Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 2 (1949)

Artikel: L'effet Thompson dans les atmosphères stellaires

Autor: Bouvier, Pierre

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739734

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Siehe Rechtliche Hinweise.

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. Voir Informations légales.

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. See Legal notice.

Download PDF: 04.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

S'il est vrai que pour $\frac{\partial F}{\partial t} = 0$, $\dot{F} = [H, F]$, il serait erroné d'appliquer cela à $F \equiv t$ pour en tirer $\dot{t} = 1 = [H, t]$. Et pourtant on rencontre cette relation dans la littérature.

En résumé, une relation d'incertitude entre E et t n'a pas de place dans un formalisme canonique.

Séminaire de Physique théorique
de l'Université de Berne.

Pierre Bouvier. — *L'effet Thompson dans les atmosphères stellaires.*

La diffusion de la lumière par des électrons libres (effet Thomson) paraît déterminer de façon marquée l'absorption continue dans les étoiles de type spectral précoce. Le phénomène est régi par l'expression suivante

$$\frac{\Upsilon}{4\pi}\, d\Omega = \frac{3}{16\pi}\,(1 + \cos^2\Theta)\, d\Omega$$

qui exprime la probabilité pour qu'un photon diffusé (sans changement de fréquence), soit précisément diffusé dans le

$\int \sum_{\varkappa} p_{\varkappa}\, dq_{\varkappa}$ et pour chaque paire $p_{\varkappa}$, $q_{\varkappa}$, on a une parenthèse de Poisson de degré $f + 1$ valant $[p_{\varkappa}, q_{\varkappa}] = 1$.

En particulier, pour $\varkappa = f + 1$,

$$[p_{f+1}, t] = \sum_{\varkappa}\left(\frac{\partial p_{f+1}}{\partial p_{\varkappa}}\frac{\partial t}{\partial q_{\varkappa}} - \frac{\partial p_{f+1}}{\partial q_{\varkappa}}\frac{\partial t}{\partial p_{\varkappa}}\right) = \frac{\partial p_{f+1}}{\partial p_{f+1}}\frac{\partial t}{\partial t} = 1\ ,$$

ce qui prouve que p_{f+1} et t sont canoniquement conjugués. Mais il serait faux de remplacer dans cette relation p_{f+1} par $-$ H en vertu de la condition accessoire; $-$ H ne dépend pas de p_{f+1} et ne lui est pas identique. Si on remplaçait, en vertu de la condition accessoire p_{f+1} par $-$ H dans la parenthèse $[p_{f+1}, q_{f+1}]$, on obtiendrait une nouvelle parenthèse

$$[-H, q_{f+1}] = \sum_{\varkappa}\left(-\frac{\partial H}{\partial p_{\varkappa}}\frac{\partial q_{f+1}}{\partial q_{\varkappa}} + \frac{\partial H}{\partial q_{\varkappa}}\frac{\partial q_{f+1}}{\partial p_{\varkappa}}\right) = 0$$

puisque $\frac{\partial H}{\partial p_{f+1}} = 0$, soit, du fait que $q_{f+1} = t$, $[-H, t] = 0$.

cône d'angle solide $d\Omega$ et d'axe incliné de l'angle Θ sur la direction du rayonnement incident.

$\frac{\gamma\, d\Omega}{4\pi}$ est le quotient des sections efficaces différentielle et totale de l'effet Thomson, quotient d'ailleurs indépendant du freinage de rayonnement.

S. Chandrasekhar a traité le problème du transfert d'énergie rayonnante diffusée selon (1) à travers une atmosphère stratifiée en couches plan-parallèles [1]. Cet auteur a également étudié l'influence de la courbure de l'atmosphère, avec diffusion isotrope ($\gamma = 1$) du rayonnement [2]. Nous abordons ici le problème intermédiaire où la diffusion par électrons libres se produit dans une atmosphère courbe, à symétrie sphérique; ce serait vraisemblablement le cas de certaines étoiles du type B, possédant une atmosphère très étendue dont la courbure des couches externes ne saurait être négligée.

L'équation de transfert d'énergie en un point (r, θ) s'écrira sous la forme

$$\cos\theta \frac{\partial I}{\partial r} - \frac{\sin\theta}{r}\frac{\partial I}{\partial r} = -\varkappa\rho I(r, \theta) +$$

$$+ \frac{\varkappa\rho}{4\pi}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} I(r, \theta')\,\gamma(\theta', \varphi'; \theta)\, d(\cos\theta')\, d\varphi' \qquad (2)$$

où ρ est la densité, k le coefficient d'absorption, indépendant de la fréquence par hypothèse (corps gris) et $\gamma(\theta', \varphi', \theta)$ $d(\cos\theta')\, d\varphi'$ la probabilité pour qu'un photon, arrivant de la direction θ', φ', soit diffusé dans la direction fixe θ qui détermine avec le rayon vecteur r, le plan $\varphi = 0$. Cette probabilité sera donnée par (1), où $\cos\Theta = \cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos\varphi'$. Après intégration sur φ', nous parvenons à l'équation suivante où on a posé $\cos\theta = \mu$:

$$\mu\frac{\partial I}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r}\frac{\partial I}{\partial \mu} = -\varkappa\rho I +$$

$$+ \frac{3\varkappa\rho}{16}\left[(3-\mu^2)\int_{-1}^{+1} I\, d\mu' + (3\mu^2 - 1)\int_{-1}^{+1} I\,\mu'^2\, d\mu'\right] \qquad (3)$$

Pour résoudre (3), nous suivons une méthode due à G. C. Wick et qui, adaptée par Chandrasekhar aux problèmes astrophysiques liés à l'équation de transfert, permet de résoudre ceux-ci de façon beaucoup plus systématique que les anciennes méthodes de Milne et Eddington.

Nous ne donnerons pas le détail des calculs [1] et indiquerons seulement que la méthode repose sur le procédé de Gauss qui consiste à substituer aux intégrales du second membre de (3) des sommes appropriées [3], de sorte que l'équation intégro-différentielle (3) se trouve remplacée par un système différentiel ordinaire, d'ordre $2n$ en n-ième approximation. Le système que nous obtenons diffère de celui de Chandrasekhar pour la diffusion isotrope [2] par un terme supplémentaire qui affecte toutes les équations de rang impair dans le système. La première approximation est identique à celle du cas isotrope; la seconde n'affecte en définitive que la valeur numérique d'un paramètre auxiliaire introduit au cours du calcul, lequel ne s'achève d'ailleurs qu'en admettant pour le coefficient d'absorption par centimètre cube, une loi du type

$$\varkappa\rho = c\, r^{-\alpha} \qquad (c,\ \alpha = \text{constantes})\ .$$

Bien que certaines recherches attirent l'attention sur une valeur voisine de 1,5 pour α [4] il n'y a pas actuellement de raison précise pour exclure à priori aucune valeur positive de α, à supposer qu'une loi du type (4) soit effectivement vérifiée. La hauteur moyenne de l'atmosphère sera d'autant plus faible que α est grand.

Chandrasekhar a donné les résultats numériques du cas $\alpha = 2$; nous avons calculé le cas $\alpha = 4$. L'allure des grandeurs physiques (densité de quantité de mouvement notamment) est très similaire dans les deux cas. Quant à l'influence de l'effet Thomson, elle ne se manifeste que par une modification de quelques centièmes sur les résultats du problème isotrope. Cette conclusion, déjà atteinte pour l'atmosphère à stratification plane [1], se trouve donc confirmée ici pour les deux valeurs indiquées de α.

[1] Voir *Archives des Sciences*, *2*, 84, 1949.

BIBLIOGRAPHIE

1. S. CHANDRASEKHAR, *Ap. J.*, *100*, 117, 1944.
2. —— *Ap. J.*, *101*, 95, 1945.
3. RIEMANN-WEBER, *Differentialgleichungen der Physik*, t. I, 315; Braunschweig, Vieweg, 1925.
4. N. KOSIREV, *M. N. R. A. S.*, *94*, 430, 1934.
   C. PAYNE, S. GAPOSCHKIN, *Ap. J.*, *101*, 56, 1945.

Frédéric Montandon. — *Sur les ondes séismiques du tremblement de terre valaisan de 1946.*

L'étude du tremblement de terre de l'année 1946, en Suisse et dans les pays voisins, présente un grand intérêt au point de vue du mode de transmission des diverses ondes séismiques, soit en profondeur, soit en surface.

Au dernier Congrès international de Géologie, qui s'est tenu à Londres en août 1948, M. le professeur Oulianoff, de Lausanne, a montré, au moyen des données séismographiques fournies par les observatoires de Neuchâtel, Bâle, Zurich et Coire, que le massif hercynien du Mont-Blanc serait relié, en profondeur, à celui des Vosges par une chaîne granitique, et de même le massif de l'Aar à celui de la Forêt-Noire. Autrement dit, les couches sédimentaires des régions de Lausanne, Neuchâtel et Belfort d'une part, et celles d'Interlaken, d'Aarau et de Rheinfelden d'autre part, surmonteraient deux anticlinaux sialiques, tandis qu'au-dessous des régions de Sierre, Berne et Delémont s'allongerait, du S au N, un synclinal qui se continuerait, au-dessous du bassin de Mulhouse, par le fossé rhénan.

C'est sur la suggestion du professeur Oulianoff et en nous basant sur l'un de ses croquis [1] que nous avons dressé la carte-esquisse ci-contre. Nous avons indiqué, au moyen de bandes hâchurées, les limites approximatives: *a*) entre l'anticlinal Mont-Blanc-Vosges et le synclinal Sierre-Berne-Delémont-

[1] Voyez les *Bulletins des laboratoires de géologie, etc., de l'Université de Lausanne*, notamment la figure 5 du bulletin n° 85 et la figure 6 du bulletin n° 91. Voyez aussi les *Eclogae geologicae Helvetiae, 39*, 1946.