

В. П. ЦВЕТКОВ

**РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К НЕКОТОРЫМ СЛАБЫМ
ПРОЦЕССАМ С УЧАСТИЕМ ЛЕПТОНОВ**

В работе вычислены радиационные поправки порядка α к слабым процессам типа $\nu_\mu + e \rightarrow \nu_e + \mu$ в лабораторной системе и системе центра масс. Получены дифференциальные и полные сечения рассматриваемых процессов. Найдено ограничение на применимость низшего порядка теории возмущений по слабому взаимодействию в реакциях типа $\nu_\mu + e \rightarrow \nu_e + \mu$.

В настоящее время единственным источником высокоэнергичных нейтрино является распад π -мезонов, образующихся при бомбардировке мишени пучком ускоренных протонов. При распаде π -мезонов образуются в основном только мюонные нейтрино, так как

$$R = \frac{W(\pi \rightarrow e + \nu_e)}{W(\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu)} = 1,2 \cdot 10^{-4}.$$

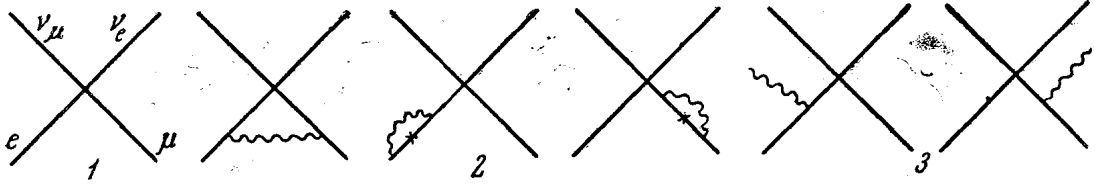
Поэтому наиболее доступной для наблюдения поведения слабых взаимодействий лептонов при высоких энергиях кажется реакция [5]



Перспективной является возможность наблюдения процесса $\nu_\mu + e \rightarrow \mu + \nu_e$ на встречных пучках при ультравысоких энергиях, ибо сечение слабых процессов лептонов растет как E^2 в системе центра масс, и как E в лабораторной системе. E есть энергия сталкивающихся частиц. Но при высоких энергиях довольно значительную роль начинают играть высшие приближения теории возмущений. Мы будем учитывать радиационные поправки порядка α , ибо они дают наибольший вклад в сечение процесса вслед за первым порядком теории возмущений по слабому взаимодействию. Вычисления будем проводить, исходя из следующего гамильтониана взаимодействия [1]:

$$H_{вз} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}_\nu \gamma_\rho (1 + \gamma_5) \Psi_e \bar{\Psi}_\mu \gamma_\rho (1 + \gamma_5) \Psi_{\nu_\mu} + ie \bar{\Psi}_e \hat{A} \Psi_e + ie \bar{\Psi}_\mu \hat{A} \Psi_\mu.$$

Необходимо рассмотреть вклад следующих фейнмановских диаграмм.



Для краткости частицы пронумеруем так: $\mu=1$, $e=2$, $\nu_e=3$, $\nu_\mu=4$.

Согласно лоренцовой инвариантности и с учетом безмассовости нейтрино получим

$$M = M_1 + M_2 = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_1 \left[(1 + \alpha_1) \gamma_0 (1 + \gamma_5) + b \gamma_0 (1 - \gamma_5) + \right. \\ \left. + ic \frac{P_0}{m} (1 + \gamma_5) + id \frac{P_0}{m} (1 - \gamma_5) \right] u_2 \bar{u}_3 \gamma_0 (1 + \gamma_5) u_4,$$

где $m = m_1 + m_2$, $P = p_1 + p_2$, M_1 — матричный элемент, соответствующий диаграмме 1, а M_2 — диаграмме 2.

Вычисления дают:

$$a_1 = -\frac{\alpha}{2\pi} \left\{ (\theta \operatorname{cth} \theta - 1) \left(\omega + 2 \ln \frac{m_2}{\lambda} \right) + 2 + \right. \\ \left. + \operatorname{cth} \theta \left[(\omega + \theta) \ln \frac{\operatorname{sh} \theta}{\operatorname{sh} \frac{\omega + \theta}{2}} + L \left(\frac{e^\omega - e^\theta}{2 \operatorname{sh} \theta} \right) - L \left(\frac{e^{-\theta} - e^{-\omega}}{2 \operatorname{sh} \theta} \right) \right] - \right. \\ \left. - \theta \operatorname{cth} \theta - \frac{1}{2} \theta \left(\operatorname{cth} \theta + \frac{\operatorname{ch} \omega}{\operatorname{sh} \theta} \right) - \frac{\operatorname{sh} \omega}{2 \operatorname{sh} \theta} F \right\}, \\ b = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\theta}{\operatorname{sh} \theta}, \quad c = \frac{1}{2} (1 + e^\omega) c_1 = \frac{\alpha}{8\pi} (1 + e^\omega) \frac{\theta + F}{\operatorname{sh} \theta}, \\ d = \frac{1}{2} (1 + e^{-\omega}) d_1 = \frac{\alpha}{8\pi} (1 + e^{-\omega}) \frac{\theta - F}{\operatorname{sh} \theta}, \\ \operatorname{ch} \theta = -\frac{(p_1 \cdot p_2)}{m_1 m_2}, \quad \omega = \ln \frac{m_1}{m_2}, \quad F = \frac{\omega \operatorname{sh} \theta - \theta \operatorname{sh} \omega}{\operatorname{ch} \omega - \operatorname{ch} \theta}, \\ L(x) = \int_0^x \frac{\ln(1+u)}{u} du \quad [1];$$

λ — малая масса фотона, введенная для устранения инфракрасной расходимости. Используем обычные релятивистски инвариантные переменные

$$s = -(p_2 + p_4)^2, \quad t = -(p_1 - p_2)^2, \quad u = -(p_2 - p_3)^2.$$

Причем

$$\operatorname{ch} \theta = \operatorname{ch} \omega - \frac{1}{2} \frac{t}{m_1 m_2}, \quad s + t + u = m_1^2 + m_2^2.$$

Удерживая в сечении поправки порядка α , получим

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_r}{dt} &= \frac{G^2}{\pi} \frac{1}{(s-m_2^2)^2} [(1+2a_1)(s-m_1^2)(s-m_2^2) + \\ &+ f_1(s-m_2^2)(u-m_2^2) + f_2 m_1 m_2 t], \quad (1) \\ f_1 &= \frac{\alpha}{2\pi} \left(\theta \frac{\text{ch } \omega}{\text{sh } \theta} + \frac{\text{sh } \omega}{\text{sh } \theta} F \right), \quad f_2 = 2b - e^{-\omega} f_1. \end{aligned}$$

Выражение для сечения (1) справедливо как в системе центра масс ($\vec{p}_2 = \vec{p}_4$), так и в лабораторной системе ($\vec{p}_2 = 0$). Приведем выражения для переменных s, t в обеих системах отсчета

$$\begin{aligned} s &= (E_2^{u.M} + E_4^{u.M})^2 = (E^{u.M})^2 = m_2^2 + 2m_2 E_4^{u.M} \\ t &= \frac{1}{2} \left(E^{u.M} - \frac{m_1^2}{E^{u.M}} \right) \left(E^{u.M} - \frac{m_2^2}{E^{u.M}} \right) (\cos \theta^{u.M} - 1) = \\ &= (m_2^2 - m_1^2 + 2m_2 E_4^{l.c}) \left(\frac{m_2}{m_2 + E_4^{l.c} (1 - \cos \theta^{l.c})} - 1 \right), \\ \cos \theta^{u.M(l.c)} &= \frac{(\vec{p}_3 \cdot \vec{p}_4)}{E_3 E_4} = (\vec{p}_3^{\circ} \cdot \vec{p}_4^{\circ}). \end{aligned}$$

Найденное нами сечение содержит величину $\ln \frac{m_2}{\lambda}$, которая расходится при $\lambda \rightarrow 0$. Для ликвидации инфракрасной расходимости выражению (1) необходимо добавить сечение реакции (I) с учетом излучения мягкого фотона с энергией $\varepsilon_\nu \leq \varepsilon_0$ [3] не регистрируемого экспериментально. В лабораторной системе это сечение равно

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\nu^{l.c}}{dt} &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{G^2}{\pi} \frac{s-m_1^2}{s-m_2^2} \left\{ 2(\theta \text{cth } \theta - 1) \ln \frac{2\varepsilon_0}{\lambda} + \theta \text{cth } \theta + 1 + \right. \\ &+ \text{cth } \theta \left[\omega\theta - (\omega + \theta) \ln \frac{\text{sh } \theta}{\text{sh } \frac{\omega + \theta}{2}} - L(e^{\omega + \theta} - 1) + L(e^{\omega - \theta} - 1) - \right. \\ &\left. \left. - L\left(\frac{e^\omega - e^\theta}{2 \text{sh } \theta} \right) + L\left(\frac{e^{-\theta} - e^{-\omega}}{2 \text{sh } \theta} \right) \right] \right\}. \quad (2) \end{aligned}$$

В формуле (2) верхний знак над сечением означает, что для s, t берутся значения в лабораторной системе. Суммарное сечение, которое только и имеет физический смысл, свободно от инфракрасной расходимости и в лабораторной системе записывается выражением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{l.c}}{dt} &= \frac{d(\sigma_r^{l.c} + \sigma_\nu^{l.c})}{dt} = \frac{G^2}{\pi} \frac{1}{(s-m_2^2)^2} \times \\ &\times [(1+a_2)(s-m_1^2)(s-m_2^2) + f_1(s-m_2^2)(u-m_2^2) + f_2 m_1 m_2 t], \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$a_2 = -\frac{\alpha}{\pi} \left\{ (\theta \text{cth } \theta - 1) \left(\omega - 2 + 2 \ln \frac{m_2}{2\varepsilon_0} \right) - 1 - \frac{\omega \text{sh } \omega - \theta \text{sh } \theta}{2(\text{ch } \omega - \text{ch } \theta)} + \right.$$

$$+ \operatorname{cth} \theta \left[2(\omega + \theta) \ln \frac{\operatorname{sh} \theta}{\operatorname{sh} \frac{\omega + \theta}{2}} - \omega \theta + 2L \left(\frac{e^\omega - e^\theta}{2 \operatorname{sh} \theta} \right) - 2L \left(\frac{e^{-\theta} - e^{-\omega}}{2 \operatorname{sh} \theta} \right) + \right. \\ \left. + L(e^{\omega+\theta} - 1) - L(e^{\omega-\theta} - 1) \right].$$

Интегрируя формулу (3) по t , находим полное сечение реакции (I) в лабораторной системе

$$\sigma^{\text{л.с}} = \frac{G^2}{\pi} \frac{(s - m_1^2)^2}{s - m_2^2} \left[1 - \frac{\alpha}{\pi} R_1(\omega_0) \right], \quad (4)$$

где

$$R_1(\omega_0) = \frac{1}{\Delta} \left\{ (\omega_0 \operatorname{sh} \omega_0 - \omega \operatorname{sh} \omega - 2\Delta) \left(\omega - 2 + 2 \ln \frac{m_2}{\varepsilon_0} \right) - \right. \\ - \frac{1}{2} \Delta - \frac{1}{2} (\omega_0 \operatorname{sh} \omega_0 - \omega \operatorname{sh} \omega) - 3(\omega_0 \operatorname{ch} \omega_0 - \omega \operatorname{ch} \omega) + \\ + \frac{1}{2} \left(6 - \omega^2 + \frac{\pi^2}{3} \right) (\operatorname{sh} \omega_0 - \operatorname{sh} \omega) + \frac{3}{2} (\omega_0^2 \operatorname{sh} \omega_0 - \omega^2 \operatorname{sh} \omega) + \\ + \operatorname{sh} \omega_0 L(e^{\omega-\omega_0} - 1) + \frac{1}{4} e^\omega \left[(\omega_0 - \omega)^2 + 2(\omega_0 - \omega) \ln(1 - e^{\omega-\omega_0}) + \right. \\ \left. + \frac{\pi^2}{3} + 2L(-e^{\omega-\omega_0}) \right] + \frac{1}{2\Delta} \left[\Delta \operatorname{ch} \omega + \frac{1}{2} (\omega_0^2 - \omega^2) + \right. \\ \left. + (\omega \operatorname{sh} \omega \operatorname{ch} \omega_0 - \omega_0 \operatorname{sh} \omega_0 \operatorname{ch} \omega) \right] + \frac{1}{4\Delta} e^{-\omega} \left[3(\omega_0 \operatorname{sh} \omega_0 - \omega \operatorname{sh} \omega) + \right. \\ \left. + (\omega - 3)\Delta - e^\omega (\omega_0^2 - \omega^2) \right] \frac{m_1^2}{s} \left. \right\}, \\ \Delta = \operatorname{ch} \omega_0 - \operatorname{ch} \omega, \quad \operatorname{ch} \omega_0 = \frac{E^{\text{л.с}}}{m_1}.$$

При интегрировании мы пренебрегли членами порядка $\left(\frac{m_2}{m_1}\right)^2$, так как учитывали поправки только порядка α . Удерживая в поправке члены, дающие вклад в сечение $\gtrsim 1\%$, получим

$$R_1(\omega_0) \approx \frac{1}{2(e^{\omega_0} - e^\omega)} \left[2(\omega_0 e^{\omega_0} - \omega e^\omega + e^\omega - e^{\omega_0}) \left(\omega - 2 + 2 \ln \frac{m_2}{2\varepsilon_0} \right) - \right. \\ \left. - 7(\omega_0 e^{\omega_0} - \omega e^\omega) - (\omega^2 - 6)(e^{\omega_0} - e^\omega) + 3(\omega_0^2 e^{\omega_0} - \omega^2 e^\omega) \right].$$

Для ультравысоких энергий $E^{\text{л.с}} \gg \frac{m_1^2}{2m_2}$ поправка имеет вид

$$\frac{\alpha}{\pi} R_1 \approx \frac{\alpha}{2\pi} \left[\left(2\omega - 11 + 4 \ln \frac{m_2}{2\varepsilon_0} \right) \cdot \ln \frac{2E^{\text{л.с}}}{m_1} + 3 \left(\ln \frac{2E^{\text{л.с}}}{m_1} \right)^2 \right].$$

Выбирая $\varepsilon_0 = \frac{m_2}{2}$ для случая $s \gg m_1^2$ находим

$$\sigma^{\text{л.с}} = \frac{2G^2 m_1^2}{\pi} \left(\frac{m_2}{m_1} \frac{E^{\text{л.с}}}{m_1} - 1 \right) \left[1 - \frac{3\alpha}{2\pi} \left(\ln \frac{2E^{\text{л.с}}}{m_1} \right)^2 \right].$$

Полученная формула показывает, что вклад виртуальных электромагнитных эффектов (даже только порядка α) в сечение процесса $\nu_\mu + e \rightarrow \mu + \nu_e$ растет с энергией гораздо быстрее, чем вклад первого борновского приближения по слабому взаимодействию. Отсюда существует такая энергия $E_{кр}$, что область применимости низшего порядка теории возмущений по слабому взаимодействию для рассматриваемой реакции такова $E \ll E_{кр}$. При энергии порядка $E_{кр}$, учет электромагнитного взаимодействия электрона и мюона просто необходим. Численные оценки $E_{кр}$ проведем в системе центра масс.

В системе центра масс сечение реакции (I) с учетом излучения мягкого фотона ($\epsilon_\nu < \epsilon_0$) имеет вид

$$\frac{d\sigma_\nu^{ц.м.}}{dt} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{G^2}{\pi} \frac{s - m_1^2}{s - m_2^2} \left[2(\theta \operatorname{cth} \theta - 1) \ln \frac{2\epsilon_0}{\lambda} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{s + m_1^2}{s - m_1^2} \ln \frac{s}{m_1^2} + \frac{1}{2} \frac{s + m_2^2}{s - m_2^2} \ln \frac{s}{m_2^2} - \frac{1}{2} \operatorname{ch} \theta Y(s, t) \right],$$

где

$$Y = m_1 m_2 \int_{-1}^1 \frac{dz}{E_z^2 - p_z^2} \frac{E_z}{p_z} \ln \frac{E_z + p_z}{E_z - p_z}, \\ E_z = \frac{1}{4\sqrt{s}} [2s + m_1^2 + m_2^2 + z(m_1^2 - m_2^2)], \\ p_z = \frac{1}{4\sqrt{s}} \left\{ (1+z)^2 (s - m_1^2) + (1-z)^2 (s - m_2^2) + \right. \\ \left. + 2(1-z^2) [(s - m_1^2)(s - m_2^2) + 2st] \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

При

$$s \sim m_1^2 \quad Y \simeq \frac{2}{\operatorname{sh} \theta} \left(\omega^2 + \frac{\pi^2}{6} - 1 \right).$$

Наибольший практический интерес представляет случай, который реализуется при ультравысоких энергиях сталкивающихся частиц. Для энергий $E_{ц.м.} \gg 1 \text{ ГэВ}$ получаем

$$Y \simeq Y_1 = 8 \frac{m_1 m_2}{s} [h(v_1) + h(v_2)],$$

где

$$h(v) = \int_{v_0}^v \frac{v' dv'}{\kappa \left[\kappa^2 - 1 + \left(\frac{\operatorname{th} v'}{1 - \epsilon} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \epsilon}, \\ \epsilon = \frac{m_1^2}{s}, \quad \kappa = \sqrt{\frac{t}{m_1^2 - s}}, \quad \operatorname{th} v_0 = (1 - \epsilon) \sqrt{1 - \kappa^2}, \\ \operatorname{th} v_1 = \frac{s - m_1^2}{s + m_1^2}, \quad \operatorname{th} v_2 = \frac{s - m_2^2}{s + m_2^2}.$$

Функция

$$h(v) \simeq \frac{1}{2} \frac{v^2 - v_0^2}{\kappa^2 + \epsilon}.$$

Используя найденные выражения, получаем для сечения в системе центра масс:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\text{ц.м.}}}{dt} &= \frac{d(\sigma_r^{\text{ц.м.}} + \sigma_v^{\text{ц.м.}})}{dt} = \frac{G^2}{\pi} \frac{1}{(s - m_2^2)^2} \times \\ &\times \{(1 + a_3)(s - m_1^2)(s - m_2^2) + f_1(s - m_2^2)(u - m_2^2) + f_2 m_1 m_2 t\}, \quad (5) \\ a_3 &= -\frac{\alpha}{\pi} \left\{ (\theta \operatorname{cth} \theta - 1) \left(\omega - 2 + 2 \ln \frac{m_2}{2\varepsilon_0} \right) - \frac{1}{2} \frac{s + m_1^2}{s - m_1^2} \ln \frac{s}{m_1^2} - \right. \\ &- \frac{1}{2} \frac{s + m_2^2}{s - m_2^2} \ln \frac{s}{m_2^2} + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \theta Y - \frac{\omega \operatorname{sh} \omega - \theta \operatorname{sh} \theta}{\operatorname{ch} \omega - \operatorname{ch} \theta} + \operatorname{cth} \theta \left[\theta + \right. \\ &\left. \left. + (\omega + \theta) \ln \frac{\operatorname{sh} \theta}{\operatorname{sh} \frac{\omega + \theta}{2}} + L \left(\frac{e^\omega - e^\theta}{2 \operatorname{sh} \theta} \right) - L \left(\frac{e^{-\theta} - e^{-\omega}}{2 \operatorname{sh} \theta} \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Интегрируя (5) по t , находим полное сечение реакции (I) в системе центра масс

$$\sigma^{\text{ц.м.}} = \frac{G^2}{\pi} \frac{(s - m_1^2)^2}{s - m_2^2} \left[1 - \frac{\alpha}{\pi} R_2(\omega_0) \right], \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} R_2(\omega_0) &= \frac{1}{\Delta} \left\{ (\omega_0 \operatorname{sh} \omega_0 - \omega \operatorname{sh} \omega - 2\Delta) \left(\omega - 2 + 2 \ln \frac{m_2}{2\varepsilon_0} \right) - \right. \\ &- (\omega_0 \operatorname{ch} \omega_0 - \omega \operatorname{ch} \omega) + \frac{1}{2} (\omega_0 \operatorname{sh} \omega_0 - \omega \operatorname{sh} \omega) + \frac{1}{2} (2 - \omega^2) (\operatorname{sh} \omega_0 - \operatorname{sh} \omega) + \\ &+ \frac{1}{2} (\omega_0^2 \operatorname{sh} \omega_0 - \omega^2 \operatorname{sh} \omega) - \Delta \left(\omega + \frac{1}{2} + \frac{1}{1 - \varepsilon} \ln \frac{s}{m_1^2} \right) + \operatorname{sh} \omega_0 L(e^{\omega - \omega_0} - 1) + \\ &+ \frac{1}{4} e^\omega \left[(\omega_0 - \omega)^2 + 2(\omega_0 - \omega) \ln(1 - e^{\omega - \omega_0}) + \frac{\pi^2}{3} + 2L(-e^{\omega - \omega_0}) \right] + \\ &+ N(\omega_0) + \frac{1}{2\Delta} \left[\Delta \operatorname{ch} \omega + \frac{1}{2} (\omega_0^2 - \omega^2) + (\omega \operatorname{sh} \omega \operatorname{ch} \omega_0 - \omega_0 \operatorname{sh} \omega_0 \operatorname{ch} \omega) \right] + \\ &\left. + \frac{1}{4\Delta} e^{-\omega} [3(\omega_0 \operatorname{sh} \omega_0 - \omega \operatorname{sh} \omega) + (\omega - 3)\Delta - e^\omega (\omega_0^2 - \omega^2)] \frac{m_1^2}{s} \right\}, \end{aligned}$$

$$N(\omega_0) = \frac{1}{4} \int_{\omega}^{\omega_0} \operatorname{sh} 2\theta Y d\theta, \quad \operatorname{ch} \omega_0 = \frac{1}{2} e^{-\omega} \left(1 + \frac{s}{m_2^2} \right).$$

При

$$s \sim m_1^2 \quad N(\omega_0) = \Delta \left(\omega^2 + \frac{\pi^2}{6} - 1 \right).$$

Для

$$s \gg \frac{m_1^3}{2m_2} \quad N(\omega_0) = \Delta \left[\omega^2 + \omega \ln \frac{s}{m_1^2} + \frac{1}{2} \left(\ln \frac{s}{m_1^2} \right)^2 - 4 \ln 2 \right].$$

В случае предельно больших энергий $s \gg m_1^2$ поправка R_2 имеет следующий простой асимптотический вид:

$$R_2 \simeq \left(\omega + \ln \frac{s}{m_1^2} \right) \left(\omega - 2 + 2 \ln \frac{m_2}{2\varepsilon_0} \right) + \omega^2 + 2\omega \ln \frac{s}{m_1^2} + \left(\ln \frac{s}{m_1^2} \right)^2.$$

Положив $\varepsilon_0 = \frac{m_2}{2}$ и учитывая главные члены в поправке для $s \gg m_1^2$, имеем

$$\sigma_{\text{ц.м}} = \frac{G^2}{\pi} (E_{\text{ц.м}})^2 \left\{ 1 - \frac{4a}{\pi} \left[\ln \frac{E_{\text{ц.м}}}{m_1} + \frac{\omega}{2} \right]^2 \right\}.$$

Из этой формулы находим $E_{\text{кр}}$, которая оказывается вполне реальной величиной $E_{\text{кр}} = \sqrt{m_1 m_2} e^{\sqrt{\frac{\pi}{4a}}} \approx 235 \text{ Гэв}$.

Не исключено, что в опытах может быть использована поляризованная электронная мишень. Рассчитаем сечение реакции (I) с учетом радиационных поправок и поляризации электронов. Используя обычный четырехмерный вектор поляризации, находим

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & \frac{G^2}{\pi} \frac{1}{(s-m_2^2)^2} \left\{ (1 + a_{2(3)}) (s - m_1^2) (s - m_2^2) + \right. \\ & + f_2 m_1 m_2 t + f_1 (s - m_2^2) (u - m_2^2) + (\zeta \cdot p_4) [2(1 + a_{2(3)}) m_2 (s - m_1^2) + \\ & + (2b + c_1) m_1 (u - m_2^2) + (2b - c_1) m_1 (s - m_2^2) - 2d_1 \text{ch} \theta m_2 (s - m_2^2) + \\ & + d_1 e^{-\omega} m_2 (t + m_1^2 - m_2^2)] + (\zeta p_1) \left[e^\omega (c_1 - 2b) + d_1 \left(e^{-\omega} + \frac{s - m_2^2}{m_1 m_2} \right) \right] \times \\ & \left. \times m_2 (s - m_2^2) \right\}, \quad \zeta = \left\{ \vec{\zeta} + \frac{(\vec{\zeta} \vec{p}) \vec{p}}{m(E+m)}, \quad i \frac{(\vec{\zeta} \vec{p})}{m} \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Функция a_2 берется в лабораторной системе, a_3 — в системе центра масс. Применим полученные результаты к реакции



которая может иметь место наряду с упругим рассеянием антинейтрино на электроны при использовании достаточно энергичных сталкивающихся частиц. Для этой реакции имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & \frac{G^2}{\pi} \frac{1}{(s-m_2^2)^2} \left\{ (1 + a_{2(3)}) (u - m_1^2) (u - m_2^2) + \right. \\ & + f_2 m_1 m_2 t + f_1 (s - m_2^2) (u - m_2^2) + (\zeta p_3) \left[2(1 + a_{2(3)}) m_2 (m_1^2 - u) - \right. \\ & - (2b + c_1) m_1 (s - m_2^2) + d_1 \left(\frac{s}{m_1 m_2} - e^{-\omega} \right) m_2 (u - m_2^2) + \\ & + d_1 e^{-\omega} m_2 (u - t - m_1^2) \left. \right] + (\zeta p_4) \left[d_1 \left(e^{-\omega} + \frac{u - m_2^2}{m_1 m_2} \right) - \right. \\ & \left. - e^\omega (2b - c_1) \right] m_2 (u - m_2^2) \left. \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$1 = \mu, 2 = e, 3 = \bar{\nu}_\mu, 4 = \bar{\nu}_e,$$

$$s = -(\rho_2 + \rho_4)^2, t = -(\rho_1 - \rho_2)^2, u = -(\rho_2 - \rho_3)^2.$$

Заменой в формуле (8) индексов $1 \leftrightarrow 2, 3 \leftrightarrow 4$ и $\omega \leftrightarrow -\omega$ получаем сечение реакции

$$\bar{\nu}_\mu + \mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e. \quad (III)$$

Относительный вклад электромагнитных поправок в дифференциальное сечение удобно характеризовать величиной δ : для реакции (I)

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_0}{dt} (1 + \delta) \frac{d\sigma_0}{dt} = \frac{G^2}{\pi} \frac{s - m_1^2}{s - m_2^2},$$

$$\delta_1 = a_{2(3)} + f_1 \frac{u - m_2^2}{s - m_1^2} + f_2 \frac{m_1 m_2 t}{(s - m_1^2)(s - m_2^2)},$$

а для реакции (II) $\frac{d\sigma_0}{dt} = \frac{G^2}{\pi} \frac{(u - m_1^2)(u - m_2^2)}{(s - m_2^2)^2},$

$$\delta_2 = a_{2(3)} + f_2 \frac{m_1 m_2 t}{(u - m_1^2)(u - m_2^2)} + f_1 \frac{s - m_2^2}{u - m_1^2}.$$

Оценим влияние поправки δ_1 на поведение сечения реакции (I). Ради простоты проведем численные оценки в системе центра масс. Выберем $\epsilon_0 = \frac{m_2}{2}$. Полученные результаты представим в виде таблицы.

$\theta_{ц.м.}, \text{град.}$	0	90	180	0	90	180	0	90	180
$E_{ц.м.}, \text{Гэв}$	0,110			0,5			1		
δ_1	-0,08	-0,08	-0,08	-0,11	-0,16	-0,21	-0,13	-0,27	-0,32

Как видим, величина поправки довольно быстро растет с ростом $E_{ц.м.}$. При $E_{ц.м.} \sim m_1$ δ_1 вовсе не зависит от $\theta_{ц.м.}$, т. е. от угла вылета мюона. Но при энергиях, значительно превышающих m_1 , происходит очень быстрый рост δ_1 с увеличением угла вылета мюона $\theta_{ц.м.}$. Примерно так же ведет себя и поправка δ_2 .

Автор благодарен Б. К. Керимову за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Behrends R. E., Finkelstein R. J., Sirlin A.: Phys. Rev., **101**, 866, 1956.
2. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., Физматгиз, 1959.
3. Переломов А. М. «Ядерная физика», **1**, 1045, 1965.
4. Цветков В. П., Керимов Б. К. «Ядерная физика», **8**, 1171, 1968.
5. Керимов Б. К., Романов Ю. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., **29**, 1172, 1965; **32**, 317, 1968.

Поступила в редакцию
27.1 1969 г.

Кафедра
теоретической физики