



УДК 523.801.001

В. Н. БАЙЕР и И. Б. ХРИПЛОВИЧ

НЕЙТРИННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ И ЕЕ РОЛЬ
В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

Рассматривается т. н. нейтринная радиоактивность (н. р.) — ядерные переходы с испусканием нейтрино и антинейтрино. Оценивается вероятность такого перехода и его роль в процессах эволюции звезд. При $T \sim 10^9$ нейтринное излучение, обусловленное н. р., может уносить из звезды энергию, сравнимую с энергией, выделяющейся при вспышках Новых и Сверхновых.

NEUTRINO RADIOACTIVITY AND ITS ROLE IN ASTROPHYSICAL PROCESSES, by V. N. Bayer and I. B. Hriplovich.—Neutrino radioactivity (n. r.), i. e. nuclei transitions with emission of a neutrino and antineutrino, is considered. The probability of such a transition and its role in stellar evolution are discussed. At $T \sim 10^9$ neutrino emission, due to n. r., can carry away energy from a star comparable to that escaping during outbursts of novae and supernovae.

В работе [1] авторы рассмотрели ряд следствий, вытекающих из схемы слабых взаимодействий с нейтральными токами. Используемый в этой статье лагранжиан слабых взаимодействий содержит, в частности, следующее

$$\frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{p}p) - (\bar{n}n)] (\bar{\nu}\nu) = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{N}\tau_3 N) (\bar{\nu}\nu), \quad (1)$$

которое, очевидно, должно приводить к ядерным переходам с испусканием ν и $\bar{\nu}$. Хотя эти переходы вызываются взаимодействием, аналогичным β -распаду, они не меняют заряда (атомного номера) ядра и в этом смысле напоминают электромагнитные переходы.

Так же как и для β -распада, гамильтониан разрешенных нейтринных переходов записывается в виде:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}\gamma_0 (1 + \gamma_5) \nu \langle 1 \rangle + \bar{\nu}\gamma (1 + \gamma_5) \nu \langle \bar{\sigma} \rangle], \quad (2)$$

$$\langle 1 \rangle = \int \bar{d}x \Phi_f^+ (\bar{x}) \sum_n \tau_{3n} \Phi_i (\bar{x}), \quad (3)$$

$$\langle \bar{\sigma} \rangle = \int \bar{d}x \Phi_f^+ (\bar{x}) \sum_n \tau_{3n} \bar{\sigma}_n \Phi_i (\bar{x}),$$

где Φ_f и Φ_i — волновые функции ядра в конечном и начальном состояниях, суммирование ведется по всем нуклонам ядра, которые считаются нерелятивистскими.

Как и в случае обычной радиоактивности, при $\langle 1 \rangle \neq 0$ получаем правила отбора Ферми: $\Delta j = 0$, «нет»; при $\langle \bar{\sigma} \rangle \neq 0$ — правила отбора Гамова — Теллера: $\Delta j = 0, \pm 1$ «нет» (0—0 переход в последнем случае запрещен).

Для полной вероятности перехода с энергией ϵ легко находим из (2)

$$W = \frac{G^2 \epsilon^5}{60\pi^3} [\langle 1 \rangle^2 + \langle \bar{\sigma} \rangle^2]. \quad (4)$$

Для оценок можно принять $\langle 1 \rangle$ равным разности чисел нейтронов и протонов ядра, а $\langle \sigma \rangle$ — удвоенной разности суммарных спинов нейтронов и протонов, считая, что полный спин четного числа нуклонов одного сорта равен 0 [2]. При этом для $\epsilon \sim 1 \text{ MeV}$ $W \sim 10^{-4}$.

С 0—0 нейтринными ферми-переходами конкурируют электромагнитные переходы с внутренней конверсией. Их вероятность по порядку величины равна $Z^3 \sqrt{\frac{\epsilon}{m}} \cdot 10^4$ [2], где m — масса электрона. Если $\epsilon \sim 1 \text{ MeV}$, то уже при $Z \sim 10$ внутренняя конверсия в 10^{11} раз более вероятна, чем соответствующий нейтринный переход. Что касается магнитных дипольных переходов, то при $\epsilon \sim 1 \text{ MeV}$ они в 10^{19} раз более вероятны, чем разрешенные нейтринные переходы, которые могли бы конкурировать с ними. Таким образом непосредственное наблюдение нейтринной радиоактивности едва ли возможно.

Таблица 1

Нейтринная светимость звезд, вызванная указанными переходами

T	Существенные изотопы	Концентрация	Энергия (keV), спин, четность начального и конечного состояния	Нейтринная светимость звезд, эрг/сек
10^8	Mn_{25}^{55} Fe_{26}^{57}	$2 \cdot 10^{-7}$ $2 \cdot 10^{-7}$	$(130, 7/2, -) \rightarrow (0, 5/2, -)$ $(136, 5/2, -) \rightarrow (14, 3/2, -)$	10^{30}
$2 \cdot 10^8$		Те же переходы в Fe_{26}^{57} и Mn_{25}^{55}		10^{33}
$5 \cdot 10^8$	Ne_{10}^{26}	$0.6 \cdot 10^{-6}$	Тот же переход в Fe_{26}^{57} $(350, 5/2, +) \rightarrow (0, 3/2, +)$	10^{36}
$7 \cdot 10^8$	Na_{11}^{23}	10^{-6}	Тот же переход в Ne_{10}^{21} $(440, 5/2, +) \rightarrow (0, 3/2, +)$	10^{37}
10^9		Те же переходы в Ne_{10}^{21} и Na_{11}^{23}		10^{38}
$2 \cdot 10^9$	N_7^{14}	$0.6 \cdot 10^{-4}$	$(2310, 0, +) \rightarrow (0, 1, +)$	10^{41}
$5 \cdot 10^9$		Тот же переход в N_7^{14}		10^{44}

Схема с нейтральными токами приводит также к ядерным переходам с испусканием пары e^+ , e^- . Наблюдение этого процесса, видимо, также исключено.

Нейтринные переходы могли бы, однако, играть существенную роль в астрофизике. Как известно, процессы с испусканием нейтрино могут существенно влиять на свойства больших масс вещества при высоких температурах, а следовательно, на процессы эволюции звезд [3—7]. Хотя вероятности процессов, сопровождающихся электромагнитным излучением, гораздо выше, зато длина свободного пробега фотона в звезде ничтожна по сравнению с ее размерами, в то время как нейтринное излучение уходит из звезды практически беспрепятственно.

Оценим мощность, теряемую звездой с массой 10^{34} г за счет разрешенных нейтринных переходов при различных температурах. Мощность, теряемая ядром, равна $\epsilon W \sim \epsilon^6$. Считая, что ядра данного элемента равномерно распределены по уровням, находим, что мощность, излучаемая всеми N ядрами соответствующего изотопа, находящимися в звезде, равна

$$P = N \epsilon W \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right) \sim \epsilon^6 \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right). \quad (5)$$

Максимум этого выражения приходится на $\epsilon_0 = 6kT$. Основной вклад будут давать изотопы, в которых возможны переходы с энергиями, близкими к ϵ_0 . Мы используем данные о распространенности изотопов, приведенные в обзоре [8]. Схемы уровней ядер взяты из [9]. Результаты несложного расчета приведены в табл. 1, где указаны изотопы, существенные при указанной температуре, спин и четность начального и конечного состояний и полная светимость звезды за счет нейтринных переходов. Если в звезде содержание перечисленных в таблице изотопов окажется выше, то соответственно возрастет и ее нейтринная светимость.

За 10^7 сек, что соответствует наблюдаемой длительности вспышки Новой или Сверхновой звезды, излучение нейтринных переходов унесет от 10^{45} эрг при $T = 10^9$ до 10^{51} эрг при $T = 5 \cdot 10^9$. Эти величины равны соответственно полным потерям энергии при вспышках Новых и Сверхновых [10].

В заключение благодарим Б. М. Понтекорво, обратившего наше внимание на желательность рассмотрения этого вопроса, и В. И. Ритуса, ознакомившего нас со своей работой до ее опубликования.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения АН СССР

Поступила в редакцию
25 июля 1962 г.

Литература

1. В. Н. Байер, И. Б. Хриплович, Ж. эксперим. и теорет. физики, 39, 1374, 1960.
2. Д. Блатт, В. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954.
3. G. Gamov, M. Schoenberg, Phys. Rev., 59, 539, 1941.
4. Б. М. Понтекорво, Ж. эксперим. и теорет. физики, 36, 1615, 1959.
5. Г. М. Гандельман, В. С. Пинаев, Ж. эксперим. и теорет. физики, 37, 1072, 1959.
6. Н. У. Чiu, P. Morrison, Phys. Rev. Lett., 5, 573, 1960.
7. В. И. Ритус, Ж. эксперим. и теорет. физики, 41, 1285, 1961.
8. E. M. Burbidge et al., Rev. Mod. Phys., 29, 547, 1957.
9. Б. С. Желепов, Л. К. Пеккер, Схемы распада радиоактивных ядер, Изд-во АН СССР, 1958.
10. Л. Х. Аллер, Астрофизика, 2, ИЛ, 1957.