

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Band:** 22 (1940)

**Artikel:** Le facteur numérique K1 de la formule d'Eddington pour l'énergie rayonnée L  
**Autor:** Tiercy, Georges  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-741682>

### **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:** 07.10.2024

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

## COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

## SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE

DE GENÈVE

Vol. 57, N° 2.

1940

Avril-Juillet

Séance du 18 avril 1940.

**M. E. Cherbuliez** expose, dans une conférence intitulée *Chimie et cancer*, les relations existant entre la constitution et l'action cancérogène de certains corps. Il s'en trouve parmi ces derniers dont la structure est voisine de celle des différentes hormones. En poursuivant les recherches dans cette direction, on finira peut-être par découvrir de véritables antigènes au cancer.

Séance du 16 mai 1940.

**Georges Tiercy.** — *Le facteur numérique  $k_1$  de la formule d'Eddington pour l'énergie rayonnée  $L$ .*

Il s'agit ici de la formule connue sous la dénomination de *relation masse-luminosité*.

La théorie de l'équilibre radiatif, telle que l'a conçue Eddington, a enregistré des succès évidents; les formules qu'elle propose sont convenables pour les problèmes pratiques.

Des critiques lui ont cependant été adressées, tendant à établir qu'elle n'est pas recevable au point de vue physique. Je voudrais examiner ici l'une de ces critiques.

Elle concerne le coefficient numérique de la formule fondamentale d'Eddington, que nous écrivons comme suit:

$$L = \frac{12\pi cGR}{\alpha ak_1} \cdot \frac{(1 - \beta)^2}{\beta} \cdot M \cdot T_c^{\frac{1}{2}},$$

où  $T_c$  est la température centrale, et où  $\beta$  est fourni par l'équation quartique bien connue:

$$\mathcal{N} \cdot M^2 \mu^4 \beta^4 + \beta - 1 = 0, \quad (\mathcal{N} = 7,83 \cdot 10^{-70}) ;$$

en tenant compte de l'expression qui donne  $T_c$  en fonction de la température effective  $T_e$ , on obtient:

$$L = \left[ \frac{12\pi cG^{\frac{3}{2}} R^{\frac{1}{2}} \cdot (0,925) \cdot \sqrt[4]{4\pi\sigma} \cdot \mathcal{N}^{\frac{1}{8}}}{\alpha a} \right]^{\frac{4}{5}} \cdot k_1^{-\frac{4}{5}} \cdot M^{\frac{7}{5}} \cdot (1 - \beta)^{\frac{3}{2}} \cdot \mu^{\frac{4}{5}} \cdot T_e^{\frac{4}{5}} ; \quad (1)$$

les facteurs figurant dans le crochet sont numériquement connus; une seule réserve peut être faite, concernant le nombre  $\alpha$ ; mais ce dernier ne peut pas s'écarter beaucoup de la valeur 2,5 qu'on lui attribue pratiquement.

Lorsqu'on porte, dans cette expression (1), la valeur du coefficient  $k_1$  tirée des expériences de laboratoire, on trouve des résultats trop grands pour  $L$ . Et l'on sait qu'Eddington a tourné cette difficulté en comparant par division le rayonnement  $L$  d'une étoile à celui de Capella, qui est connu.

On a dit à ce sujet que la théorie était en échec, et que le fait de choisir le coefficient numérique de  $L$  par comparaison avec Capella n'était qu'un procédé empirique sans valeur convaincante.

Mais cette remarque elle-même l'est peu. Il suffit pour s'en rendre compte de revoir le calcul d'Eddington, qui met en jeu la formule de Kramers pour le coefficient  $k$  d'absorption:

$$k = \frac{k_1}{\mu} \cdot \frac{\rho}{T^{\frac{7}{2}}}, \quad (2)$$

les radiations de la partie profonde du corps ayant des longueurs d'ondes de l'ordre de celles des rayons X.

Or, c'est un fait que le  $k_1$  donné par la théorie n'est finalement que le dixième du  $k_1$  tiré de l'observation des étoiles. Et ce désaccord est resté jusqu'ici une énigme.

Remarquons d'abord que les mesures de laboratoire ne peuvent être utilisées directement dans le problème stellaire; il faut y apporter une correction concernant l'état d'ionisation

du milieu. Il est clair, en effet, que le degré d'ionisation qui règne au centre de l'étoile est très poussé, ce qui n'est pas le cas au laboratoire; le  $k_1$  du centre stellaire doit être, de ce fait, beaucoup plus petit que celui du laboratoire. On en a tenu compte aussi bien qu'on a pu; de sorte que le  $k_1$  théorique déduit est dix fois plus petit que celui nécessaire aux étoiles.

Il ne semble pourtant pas qu'on ait le droit d'en conclure que la formule masse-luminosité d'Eddington est erronée. Car on n'a pas pu tenir compte de toutes les différences qui existent entre le milieu physique du centre stellaire et celui du laboratoire; la formule (2) met en jeu la température  $T$  et la densité  $\rho$ ; mais cela ne saurait suffire; et l'on ne peut avoir la prétention d'étendre, sans risque aucun, la formule de Kramers aux régions centrales d'une étoile; les conditions qui s'y développent ne sont pas réalisables à l'expérience terrestre, notamment l'affaiblissement particulier de la matière par suite de l'ionisation.

Autrement dit, si la formule de Kramers est convenable pour représenter l'allure des variations expérimentales du coefficient d'absorption, le facteur  $k_1$  n'est cependant pas bien connu. Le  $k_1$  corrigé que l'on a tenté d'utiliser n'est probablement que partiellement corrigé; et peut-être que si l'on pouvait tenir compte de certaines corrections inconnues complémentaires, le  $k_1$  théorique en serait modifié de façon à fournir la valeur stellaire elle-même.

En somme, on peut avancer que le calcul d'Eddington, utilisant une comparaison avec le rayonnement de Capella, fournit en définitive un facteur  $k_1$  convenable, compte tenu de toutes les corrections, connues ou inconnues. Procédé empirique, a-t-on dit. Sans doute; mais est-il moins fondé que le fait d'étendre, sans autre précaution, la formule de Kramers aux parties profondes d'une étoile? Bien au contraire, comme on ne peut pas avoir une image exacte de ce qui se passe au centre du corps, il est préférable de se baser sur les constatations numériques de surface.

Maintenant, on peut penser que, plus exactement, le coefficient  $k_1$  doit être fonction du rayon; de sorte que la valeur trouvée par comparaison avec Capella serait une sorte de valeur moyenne convenable pour la pratique.

La formule complète de  $k$  devrait tenir compte, non seulement de  $\rho$  et  $T$ , mais encore du processus de l'écroutement des particules dû à l'ionisation très poussée qui règne au centre de l'étoile. S'il est vrai que les atomes très ionisés risquent de se trouver rarement en état d'absorber de l'énergie, il est non moins vrai que l'affaissement extraordinaire des particules leur facilite la capture d'un électron et leur procure l'occasion d'absorber. Il y aurait ainsi augmentation de la valeur théorique de  $k_1$ ; et cette valeur théorique serait fonction du degré d'ionisation, donc du rayon. *Observatoire de Genève.*

**Georges Tiercy.** — *Sur la pression de radiation et le flux d'énergie rayonnante à l'intérieur des étoiles.*

Parmi les critiques qui ont été adressées à la théorie stellaire d'Eddington, il y a celle qui consiste à contester que l'énergie rayonnante  $L_r$  puisse atteindre sa valeur maximum  $L$  pour un rayon  $r_1$  à peu près égal à la moitié du rayon  $r_0$  total <sup>1</sup>.

C'est là en effet le résultat donné par la théorie d'Eddington. Cela revient à dire que l'énergie libérée par la matière stellaire l'est à l'intérieur d'une sphère de rayon  $r_1$ ; nous n'avons pas besoin, ici, de connaître la loi de cette libération; comme il ne peut être question de prétendre que les particules de matière situées entre cette sphère et la surface absorbent de l'énergie sans la rayonner à leur tour, on est amené à concevoir que l'énergie totale  $L$  rayonnée par la sphère  $r_1$  est transmise sans changement de proche en proche jusqu'à la surface de l'étoile.

Autrement dit, le maximum  $L$  de l'énergie rayonnée est atteint pour le rayon  $r = r_1$ , à partir duquel cette énergie  $L$  reste constante.

Les critiques auxquelles nous avons fait allusion n'admettent pas ce point de vue, et proposent que l'énergie  $L_r$  soit une fonction croissante avec  $r$  jusqu'au bord de l'étoile; de sorte que toutes les couches successives ajouteraient leur contribution personnelle à l'énergie qu'elles reçoivent de l'intérieur et qu'elles transmettent plus loin.

<sup>1</sup> Voir: E. SÉVIN, *Physique stellaire, Essai de synthèse*. Bulletin astronomique, Paris, 1939.