 \text{ degrés} \quad (\text{température au centre})$$

$$K_c = 49 \text{ (c. g. s.)} \quad (\text{coefficient d'absorption au centre})$$

$$K_c = \frac{K_1}{\mu} \cdot \frac{\rho_c}{T_c^{7/2}}; \quad \frac{K_1}{\mu} = 9,01 \times 10^{26}$$

et avec $\mu = 2,11$ on a: $K_1 = 19,01 \times 10^{26}$.

Il est évident cependant que si le mécanisme atomique ne fonctionne d'une manière très réduite pour l'absorption il ne peut fonctionner mieux pour la radiation. En effet les atomes, privés d'un grand nombre d'électrons, n'auraient plus qu'un rayonnement très réduit.

De l'ensemble de ces phénomènes il résulte que seul l'anéantissement électronique compterait, ce qui demanderait toutefois la présence d'un grand nombre de positrons. Or, d'après les théories du quantum e.m. les positrons ne seraient que des électrons très rapides dont la vitesse changerait la direction de leur champ magnétique, en changeant du même coup le signe de leur charge apparente. On ne voit pas comment ces positrons pourraient exister en abondance dans les étoiles, puisque la vitesse moyenne des électrons changerait tous ces derniers en positrons si elle était suffisante. L'existence des électrons nous prouve par contre que cette vitesse n'est nullement suffisante et les positrons ne se formeraient donc pas.

Il paraît donc improbable que l'énergie de rayonnement d'un astre puisse se dégager d'une destruction d'électrons et de positrons. C'est aussi improbable la formation de rayons X, en très grande quantité, du moins, au centre des étoiles, issus d'atomes ionisés jusqu'aux noyaux. Ces rayons devraient, d'après certaines théories, allonger leur onde en allant vers la surface d'un

astre et en y arrivant sous forme de lumière après 10000 ou un million d'années de trajet, selon la masse de l'étoile.

H. Shapley⁽³¹⁾ démontra en 1914 que les Céphéides sont des étoiles pulsantes. Dans ce cas la théorie de l'équilibre radiatif n'est plus possible puisque la pression, la température et la densité de l'étoile changent tout le temps. Shapley a même montré que la variation lumineuse des Céphéides s'accompagne d'une variation spectrale: les spectres les moins avancés paraissent aux époques les plus lumineuses, tandis que c'est au moment où la lumière est à son minimum que les spectres les plus avancés paraissent. Cela est dû, croyons-nous, au fait que la transmutation atomique dans l'astre se produit dans les zones de pression maxima, en conséquence l'enveloppe de la Céphéide, en se dilatant, masque la zone où la transmutation a lieu; c'est donc le spectre de cette enveloppe qu'on voit dans la phase de détente de l'astre. Dans la phase de compression, par contre, la matière gazeuse de l'enveloppe se confond avec celles des zones de transmutation et le spectre de ces dernières devient alors visible.

Notons aussi que la courbe de lumière et celle des vitesses radiales d'une Céphéide ont une étroite correspondance: elles ont les mêmes périodes et leurs variations négatives et positives ont des phases presque simultanées. On sait toutefois que la courbe des vitesses radiales précède un peu les extrema correspondants de la courbe de lumière.

La courbe de pulsation arrive au minimum (rayon minimum) tandis que la pression, la température et la luminosité continuent de croître. C'est la lumière qui arrive la première à son maximum, suivie de la température et de la pression. Pourquoi dès lors la lumière commence-t-elle à diminuer avant la température? Nous avons dit dans une autre étude parue en 1937 dans l'*«Agric. de Provence et du Languedoc»* que les ondes e.m. les plus courtes s'échappent plus facilement que celles plus longues des mailles formées par les molécules d'un gaz. Sur la Terre en effet, lorsque le Soleil se couche, la lumière s'évanouit bien plus vite que la chaleur. Tout se passe comme si dans la formule de Stéfan $E = \sigma T^4$ la valeur de σ diminuait lorsque l'onde e.m. rayonnée accroit sa longueur.

Par contre le retard de la pression sur la température serait

(³¹) *Astrophys. J.*, p. 448, 1914; *Astrophys. J.*, 1916.

dû au fait que l'énergie subatomique, c'est-à-dire le martelage des ondes e.m. formant les atomes agirait encore lorsque la température commence de diminuer. Ce martelage donnerait aussi l'élan aux atomes stellaires pour leur phase de détente.

La période spectrale est égale à la période de lumière. Le spectre dépend de la température et de la pression. En effet le spectre des étoiles géantes, du même type que celui des naines ne peut dépendre de la seule température puisque dans les deux cas la température n'est point la même, tandis que la pression dans les naines est bien plus forte dans leur couche renversante. Dans ces conditions la ionisation n'est pas la même sur les deux types d'astres.

Le problème ayant trait aux extrema spectraux et à leur coïncidence avec les extrema lumineux correspondants n'est pas résolu. Il paraît néanmoins que la phase du minimum de ionisation (spectre le plus avancé) précède la phase du minimum de lumière, et que la phase du maximum de ionisation (spectre le plus jeune) précède celle du maximum lumineux. A. Colacevich⁽³²⁾ a observé la coïncidence de ces extrema, du moins dans certains cas.

Les phases des extrema de ionisation ne coïncident ni avec les phases des extrema de température effective, ni avec celles des pressions extrêmes de la couche renversante. Les maxima de pression de cette couche sont un peu antérieurs au maximum de température, maximum suivi à son tour du maximum de lumière. De même le minimum de température se trouve entre le minimum de pression et le minimum de lumière. Cela paraît normal pour les théories du quantum e.m. puisque la température est due à la pression et la lumière à la température. Inversement le minimum de pression précède le minimum de température puisque les ondes e.m. de la chaleur ne s'échappent pas de suite de l'atmosphère d'où elles jaillissent. La lumière retarde encore plus à atteindre son minimum à cause du martelage subatomique qui produit surtout de la lumière.

Trumpler⁽³³⁾ a calculé, en se servant de l'effet Einstein, la masse d'un certain nombre d'étoiles des nébuleuses. J'ai montré ailleurs que l'effet Einstein est beaucoup trop fort, pour certaines naines notamment⁽³⁴⁾, ce qui permet de croire que

(³²) Memor. della Soc. Astr. Ital., 1932.

(³³) G. P. KNIPER, *Astrophys. J.*, t. 88, 1938.

(³⁴) SAGUI C. L., *Bull. Soc. d'étude Sc. Nat. de Vaucluse*, 1941.

les masses calculées par Trumpler ne correspondent point à la réalité. Trumpler lui-même du reste considère ses déterminations comme incertaines.

Prenons maintenant une étoile d'une masse de 400 \odot qui s'approche de celle de NGC 6871,5 dont l'effet Einstein est de 15,2 Km/sec et d'une température effective de 30000°, et supposons pour un moment qu'elle ait une densité égale à celle du Soleil. Son rayon R sera en conséquence de $5,2 \times 10^{11}$ cm et sa surface S mesurera $3,24 \times 10^{24}$ cm². L'énergie rayonnée E nous est donnée comme suit:

$$E = S\sigma T^4$$

$$E = 3,24 \times 10^{24} \times 5,4 \times 10^{-5} (3 \times 10^4)^4 = 1,4 \times 10^{38} \text{ ergs/sec.} \quad [1]$$

La loi d'Eddington nous dit qu'une étoile rayonne une énergie globale proportionnelle au cube de sa masse, quelque soit son rayon et son état de concentration ou de raréfaction. Dans notre cas on a:

$$E = (400)^3 \times \text{rayonnement } \odot$$

$$E = 6,4 \times 10^7 \times 3,78 \times 10^{33} \text{ ergs/sec.}$$

$$E = 2,42 \times 10^{41} \text{ ergs/sec.}$$

Ce calcul nous donne une valeur 2000 fois plus forte que celle trouvée par l'équation [1].

Les naines très lourdes échappent cependant à la loi d'Eddington, par conséquent celles du type que je viens d'étudier y échapperaient aussi. Il est vrai qu'en augmentant le rayon de ces étoiles la [1] nous donnerait un rayonnement plus intense, mais en ce cas l'effet Einstein deviendrait insignifiant.

Les théories du *quantum* e.m. nous ont permis de calculer ailleurs un effet semblable à celui d'Einstein⁽³⁵⁾ en tenant compte du fait qu'un électron oscillant dans son niveau d'énergie est ralenti par la substance e.m. dont est formé un champ de gravitation. C'est évidemment d'atomes statiques qu'il s'agit ici, dans lesquels à l'état non excité les électrons de leurs niveaux d'énergie seraient immobiles.

(35) SAGUI C. L., op. c.

S'il en est ainsi l'énergie calorifique, au même titre que celle de gravitation, doit ralentir l'oscillation d'un électron en déplaçant la raie émise vers le rouge. Il est donc normal de s'attendre pour les étoiles centrales des nébuleuses planétaires, très chaudes, un déplacement de leurs raies spectrales vers le rouge dû à la densité calorifique de leur atmosphère. Dans ce cas l'effet Einstein observé serait dû en partie à ce phénomène. Il est néanmoins utile de tenir compte que si l'énergie gravifique pénètre les atomes, les quanta calorifiques et lumineux les agitent surtout, en leur communiquant par choc leur mouvement de détente. Toutefois l'absorption introduit une partie de cette énergie dans les atomes ce qui doit ralentir quelque peu les oscillations électroniques lorsqu'on a affaire à des températures très élevées.

Comment peut-on expliquer maintenant la loi d'Eddington que nous venons de rappeler? D'après les théories admises ici la chose ne paraît pas difficile. Les atomes rayonnent leur énergie sous forme d'ondes e.m. où λ est, à la température T , le rayonnement le plus abondant. Wien a établi la relation suivante:

$$T\lambda = 2900 \text{ (constante)}$$

$$T = \frac{2900}{\lambda} \quad [1]$$

Ces ondes se logent dans les espaces intratomiques, volume qui sera rempli par un certain nombre λ^3 de quanta. La [1] peut alors s'écrire ainsi:

$$T^3 = \left(\frac{2900}{\lambda}\right)^3 \quad [2]$$

La longueur d'onde λ n'est en effet qu'une dimension de l'espace. Si nous augmentons de dm la masse stellaire c'est une radiation $\lambda - d\lambda$ que nous obtenons. En faisant $\lambda - d\lambda = \lambda'$ on a:

$$T_1^3 \lambda'^3 = (2900)^3$$

ce qui prouve qu'en changeant la masse la [2] ne change pas et que nous n'avons point besoin ici de faire intervenir la raréfaction ou la concentration de la matière stellaire, et la loi d'Eddington est confirmée.

L'énergie calorifique E emmagasinée est donc en fonction de T^3 et elle est rayonnée par un accroissement de température dT suivant l'équation que voici :

$$dE = KT^3 dT$$

$$E = \int KT^3 dT = \frac{1}{4} KT^4.$$

C'est $K/4$ qui dans l'équation de Wien devient le coefficient σ .

VII. — L'ÉNERGIE SOLAIRE

Après cette rapide promenade à travers les astres voyons un peu si l'énergie solaire qui nous fait vivre est due à l'évanouissement de la substance e.m. des atomes excités par l'immense incendie qui embrase les étoiles. Car il s'agit bien d'un incendie atomique, en tout pareil à un incendie ordinaire; seulement pour les astres c'est la substance e.m. des atomes qui brûle à une très haute température, et une fois l'incendie bien allumé on ne voit pas pourquoi il s'éteindrait. Les électrons excités sur leurs niveaux d'énergie rayonneraient en effet cette substance et les atomes s'épuiseraient ainsi progressivement.

Cela signifie aussi que ces niveaux d'énergie, en s'affaiblissant, déplacent leurs radiations toujours plus vers le rouge et d'une manière différente puisque leur épuisement aurait commencé en des temps différents. Ce serait de ces différences d'épuisement que le spectre continu de la lumière solaire tirerait son origine.

On pourrait croire cependant que ce spectre est dû à des raisons semblables à celles qui font sourdre le spectre continu d'un corps incandescent, et une partie du spectre continu solaire a, croyons-nous, cette origine. Les ondes e.m. serrées entre les molécules échangeraient d'une façon désordonnée leurs mouvements et en sortiraient avec des longueurs donnant l'impression qu'elles se suivent sans interruption aucune. Pour le spectre solaire des ondes semblables surgiraient des niveaux des atomes épuisés d'une partie de leur énergie en s'ajoutant au spectre dû à l'incandescence du Soleil.

Une étude suffisamment poussée de la structure de la chromosphère solaire pourrait par conséquent nous faire découvrir

un rapport entre ses radiations et la température sur la Terre, si nous réussissions à établir toutefois une variation de la constante solaire.

Le mécanisme d'épuisement de l'énergie d'un atome serait le suivant: ce seraient les niveaux d'énergie extérieurs, les plus directement excités, qui s'épuiseraient les premiers. Toutefois, pour rétablir l'équilibre atomique, les niveaux d'énergie les plus profonds fuseraient leur substance e.m. vers ceux de la périphérie et finalement l'atome s'affaiblirait dans toute sa masse, c'est-à-dire que la lumière de tous ses niveaux se déplacerait toujours plus vers le rouge. Et puisque ce sont les électrons qui bâtissent l'atome, avec leur propre substance e.m., l'évanouissement de ce dernier causerait en même temps l'évanouissement des électrons. Cela dit nous allons voir si les phénomènes solaires nous donnent raison.

D'après H. A. Rowland⁽³⁶⁾ les raies H et K du Ca ionisé auraient respectivement les intensités 700 et 1000, alors qu'aucune autre raie n'y dépasse 40. Cette différence serait due au fait que ces raies jaillissent de l'agitation d'un plus grand nombre d'électrons sur des niveaux de même énergie du même atome, ce qui n'indique nullement l'abondance du Ca.

Moore⁽³⁷⁾ trouve sur le Soleil 61 éléments des 92 terrestres. L'atmosphère solaire, cependant, contient surtout de l'H et, en moindre quantité, de l'He. Dans l'espace interstellaire on trouve par contre des atomes de Ca, Na, Ti, H, O, C et K⁽³⁸⁾.

Il est important en ce point de remarquer que les raies H et K du Ca s'étendent à 15 Å au moins de part et d'autre du centre, ce centre est donc à mi-chemin entre les atomes de Ca qui commencent à peine à s'épuiser (extrême de l'aile vers le violet) et ceux très épuisés à l'extrême de l'aile vers le rouge. La largeur considérable de ces ailes nous indique aussi le grand nombre d'électrons excités sur le même niveau d'énergie, ce qui explique du même coup l'intensité extraordinaire de la raie du Ca dont nous avons parlé plus haut.

D'après les courbes d'intensité du Ca ionisé établies par A. Unsöld et par M. Minaert on voit que les ailes d'une intensité comprise entre 5 et 15 environ, au centre de la raie, viennent à

(36) A. J. t. I, p. 28, 1895.

(37) MOORE CH. E., Mt. Wilson, Contr. N° 565.

(38) BEECKER, *Materie im interstellarem Raumo*. Leipzig, 1938.

leurs extrémités se fondre, pour ainsi dire, avec le spectre continu.

Sur une *facule* K_2 et K_3 subissent parallèlement une vive augmentation d'éclat, variable d'une facule à une autre. Cette augmentation est plus marquée pour K_3 que pour K_2 . Pour cette dernière l'éclat peut dépasser celui du spectre continu voisin, mais d'ordinaire il lui reste inférieur de 15 à 20 %⁽³⁹⁾. On dirait que les facules sont des centres très puissants de radiation solaire en sorte que l'énergie de K_2 et K_3 ne peut être absorbée que partialement. Les ailes K_1 participent d'une manière très atténuée aux variations de K_2 et K_3 , et leur variation diminue allant vers le spectre continu. Il est à remarquer que les ailes de toutes les raies ont tendance presque à disparaître sur les bords du Soleil.

Les facules seraient dues au bouillonnement du magma solaire et apporteraient en surface une grande quantité d'atomes frais, c'est-à-dire point épuisés par la radiation, de là l'éclat inusité de K_2 et K_3 . Les ailes K_1 par contre ne changeraient guère puisque les atomes épuisés se trouvent surtout en surface. Il est normal aussi que les ailes de toutes les raies aient tendance à disparaître sur le bord du Soleil puisque les atomes en ce cas se masquent les uns les autres tout le long de la tangente allant de l'observateur à cet astre.

Au centre du disque solaire la largeur moyenne de K_3 est d'environ 0,15 Å. Toutefois sur les taches les K_2 d'un côté et de l'autre de K_3 , se rapprochent et même se réunissent en une seule raie fine. En ce cas les atomes rayonnant ces raies ne seraient que des atomes peu ou point épuisés, venant des profondeurs du magma solaire. De même K_2 , assez étroite sur les facules dépasserait la moyenne en largeur dans les zones extérieures aux facules⁽⁴⁰⁾, ce qui paraîtrait signifier un ensemble d'atomes peu épuisés, mais ayant, toutefois un degré d'épuisement différent.

Les raies K_2 et K_3 ont encore la propriété de jaillir en lance du bord du Soleil. La K_3 monte à environ 5000 Km, et cela hors des protubérances. Sur celles-ci K_2 et K_3 sont plus fines et parfois plus serrées, ce qui dénoterait encore la présence d'atomes peu épuisés. La différence de largeur de K_3 sur les facules et dans les zones circumfaculaires est due, selon Des-

(39) SAINT-JOHN, A. J. T. 34, p. 131, 1911.

(40) DESLANDRES H., C. R. Ac. des Sc., t. 141, p. 377, 1905.

landres⁽⁴¹⁾ à une moindre épaisseur de vapeur au-dessus des facules. Notons encore le fait que la raie H présente les mêmes phénomènes, avec moins d'intensité cependant.

Les raies H_α , H_β , etc. (série de Balmer seulement), où H_α est la plus marquée, dépassent aussi le spectre continu au bord solaire et ont un éclat notable, comme pour le Ca ionisé, et cela à de grandes hauteurs de la surface solaire. Ici on a encore la forme en lance. La largeur de H_α est toutefois de 1,2 Å tandis que celle de K_3 est d'environ 0,4 Å, ce qui paraît signifier un épuisement plus rapide des atomes d'H, d'autant plus que l'intensité au milieu de H_α est plus forte que sur H_β et K_3 et que les ailes de H_α vont à 50 Å de part et d'autre du milieu de la raie, bien que déjà à 5 Å l'absorption ne soit plus que de 10 %⁽⁴²⁾.

Dans les régions actives du Soleil, où des taches sont en formation⁽⁴³⁾, F. Elerman a observé que des bandes brillantes apparaissent parfois de part et d'autre de H_α , qu'elles ne traversent pas. Ces bandes s'étendent souvent sur 8 Å et vont quelquefois à 30 Å. Le phénomène dure de une à dix minutes et a une tendance à se reproduire périodiquement au même point. Les raies H_β , H_γ et H_δ présentent les mêmes caractères que H_α , mais plus faibles. Les raies se déplacent toutes vers le rouge, mais ce déplacement est plus marqué près du bord solaire.

Tout cela paraît signifier que la couche d'atomes épuisés a une certaine épaisseur et que la substance e.m. de la gravitation qui se prépare à fuser⁽⁴⁴⁾ entraîne en surface une plus grande quantité de ces atomes avec un rythme dû aux efforts de cette gravité qui cherche à se frayer un passage aux endroits moins résistants du magma solaire. Il semble donc normal que toutes les raies se déplacent vers le rouge.

Que les facules soient dues à une sorte de bouillonnement les observations de Hale et d'Elerman⁽⁴⁵⁾ paraissent le prouver. Ils croient en effet que le niveau des facules soit plus élevé que

(41) DESLANDRES H., op. c.

(42) MINNAERT, Z. F. P., t. 45, p. 610, 1927.

(43) ELERMAN F. A. J., t. 46, p. 298, 1917.

(44) SAGUI C. L., op. cit. N° XXVIII, Inst. de Fis. y Geol., Rosario, 1946.

(45) HALE G. E. et ELERMAN F., Publ. of the Yerkes Obs., t. 3 Ire. Ps, 1903,

celui où se forment les ailes H_1 et K_1 , lesquelles jusqu'à 5 ou 6 Å de H_3 et K_3 représentent bien l'aspect d'une couche basse de Ca ionisé de niveau décroissant vers l'extrémité des ailes.

Royds⁽⁴⁶⁾ a découvert un anneau brillant qui entoure les taches solaires causé par une pression plus faible de l'H que dans les régions voisines. Ce phénomène paraît dû à la rotation du magma des taches dont la vitesse déterminerait une sorte de dépression sur les bords, tout en excitant davantage les atomes qui, hors du tourbillon des taches, ne seraient que peu ou point entraînés par le mouvement giratoire de ces dernières.

Le tourbillon susdit en partant du centre du Soleil, où la vitesse de rotation est insignifiante, acquiert en allant vers l'extérieur un mouvement giratoire progressivement accru à mesure que la matière tourbillonnaire monte, et finalement à la surface du Soleil sa vitesse devrait être pratiquement de l'ordre de celle de rotation solaire. La réalité de ces tourbillons est du reste confirmée par Hale⁽⁴⁷⁾.

Ici aussi, comme pour la formation du champ magnétique terrestre, la matière des taches, en tournant rapidement autour de l'axe de ces dernières, établirait des courants électriques de convection circulaires, en sorte que les taches seraient des véritables solénoïdes ayant deux pôles: l'un nord, d'un côté, et l'autre sud, à ses antipodes. Le champ magnétique d'une tache nous serait donné par

$$\mathcal{H} = \frac{4\pi nI}{l}$$

où I est l'intensité du courant, n le nombre des spires et l la longueur du solénoïde. Dans notre cas au lieu d'avoir le même courant qui circule dans toutes les spires, nous avons N courants d'intensité I dans un plan perpendiculaire à l'axe de la tache, en prenant pour I une valeur moyenne. Nous en avons S de ces plans dans l et par conséquent $S = l$ et nous pouvons écrire:

$$\mathcal{H} = \frac{4\pi NSI}{l} = 4\pi NI.$$

(46) ROYDS T., M. M., t. 85, p. 464, 1925.

(47) HALE, Proc. of the Roy. Soc., Janvier, 1919.

La valeur d'un champ magnétique à l'intérieur d'un cercle de rayon r est comme suit:

$$\mathcal{H} = \frac{2\pi I}{r}$$

En tenant compte d'un rayon moyen d'une tache en rapport à la vitesse de tous les atomes du Soleil il est possible de calculer approximativement le champ magnétique de la tache.

Puisque le champ magnétique du Soleil est d'environ 40 gauss nous aurons, en prenant une tache d'un rayon moyen voisin de celui de la Terre (6360 Km):

$$\mathcal{H} = 40 \frac{693.240 \text{ (Ray. Sol.)}}{6.360 \text{ (Ray. Terres.)}}$$

$$\mathcal{H} = 40 \times 109 = 4360 \text{ gauss}$$

Ce résultat est du même ordre de valeur des résultats trouvés par l'observation.

D'après tout ce que nous avons dit il résulte que la constante solaire diminue lentement et progressivement avec l'évanouissement de la substance e.m. des atomes. On ne peut tirer cependant des conclusions utiles de cette diminution en rapport aux nombreuses périodes glaciaires qui ont visité notre globe. Nous chercherons par conséquent ailleurs le changement éventuel de la constante solaire.

VIII. — LES ONDES SÉISMQUES ET LA CONSTANTE SOLAIRE

Si on considère un mouvement séismique tout le long d'une direction unique il est facile de se rendre compte que, si le déplacement d'une molécule dans le sens indiqué est S , les deux molécules latérales à celle-ci doivent absorber, en vibrant latéralement, la moitié de l'énergie qui anime la première. Ainsi le déplacement individuel des deux molécules latérales sera $S/2$. Ce raisonnement nous fait aisément comprendre pourquoi la vitesse des ondes longitudinales est à peu près le double de celle des ondes transversales⁽⁴⁸⁾.

(48) HOPKINS, Brit. Ass. for the adv. of Sc., p. 33, 1847.

Voyons maintenant de quelle manière les ondes sismiques changent leur vitesse au fur et à mesure qu'elles plongent dans la masse terrestre. Nous savons en effet qu'à des profondeurs de l'ordre de 80, 300 et 600 Km (ces profondeurs peuvent d'ailleurs varier avec le lieu) ces ondes rencontrent des surfaces de discontinuité où les propriétés élastiques de notre globe changent⁽⁴⁹⁾. A partir de 80 Km la vitesse des ondes sismiques longitudinales passe de Km 5,3/sec à Km 8/sec, et celle des ondes transversales s'accroît aussi en passant de Km 3,4/sec à Km 4,4/sec. Sous l'Eurasie et sous l'Amérique du Nord la profondeur de ces changements se trouverait à environ 60 Km⁽⁵⁰⁾.

Les théories du quantum e.m. nous montrent que la pression rapproche les molécules de la masse terrestre, en sorte que leur enchainement se fait sur des niveaux d'énergie moléculaires plus intenses⁽⁵¹⁾. Nous aurions, par exemple, à la surface de la Terre l'enchainement que la fig. 5 a indique, tandis qu'à 80 Km de profondeur le même enchainement serait celui de la fig. 5 b.

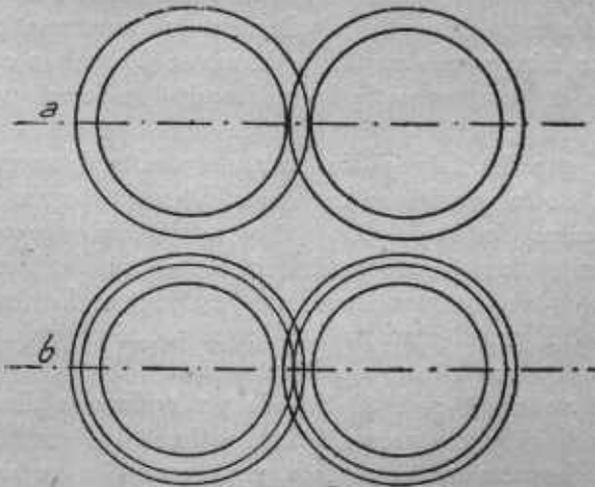


FIG. 5

D'après les résultats d'un autre memoire⁽⁵²⁾ la structure interne de notre globe serait assez uniforme et en conséquence

(49) BOIS CH., C. R. Ac. Sc., 2^e Série, p. 341, 1936.

(50) GUTENBERG, *Der Aufbau der Erde*.

(51) SAQUI C. L., *Les phén. Magm. etc.*, op. c.

(52) SAQUI C. L., *La Struct. géol. de la Terre et l'orig. du magn. terr.*, op. c.

la vitesse des ondes séismiques devrait augmenter progressivement avec la profondeur. Milne⁽⁵³⁾ a constaté par contre que cette vitesse n'est nullement celle qu'on aurait dans un solide où le module d'élasticité s'accroîtrait avec la pression. En effet à partir de 10° d'arc terrestre de l'épicentre la vitesse des ondes séismiques s'accroît rapidement avec la distance et à 20° elle est déjà de 9.000 m/sec. Cependant une telle augmentation est par la suite progressivement réduite. Les recherches de Beudorff et Imamura⁽⁵⁴⁾ trouvent en effet que les ondes longitudinales ont une vitesse presque constante d'environ Km. 15,7/sec jusqu'aux 4/10 du rayon de la Terre en partant du centre de cette dernière.

Knott⁽⁵⁵⁾ aussi a pu se convaincre qu'au delà de la moitié du rayon terrestre, et en allant vers le centre de notre globe, la vitesse des ondes séismiques diminue, ce qui lui a fait supposer l'existence d'un noyau peu rigide et qui, par conséquent, se comprime aisément.

Les géologues B. et R. Willis⁽⁵⁶⁾ soutiennent toutefois qu'au centre de la Terre la pression doit être de l'ordre d'un million d'atmosphères, tandis qu'au centre du Soleil elle serait d'environ $1,5 \times 10^9$ d'atmosphères. Si c'était ainsi la transmutation aurait changé une très grande partie de la masse des astres en atomes très lourds, et le centre de la Terre devrait être formé par de l'U et autres éléments encore plus denses.

Par contre les théories du quantum e.m. nous montrent que les rayons de la gravité se font plus denses à mesure qu'on va vers le centre du globe. De cette manière ces rayons, à une profondeur suffisante, déclancheraient l'action de leurs forces répulsives en neutralisant ainsi progressivement la force de la pesanteur. S'il en est ainsi les très fortes pressions qu'on suppose agir au centre des astres, n'existent point.

Nous avons dit qu'à 80 Km de profondeur la discontinuité serait due à un enchainement plus intime des molécules. En supposant donc qu'un tel enchainement passe du premier niveau d'énergie moléculaire à un second et ensuite à un troisième, la vitesse des ondes séismiques variera alors de 5300 m/sec à 9000

(53) MILNE, Nature, 9 avril 1903, Londres.

(54) BEUDORFF et IMAMURA dans MONTESSUS DE BALLORE, *La Sc. Séism.*, p. 275, 1907.

(55) KNOTT G. C., *The propagation of Earthq. through the Earth*. Edimburg, 1919.

(56) B. et R. WILLIS, *Geol. Structure*, New York, 1929.

m/sec et finalement elle atteindra celle d'environ 14000 m/sec. C'est dire que l'enchainement des molécules s'établit sur leur 3^e niveau d'énergie, trois fois plus intense que le premier et par conséquent les ondes séismiques atteindront aussi une vitesse environ trois fois plus grande.

Ces raisonnements nous permettront-ils dès lors de calculer la pression P existant à l'intérieur du globe de la manière suivante:

$$P = \sim 3 \frac{m \cdot 80.000 \times 4,8}{10} = 114200 \text{ atmosphères}$$

où 80000 m. n'est que la profondeur de la première discontinuité et 4,8 la densité moyenne de la Terre entre sa surface et les 80 Km indiqués, si l'on considère la masse terrestre homogène au delà du Sial. Le facteur 3 nous donne la pression P où la vitesse des ondes séismiques a atteint son maximum. En divisant ensuite le produit par 10, hauteur d'une colonne d'eau correspondant à une atmosphère, nous obtenons P .

Les niveaux d'énergie des molécules par lesquelles ces dernières s'enchainent sont certes plus nombreux; toutefois on obtient le même résultat en les partageant en trois groupes seulement.

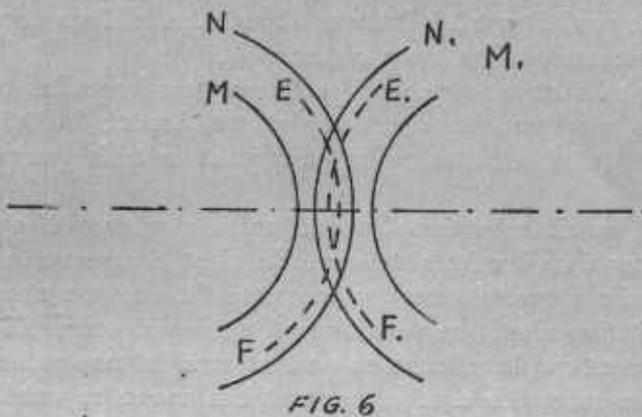
Un pareil mécanisme paraît aussi expliquer l'apparition d'une *nova* dans l'univers stellaire. En effet le rayonnement d'un astre épuise progressivement sa masse tandis que son atmosphère de gravitation n'est que partialement diminuée, emportée par le rayonnement qui la sillonne en portant avec lui une petite quantité de sa substance e.m. en rapport à la masse rayonnée. Cela explique l'énorme densité apparente de certaines étoiles.

Au fait la masse d'une étoile s'épuise en même temps que sa pression interne diminue. Et puisque l'équilibre stellaire s'établit entre cette pression et les forces enchainant les molécules entre elles d'une part et celles répulsives centrales d'autre part, dues à la gravitation elle-même, toujours très intenses au centre d'une étoile, à un certain moment de la vie d'un astre l'équilibre dont il est question ici cesse d'exister en faveur des forces répulsives centrales et l'étoile éclate.

Pour une étoile de l'âge du Soleil cependant ce que le rayonnement a pu causer, et causera encore pendant longtemps, c'est sa détente assez brusque chaque fois que sa pression intense

diminue de manière à établir l'enchaînement de ses atomes sur des niveaux d'énergie progressivement moins profonds, suivant le mécanisme expliqué plus haut. Pendant un de ces décrochements le Soleil, par exemple, se dilate en absorbant de la chaleur, ce qui doit diminuer sa température. L'effet de cette diminution se traduira par un abaissement de température sur la Terre. Si d'autre part ce phénomène sera assez marqué notre planète retrouvera le climat des époques glaciaires d'autrefois, avec plus de froid toutefois, puisque le Soleil de nos jours est certes moins chaud qu'à l'époque primaire, par exemple.

Le mécanisme envisagé nous permet d'expliquer aussi les petites oscillations de la constante solaire. Ce sont néanmoins les grandes variations de cette constante qui nous intéressent davantage puisque, d'après cette théorie, les périodes glaciaires en seraient une conséquence désagréable pour notre planète. La fig. 6 nous montre deux atomes enchaînés par leurs niveaux



d'énergie MN et M_1N_1 , c'est-à-dire les barrières e.m. N et N_1 se trouveraient dans une zone de densité e.m. assez uniforme, ce qui permettrait les petites oscillations dont je viens de parler. Par contre dans la position EF et E_1F_1 ces barrières e.m. sont soumises à un effort maximum qui rendrait la densité e.m. en R toujours plus grande. A un certain moment toutefois les barrières EF et E_1F_1 se décrocheraient en déterminant une brusque détente avec absorption de chaleur suivie d'une diminution importante de la constante solaire. En ce cas les conditions nécessaires pour avoir sur la Terre une période glaciaire seraient réalisées.

Ce mécanisme paraît expliquer aussi pourquoi les périodes glaciaires ont été plutôt courtes si on les compare à celles interglaciaires (57).

Une confirmation de ces phénomènes nous est fournie paraît-il par Soegel (58). En effet cet auteur nous parle de certaines courbes indiquant la variation séculaire de la lumière solaire, pendant l'été, avec quatre minima doubles correspondant aux quatre périodes glaciaires des Alpes séparées par trois époques plus chaudes. Du reste il ne semble pas qu'il faille une très grande différence de température à l'établissement d'une période glaciaire si l'on croit à ce qu'Albrecht Penk et Brücker (59) nous disent. Ils sont arrivés en effet à la conclusion que le climat du Quaternaire de l'époque glaciaire n'était guère plus pluvieux que l'actuel et que sa température a été en moyenne peu inférieure à celle de nos jours.

En étudiant les périodes glaciaires du Quaternaire un autre fait important paraît s'y dégager. En prenant comme point de départ la glaciation de Gunz on voit que celles de Mindel, de Riss et de Würm se succèdent avec une accélération troublante ainsi que le diagramme de la fig. 7 l'indique. Ces données sont évidemment assez approximatives, par conséquent la période glaciaire vers laquelle nous allons au lieu de se trouver à trente mille ans de celle de Würm, elle pourrait se produire dix mille ans plus tôt ou dix mille ans plus tard. Ce qui compte c'est de savoir, d'après cette théorie, qu'elle se produira fatalement.

Nous avons étudié plus haut le mécanisme d'éclatement d'une *nova*, et de fil en aiguille nous sommes arrivés finalement à décrire celui de la glaciation, ce qui nous montre que les théories du quantum e.m. expliquent avec des raisonnements semblables des phénomènes très différents.

Nous allons terminer ce chapitre en rappelant la structure de la «Nébuleuse du Crabe», due elle aussi à l'éclatement d'une *supernova* que les annales astronomiques chinoises avaient enregistrée en 1051. Les coordonnées calculées par les astronomes chinois situaient cette *supernova* dans la constellation du Centaure,

(57) WALTER BUCHER, *The Deform. of the Earth's Crust.*, Princeton, 1933.

(58) SOEGEL W., *Die Gliederung u. absolute Zeitrechnung d. Eiszeitalters*, 1925.

(59) *Die Alpen im Eiszeitalter*, p. 1142, 1909.

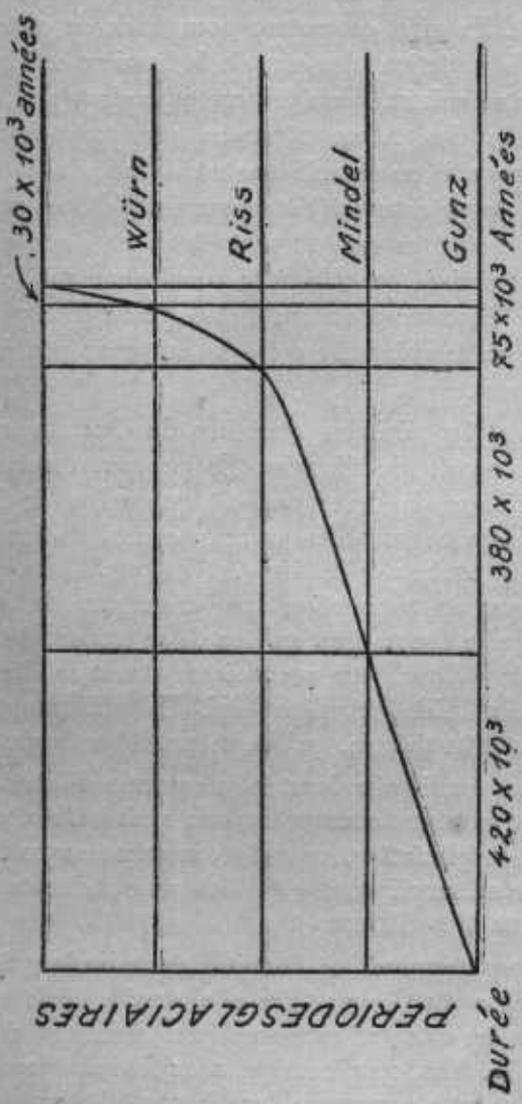


FIG. 7

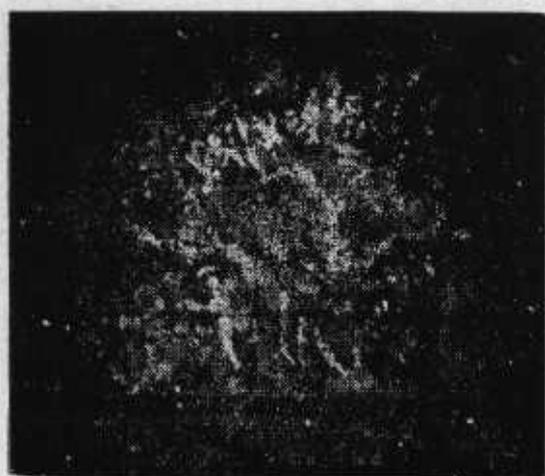


FIG. 8

La nébuleuse du Crabe.

près de l'étoile *dzéta*. Cette nébuleuse, fig. 8, unique dans notre Voie Lactée, photographiée par W. Baade au Mont-Wilson en trois heures de pose, est constituée à peu près exclusivement d'hydrogène. Son aspect n'est nullement celui d'une *postnova*: elle est effilochée comme la fumée d'éclatement d'un projectile des canons contre les avions et dessine vaguement la forme d'un crabe.

La violence de l'explosion paraît avoir originé une radio-activité générale en réduisant la masse de l'étoile presque totalement en hydrogène. Les taches blanches de la fig. 8 seraient de la substance e.m. de gravitation éparpillée par l'explosion et formant en conséquence des bandes d'attraction très irrégulières. C'est l'astrophysicien Loid Rosse qui a eu l'idée de braquer le grand télescope du Mont-Wilson sur cette étrange nébuleuse.

La théorie des cataclysmes paraît acquérir ici quelque droit de cité, de même que celle de Platon lorsqu'il dit dans le *Timée* que des perturbations célestes peuvent aboutir à des conflagrations terrestres.

IX. — OROGENIE

A la lumière de ces raisonnements il paraît possible d'étudier ce qui se passe à l'intérieur de la Terre. En ce cas ce n'est point la masse de notre planète qui s'évanouit mais c'est par contre son atmosphère de gravitation qui diminue d'intensité, ainsi que nous l'avons vu, rongée par le rayonnement solaire.

De ce fait le poids des molécules formant la masse terrestre diminue et elles se décrochent progressivement le moment venu, d'un niveau d'énergie plus profond à un autre plus superficiel, et du même coup la Terre se dilate en brisant sa surface et en produisant ainsi de vastes mouvements variés. La Terre au lieu de se retrécir, comme on croit encore en certains milieux scientifiques, s'élargirait en produisant des modifications profondes à sa surface.

Ce serait à cause de ce phénomène que la Terre se partagerait en blocs de trois à cinquante Km. de dimension, ainsi que Naomi Miyabe⁽⁶⁰⁾ l'affirme. La Terre en se dilatant produirait en effet cette mosaïque dans le *Sial* en développant une poussée verticale. Longwell⁽⁶¹⁾ paraît confirmer cette action

(60) Scientia, Janvier, 1936.

(61) LONGWELL CH. R., Am. J. of Sc., Sept., 1930.

quand il nous dit que les phénomènes géotectoniques sont dus à un grandiose mouvement vertical. C'est à une telle dilatation de la Terre aussi que paraît se rattacher le soulèvement et le gauchissement du socle africain qui se fractura depuis la Syrie-Palestine jusqu'à la Rhodésie, en se partageant en même temps en d'énormes morceaux parallélépipèdes NE-SO et NO-SE. Rappelons aussi que Taylor ne croit pas que l'isostasie puisse être à la base de grands mouvements orogéniques, et il ne croit pas non plus à la contraction terrestre.

Les taches solaires nous montrent que la substance e.m. de la pesanteur s'échappe d'une manière assez irrégulière de l'intérieur du Soleil, il faut donc s'attendre à une irrégularité semblable pour celle qui s'échappe de la Terre. Par conséquent nous avons en plus des phénomènes signalés cette irrégularité qui doit contribuer fortement à la formation des montagnes. La gravitation diminuerait d'intensité sous les chaînes montagneuses même si sa substance e.m. en excès s'échapperait ailleurs.

D'une manière générale l'orogénie serait due donc d'abord à une anomalie négative de la pesanteur aux endroits où les montagnes surgissent, puisqu'un mouvement isostatique se produirait en ces lieux. Cela expliquerait du même coup le fait que sur les Alpes, par exemple, l'anomalie de la gravité est négative et dépasse -100 en millièmes de cm/sec , tandis que sur les Apennins, où les efforts orogéniques ont été moindres, elle varie de -20 à -100 . Au centre de la Sicile, et loin de l'Étna, on observe la même chose, ce qui prouve aussi que les monts d'origine volcanique sont le produit d'un mécanisme différent⁽⁶²⁾.

Par contre sur les océans, près de leur surface⁽⁶³⁾, on trouve des anomalies positives importantes et les plus considérables sont près des fosses océaniques. En gros l'on peut donc dire que les mouvements épirogéniques sont dus à une isostasie qui tire son origine surtout d'une diminution anormale de la pesanteur. Les plissements du sol seraient occasionnés par ce même phénomène. Le sol, devenu plus léger aux endroits où la gravitation s'est échappée plus abondamment, se soulèverait, et en se soulevant d'une zone où la vitesse de rotation terrestre est moindre passerait dans une autre, supérieure, où cette vitesse est plus grande et

(62) KOSMAT I. F., Geol. Rundschau, t. 2, p. 165, 1921.

(63) VENING-MEINNESS, Geogr. Journal, pp. 144-159, 1928.

s'écraserait en conséquence contre les terrains du côté occidental, opposé au mouvement terrestre.

La pression à laquelle ont été soumises ainsi les couches soulevées par le mouvement isostatique vertical alpin, en supposant ce dernier de l'ampleur d'environ 10 Km, a atteint et dépassé cent atmosphères, c'est-à-dire un peu plus de la limite même du coefficient moyen d'écrasement de l'ensemble des roches formant cette chaîne. Le soulèvement lent de ces roches n'a pu évidemment empêcher le travail global de la pression isostatique envisagée: les couches se sont plissées et même brisées, très lentement bien sûr, mais inexorablement. Elles auraient cherché en même temps à se dégager de cette étreinte monstrueuse en se déplaçant vers le nord, zone de moindre vitesse, ce qui expliquerait la courbure des Alpes.

De cette manière les terrains sédimentaires se sont ramassés sur une surface à peu près la moitié de celle qu'ils couvraient avant le plissement. Mercier pense même que les plis étendus de 150 Km. de cette chaîne donneraient environ 1000 Km. de développement, ce qui est exagéré si l'on tient compte des coupures et des charriages.

Le soulèvement alpin origina des poussées latérales. Celle vers l'ouest se heurta au massif Central, ce qui replia la chaîne des Alpes vers le sud. La poussée a été transmise aussi aux formations géologiques de la Provence, ainsi toute cette région, butant contre les Pyrénées, se trouva enclavée comme dans un étau, ce qui forma les plis couchés, caractéristique principale des horizons géologiques provençaux. La poussée alpine contre le massif Central provoqua d'autre part un intense travail de frottement qui, en se transformant en chaleur, origina des manifestations volcaniques dont a été le théâtre ce massif. Vers l'est par contre les terrains se seraient étirés en formant ainsi la plaine de Hongrie.

Il paraît possible, d'après ces raisonnements, de comprendre pourquoi sur les montagnes l'anomalie de la gravitation est négative, puisque une plus grande partie de la substance c.m. de la pesanteur s'est échappée de ces endroits. L'anomalie positive sur les océans tire son origine d'une raison opposée.

X. — L'ATOME STATIQUE

Pour mieux comprendre ce mémoire: «La Terre et l'Univers qui l'environne», il me paraît utile de rappeler quelques phénomènes placés dans le cadre de la théorie de l'atome statique tel qu'il résulte de la nature du quantum e.m.

La découverte de l'électron a pu faire croire que les atomes, en fin de compte, n'étaient que de minuscules systèmes planétaires, et Bohr a concrétisé cette conception en supposant que les électrons, considérés comme des charges d'électricité négative, tournaient sur des orbites privilégiées autour de noyaux d'électricité positive. C'est en quittant ces niveaux que les électrons dégagent ou absorbent de l'énergie.

Cette vue de l'esprit était certes intéressante, mais il était difficile cependant de se rendre compte si la théorie en question décrivait vraiment la réalité. En effet si on bombarde les atomes d'un anticathode avec des rayons cathodiques, ayant tous pratiquement la même direction, ils doivent exciter les atomes qu'ils bombardent de la même manière. Toutefois dans un atome planétaire les électrons-projectiles ont la même probabilité d'éloigner ou d'approcher un électron satellite du noyau de l'atome bombardé, suivant qu'un tel électron se trouve sur la partie de son orbite faisant face aux projectiles, ou sur celle opposée. En ce dernier cas le noyau atomique viendrait se trouver entre son électron satellite et la source des électrons de bombardement.

Dans ces conditions l'énergie absorbée ou rayonnée par les atomes bombardés serait la même pour un très grand nombre d'atomes, et aucun rayon ne quitterait dès lors l'anticathode. Cela n'étant pas vrai l'atome de Bohr ne le serait non plus. Blondlot⁽⁶⁴⁾ avait cependant déjà montré en 1903 qu'un rayon X, né d'un rayon cathodique, formait avec ce dernier le même plan. En utilisant par contre des rayons cathodiques ayant des directions différentes la polarisation était incomplète. Cela prouve que les électrons frappés oscillent toujours dans le même plan.

Si ces électrons voyageaient par contre sur des orbites leur plan d'oscillation varierait au hasard de la direction que les projectiles leur imprimeraient par leur choc, direction qui ne serait qu'exceptionnellement dans le plan de l'orbite.

(64) C. R. de l'Ac. des Sc., T. 136, pp. 284-286, 1903.

Le physicien Louis de Broglie a voulu rendre la théorie de Bohr plus pratique, si j'ose ainsi m'exprimer, en supposant qu'une particule de masse m_0 est accompagnée d'un phénomène périodique de fréquence n_0 en sorte qu'on peut écrire:

$$hn_0 = m_0 c^2$$

où C est la vitesse de la lumière et h la constante de Planck. L'onde à laquelle l'auteur fait recours ici n'a qu'une réalité mathématique⁽⁶⁵⁾ qu'il associe d'ailleurs à la théorie de la relativité dont le grand succès paraissait garantir à cette nouvelle théorie atomique plus d'assurance. En tout cas c'était là un premier pas, timide certes, vers la nature ondulatoire de la matière telle que je l'avais expliquée dans un mémoire présenté à l'Accademia dei Lincei à Rome en 1922.

Les expériences de Davison et Germer⁽⁶⁶⁾ sur la diffraction des électrons paraissaient confirmer ces vues théoriques. Toutefois les théories du quantum a.m. et l'atome statique, où l'électron est considéré comme un paquet d'ondes e.m. stationnaires, fournissaient une explication plus facile aux expériences susdites et en même temps la nature de ces ondes cessait d'être un troublant mystère.

Une preuve encore de la nature ondulatoire de la matière telle qu'elle résulte des théories du quantum e.m. nous est donnée, croyons-nous, par ce que les Anglais appellent *extra reflexion*, or *diffuse spots*, qu'on observe avec un éclairage très puissant, par des rayons X, d'un cristal. G. D. Preston a publié en 1939 une étude détaillée de ce phénomène en expliquant que le manque de netteté des images, en ce cas, était dû à de minuscules fragments cristallins qui n'étaient pas rigoureusement alignés. Mrs. Lonsdale et H. Smith⁽⁶⁷⁾ ont poussé plus loin ces recherches et Bragg étudia aussi avec beaucoup d'intérêt, ce phénomène⁽⁶⁸⁾ en retenant comme bonne l'explication de Preston.

La nature ondulatoire des atomes nous offre toutefois une interprétation plus facile. En effet les ondes e.m. qui s'enchevê-

(65) DE BROGLIE, L., Ann. de Phys. (3), 22, 1925.

(66) DAVISON ET GERMER, Phys. Rev., Vol. 30, p. 705, 1928.

(67) Engineering, p. 254, 27 mars, 1942.

(68) Proc. Roy. Soc., A, 179, 51-60; A, 179, 94-101; Nature, Londres, 148, 112; Nature, Londres, 148, 780; The secondary X-ray spectrum of Sylvine, Proc. Phys. Soc. Lond., 54, 354-361, 1942.

part serait zéro. La force produisant cet effet serait en dynes comme suit:

$$F = m \times 3 \times 10^{10}.$$

Cette masse m parcourt en même temps un espace de 3×10^{10} cm et son travail global sera donc le suivant:

$$W = m \times 3 \times 10^{10} \times 3 \times 10^{10} \text{ ergs} = m \times 9 \times 10^{20} \text{ ergs.}$$

Ce travail mesure justement l'énergie E de la masse en question, énergie toujours présente, dans tous les phénomènes, et qui est l'âme même de l'Univers. En effet dans tous les mouvements rythmiques dont le quantum e.m. en est le substratum, la substance e.m. oscille sans cesse. Si une onde s'allonge, par exemple, ce qu'elle perd en temps elle le gagne en espace, en sorte que la force mystérieuse qui l'anime est toujours la même, bien que l'énergie par unité de volume soit différente.

D'après tout ce que je viens de dire la substance e.m. de l'Univers oscille globalement en se condensant par endroit (matière) et en se raréfiant ailleurs (gravitation et rayonnement). La pesanteur d'autre part, agissant davantage sur les ondes e.m. les plus longues, les absorbe plus facilement en sorte que ces états dégradés de l'énergie sont réversibles. Ainsi la deuxième loi de la thermodynamique ne serait qu'une pseudo-loi. Et il en est certes ainsi, autrement l'Univers serait depuis longtemps mort.

On pourrait croire néanmoins que des particules comme les électrons soient stables, de manière que l'Univers transformerait finalement toute sa substance e.m. en un immense cimetière d'électrons. Ce serait là encore la mort de cet Univers, due cette fois non pas à la dégradation de l'énergie mais bien au contraire à sa concentration en états non réversibles.

Cependant la mystérieuse logique qui paraît dominer le monde ne laisse points les électrons dans leur état normal. Nous avons vu qu'un positron n'est qu'un électron animé d'une très grande vitesse⁽⁶⁹⁾, ainsi son champ magnétique se déplacerait vers sa partie postérieure. Si le positron P , fig. 9 a venait à frapper un électron E , les deux particules s'uniraient en formant en b une sorte de niveau d'énergie et leur champ magnétique global oscil-

(69) SAGUI, C. L., Agricul. de Provence et du Languedoc, N° 6, Juin 1937.

lerait, à cause du choc, entre M et M_1 en rayonnant ainsi une onde e.m., tandis que l'ensemble continuerait sa marche le long de la résultante des vitesses de P et E .

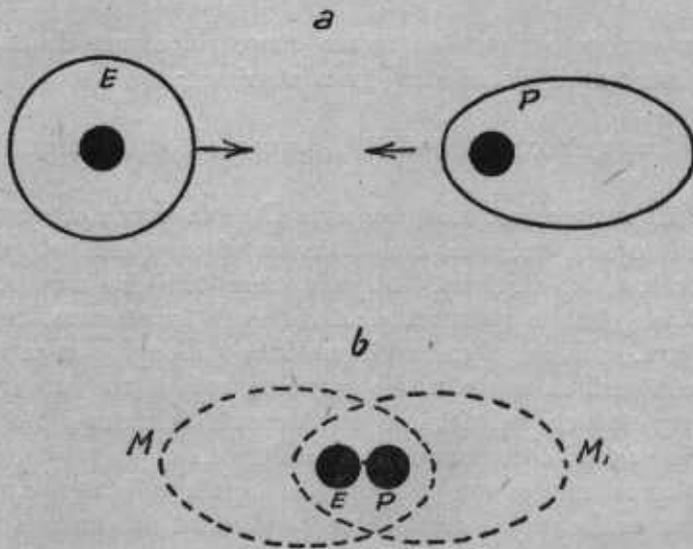


FIG. 9

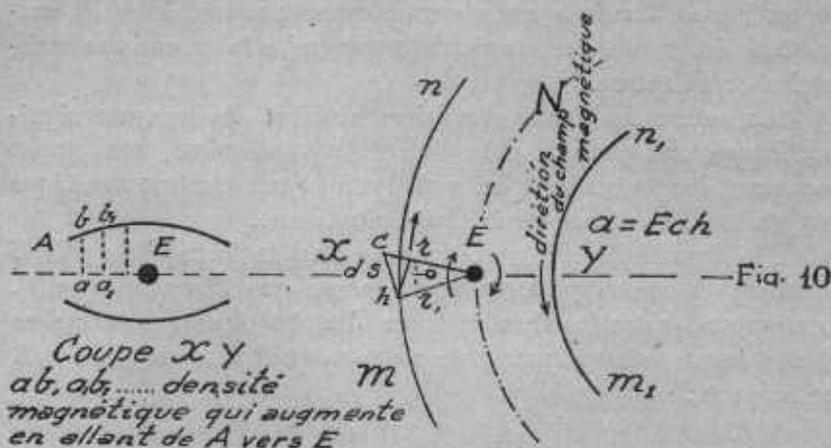
Plusieurs observateurs ont bien constaté ce rayonnement particulier. A la vérité nous trouvons ici le même mécanisme de radiation que nous avons admis pour les atomes, avec cette différence cependant, qu'au lieu des électrons ce serait leur champ magnétique qui oscillerait en ce cas.

XI. — LA LOI DE MOSELEY ET LES FORCES REPULSIVES

Dans un niveau atomique d'énergie N (fig. 10) (théorie du *quantum* électromagnétique) considérons deux fractions assez petites mn et m_1n_1 des surfaces schématiquement sphériques, entre lesquelles ce niveau se trouve, comme deux lames magnétiques planes et parallèles excessivement minces, d'épaisseur h . Si chacune de ces lames avait une densité unitaire q la puissance P par unité de surface serait alors

$$P = hq.$$

Du centre du niveau N où l'électron E serait en repos, la lame magnétique comprise sous l'angle solide O établira en E un potentiel $e = Po$, ce qui représente le travail magnétique de



l'unité de magnétisme qui passe de ce point à l'infini. Un élément ds aurait alors comme potentiel

$$de = \frac{hq ds \cos. a}{r^2} \quad [1]$$

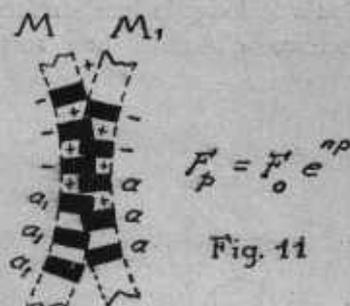
ou $a = Ech$ et $ds \cos a : r^2$ serait l'angle solide do sous lequel ds serait vu de E . L'intégrale de $P do$ nous donnerait donc comme résultat Po .

L'électron considéré dans cette théorie ainsi qu'un paquet d'ondes électromagnétiques stationnaires serait par conséquent une sorte de pôle magnétique d'intensité m qui développerait une énergie W si de son point de départ on l'éloignait jusqu'à l'infini. Nous aurions en effet

$$W = P om. \quad [2]$$

Notons maintenant que dans un niveau N la substance électromagnétique serait plus dense pour les deux lames mn et m_1n_1 sur leurs faces intérieures, en sorte que leur champ magnétique aurait à l'intérieur de N une direction de gauche à gauche ainsi

déviendrait nulle, contrecarré comme elle serait par l'apparition des forces répulsives, ce qui correspondrait au mécanisme de condensation de Langmuir.



Au delà de cette limite si les deux lames M et M_1 sont forcées l'une contre l'autre, les forces répulsives vaincues, elles ne formeraient à la fin qu'une seule lame de densité magnétique double, laquelle cependant aurait à pénétrer dans une autre lame semblable si les deux atomes étaient toujours poussés l'un contre l'autre, de sorte que les forces répulsives augmenteraient considérablement.

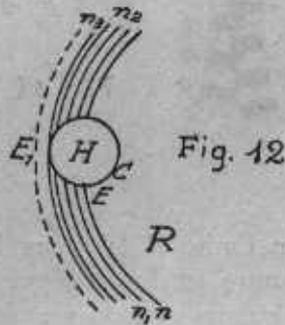
Supposons en effet que la force répulsive F_0 soit F_x après une pénétration x des deux atomes l'un dans l'autre; et puisque cette force augmenterait en fonction de la densité magnétique nous aurons $dF = nF_x dx$, où n est un coefficient de proportionnalité. Les forces répulsives augmenteraient donc selon une fonction exponentielle, avant, bien entendu, que le niveau d'énergie d'un des atomes ne soit suffisamment entré dans le niveau de l'autre.

Ce mécanisme ferait croire que l'excitation atomique varierait aussi de la même manière, ce qui serait confirmé par les travaux de R. G. Herb, D. W. Kerst et J. L. Mackibben (Gamma Rays from light elements due to Protons Bombardement—Phys. Rev. vol. 51, n^o. 9, pp. 691-698, 1937). En effet les éléments Li, Be, B, F, Na et Al bombardés par des protons à un voltage allant jusqu'à 2 Mev. ont émis des rayons gamma dont l'intensité augmentait suivant une loi exponentielle.

Electrons rayonnés par un corps radioactif.— Ces électrons auraient, d'après Ellis et Wooster des vitesses comprises entre zéro

et un maximum. La théorie du quantum électromagnétique expliquerait assez bien ce phénomène.

Soit en effet H (fig. 12) une particule alpha d'un atome radioactif R. Les deux électrons qui neutraliseraient les noyaux alpha seraient distribués le long de leur surface, ce qui donnerait pour un grand nombre d'atomes une sorte de distribution maxwellienne.



Le corps radioactif R serait entouré, d'après la théorie d'une série de niveaux d'énergie n, n_1, n_2, n_3, \dots dont l'énergie irait en diminuant de n vers n_3 . Ces niveaux freineraient l'effort que l'explosion radioactive ferait pour arracher les électrons, par conséquent l'électron E aurait une vitesse de radiation bien inférieure à celle de E...

Les électrons situés sur la moitié interne C de H n'auraient pas beaucoup de chance, par contre, de s'évader, ce qui expliquerait pourquoi un noyau radioactif qui explose ne rayonnerait qu'un seul électron. Il est évident que les niveaux n, n_1, n_2, \dots s'affaibliraient au fur et à mesure que le mécanisme radioactif expulserait les particules alpha périphérique d'un même atome.

Avignon, le 15 mars, 1947.

Cornelio L. Saggi

