УДК 539.12.13:539.123

# О СТИМУЛИРОВАННОЙ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРИНО НУКЛОНАМИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, И. Ф. Боциев**

*(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)*

В работе рассмотрены два канала генерации нейтрино нуклонами в магнитном поле: $n \to n+\nu+\bar{\nu}$ и $p \to n+e^{+}+\nu_e$, представляющие интерес как с точки зрения изучения влияния внешнего поля на электрослабые процессы (в отсутствие поля эти процессы идти не могут), так и для уточнения деталей этих взаимодействий во внешних полях. Позитронный распад протона рассматривался ранее в [1, 2], однако в [1] это было сделано для случая монохроматической циркулярно поляризованной электромагнитной волны, а в [2] внешнее поле предполагалось скрещенным, причем слабое взаимодействие было взято в $S-P$-варианте. Рассмотренные в [1, 2] условия не позволяют судить о характеристиках $\beta^{+}$-распада в чисто магнитном поле и тем более исследовать влияние структурных констант $C_A$ и $C_V$ электрослабых взаимодействий на сам процесс. Ниже анализ указанных реакций проводится с учетом вклада нейтральных токов.

1. **Процесс $\mathbf{n \to n+\nu+\bar{\nu}}$.** Этот процесс, как легко заметить, целиком обусловлен наличием магнитного момента у нейтрона. Индуцируемый вкладом нейтральных токов эффективный лагранжиан $(\bar{n}n\bar{\nu}\nu)$-взаимодействия в низкоэнергетическом (контактном) приближении и в случае безмассовых нейтрино представим в форме

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_n \gamma^{\mu} (\tilde{C}_V + \tilde{C}_A \gamma^5) \psi_n] [\bar{\psi}_\nu \gamma_\mu (1+\gamma^5) \psi_\nu], \tag{1}$$

где значения структурных констант $\tilde{C}_{A,V}$ аксиально-векторной связи не зависят от сорта рождаемых нейтрино. Волновая функция нейтрона, удовлетворяющая модифицированному уравнению Дирака с феноменологическим учетом аномального магнитного момента $\mu$ нейтрона

$$\left(\hat{p} - m_n - \frac{i}{2} \mu \sigma_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}\right) \psi_n = 0, \tag{2}$$

где $F^{\alpha\beta}$ — тензор внешнего поля, и дополнительному условию

$$\Pi_3 \psi_n = \zeta \psi_n, \tag{3}$$

где оператор $\Pi_3 = (m_n \sigma_3 + \rho_2 [\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}]_3)/E_\perp$ выделяет поляризационные состояния $\zeta = \pm 1$ нейтрона вдоль и против магнитного поля, имеет вид

$$\psi_n = u(p, \zeta)\, e^{-ipx} = \frac{e^{-ipx}}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} f_+ \cdot (g_+ + \zeta g_-) \\ -\zeta f_- \cdot (g_+ - \zeta g_-)\, e^{i\varphi} \\ f_+ \cdot (g_+ - \zeta g_-) \\ \zeta f_- \cdot (g_+ + \zeta g_-)\, e^{i\varphi} \end{pmatrix}. \tag{4}$$

При этом $u^{+}u = 1$, $f_{\pm} = (1 \pm \zeta m_n/E_\perp)^{1/2}$, $g_{\pm} = (1 \pm p_3/E)^{1/2}$, $E_\perp = (p_\perp^2 + m_n^2)^{1/2}$, $E = (\mathbf{p}^2 + m_n^2 + \gamma_n^2 + 2\zeta\gamma_n E_\perp)^{1/2}$ — энергия нейтрона, $\gamma_n = |\mu B|$, $p_3$ и $p_\perp$ — продольный и поперечный (относительно поля $B$) импульсы $n$, $\varphi$ — азимутальный угол $\rho$. Конечному состоянию нейтрона будут соответствовать далее штрихованные величины.

Рассмотрим для простоты случай, когда нейтрон до и после генерации нейтрино является нерелятивистским ($p_3 \ll E$, $p'_3 \ll E'$; $p_\perp$, $p'_\perp \ll m_n$)*. Поскольку генерация $\nu\bar{\nu}$ в данном канале возможна лишь при спин-флипповом нейтронном переходе, указанные ограничения будут соблюдены, если индукция $B$ магнитного поля будет удовлетворять неравенству $B \ll m_n/|\mu|$, что хорошо выполняется во всех реальных ситуациях. При выбранных условиях матрицы плотности нейтронов примут вид $u_i\bar{u}_k = (1/4)\,[(1+\gamma^0)(1+\gamma^5\gamma^3)]_{ik}$, $u_i'\bar{u}_k' = (1/4)[(1+\gamma^0)\times\times(1-\gamma^5\gamma^3)]_{ik}$, а получаемая обычным способом дифференциальная вероятность процесса (отнесенная к единице времени) определяется только аксиально-векторной структурной константой:

$$dw = -G^2\widetilde{C}_A^2\,\frac{(2\pi)^4}{q_0 q_0'}\,\delta(p-p'-q-q')\,(g^{(\perp)}_{\mu\nu}+ie^{03}_{\mu\nu})\times$$

$$\times\{q^\mu q'^\nu + q^\nu q'^\mu - (q'q)\,g^{\mu\nu} + iq_\alpha q'_\beta e^{\alpha\mu\beta\nu}\}\,\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\,\frac{d^3q'}{(2\pi)^3}\,\frac{d^3p'}{(2\pi)^3}, \qquad (5)$$

где $q$ и $q'$ — 4-импульсы нейтрино. Выполняя интегрирование по импульсам нейтрино с помощью соотношения

$$\int \frac{d^3q}{q_0}\,\frac{d^3q'}{q_0'}\,q^\mu q'^\nu\delta(Q-q-q') = \frac{\pi}{3}\left(\frac{1}{2}\,Q^2 g^{\mu\nu} + Q^\mu\ \ {}^\nu\right),$$

получим следующее выражение вероятности:

$$w = \frac{2G^2\widetilde{C}_A^2}{3(2\pi)^4}\int\limits_{(Q^2\geqslant 0)} d^3p'\left(Q_0^2 - Q_3^2 - \frac{1}{2}\,Q_\perp^2\right), \qquad (6)$$

где $Q^2 = Q_0^2 - \mathbf{Q}^2$, $Q_\perp^2 = Q_1^2 + Q_2^2$, $Q = p - p'$. В приближении покоящегося в начальном состоянии нейтрона распределение по суммарному импульсу пары $\nu\bar{\nu}$ принимает вид

$$w = \frac{G^2\widetilde{C}_A^2}{3\pi^3}\int\limits_{-1}^{1} d\cos\theta \int\limits_0^{2\gamma} Q^2 dQ\left\{\gamma^2 - \frac{1}{8}\,Q^2(1+\cos^2\theta)\right\}, \qquad (7)$$

где уже $Q = |\mathbf{Q}|$, что в итоге дает

$$w = \frac{16}{15\pi^3}\,G^2\widetilde{C}_A^2\gamma_n^5. \qquad (8)$$

Оценивая с помощью (8), например, вклад реакции $n \to n + \nu + \bar{\nu}$ в мощность $I$ нейтринного излучения из единицы объема, получим $I = 2\gamma_n n w$, где $n$ — концентрация нейтронов, поляризованных вдоль магнитного поля. Учитывая экспериментальное значение магнитного момента нейтрона, приходим к заключению, что в полях с индукцией $B \ll m_p^2/2e$ вклад рассматриваемого канала генерации нейтрино оказывается пренебрежимо малым по сравнению с вкладом от обычного $\beta$-распада.

---

* Теоретически вполне допустим случай, когда нерелятивистский нейтрон за счет энергии, выделяемой при спин-флипповом переходе с испусканием нейтринной пары, приобретает релятивистский импульс; однако практическая реализация этого возможна лишь в экзотически сильных магнитных полях.

2. **Процесс $p \to n + e^+ + \nu_e$.** В приближении покоящегося протона указанная реакция может стать разрешенной, если спин протона будет ориентирован против магнитного поля ($\zeta_p = -1$). В самом деле, поскольку протон в таком случае будет обладать энергией $E_p = \sqrt{2\gamma + m_p^2}$, где $\gamma = |eB|$, то в полях $B \geqslant B_0 = [(m_n + m)^2 - m_p^2]/2|e| \sim 3 \cdot 10^{17}$ Гс энергетический порог $E_p = m_n + m$ реакции окажется преодоленным. Однако выделяемой при этом энергии не будет хватать для возбуждения поперечных (относительно поля) степеней свободы позитрона*, т. е. его энергия $E$ целиком будет определяться продольным импульсом $p_3$ ($E = \sqrt{p_3^2 + m^2}$), а его спин будет параллельным полю ($\zeta = 1$). Вследствие этого спины рождаемых нейтрона и нейтрино должны будут ориентироваться преимущественно против поля ($\zeta_n = -1$, $\zeta_{\nu_e} = -1$), что эквивалентно преимущественному вылету нейтрино вдоль поля.

Основываясь на лагранжиане

$$\mathscr{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_n \gamma^\mu (C_V + C_A \gamma^5) \psi_p] [\bar{\psi}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma^5) \psi_e] \tag{9}$$

и пользуясь решениями $\psi_{p,e}$, $\psi_n$ уравнения Дирака в магнитном поле (без учета аномальных моментов, которые не принципиальны для оценок) с явным учетом поляризационных состояний частиц (относительно поля), стандартными методами получим следующее выражение для отнесенной к единице времени вероятности позитронного распада покоящегося поляризованного протона:

$$w = \frac{G^2 C_-^2}{2(2\pi)^4} \frac{1 - \zeta_n}{2} \left(1 + \frac{m_p}{E_p}\right) \int d^3q\, dp_3 I_0 \left(\frac{p_{n\perp} q \sin\theta}{\gamma}\right) \times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{p_{n\perp}^2 + q^2 \sin^2\theta}{2\gamma}\right\} \left(1 + \frac{p_3}{E}\right) (E_p - E - q) \cos^2\frac{\theta}{2}, \tag{10}$$

где $C_- = C_V - C_A$, $E_p = \sqrt{2\gamma + m_p^2}$, $E = \sqrt{p_3^2 + m^2}$, $\theta$ — угол между импульсом $\mathbf{q}$ нейтрино и полем, $I_0(x)$ — функция Бесселя, $p_{n\perp} = \{(E_p - E - q)^2 - (p_3 + q\cos\theta)^2 - m_n^2\}^{1/2}$, а область интегрирования определяется условием

$$E + q + \sqrt{m_n^2 + (p_3 + q\cos\theta)^2} \leqslant E_p.$$

Анализ (10) и законов сохранения показывает, что в области интегрирования $\max(p_{n\perp}, q) < 2\gamma$ и поэтому произведение $I_0(x)\exp\{\ldots\}$ под интегралом можно приближенно заменить единицей. Тогда полная вероятность как функция поля $B$ примет вид

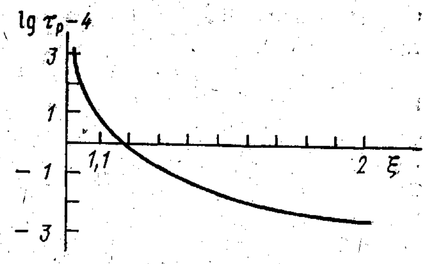
$$w = w_0 \Phi, \quad w_0 = \frac{C_-^2}{12(2\pi)^3} (Gm^2)^2 m_n,$$

$$\Phi = \delta^{-4} \left\{\left(1 + \frac{13}{2}\delta^2\right)\sqrt{1 - \delta^2} - 6\delta^2 \left(1 + \frac{\delta^2}{4}\right) \ln\frac{1 + \sqrt{1 - \delta^2}}{\delta}\right\}, \tag{11}$$

где $\delta = m/(E_p - m_n) \approx \left[\xi + \frac{\Delta}{m}(\xi - 1)\right]^{-1}$, $\Delta = m_n - m_p$, $\xi = B/B_0$, $B_0 \sim 3 \cdot 10^{17}$ Гс — критическое поле, ниже которого процесс распада покоящегося протона

* Энергия низшего возбужденного состояния позитрона $E = \sqrt{2\gamma + m^2}$ в сумме с энергией покоя нейтрона $m_n$ всегда превышает величину $E_p = \sqrt{2\gamma + m_p^2}$.

оказывается запрещенным (при $\xi=1$, или $\delta=1$, $\Phi=0$). Из рисунка, на котором представлена зависимость $\lg\tau_p-4$ от $\xi$, видно, что с ростом поля время жизни $\tau_p=w^{-1}$ протона быстро уменьшается, достигая (при $C_-^2\simeq0{,}04$, т. е. для углов Вайнберга, близких к принятому) значения $\sim10$ с уже при $\xi\approx2{,}15$ (для ряда значений $\xi$ времени жизни $\tau_p$ приведены в таблице).




Полученные результаты указывают на возможность заметного влияния рассмотренного процесса на $n-p$ баланс в магнитных нейтронных

| $\xi$ | 1 | 1,025 | 1,05 | 1,1 | 1,15 | 1,2 | 1,3 | 1,4 | 1,5 | 1,7 | 2 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\tau_p\cdot10^{-4}$, с | $\infty$ | 1088 | 95,54 | 8,328 | 1,987 | 0,716 | 0,169 | 0,060 | 0,027 | 0,008 | 0,002 |

звездах с большими значениями индукции поля, в полях $B<B_0$ процесс будет запрещен.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Газазян А. Г.//Изв. АН АрмССР. 1965. 18, № 1. С. 126—133. [2] Жарков Г. Ф.//Ядерная физика. 1965. 1. С. 173—182.

Поступила в редакцию
30.09.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

УДК 530.145:539.12.172

# ЗАМЕЧАНИЯ К СТАЦИОНАРНОЙ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

**Ю. В. Попов, Т. В. Попова**
*(НИИЯФ)*

1. В реальном физическом эксперименте по рассеянию частиц чаще всего имеют дело с электрически заряженными частицами, т. е. взаимодействующими друг с другом на далеких расстояниях по закону Кулона. В то же время стационарная теория рассеяния как двух, так и нескольких частиц и ее математический аппарат, излагаемый в большинстве учебников по квантовой механике, приспособлены для описания процессов рассеяния объектов с короткодействующими потенциалами, убывающими на бесконечности быстрее $r^{-2}$. В теории рассеяния двух частиц данное противоречие устраняется благодаря тому, что известен точный вид кулоновской волновой функции. Это обстоятельство позволяет определить дифференциальное сечение рассеяния двух заряженных квантовых частиц, как атомных, так и ядерных, т. е. взаимодействующих дополнительно посредством короткодействующего потенциала. Однако теория рассеяния трех и более частиц сталкивается с рядом не только вычислительных, но и методологических трудностей [1—4], что связано, на наш взгляд, прежде всего с проблемой формулировки граничных условий, адекватных поставленной задаче. Дальнодействие кулоновского взаимодействия частиц настолько велико,