Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 5 — 1964

Б. К. КЕРИМОВ, Ю. И. РОМАНОВ

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО И АНТИНЕЙТРИНО НА ПОЛЯРИЗОВАННОМ ЭЛЕКТРОНЕ. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНА ОТДАЧИ

Получены дифференциальные и полные сечения процесса слабого рассеяния нейтрино и антинейтрино на электроне в борновском приближении с учетом поляризации начального и конечного электрона. Используется теория четырехкомпонентного дираковского нейтрино с массой, равной нулю. Найдено также выражение для степени продольной поляризации электронов отдачи. С помощью полученных формул изучено в $V \mp A$-варианте слабых взаимодействий рассеяние на электроне двух различных нейтрино (антинейтрино), предсказываемых теорией четырехкомпонентного нейтрино.

1. В настоящее время представляет существенный интерес обсуждение различных возможностей экспериментального обнаружения нейтринно-лептонных взаимодействий типа $(e\nu)\cdot(e\nu)$, приводящего, например, к рассеянию нейтрино и антинейтрино на электроне. В работе [1] на основе универсального слабого четырехфермионного $V—A$ — взаимодействия и теории двухкомпонентного нейтрино $(\nu_L, \bar{\nu}_R)$ были вычислены полные сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино на свободном электроне без учета возможной поляризации электрона отдачи и электрона мишени. Слабое νe-рассеяние можно было бы в принципе обнаружить экспериментально, как это отмечено в [1], если искать электроны отдачи в мишенях, облучаемых нейтрино.

В данной работе, являющейся дальнейшим развитием [1, 2, 3], вычисляются дифференциальные и полные сечения νe- и $\bar{\nu} e$-рассеяний в низшем порядке теории возмущений по слабому смешанному (V, A)-взаимодействию с учетом поляризации начального электрона и электрона отдачи. Расчеты сечений проведены в рамках теории четырехкомпонентного дираковского нейтрино [3, 4, 2, 5—10], содержащей два различных нейтрино (ν_L, ν_R) и два различных антинейтрино $(\bar{\nu}_L, \bar{\nu}_R)$, отличающихся правой и левой поляризацией.

Эксперименты [11, 12, 13] по изучению взаимодействия нейтрино высокой энергии с веществом указывают на существование двух различных типов нейтрино, один из которых связан с мюоном, а другой с электроном [14, 15].

2. Гамильтониан слабого четырехфермионного (V, A)-взаимодействия, описывающий рассеяние нейтрино и антинейтрино на свободном электроне:

$$\nu + e \to \nu' + e', \quad \text{(I)}$$

$$\bar{\nu} + e \to \bar{\nu}' + e', \quad \text{(II)}$$

может быть записан через произведения заряженных лептонных токов (схема Фейнмана—Гелл—Манна)

$$H_{вз} = \sum_j C_j (\psi^+_{\nu'} O_j \psi_e)(\psi^+_{e'} O_j \psi_\nu), \quad (3)$$

$$j = V, A; \quad O_V = (i\vec{\alpha}, I), \quad O_A = (\vec{\sigma}, i\rho_1).$$

В первом приближении теории возмущения дифференциальные эффективные сечения процессов рассеяния (I), (II), рассчитанные исходя из гамильтониана взаимодействия (3), определяются выражениями (в лабораторной системе):

$$d\sigma_{eq} = \frac{k_{0e}^2}{(2\pi)^2 c^2 \hbar^2} \omega^2 \cdot f(\omega, \theta) \cdot |M_{eq}|^2 d\Omega_q', \quad (4)$$

где $q = \nu, \ \bar{\nu}$;

$$f(\omega, \theta) = \Gamma^{-4}(\omega, \theta) \cdot [1 + \omega \cdot (1 + \omega)(1 - \cos\theta)],$$

$$\Gamma(\omega, \theta) = 1 + \omega \cdot (1 - \cos\theta),$$

$$\cos\theta = (\vec{k}_q^0 \vec{k}_q'^0), \quad \omega = \frac{E_q}{m_0 c^2},$$

$$E_q = c\hbar k_q, \quad E_q' = c\hbar k_q', \quad E_e' = c\hbar k_e = c\hbar \sqrt{k_e'^2 + k_{0e}^2}$$

энергии падающего нейтрино (антинейтрино), рассеянного нейтрино (антинейтрино) и электрона отдачи; $d\Omega_q' = \sin\theta d\theta d\varphi$ — телесный угол рассеянного нейтрино (антинейтрино), $k_{0e} = \frac{m_0 c}{\hbar}$ — масса покоя электрона.

В работе одного из нас [2] были получены в общем виде формулы для квадрата матричного элемента $|M_{ba}|^2$ и дифференциальной вероятности двухчастичной реакции $b + d \to a + c$, происходящей с участием четырех продольно поляризованных фермионов. Используя формулы (7), (8) и (9) работы [2], находим следующие выражения для квадрата матричных элементов νe и $\bar{\nu} e$ — рассеяний при фиксированном направлении спинов электрона, нейтрино и антинейтрино в начальном и конечном состояниях:

$$|M_{e\nu}|^2 = \frac{1}{8} \xi (1 - \eta s_\nu s_{\nu'}) (1 + \beta_{e'} s_{e'} s_\nu) \{2 - s_\nu \cdot (1 + s_\nu s_{\nu'}) \cdot (\vec{s}_e \vec{k}_\nu^0) -$$
$$- (1 - s_\nu s_{\nu'}) (\vec{k}_\nu^0 \vec{k}_\nu'^0) + s_{e'} [(1 - s_\nu s_{\nu'}) \cdot (1 - (\vec{k}_\nu^0 \vec{k}_\nu'^0)) (\vec{s}_e \vec{k}_e'^0) -$$
$$- (1 + s_\nu s_{\nu'}) (s_\nu - (\vec{s}_e \vec{k}_\nu^0)) \cdot (\vec{k}_e'^0 \vec{k}_\nu'^0)]\}, \quad (5)$$

$$|M_{e\bar{\nu}}|^2 = \frac{1}{8} \xi \cdot (1 - \eta s_{\bar{\nu}} s_{\bar{\nu}'}) (1 - \beta_{e'} s_{e'} s_{\bar{\nu}'}) \{2 + s_{\bar{\nu}} (1 + s_{\bar{\nu}} s_{\bar{\nu}'}) (\vec{s}_e \vec{k}_{\bar{\nu}}'^0) -$$

$$- (1 - s_{\bar{\nu}} s_{\bar{\nu}'}) (\vec{k}^0_{\bar{\nu}} \vec{k}'^0_{\bar{\nu}}) + s_{e'} [(1 - s_{\bar{\nu}} s_{\bar{\nu}'}) (1 - (\vec{k}^0_{\bar{\nu}} \vec{k}'^0_{\bar{\nu}})) (\vec{s}_e \vec{k}'^0_e) +$$

$$+ (1 + s_{\bar{\nu}} s_{\bar{\nu}'}) (s_{\bar{\nu}'} + (\vec{s}_e \vec{k}'^0_{\bar{\nu}})) (\vec{k}'^0_e \vec{k}^0_{\bar{\nu}})]\}, \tag{6}$$

здесь $\vec{s}_e$ — вектор спина покоящегося начального электрона, $s_\alpha = \pm 1$ ($\alpha = e'$, ν, $\bar{\nu}$, ν' и $\bar{\nu}'$) — собственное значение проецирующего оператора $\frac{\vec{\sigma}_i \vec{p}_i}{p_i}$ (см. [3, 2, 16]), определяющее спиральность электрона отдачи, нейтрино и антинейтрино до и после рассеяний; $\vec{p}'_e = \hbar \vec{k}'_e = \hbar (\vec{k}_q - \vec{k}'_q)$ и $\beta_{e'} = \frac{v'_e}{c}$ — импульс и скорость электрона отдачи, а

$$\xi = |C_V|^2 + |C_A|^2, \quad \eta \cdot \xi = C_V^* C_A + C_A^* C_V,$$

$$\beta_{e'} = \omega \cdot \frac{g(\omega, \theta)}{1 + \omega \cdot (1 + \omega) \cdot (1 - \cos\theta)},$$

$$g(\omega, \theta) = \sqrt{(1 - \cos\theta)(a - b \cdot \cos\theta)},$$

$$a = (\omega + 1)^2 + 1, \quad b = \omega \cdot (\omega + 2)$$

$$\vec{k}^0_\alpha = \frac{\vec{k}_\alpha}{k_\alpha}, \quad \vec{k}'^0_\alpha = \frac{\vec{k}'_\alpha}{k'_\alpha}, \quad \alpha = \nu, \ \bar{\nu},$$

В приведенных выше формулах величины без штрихов относятся к начальному, а со штрихами — к конечному состоянию нейтрино, антинейтрино и электрона, соответственно. Формулы (4) — (6) в смешанном (V, A)-варианте четырехфермионного слабого взаимодействия описывают продольные спиновые и угловые корреляции при рассеянии продольно поляризованных нейтрино и антинейтрино на поляризованных электронах. В приведенных формулах согласно теории четырехкомпонентного дираковского нейтрино с массой, равной нулю [3, 4, 2] состояния с $s_\nu = 1$ $(\varepsilon = 1)$ и $s_\nu = -1$ $(\varepsilon = 1)$ описывают правополяризованное и левополяризованное нейтрино (ν_R, ν_L), а состояния с $s_{\bar{\nu}} = 1$ $(\varepsilon = -1)$ и $s_{\bar{\nu}} = -1$ $(\varepsilon = -1)$ — правополяризованное и левополяризованное антинейтрино $(\bar{\nu}_R, \bar{\nu}_L)$ соответственно; $\varepsilon = \frac{E}{|E|}$ определяет знак энергии данного состояния.

В работах [7—10] предлагается связать правополяризованное нейтрино $(\nu_R;\ s_\nu = 1, \varepsilon = 1)$ и левополяризованное антинейтрино $(\bar{\nu}_L;\ s_{\bar{\nu}} = -1, \varepsilon = -1)$ четырехкомпонентной теории нейтрино с мюонным полем $(\nu_R \equiv \nu_\mu, \ \bar{\nu}_L \equiv \bar{\nu}_\mu)$, тогда как левополяризованное нейтрино $(\nu_L;\ s_\nu = -1, \varepsilon = 1)$ и правополяризованное антинейтрино $(\bar{\nu}_R;\ s_{\bar{\nu}} = 1, \varepsilon = -1)$, как прежде, связывается только с электронным полем $(\nu_L \equiv \nu_e, \ \bar{\nu}_R \equiv \bar{\nu}_e)$.

3. В результате интегрирования по $d\Omega_q'$ из (4), (5) и (6) получим полные сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино на поляризованном электроне $(\vec{s}_e)$ с учетом продольной поляризации электрона отдачи $(s_{e'} = \pm 1)$, нейтрино и антинейтрино до и после рассеяний $(s_q = \pm 1$, $q = \nu$, ν' и $\bar{\nu}$, $\bar{\nu}')$:

$$\sigma_{e\nu} (\vec{s}_e, s_\nu, s_{\nu'}, s_{e'}, \omega) = \sigma_{e\nu} (s_\nu, s_{\nu'}, s_{e'}, \omega) - \frac{1}{16} \sigma_{0\xi} \cdot (\vec{s}_e \vec{k}^0_\nu) \times$$

$$\times \left\{ (s_{\nu'} - \eta \cdot s_\nu) \frac{4\omega^2}{2\omega+1} + (1+\eta)(s_\nu - s_{\nu'}) \cdot f_1(\omega) + \right.$$

$$\left. + s_{e'} [(1+\eta)(1 - s_\nu s_{\nu'}) \cdot F_5(\omega) - (1-\eta)(1 + s_\nu s_{\nu'}) \cdot F_6(\omega)] \right\}, \qquad (7)$$

$$\sigma_{e\bar\nu}(\vec{s}_e, s_{\bar\nu}, s_{\bar\nu'}, s_{e'}, \omega) = \sigma_{e\bar\nu}(s_{\bar\nu}, s_{\bar\nu'}, s_{e'}, \omega) +$$

$$+ \frac{1}{16} \sigma_{0\xi} \cdot (\vec{s}_e \vec{k}^0_{\bar\nu}) \left\{ \frac{2}{3} (s_{\bar\nu} - \eta \cdot s_{\bar\nu'}) \cdot f_2(\omega) - s_{e'} [(1-\eta)(1 + s_{\bar\nu} s_{\bar\nu'}) F_7(\omega) - \right.$$

$$\left. - (1+\eta)(1 - s_{\bar\nu} s_{\bar\nu'}) \cdot F_5(\omega)] \right\}, \qquad (8)$$

здесь

$$F_5(\omega) = (2\omega+1)^{-3} \cdot \left(\frac{8}{3}\omega^4 + \frac{8}{3}\omega^3 + 4\omega^2 + \frac{56}{3}\omega + \frac{74}{3} + \frac{12}{\omega} + \frac{2}{\omega^2} \right) -$$

$$- \left(\frac{1}{\omega^2} + \frac{1}{\omega^3} \right) \cdot \ln(2\omega+1),$$

$$F_6(\omega) = (2\omega+1)^{-3} \cdot (8\omega^4 + 24\omega^3 + 26\omega^2 + 12\omega + 2) - \left(1 + \frac{1}{\omega}\right) \cdot \ln(2\omega+1),$$

$$F_7(\omega) = (2\omega+1)^{-3} \cdot \left(\frac{8}{3}\omega^4 + \frac{56}{3}\omega^3 + 48\omega^2 + \frac{188}{3}\omega + \frac{131}{3} + \right.$$

$$\left. + \frac{15}{\omega} + \frac{2}{\omega^2} \right) - \left(1 + \frac{2}{\omega} + \frac{5}{2\omega^2} + \frac{1}{\omega^3} \right) \cdot \ln(2\omega+1), \qquad (9)$$

$$f_1(\omega) = \frac{1}{3}(2\omega - 1) + \frac{1}{3}(2\omega+1)^{-3} \cdot (6\omega^2 + 4\omega + 1),$$

$$f_2(\omega) = \omega - \frac{1}{2} + \frac{1}{2}(2\omega+1)^{-3} \cdot (4\omega+1),$$

$$\sigma_{0\xi} = \frac{\xi \cdot k_{0e}^2}{\pi \cdot c^2 \hbar^2},$$

а $\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, s_{e'}, \omega)$ и $\sigma_{e\bar\nu}(s_{\bar\nu}, s_{\bar\nu'}, s_{e'}, \omega)$ представляют собой полные сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино на неполяризованном электроне с учетом продольной поляризации электрона отдачи ($s_{e'} = \pm 1$), которые определяются формулами:

$$\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, s_{e'}, \omega) = \frac{1}{2} \sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, \omega) +$$

$$+ \frac{1}{16} \sigma_{0\xi} \cdot s_{e'} \cdot \{ (s_\nu - \eta s_{\nu'}) \cdot F_1(\omega) + (s_{\nu'} - \eta \cdot s_\nu) \cdot F_2(\omega) \}, \qquad (10)$$

$$\sigma_{e\bar\nu}(s_{\bar\nu}, s_{\bar\nu'}, s_{e'}, \omega) = \frac{1}{2} \sigma_{e\bar\nu}(s_{\bar\nu}, s_{\bar\nu'}, \omega) -$$

$$- \frac{1}{16} \sigma_{0\xi} \cdot s_{e'} \{ (s_{\bar\nu} - \eta \cdot s_{\bar\nu'}) \cdot F_3(\omega) + (s_{\bar\nu'} - \eta \cdot s_{\bar\nu}) \cdot F_4(\omega) \}, \qquad (11)$$

где

$$F_1(\omega) = (2\omega+1)^{-3} \cdot \left(\frac{32}{3}\omega^4 + 28\omega^3 + 24\omega^2 + \frac{14}{3}\omega - 3 - \frac{1}{\omega} \right) -$$

$$- \left(1 + \frac{1}{\omega} - \frac{1}{2\omega^2} \right) \cdot \ln(2\omega+1),$$

$$F_2(\omega) = (2\omega+1)^{-3}\cdot\left(\frac{16}{3}\omega^4 + 20\omega^3 + 28\omega^2 + \frac{58}{3}\omega + \right.$$

$$\left. + 7 + \frac{1}{\omega}\right) - \left(1 + \frac{1}{\omega} + \frac{1}{2\omega^2}\right)\cdot\ln(2\omega+1),$$

$$F_3(\omega) = (2\omega+1)^{-3}\cdot\left(16\omega^3 + 44\omega^2 + 44\omega + 19 + \frac{3}{\omega}\right) -$$

$$-\left(1 + \frac{3+4\omega}{2\omega^2}\right)\cdot\ln(2\omega+1),$$

$$F_4(\omega) = (2\omega+1)^{-3}\cdot\left(\frac{16}{3}\omega^4 + 24\omega^3 + 40\omega^2 + \frac{88}{3}\omega + 9 + \frac{1}{\omega}\right) -$$

$$-\left(1 + \frac{4\omega+1}{2\omega^2}\right)\cdot\ln(2\omega+1), \tag{12}$$

а $\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, \omega)$ и $\sigma_{e\bar\nu}(s_{\bar\nu}, s_{\bar\nu'}, \omega)$ — усредненное по спину начального электрона и суммированное по спину конечного электрона полные сечения процессов (I), (II) при фиксированных продольных поляризациях спина нейтрино и антинейтрино до и после рассеяния (корреляционные члены $\sim s_\nu s_{\nu'}$ и $s_{\bar\nu} s_{\bar\nu'}$):

$$\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, \omega) = \frac{1}{8}\sigma_{0\xi}\cdot\left\{(1-\eta s_\nu s_{\nu'})\frac{4\omega^2}{2\omega+1} + \right.$$

$$\left. + (1+\eta)(1-s_\nu s_{\nu'})\left[\frac{1}{3}\omega\cdot\left(1-\frac{1}{(2\omega+1)^3}\right) - \frac{2\omega^2}{2\omega+1}\right]\right\}, \tag{13}$$

$$\sigma_{e\bar\nu}(s_{\bar\nu}, s_{\bar\nu'}, \omega) = \frac{1}{12}\sigma_{0\xi}\cdot(1-\eta s_{\bar\nu} s_{\bar\nu'})\,\omega\cdot\left(1-\frac{1}{(2\omega+1)^3}\right). \tag{14}$$

В (7), (8) члены $\sim (\vec{s}_e\vec{k}^0_\nu), (\vec{s}_e\vec{k}^0_{\bar\nu})$ представляют поправки к сечениям νe- и $\bar\nu e$-рассеяний, обусловленные корреляциями поляризаций начального электрона и нейтрино (антинейтрино), а члены $\sim s_{e'}s_q$ ($q=\nu$, ν' и $\bar\nu$, $\bar\nu'$) в формулах (10), (11) — поправки, обусловленные продольной поляризацией электрона отдачи и нейтрино (антинейтрино) в начальном и конечном состояниях.

В частности, в обычном V—A-варианте слабого четырехфермионного взаимодействия ($C_A = -C_V = G$; $\eta = -1$) выражения (13) и (14) для сечений переходят в следующие:

$$\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, \omega, \eta=-1) = \frac{1}{2}(1+s_\nu s_{\nu'})\,\sigma_0\cdot\frac{\omega^2}{2\omega+1}, \tag{15}$$

$$\sigma_{e\bar\nu}(s_{\bar\nu}, s_{\bar\nu'}, \omega, \eta=-1) = \frac{1}{2}(1+s_{\bar\nu} s_{\bar\nu'})\,\sigma_0\cdot\frac{\omega}{6}\left[1-\frac{1}{(2\omega+1)^3}\right], \tag{16}$$

где $\sigma_0 = \dfrac{2G^2\cdot k_{0e}^2}{(\pi c^2\hbar^2)}$.

При $s_\nu = s_{\nu'} = -1$ (левополяризованное нейтрино) и $s_{\bar\nu} = s_{\bar\nu'} = 1$ (правополяризованное антинейтрино) из формул (15), (16) имеем известные выражения сечений рассеяния для двухкомпонентного нейтрино [1]. Из (15), (16) следует, что в чистом V—A-варианте слабого взаимодействия, процесс рассеяния нейтрино и антинейтрино на электроне должен происходить без изменения направления их спиральности ($s_\nu = s_{\nu'} = 1$ или -1; $s_{\bar\nu} = s_{\bar\nu'} = 1$ или -1), т. е. процесс переброски спина нейтрино (антинейтрино) оказывается запрещенным в принятом в настоящее время $V-A$-варианте слабого $(\bar{e}\nu)\cdot(\bar{\nu}e)$ взаимодействия.

Положив в (7)—(14) $C_A=C_V=G$, $\eta=1$, мы получим соответствующие выражения для сечений в чистом $V+A$-варианте взаимодействия. При $\eta=1$ из (13), (14) следует, что рассеяние нейтрино и антинейтрино на электроне может происходить только с переворотом их спина ($s_\nu s_{\nu'}=-1$, $s_{\bar{\nu}}s_{\bar{\nu}'}=-1$). Это означает, что в случае реализации $V+A$-варианта взаимодействия правополяризованное нейтрино (антинейтрино) после рассеяния на электроне должно переходить в левополяризованное нейтрино (антинейтрино) или наоборот ($\nu_L\to\nu_R'$, $\bar{\nu}_L\to\bar{\nu}_R'$). Таким образом, $V+A$-вариант слабого взаимодействия, в отличие от $V-A$-варианта, не может обеспечить устойчивую корреляцию спина нейтрино (антинейтрино) с его импульсом.

4. Исследуем вначале продольную поляризацию конечного электрона в процессах (I), (II) в случае, когда начальный электрон неполяризован.

Степень продольной поляризации электронов отдачи, образующихся при рассеянии нейтрино и антинейтрино на электронах, определяется по формуле ($q=\nu$, $\bar{\nu}$)

$$P_c=\frac{\{d\sigma_{eq}\}_{s_{e'}=1}-\{d\sigma_{eq}\}_{s_{e'}=-1}}{\{d\sigma_{eq}\}_{s_{e'}=1}+\{d\sigma_{eq}\}_{s_{e'}=-1}}. \tag{17}$$

Подставляя (10), (11) в (17), получим в общем смешанном (V, A)-варианте взаимодействия для чистой энергетической зависимости степени продольной поляризации электрона отдачи, или, так называемого коэффициента передачи спиральности выражения:

$$\begin{aligned}P_c^{\nu e}(\omega)&=\frac{\sigma_{0\xi}}{8\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, \omega)}[(s_\nu-\eta\cdot s_{\nu'})\cdot F_1(\omega)+(s_{\nu'}-\eta\cdot s_\nu)\cdot F_2(\omega)],\\ P_c^{\bar{\nu}e}(\omega)&=-\frac{\sigma_{0\xi}}{8\sigma_{e\bar{\nu}}(s_{\bar{\nu}}, s_{\bar{\nu}'}, \omega)}[(s_{\bar{\nu}}-\eta s_{\bar{\nu}'})\cdot F_3(\omega)+(s_{\bar{\nu}'}-\eta\cdot s_{\bar{\nu}})\cdot F_4(\omega)].\end{aligned} \tag{18}$$

В чистом $V-A$-варианте слабого взаимодействия из (4)—(6) и (10), (11) имеем для дифференциальных и полных сечений νe и $\bar{\nu}e$-рассеяний выражения:

$$d\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, s_{e'}, \omega, \theta, \eta=-1)=\frac{1}{16\pi}\sigma_0(1+s_\nu s_{\nu'})\frac{\omega^2}{\Gamma^2(\omega, \theta)}\times$$

$$\times\left\{1+s_\nu s_{e'}\frac{\omega\cdot g(\omega, \theta)}{\Gamma^2(\omega, \theta)}[1+(1-\omega\cdot\cos\theta)(1-\cos\theta)\cdot h(\omega, \theta)]\right\}d\Omega_\nu', \tag{19}$$

$$d\sigma_{e\bar{\nu}}(s_{\bar{\nu}}, s_{\bar{\nu}'}, s_{e'}, \omega, \theta, \eta=-1)=\frac{1}{16\pi}\sigma_0(1+s_{\bar{\nu}}s_{\bar{\nu}'})\frac{\omega^2}{\Gamma^4(\omega, \theta)}\times$$

$$\times\{1-s_{\bar{\nu}}s_{e'}\cdot\omega\cdot g(\omega, \theta)[1-(1+\omega)(1-\cos\theta)\cdot h(\omega, \theta)]\}\,d\Omega_{\bar{\nu}}',$$

$$\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, s_{e'}, \omega, \eta=-1)=\frac{1}{2}\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, \omega, \eta=-1)\times$$

$$\times\left\{1+\frac{1}{4}s_\nu s_{e'}\frac{2\omega+1}{\omega^2}(F_1(\omega)+F_2(\omega))\right\}, \tag{20}$$

$$\sigma_{e\bar{\nu}}(s_{\bar{\nu}}, s_{\bar{\nu}'}, s_{e'}, \omega, \eta = -1) = \frac{1}{2}\sigma_{e\bar{\nu}}(s_{\bar{\nu}}, s_{\bar{\nu}'}, \omega, \eta = -1) \times$$

$$\times \left\{1 - \frac{1}{4} s_{\bar{\nu}} s_{e'} \cdot \frac{6 \cdot (F_3(\omega) + F_4(\omega))}{\omega(1 - (2\omega + 1)^{-3})}\right\},$$

где

$$h(\omega, \theta) = \frac{1}{\omega \cdot g^2(\omega, \theta)} [1 + \omega \cdot (1 + \omega)(1 - \cos\theta)].$$

Формулы (19) и (20) обобщают сечения рассеяния (15) и (16) на случай продольной поляризации конечного электрона (спиновые корреляционные члены $\sim s_q s_{e'} = \pm 1$, $q = \nu, \bar{\nu}$). При этом энергетическая и угловая зависимости P_c^{qe} даются формулами:

$$P_c^{\nu e}(\omega, \theta) = s_\nu \frac{\omega g(\omega, \theta)}{\Gamma^2(\omega, \theta)} [1 + (1 - \omega \cdot \cos\theta)(1 - \cos\theta) \cdot h(\omega, \theta)],$$

$$P_c^{\bar{\nu} e}(\omega, \theta) = -s_{\bar{\nu}} \cdot \omega \cdot g(\omega, \theta) \cdot [1 - (1 + \omega)(1 - \cos\theta) \cdot h(\omega, \theta)],$$

$$P_c^{\nu e}(\omega, \eta = -1) = s_\nu \left\{(2\omega + 1)^{-2}\left(4\omega^2 + 12\omega + 13 + \frac{6}{\omega} + \frac{1}{\omega^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}\left(\frac{2}{\omega} + \frac{3}{\omega^2} + \frac{1}{\omega^3}\right)\ln(2\omega + 1)\right\}, \tag{21}$$

$$P_c^{\nu \bar{e}}(\omega, \eta = -1) = -s_{\bar{\nu}} \frac{1}{\omega \cdot (1 - (2\omega + 1)^{-3})} \times$$

$$\times \left\{(2\omega + 1)^{-3}(8\omega^4 + 60\omega^3 + 126\omega^2 + 110\omega + 42 + \frac{6}{\omega}\right) -$$

$$\left. - 3\left(1 + \frac{2\omega + 1}{\omega^2}\right)\ln(2\omega + 1)\right\}.$$

Из (21) следует, что в области очень больших энергий ($\omega \gg 1$), электроны отдачи при нейтрино-электронном рассеянии будут обладать той же спиральностью, что и падающие нейтрино ($P_c^{\nu e} \cong s_\nu$), в то время как электроны отдачи при антинейтрино-электронном рассеянии будут иметь спиральность, противоположную спиральности падающих антинейтрино ($P_c^{\bar{\nu} e} \cong -s_{\bar{\nu}}$). В частности, при $\omega = 200$ (E_ν, $E_{\tilde{\nu}} = 100$ *Мэв*) из (21) получаем $P_c^{\nu e} \cong 0{,}985 \cdot s_\nu$, $P_c^{\bar{\nu} e} \cong -0{,}948 \cdot s_{\bar{\nu}}$. Из (21) при $\theta = \pi$, что соответствует рассеянию электрона отдачи вперед в направлении падающего нейтрино, имеем $P_c^{\nu e} = s_\nu$, а при $\theta = 0^0$ $\left(\text{вылет электрона отдачи под углом } \frac{\pi}{2}\right) - P_c^{\nu e} \cong 0$. Итак, электрон отдачи вылетевший в направлении падающего нейтрино будет обладать спиральностью начального нейтрино: $P_c^{\nu e} = 1$ для ν_R, $P_c^{\nu e} = -1$ для ν_L.

Выражение для P_c^{qe} из (21) можно записать также через угол (φ) между импульсами электрона отдачи и падающего нейтрино (антинейтрино):

$$P_c^{\nu e}(\varphi, \eta = -1) = s_\nu \cdot \cos\varphi,$$

$$P_c^{\bar{\nu} e}(\varphi, \eta = -1) = -s_{\bar{\nu}} \frac{\omega^2 \cdot \sin^2\varphi - 1}{\omega(\omega + 2) \cdot \sin^2\varphi + 1} \cos\varphi. \tag{21'}$$

Угол φ связан с углом θ соотношением

$$\cos\varphi = (\omega+1)\cdot\sqrt{\frac{1-\cos\theta}{\omega(\omega+2)(1-\cos\theta)+2}}.$$

Из (21′) следует, что при рассеянии антинейтрино большой энергии ($\omega \gg 1$) на неполяризованной мишени электроны отдачи, рассеянные под небольшим углом $\left(\varphi \neq 0°, \sin\varphi \gg \frac{1}{\omega}\right)$, будут обладать спиральностью, противоположной спиральности падающих антинейтрино ($P_c^{\bar{\nu}e} \cong -s_{\bar{\nu}}\cos\varphi$).

Таким образом, полученные нами формулы показывают, что при рассеянии на электроне левополяризованного нейтрино (ν_L) и правополяризованного антинейтрино ($\bar{\nu}_R$) большой энергии образующиеся электроны отдачи будут левополяризованными, а при рассеянии на электроне правополяризованного нейтрино (ν_R) и левополяризованного антинейтрино ($\bar{\nu}_L$) большой энергии (если $\nu_R \equiv \nu_\mu$ и $\bar{\nu}_L \equiv \bar{\nu}_\mu$ способно рассеиваться на электроне) — должны быть правополяризованными. Этот результат указывает на то, что изучение продольной поляризации электронов отдачи в нейтрино-электронном и антинейтрино-электронном рассеяниях позволило бы проверить предсказания теории четырехкомпонентного дираковского нейтрино относительно различия спиральностей электронного и мюонного нейтрино (антинейтрино). Имеющееся различие в знаке для степени продольной поляризации электронов отдачи P_c в процессах рассеяния электронного и мюонного нейтрино на электроне, согласно теории четырехкомпонентного нейтрино, непосредственно связано с различием знака спиральности этих двух нейтрино.

5. Рассмотрим теперь рассеяние нейтрино и антинейтрино на поляризованном электроне без учета поляризации конечного электрона. Суммируя со спиновым состоянием конечного электрона ($s_{e'} = \pm 1$), из (7), (8) получим для полных сечений рассеяния нейтрино и антинейтрино на покоящемся поляризованном электроне:

$$\sigma_{e\nu}(\vec{s}_e, s_\nu, s_{\nu'}, \omega) = \sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, \omega) - \frac{1}{8}\sigma_{0\xi}\cdot\Big[(s_{\nu'} - \eta\cdot s_\nu)\frac{4\omega^2}{2\omega+1} + (1+\eta)(s_\nu - s_{\nu'})\cdot f_1(\omega)\Big]\cdot(\vec{s}_e\vec{k}_\nu^0), \tag{22}$$

$$\sigma_{e\bar{\nu}}(\vec{s}_e, s_{\bar{\nu}}, s_{\bar{\nu}'}, \omega) = \sigma_{e\bar{\nu}}(s_{\bar{\nu}}, s_{\bar{\nu}'}, \omega) + \frac{1}{12}\sigma_{0\xi}(s_{\bar{\nu}} - \eta\cdot s_{\bar{\nu}'})\cdot f_2(\omega)\cdot(\vec{s}_e\vec{k}_{\bar{\nu}}^0).$$

В частном случае чистого V—A-варианта взаимодействия из (22) получаем следующие обобщения сечений (15), (16) на случай поляризации начального электрона:

$$\sigma_{e\nu}(\vec{s}_e, s_\nu, s_{\nu'}, \omega, \eta=-1) = (1 - s_\nu\cdot(\vec{s}_e\vec{k}_\nu^0))\cdot\sigma_{e\nu}(s_\nu, s_{\nu'}, \omega, \eta=-1),$$

$$\sigma_{e\bar{\nu}}(\vec{s}_e, s_{\bar{\nu}}, s_{\bar{\nu}'}, \omega, \eta=-1) = (1 + a(\omega)\cdot s_{\bar{\nu}}\cdot(\vec{s}_e\vec{k}_{\bar{\nu}}^0))\cdot\sigma_{e\bar{\nu}}(s_{\bar{\nu}}, s_{\bar{\nu}'}, \omega, \eta=-1). \tag{23}$$

Здесь $a(\omega) = \frac{8\omega^2\cdot(\omega+1)}{(2\omega+1)^3-1}$; $s_\nu = \pm 1$, $s_{\bar{\nu}} = \pm 1$. Наличие множителя $(1 - s_\nu\cdot(\vec{s}_e\vec{k}_\nu^0)) = (1 \mp (\vec{s}_e\vec{k}_\nu^0))$ в (23) приводит к существенному различию в поведениях сечений рассеяния правополяризованного и левополяризованного нейтрино на поляризованном электроне.

Как видно из формул (23), если начальный электрон поляризован по направлению падающего нейтрино ($\vec{s}_e \| \vec{k}_\nu^0$), то сечение рассеяния правополяризованного нейтрино ν_R (например, от распада $\pi^- \to \mu^- + \nu_R$)

на таком электроне обращается в нуль, в то время как сечение рассеяния левополяризованного нейтрино ν_L имеет значение

$$\sigma_{e\nu_L} = 2\sigma_0 \cdot \frac{\omega^2}{2\omega + 1}.$$

В случае же рассеяния антинейтрино большой энергии ($\omega \gg 1$) на электроне, поляризованном по направлению импульса $\vec{k}_{\bar{\nu}}$ $(\vec{s}_e \| \vec{k}_{\bar{\nu}})$, сечение рассеяния левополяризованного антинейтрино $\bar{\nu}_L$ (например, от распада $\pi^+ \to \mu^+ + \bar{\nu}_L$) обращается в нуль, тогда как сечение рассеяния правополяризованного антинейтрино $\bar{\nu}_R$ принимает значение $\sigma_{e\bar{\nu}_R} \cong \frac{1}{3}\sigma_0 \cdot \omega$. Если же электрон-мишень поляризован против направления падающего пучка нейтрино (антинейтрино), то будем иметь противоположный результат: $\sigma_{e\nu_R} \neq 0$, $\sigma_{e\nu_L} = 0$, $\sigma_{e\bar{\nu}_L} \neq 0$, $\sigma_{e\bar{\nu}_R} = 0$.

В случае частично поляризованной электронной мишени, в формулах (23) множитель $(\vec{s}_c \vec{k}_\nu^0)$ следует заменить на $\lambda \cdot (\vec{s}_e \vec{k}_\nu^0)$, где λ — определяет степень частичной поляризации мишени.

Этот результат показывает, что экспериментальное изучение рассеяния нейтрино и антинейтрино на поляризованном электроне поможет разрешить, с одной стороны, вопрос о существовании прямого электронно-нейтринного взаимодействия, а с другой стороны, проверить различие в спиральных свойствах двух нейтрино, предсказываемое теорией четырехкомпонентного нейтрино.

Следует подчеркнуть, что обнаружение пока неоткрытого прямого слабого взаимодействия между нейтрино и электроном в настоящее время становится важной экспериментальной проблемой физики слабых взаимодействий.

В заключение выражаем благодарность проф. А. А. Соколову и проф. Д. Д. Иваненко за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feynman R., Gell-Mann M. Phys. Rev., **109**, 193, 1958.

2. Керимов Б. К. «Изв. АН СССР», сер. физическая, **25**, 157, 1961. Тр. IX Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959, стр. 306, 1960.

3. Соколов А. А., Керимов Б. К. Ann. der Phys., **7**, 46, 1958.

4. Соколов А. А. ЖЭТФ, **33**, 794, 1957.

5. Nishijima N. Phys, Rev., **108**, 907, 1957.

6. Kawakami I. Progr. of Theor. Phys., **19**, 459, 1958.

7. Iso C. Nuovo Cimento, **25**, 456, 1962.

8. Соколов А. А. Phys. Letters. **3**, 211, 1963.

9. Kabir P. K. Nuovo Cimento, **28**, 165, 1963.

10. Gatto R. Nuovo Cimento, **28**, 567, 1963.

11. Danby G., Gaillard J. M., Goulianos K., Lederman L. M., Mistry N., Schwartz M., Steinberger J. Phys. Rev. Lett., **9**, 36, 1962.

12. Danby G., Gaillard J. M., Goulianos K., Lederman L. M., Lee T. D., Mistry N., Schwartz M., Steinberger J. Phys. Rev. Lett., **10**, 260, 1963.

13. Bell J. S., Lovseth J., Veltman M. CERN—Geneva, Preprint, October. 1963.

14. Понтекорво Б. ЖЭТФ, **37**, 1751, 1959.

15. Schwartz M. Phys. Rev. Lett., **4**, 306, 1960.

16. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. Физматгиз, М., 1958.

Поступила в редакцию
16. 11 1963 г.

Кафедра
теоретической физики