Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 5 (1952)
Heft: 4

Artikel: Sur l'énergie neutrinienne d'une supernova
Autor: Bouvier, Pierre
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739538

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 13.07.2025

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

SUR L'ÉNERGIE NEUTRINIENNE D'UNE SUPERNOVA

PAR

Pierre BOUVIER

On désigne par *supernovae* des étoiles très particulières qui peuvent apparaître brusquement dans un système stellaire, pour atteindre en quelques heures une luminosité estimée à un milliard de fois celle du Soleil. L'étoile baisse ensuite d'éclat et se réduit au bout d'un an ou davantage à un astre à peine visible, de température superficielle néanmoins très élevée et entouré généralement d'une nébulosité diffuse. Comme il faut attendre en moyenne un siècle au moins pour que survienne dans un système stellaire tel que la Galaxie cet étrange phénomène apparenté vraisemblablement à quelque cataclysme subi par une étoile, on conçoit que les données d'observation sur les états postérieur et surtout antérieur de cette étoile soient à peu près inexistantes.

Pour tenter d'expliquer cependant de telles explosions stellaires, Gamow et Schoenberg ont invoqué l'émission de neutrinos capables d'emporter très vite et de façon indétectable une grande partie de la chaleur des régions centrales dont la pression ne pourrait alors plus s'opposer au poids des couches externes [1].

On admet que les neutrinos traversent l'étoile sans subir d'absorption appréciable; d'ailleurs Bethe avait montré [2], à propos de l'éventuelle stabilité du noyau Li^4, que sur environ

[1] G. Gamow et M. Schoenberg, *Phys. Rev.*, *59*, 539, 1941.
[2] H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, *55*, 434, 1939.

6 millions de neutrinos émis au centre du Soleil lors de désintégrations β d'énergie maximum voisine de 20 MeV, un seul était, avant d'atteindre la surface, absorbé par un proton d'après la réaction

$$\mathrm{H} + \nu \longrightarrow n + e^{+} \tag{1}$$

Suivant la valeur adoptée pour la constante g de Fermi, cette estimation peut être amplifiée cent fois; de toute manière, elle repose sur l'hypothèse que la seule interaction qu'un neutrino puisse avoir avec la matière est celle impliquée dans l'hamiltonien de la théorie de Fermi, donnant lieu aux processus de désintégration β ou aux processus inverses dont (1) représente le plus simple et le plus probable.

Les réactions nucléaires proposées, fournissant l'énergie neutrinienne, postulent un équilibre entre deux sortes isobares de noyaux X et Y et les électrons libres; elles sont du type *urca*

$$\begin{aligned} \mathrm{X}_z^A + e^- &\longrightarrow \mathrm{Y}_{z-1}^A + \nu \\ \mathrm{Y}_{z-1}^A &\longrightarrow \mathrm{X}_z^A + e + \nu \end{aligned} \tag{2}$$

Dans les quelques cas typiques envisagés par Gamow et Schoenberg, la saturation est atteinte à des températures considérables, de l'ordre de 10 milliards de degrés C, bien que la réaction ait pu débuter à des températures notablement inférieures.

Or, au-dessus de 10^8 ou 10^9 degrés, il y a très probablement formation d'un nombre appréciable de neutrons libres [1]; en particulier s'il reste encore de l'hydrogène, la réaction

$$\mathrm{H} + e^- \longrightarrow n + \nu \tag{3}$$

semble jouer un rôle important.

Mais alors la réaction inverse de (3)

$$n + \nu \longrightarrow \mathrm{H} + e^- \tag{4}$$

[1] P. Dumézil-Curien et E. Schatzman, *Ann. d'Ap.*, *13*, 80, 1950; *ibid.*, *14*, 46, 1951.

pourra également se produire, et avec une probabilité supérieure à celle de (1) puique dans (4) l'énergie du neutrino peut être aussi petite que l'on veut.

Aussi la question se pose-t-elle de savoir si l'apparition de nombreux neutrons au sein de la matière stellaire ne va pas renforcer l'opacité de cette matière vis-à-vis du flux neutrinien. Si tel était le cas au cours du développement des réactions conduisant l'étoile au cataclysme qui fera d'elle une supernova, nous ne pourrions peut-être plus accepter sans réserves la thèse de Gamow et Schoenberg.

Calculons la probabilité par seconde pour qu'un neutrino issu d'une désintégration β soit absorbé selon (1) ou (4). L'expression déduite de la théorie de Fermi ($2\pi h$ = constante de Planck)

$$w\, d\mathrm{E} = \frac{g^2}{2\,\pi^3\, c^5\, h^7}\, |\mathrm{M}|^2\, p\, \mathrm{E}\,(\mathrm{W} - \mathrm{E})^2\, d\mathrm{E} \qquad (5)$$

donne la probabilité par seconde pour l'émission d'un électron d'énergie E, de quantité de mouvement p et simultanément celle d'un neutrino d'énergie W — E. M est l'élément de matrice relatif au changement d'état du noyau. En intégrant (5) de mc^2 à l'énergie maximum W, on obtient la probabilité totale λ de désintégration par seconde:

$$\lambda = \frac{g^2\, m^5\, c^4}{2\,\pi^3\, h^7}\, |\mathrm{M}|^2 \,.\, \mathrm{I}\left(\frac{\mathrm{W}}{mc^2}\right) \qquad (6)$$

Passons aux unités mc^2 en posant (m, masse de l'électron)

$$\mathrm{E} = mc^2\, \varepsilon\ , \qquad \mathrm{W} = mc^2\, \omega\ , \qquad \mathrm{W} - \mathrm{E} = mc^2\, \eta$$

nous écrirons la probabilité P_1 pour que, dans une désintégration β, le neutrino ait l'énergie η sous la forme suivante, indépendante de M:

$$\mathrm{P}_1\, d\eta = \frac{\omega}{\lambda}\, d\eta = \frac{d\eta}{\mathrm{I}\,(\omega)}\, \eta^2 (\omega - \eta)\, \sqrt{(\omega - \eta)^2 - 1} \qquad (7)$$

$$\mathrm{I}\,(x) = \frac{1}{60}\, \sqrt{x^2 - 1}\, (2\,x^4 - 9\,x^2 - 8) + \frac{1}{4}\, x \log\, (x + \sqrt{x^2 - 1}) \qquad (8)$$

D'autre part, nous poserons (m_N, masse du neutron; m_P, celle du proton)

$$(m_N - m_P)\, c^2 = m c^2 \varepsilon_0$$

afin d'écrire, pour la probabilité d'absorption par seconde du neutrino dans une réaction (1) ou (4):

$$P_2 = 6{,}41 . 10^{-33} (\eta \mp \varepsilon_0) \sqrt{(\eta \mp \varepsilon_0)^2 - 1} \qquad (9)$$

ayant normalisé les fonctions d'onde par cm^3 et adopté la valeur $g = 10^{-48}$ pour la constante de Fermi [1]. Dans (9), le signe — concerne l'absorption par un proton, le signe + l'absorption par un neutron; les expressions (5) à (9) supposent les longueurs d'onde de l'électron et du neutrino grandes par rapport aux dimensions du noyau.

Nous cherchons la probabilité composée relative à l'émission suivie de l'absorption du neutrino; cette probabilité P vaudra, toujours par unité de temps,

$$P = \int P_1 P_2 \, d\eta = 6{,}41 . 18^{-33} \frac{J(\omega, \varepsilon_0)}{I(\omega)} \qquad (10)$$

où, dans le cas d'un proton absorbant (réaction (1)),

$$J(\omega, \varepsilon_0) = \int_{\varepsilon_0 + 1}^{\omega - 1} \eta^2 (\omega - \eta) \sqrt{(\omega - \eta)^2 - 1} \, . \, (\eta - \varepsilon_0) \sqrt{(\eta - \varepsilon_0)^2 - 1} \, . \, d\eta \qquad (11\, a)$$

et dans celui d'un neutron (réaction (4)),

$$J(\omega, \varepsilon_0) = \int_{0}^{\omega - 1} \eta^2 (\eta - \omega) \sqrt{(\eta - \omega)^2 - 1} \, . \, (\eta + \varepsilon_0) \sqrt{(\eta + \varepsilon_0)^2 - 1} \, . \, d\eta \qquad (11\, b)$$

Les sections efficaces $\sigma = \frac{P}{c}$ ont été calculées pour des neutrinos émis par trois différents noyaux dont le premier, d'existence problématique, se désintègre en

$$Li^4 \longrightarrow He^4 + e^- + \nu$$

[1] P. Dumézil-Curien et E. Schazman, *loc. cit.*

avec une énergie maximum présumée de 19,4 MeV; quant aux deux autres, ils interviennent dans des réactions *urca* de Gamow-Schoenberg en fournissant les désintégrations

$$N^{16} \longrightarrow O^{16} + e^- + \nu$$

et

$$Mn^{56} \longrightarrow Fe^{56} + e^- + \nu$$

Nous avons choisi les valeurs $\varepsilon_0 = 2{,}5$ puis $\omega = 39$, 12 et 3,4 respectivement dans les trois cas ci-dessus, lors de l'évaluation numérique des intégrales (11).

Valeurs numériques de σ (en cm², à 10% près).

Désintégration β	Li^4	N^{16}	Mn^{56}
Energie max. (MeV)	19,4	6	1,7
Absorption par (1)	$1{,}4.10^{-40}$	$3{,}5.10^{-42}$	0
Absorption par (4)	$2{,}6.10^{-40}$	$1{,}6.10^{-41}$	$3{,}7.10^{-42}$

Il n'y a pas d'absorption par protons des neutrinos de Mn^{56} car l'énergie maximum disponible $\omega - 1 = 2{,}4$ n'atteint pas le seuil $\varepsilon_0 + 1 = 3{,}5$ à partir duquel la réaction (1) peut prendre place.

Si des neutrinos sont émis au centre d'une étoile de rayon R, le nombre de réactions (1) ou (4) qui se produiront entre le centre et la surface de l'étoile s'élèvera à:

$$\mathcal{N} = 6.10^{23}.\sigma \int_0^R x\rho\, dr \qquad (12)$$

où x est la concentration en protons (ou en neutrons) et ρ la densité. Pour la réaction (1) dans le Soleil, on trouve $\mathcal{N}$ égal à 10^{-4} avec Li^4, c'est-à-dire qu'en moyenne un neutrino sur dix mille réagira suivant (1) avant de quitter le Soleil.

Revenons plutôt aux réactions du N^{16} et du Mn^{56} concernant des noyaux connus; ces réactions se produisent donc peut-être

au centre d'une supernova avant le cataclysme. Il est probable qu'il n'existera plus guère d'hydrogène dans cette étoile mais par contre, les neutrons auront vu leur concentration augmenter notablement aux températures de 10^9 et 10^{10} degrés où les réactions urca prennent de l'ampleur. Admettons, pour fixer les idées, que les neutrons se développent dans une sphère entourant le centre de l'étoile et de rayon égal au dixième d'un rayon total de 10^{11} cm. Nous voyons, d'après (12), que pour les neutrinos de N^{16} et une concentration de neutrons tendant vers 100%, $\mathfrak{N}$ ne se rapproche de l'unité que lorsque ρ atteindra des valeurs de l'ordre de 10^7 g.cm^{-3}. De telles conditions de densité coexistant avec une température de 10^{10} degrés ne règnent actuellement dans aucune étoile.

Les réactions du type (2) deviennent saturées à des températures suffisamment élevées; plus précisément, la désintégration β du N^{16} est compensée, vers 4.10^{10} degrés, par la réaction de capture

$$O^{16} + e^- \longrightarrow N^{16} + \nu$$

De même à 10^{11} degrés pour Mn^{56}, nous aurons

$$Fe^{56} + e^- \longrightarrow Mn^{56} + \nu$$

Les neutrinos émis par ces réactions auront une probabilité par seconde P* d'être absorbés par des nucléons libres et P* s'obtiendra par la méthode précédente avec le même P_2 (9), mais un P_1 calculé à partir d'une répartition maxwellienne des électrons constituant par hypothèse un gaz non dégénéré à la température de saturation de la réaction urca considérée.

Si ε' est l'énergie de l'électron éjecté à la suite d'une réaction (1) ou (4), nous avons d'abord

$$P_2 = 6{,}41.10^{-33}\,\varepsilon'\sqrt{\varepsilon'^2 - 1}$$

D'autre part, la loi de distribution de Maxwell nous permettra d'écrire,

$$P_1\,d\varepsilon = \frac{w\,dn(\varepsilon)}{\int w\,dn(\varepsilon)}$$

où

$$dn(\varepsilon) = n_e\, e^{-z\varepsilon}\, 4\pi \sqrt{\varepsilon^2 - 1}\, \varepsilon\, d\varepsilon$$

n_e étant la densité électronique, $z = \frac{mc^2}{kT}$, et en supposant toujours les longueurs d'onde de l'électron et du neutrino grandes vis-à-vis du rayon nucléaire,

$$w = \text{const.}\,(\varepsilon - \omega)^2$$

ω représentant maintenant l'énergie cinétique minimum de l'électron dans la réaction de capture. Lorsque la réaction urca sera saturée, elle dégagera son énergie neutrinienne à plein rendement et nous aurons

$$\frac{3}{2} kT = mc^2 \omega\,, \qquad \text{donc} \qquad z = \frac{3}{2\omega}$$

En outre, la conservation d'énergie dans le détail donne

$$\varepsilon = \eta + \omega\,, \qquad \varepsilon' = \eta \mp \varepsilon_0$$

où η est, comme précédemment, l'énergie du neutrino, et $\varepsilon_0 = 2{,}5\ mc^2$.

La probabilité composée P* aura ainsi pour valeur

$$P^* = 1{,}33.10^{-33} \frac{J^*(\omega\,,\ \varepsilon_0)}{I^*(\omega)} \tag{13}$$

où

$$I^*(\omega) = \int_\omega^\infty e^{-\frac{3\varepsilon}{2\omega}} (\varepsilon - \omega)^2 \sqrt{\varepsilon^2 - 1}\, \varepsilon\, d\varepsilon \tag{14}$$

et, en ne retenant que le cas des neutrons,

$$J^*(\omega\,,\ \varepsilon_0) = \int_0^\infty e^{-\frac{3\eta}{2\omega}} \eta^2 (\eta + \omega) \sqrt{(\eta + \omega)^2 - 1}\, (\eta + \varepsilon_0) \sqrt{(\eta + \varepsilon_0)^2 - 1}\, d\eta$$

Dans le calcul de (14) nous pouvons, si ω dépasse suffisamment l'unité, remplacer $\sqrt{\varepsilon^2 - 1}$ par ε et intégrer par parties.

Nous sommes finalement conduits à des sections efficaces à peine plus élevées ($1{,}5.10^{-40}$ et 3.10^{-41} cm² pour O^{16} et Fe^{56} res-

pectivement) que celles trouvées pour la désintégration de N^{16} et de Mn^{56}. Le cas où le gaz des électrons serait dégénéré ne présente pas ici d'intérêt vu que la quantification des états libres réduira nécessairement la vitesse des réactions urca, et d'autant plus que la dégénérescence est avancée.

Nous concluons de cette étude que la formation de neutrons libres dans une étoile n'empêche pas celle-ci de rester pratiquement transparente à l'égard d'un éventuel flux de neutrinos. Du même coup, la possibilité d'une reformation d'hydrogène à partir de la réaction (4) se révèle insignifiante.