

УДК 539.125.516.4

**О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕССЫ**  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$   
и  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$

**В. М. Захарцов, Ю. М. Лоскутов**

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Интерес к слабым процессам в магнитном поле (с участием в исходном и (или) конечном состояниях реальных лептонов) связан с тем, что внешнее магнитное поле (особенно сильное) подавляет состояния низкоэнергетических электронов (позитронов) со спином, параллельным (антипараллельным) полю, вследствие чего средние значения проекций импульсов рождаемых нейтрино и (или) антинейтрино на направление поля, рассчитанные на один нуклон, могут стать в определенных условиях как отрицательными, так и положительными. Ниже это подтверждается на примере реакций  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  и  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ .

Вычисленная в рамках четырехфермионного  $V-A$  взаимодействия вероятность  $\beta$ -распада покоящегося поляризованного нейтрона в магнитном поле  $B$  в пренебрежении кинетической энергией протона имеет вид

$$\begin{aligned} \omega = & \frac{\gamma G^2}{(2\pi)^3} \int \sin \theta d\theta \int dp_3 \cdot \left\{ \sum_{n=1}^N (\Delta - E)^2 \cdot \frac{1}{2} \left[ (1 + \alpha)^2 \left( 1 + \zeta_n \frac{p_3}{E} \right) \times \right. \right. \\ & \times (1 + \zeta_n \cos \theta) + (1 - \alpha)^2 \left( 1 - \zeta_n \frac{p_3}{E} \right) (1 - \zeta_n \cos \theta) + \\ & \left. \left. + 4\alpha^2 \left( 1 - \zeta_n \frac{p_3}{E} \right) (1 + \zeta_n \cos \theta) \right] \eta \left( 1 - \frac{B}{B'_{cr}} \right) + \right. \\ & \left. + \left( 1 + \frac{f_3}{E_{\parallel}} \right) (\Delta - E_{\parallel})^2 \left[ (1 + \zeta_n \alpha)^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \left( 1 - \frac{1 - \zeta_n}{2} \eta \left( \frac{B}{B''_{cr}} - 1 \right) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + (1 - \zeta_n) 2\alpha^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\zeta_n = \pm 1$  задает поляризацию нейтронов вдоль или против поля,  $\alpha = |G_A/G_V| \approx 1,24$ ,  $\gamma = |eB|$ ,  $\Delta = m_n - m_p$ ,  $E = \sqrt{2\gamma n + E_{\parallel}^2}$  — энергия электрона,  $E_{\parallel} = \sqrt{p_3^2 + m^2}$ , квантовое число  $n \geq 1$  характеризует поперечное по отношению к полю движение электрона, верхний предел  $N$  суммы по  $n$  определяется законом сохранения энергии  $\Delta = E + q$  при нулевом значении энергии  $q$  антинейтрино,  $p_3$  — продольный импульс электрона и  $\theta$  — угол между импульсом  $q$  антинейтрино и полем. Ступенчатые функции  $\eta(1 - B/B'_{cr})$  и  $\eta(B/B''_{cr} - 1)$  указывают в (1) на то, что в полях  $B > B'_{cr} = (\Delta^2 - m^2)/2|e| \approx 1,2 \cdot 10^{14}$  Гс поперечные степени свободы электрона из-за недостатка высвобождающейся при распаде нейтрона энергии возбуждаться не будут (и тогда единственно возможным спиновым состоянием  $\zeta$  электрона станет состояние  $\zeta = -1$ ), а в полях  $B > B''_{cr} = m_p(\Delta - m)/|e| \approx 1,2 \times 10^{17}$  Гс будут подавлены также и поперечные возбуждения протона (при этом спин протона будет ориентирован вдоль поля:  $\zeta_p = 1$ ).

Устремляя в (1) значение  $\gamma$  к нулю, можно перейти к случаю свободного распада нейтрона (см., например, [1]). При  $B < B_{cr}''$  выражение (1) соответствует просуммированной по спиновым состояниям электрона вероятности\*, полученной в [2].

В полях  $B \ll B'_{cr}$  (область I),  $B'_{cr} < B < B_{cr}''$  (область II) и  $B > B_{cr}''$  (область III) результат (1) дает

$$\tau_I^{-1} = \omega_I = \omega_0 \left[ 1 - 4,185 \zeta_n \xi' \frac{\alpha(\alpha-1)}{1+3\alpha^2} \right], \quad (2)$$

$$\tau_{II}^{-1} = \omega_{II} = 2,11 \omega_0 \xi' \left[ 1 - 2\zeta_n \frac{\alpha(\alpha-1)}{1+3\alpha^2} \right], \quad (3)$$

$$\tau_{III}^{-1} = \omega_{III} = 2,11 \omega_0 \xi' \left[ 1 - 2\zeta_n \frac{\alpha(\alpha-1)}{1+3\alpha^2} - \frac{1-\zeta_n}{2} \frac{(\alpha-1)^2}{1+3\alpha^2} \right], \quad (4)$$

где  $\xi' = (B/B'_{cr})$ , а  $\omega_0$  — вероятность распада свободного нейтрона. Отсюда видно, что во всех случаях время жизни нейтронов, поляризованных вдоль поля, несколько выше, чем нейтронов, поляризованных против поля, причем в полях  $B > B'_{cr}$  оно может заметно упасть по сравнению со случаем свободного распада. Например, при  $B \sim B_{cr}'' = 1,2 \cdot 10^{17}$  Гс оно сокращается на три порядка, достигая долей секунды.

Пользуясь определением среднего  $\langle f \rangle = \int f d\omega / \omega$ , найдем средние значения  $\langle q_3 \rangle$  проекций импульсов антинейтрино на направление поля:

$$\frac{\langle q_3 \rangle_I}{\tau_I} = 0,63 \zeta_n m \omega_0 \frac{\alpha(\alpha+1)}{1+3\alpha^2} \left[ 1 - 1,42 \zeta_n \xi' \frac{\alpha-1}{\alpha} \right], \quad (5)$$

$$\frac{\langle q_3 \rangle_{II}}{\tau_{II}} = 1,78 \zeta_n m \omega_0 \xi' \frac{\alpha(\alpha+1)}{1+3\alpha^2} \left[ 1 - \zeta_n \frac{\alpha-1}{2\alpha} \right], \quad (6)$$

$$\frac{\langle q_3 \rangle_{III}}{\tau_{III}} = 1,78 \zeta_n m \omega_0 \xi' \frac{\alpha(\alpha+1)}{1+3\alpha^2} \left[ 1 - \zeta_n \frac{\alpha-1}{2\alpha} + \frac{1-\zeta_n}{2} \frac{(\alpha-1)^2}{2\alpha(\alpha+1)} \right]. \quad (7)$$

В сочетании с (2) — (4) это дает

$$\begin{aligned} \langle q_3 \rangle_I &\approx 0,31 \zeta_n m (1 - 0,05 \zeta_n \xi'), \\ \langle q_3 \rangle_{II} &\approx 0,42 \zeta_n m (1 + 0,01 \zeta_n), \\ \langle q_3 \rangle_{III} &\approx 0,42 \zeta_n m. \end{aligned} \quad (8)$$

Отсюда следует, что при распаде большей совокупности в целом неполяризованных нейтронов усредненное по ней значение проекции импульса антинейтрино на направление поля в полях  $B \ll B'_{cr}$  отрицательно ( $\langle \bar{q}_3 \rangle_I^n \approx -1,55 \cdot 10^{-2} m \xi'$ ), в полях  $B'_{cr} < B < B_{cr}''$  положительно ( $\langle \bar{q}_3 \rangle_{II}^n \approx 4,2 \cdot 10^{-2} m$ ) и в полях  $B > B_{cr}''$  обращается в ноль. За счет уносимого антинейтрино импульса\*\* объект, внутри которого указанный процесс реализуется, приобретает соответствующее ответное движение, если магнитное поле в его внутренней области близко к однородному и не превышает  $B_{cr}''$ .

\* Следует заметить, что в [2] разбиение по поляризационным состояниям электрона производилось посредством оператора  $(\sigma \mathbf{P})$ , проецирующего спин электрона на кинетический импульс  $\mathbf{P}$ , что не всегда приемлемо, так как в магнитном поле этот оператор из-за наличия у электрона аномального момента не будет интегралом движения. Логичнее такое разбиение производить по состояниям относительно поля, т. е. с помощью оператора  $\Pi_3 = m\sigma_3 + \rho_2 [\sigma \mathbf{P}]_3$ , являющегося интегралом движения, как это и было сделано при вычислении (1).

\*\* В силу того что время жизни нейтронов, поляризованных против поля, несколько меньше времени жизни нейтронов, поляризованных вдоль поля, первоначально импульс, уносимый антинейтрино, будет противоположен полю. По завершении процесса распада нейтронов, поляризованных против поля, распад нейтронов, поля-

Средние значения  $\langle p_z \rangle$  продольных импульсов электрона в областях I—III имеют вид

$$\begin{aligned} \langle p_z \rangle_I &= -0,62 \zeta_n m \omega_0 \tau_I \frac{\alpha(\alpha-1)}{1+3\alpha^2} \left[ 1 - 1,435 \zeta_n \xi' \frac{1+3\alpha^2}{\alpha(\alpha-1)} \right], \\ \langle p_z \rangle_{II} &= 0,85 m \omega_0 \tau_{II} \xi' \left[ 1 - 2 \zeta_n \frac{\alpha(\alpha-1)}{1+3\alpha^2} \right], \\ \langle p_z \rangle_{III} &= 0,85 m \omega_0 \tau_{III} \xi' \frac{4\alpha^2 + (\alpha+1)^2}{2(1+3\alpha^2)} \left[ 1 - \zeta_n \frac{4\alpha^2 - (\alpha+1)^2}{4\alpha^2 + (\alpha+1)^2} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Из этого вытекает, что уже при  $\xi' \sim 0,1$ , т. е. в полях  $B \sim 10^{13}$  Гс (и более сильных), рождаемые электроны должны будут обладать в среднем положительным значением продольного импульса и быть левополяризованными; в полях слабых ( $\xi' \ll 0,1$ ), как и в свободном случае, знак продольного импульса электрона будет противоположен знаку поляризации нейтрона.

Пользуясь (8), (9) и законом сохранения коллинеарной полю компоненты импульса, легко найти средние значения продольного импульса протона.

Дифференциальное сечение процесса  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$  на покоящемся в поле  $B$  протоне при малых энергиях электрона (настолько, что кинетической энергией нейтрона можно пренебречь), движущегося коллинеарно полю, оказывается равным

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{G^2}{(2\pi)^2} \frac{E}{|p_z|} \left( 1 + \frac{p_z}{E} \right) (F + m_p - m_n)^2 \times \\ &\times \left[ (1 + \zeta_p \alpha)^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + (1 + \zeta_p) 2\alpha^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\theta$  — угол вылета нейтрино по отношению к полю. Влияние магнитного поля свелось здесь к тому, что в отсутствие поперечных возбуждений электрона реализоваться будет лишь его спиновое состояние, антипараллельное полю.

Отсюда легко видеть, что в случае большой совокупности в целом неполяризованных протонов среднее значение проекции импульса нейтрино на направление поля, рассчитанное на один вступивший в реакцию нуклон, будет отрицательным. Если же число протонов порядка числа электронов, то при скорости восстановления исходного распределения протонов по спиновым состояниям, много меньшей скорости реакции, по завершении процесса соответствующее среднее значение проекции импульса будет положительным. Это обстоятельство необходимо учитывать при анализе отдачи нейтронных звезд.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Керимов Б. К. Изв. АН СССР, сер. физ., 1959, 23, с. 924; Изв. вузов. Физика, 1959, № 4, с. 111. [2] Коровина Л. И. Изв. вузов. Физика, 1964, № 6, с. 86; Тернов И. М., Лысов Б. А., Коровина Л. И. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астроф., 1965, № 5, с. 58.

Поступила в редакцию  
08.08.84

ризованных вдоль поля, будет продолжаться, при этом уносимый антинейтрино импульс будет параллелен полю. Это в итоге и приводит к тому, что в полях  $B'_{cr} < B < B''_{cr}$  суммарный средний импульс, уносимый антинейтрино, будет положительным, а в полях  $B > B''_{cr}$  — нулевым. В полях  $B < B'_{cr}$  различия в вероятностях распада — см. (2) — менее значительны, чем различия в величинах  $\langle q_z \rangle / \tau$  — см. (5), — и по-тому в таких полях уносимый антинейтрино суммарный средний импульс отрицателен.