

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 5 — 1968

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.121.7:539.123

Ю. М. КАСУМОВ, Б. К. КЕРИМОВ, В. П. ЦВЕТКОВ

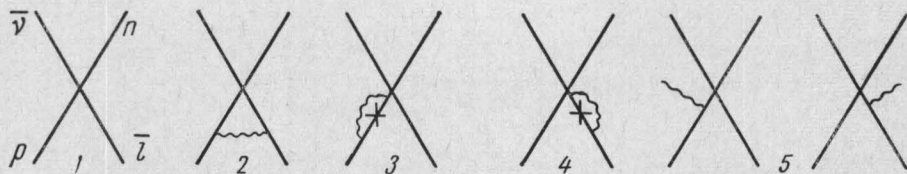
### ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОПРАВКАХ В НЕЙТРИНО (АНТИНЕЙТРИНО)-НУКЛОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ОБРАЗОВАНИЕМ ЛЕПТОНОВ

В настоящей работе, являющейся дальнейшим развитием [1, 2] в рамках двухкомпонентной [3, 4] и четырехкомпонентной [5—10] теорий двух нейтрино, вычисляются электромагнитные поправки порядка  $\alpha$  к процессам «упругого» образования лептонов нейтрино высоких энергий:

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow n + \bar{l}, \quad (1)$$

$$\nu' + p \rightarrow n + \mu^+, \quad (2)$$

где  $\bar{l} = e^+$  или  $\mu^+$ ,  $\bar{\nu}_l = \bar{\nu}_e$  или  $\bar{\nu}_\mu$ . Реакция (1)  $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow n \mu^+$  допускается по двухкомпонентной ( $\bar{\nu}_\mu = \nu_R$ ), а (2) — по четырехкомпонентной ( $\nu' = \nu_R$ ) теории нейтрино. Поскольку мы пренебрегаем эффектом сильных взаимодействий при учете электромагнитного взаимодействия, то можно ограничиться приведенными фейнмановскими диаграммами (2—5) к основной диаграмме 1 (см. рис.).



Недавно в работе [11] показано, что логарифмические расходимости в радиационных поправках к изовекторной амплитуде  $\beta$ -распада нейтрона не устраняются даже при учете эффекта сильных взаимодействий. Электромагнитные поправки порядка  $\alpha$  к  $\beta$ -распаду и  $\mu \rightarrow e \bar{\nu} \nu$ -распаду были рассчитаны в [12]. Как и в случае  $\beta$ -распада, точное значение поправок вычислить однозначно невозможно, ибо для устранения расходимости некоторых интегралов приходится вводить параметр обрезания  $\Lambda$  по импульсу виртуального фотона. Однако при разумном подборе значения этого параметра можно достигнуть удовлетворительного согласия расчетов с экспериментальными данными.

Используем следующую нумерацию частиц в реакциях (1) и (2):  $n = 1$ ,  $p = 2$ ,  $\bar{\nu} (\nu') = 3$ ,  $\bar{l} = 4$ . Сечение реакций (1) и (2), вычисленное на основе гамильтониана взаимодействия

$$H_{\text{вз.}} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\Psi}_1 \gamma_\rho (1 + \lambda \gamma_5) \Psi_2) (\bar{\Psi}_3 \gamma_\rho (1 + \gamma_5) \Psi_4) + ie \bar{\Psi}_2 \hat{A} \Psi_2 + ie \bar{\Psi}_4 \hat{A} \Psi_4, \quad (3)$$

состоит из трех частей

$$d\sigma = d\sigma_0 + d\sigma_r + d\sigma_\nu, \quad (4)$$

здесь  $d\sigma_0$  — сечение, соответствующее основной диаграмме 1,  $d\sigma_r$  — сечение, содержащее радиационные поправки (диаграммы 2—4),  $d\sigma_\nu$  — сечение с учетом излучения мягких фотонов (диаграммы 5), добавляемое для ликвидации инфракрасной расходимости. В лабораторной системе отсчета ( $\vec{p}_2 = 0$ ) дифференциальное сечение процессов (1), (2) в ковариантном виде дается формулой ( $\hbar = c = 1$ ):

$$d\sigma = \frac{4G^2 d^4 p_1 d^4 p_4}{(2\pi)^2 (m_2^2 - s)} F_1(s, t) [1 \pm \delta] \prod_i \delta(p_i^2 + m_i^2) \underline{\theta}(p_{i0}) \delta(p_2 + p_3 - p_1 - p_4), \quad (5)$$

где

$$\delta = \frac{\alpha}{\pi} \frac{F_2(s, t, \theta)}{F_1(s, t)},$$

$$F_1 = \frac{1}{4} [(1 \pm \lambda)^2 (m_2^2 + m_4^2 - s - t)(m_2^2 - s - t) + (1 \mp \lambda)^2 (m_2^2 + m_4^2 - s) \times \\ \times (m_2^2 - s) + 2(1 - \lambda^2)(m_4^2 - t)m_2^2],$$

$$F_2 = \frac{(1 \pm \lambda)^2}{4} \left\{ \left[ a + (\theta \operatorname{cth} \theta \pm 1) \left( 1 - \ln \frac{4(\Delta E_\nu)^2}{m_2 m_4} \right) - \frac{1}{4} (8 \pm 9 + 8f + 8 \ln \rho \pm \right. \right. \\ \left. \left. \pm 2 \ln \rho) \right] (m_2^2 + m_4^2 - s - t)(m_2^2 - s - t) - \frac{2\theta}{\operatorname{sh} \theta} m_2 m_4 (m_2^2 + m_4^2 - s - t) \right\} + \\ + \frac{(1 \mp \lambda)^2}{4} \left\{ \left[ a + (\theta \operatorname{cth} \theta \pm 1) \left( 1 - \ln \frac{4(\Delta E_\nu)^2}{m_2 m_4} \right) - \frac{1}{4} (2 \pm 9 + 2f + 2 \ln \rho \pm 2 \ln \rho) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{d}{4} \operatorname{ch} \theta \right] (m_2^2 + m_4^2 - s)(m_2^2 - s) - \frac{e^\omega}{2} \left( \frac{d}{2} + \frac{\theta + b}{\operatorname{sh} \theta} \right) (m_2^2 + m_4^2 - s)(m_4^2 - t) - \right. \\ \left. - \frac{e^{-\omega}}{2} \left( \frac{d}{2} + \frac{\theta - b}{\operatorname{sh} \theta} \right) (m_2^2 - s)(2m_2^2 - t) + \frac{1}{4} (1 + d \operatorname{ch} \theta) [(m_2^2 + m_4^2 - s - t) \times \right. \\ \left. \times (m_2^2 - s - t) - (m_4^2 - t)(2m_2^2 - t)] + \frac{d}{2} m_2 m_4 (m_2^2 + m_4^2 - s - t) \right\} - \frac{(1 - \lambda^2)}{2} \times \\ \times \left\{ \left[ a + (\theta \operatorname{cth} \theta \pm 1) \left( 1 - \ln \frac{4(\Delta E_\nu)^2}{m_2 m_4} \right) - \frac{1}{8} (9 \pm 18 + 10f + 10 \ln \rho \pm 4 \ln \rho) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{d}{4} (\operatorname{ch} \theta - e^{-\omega}) + \operatorname{ch} \theta \frac{\theta + b}{2 \operatorname{sh} \theta} - e^{-\omega} \frac{\theta - b}{\operatorname{sh} \theta} \right] m_2^2 (m_4^2 - t) - \left[ \frac{\theta - b}{2 \operatorname{sh} \theta} e^{-\omega} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{d}{4} (e^{-\omega} - \operatorname{ch} \theta) - \frac{\operatorname{cth} \theta}{4} (\theta + b) \right] m_2^2 (m_2^2 - s) \right\},$$

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

$$f = \frac{\theta \operatorname{sh} \theta - \omega \operatorname{sh} \omega}{\operatorname{ch} \omega - \operatorname{ch} \theta}, \quad b = \frac{\omega \operatorname{sh} \theta - \theta \operatorname{sh} \omega}{\operatorname{ch} \omega - \operatorname{ch} \theta},$$

$$d = (\text{ch } \omega - \text{ch } \theta)^{-1} \left[ 1 + \frac{\theta (\text{cth } \theta \text{ ch } \omega - \frac{1}{\text{sh } \theta}) - \omega \text{ sh } \omega}{\text{ch } \omega - \text{ch } \theta} \right],$$

$$a = (b - \theta) \frac{\text{ch } \omega}{\text{sh } \theta} + \text{cth} \left[ 2(\omega + \theta) \ln \left( \frac{\text{sh } \theta}{\text{sh } \frac{\omega + \theta}{2}} \right) - 2\theta + \omega\theta + \right.$$

$$\left. + L(e^{\theta - \omega} - 1) - L(e^{-\omega - \theta} - 1) + 2L \left( \frac{e^{\omega} - e^{\theta}}{2 \text{sh } \theta} \right) - 2L \left( \frac{e^{-\theta} + e^{-\omega}}{2 \text{sh } \theta} \right) \right],$$

$$\omega = \ln \frac{m_2}{m_4}, \quad \text{ch } \theta = -\frac{(p_2 p_4)}{m_2 m_4}, \quad \rho = \frac{\Lambda^2}{m_2 m_4},$$

$$(p_2 p_4) = \vec{p}_2 \vec{p}_4 - E_2 E_4,$$

$$\lambda = -\frac{C_A}{C_V}, \quad L(x) = \int_0^x \frac{\ln(1+u)}{u} du.$$

Здесь  $G$  — константа связи,  $\Delta E_\gamma$  — максимальная энергия мягкого фотона, а  $\Theta(p_{i0})$  — функция Хевисайда;  $\Theta(p_{i0}) = 1$  при  $p_{i0} > 0$ ,  $\Theta(p_{i0}) = 0$  и при  $p_{i0} < 0$  ( $i = 1$  и  $4$ );  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$ , и  $m_4$  — массы покоя, а  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $p_3$  и  $p_4$  — импульсы частиц. В формуле (5) верхний знак относится к реакции (1), а нижний — к реакции (2). Величина  $\delta$ , определяющая относительный вклад электромагнитных поправок в сечение рассматриваемых процессов, в обоих реакциях примерно одинакова. Из (5) видно, что знак поправок для реакций (1) и (2) различен. В случае реакции (1) поправка  $\delta$  увеличивает сечение, а в случае реакции (2) — уменьшает. Выбрав значение

$$\Lambda \simeq m_N, \quad a(\omega) = \ln \frac{m_2}{m_4} \approx 8, \quad \text{ch } \theta = -\frac{(p_2 p_4)}{m_2 m_4} = \frac{E_4}{m_4} = 200, \quad \Delta E_\gamma = 0,1 \text{ Мэв},$$

что соответствует образованию позитрона ( $m_4 = 0,51 \text{ мэв}$ ) под нулевым углом при энергии падающих антинейтрино  $E_{\bar{\nu}_l} = 100 \text{ мэв}$ , мы получим поправку  $\delta \approx 0,20$ , т. е. 20%.

Отсюда вклад электромагнитных поправок уже существен даже при не очень высоких энергиях. Как показано в [1, 2], при рассмотрении реакций (1) и (2) результаты двухкомпонентной и четырехкомпонентной теорий двух нейтрино в случае  $V-\lambda A$ -взаимодействия различны. Однако сечение процесса (1) в случае  $V-\lambda A$ -взаимодействия совпадает с сечением процесса (2) в случае  $V+\lambda A$ -взаимодействия нуклонного и мюонного ( $\bar{\nu}'$ ) токов, т. е. в этом случае результаты двухкомпонентной и четырехкомпонентной теории одинаковы.

Как видно из (5), при учете электромагнитных поправок порядка  $\alpha$  сечение процесса (1) для  $V-\lambda A$ -связи отличается от сечения реакции (2) в случае  $V+\lambda A$ -связи. Этот результат показывает, что учет влияния высших приближений по электромагнитному взаимодействию на слабые процессы приводит к различным результатам при расчетах сечений реакций (1) и (2) по двух- и четырехкомпонентной теориям нейтрино. Из формулы (5) следует, что радиационные поправки к сечению реакции (2) конечны в случае чистого  $V-A$ -варианта связи ( $\lambda=1$ ) нуклонного ( $\bar{n}p$ ) и мюонного ( $\bar{\nu}'\mu$ ) токов (сечение не зависит от параметра обрезания  $\Lambda$  или  $\ln \rho$ ), а расходятся для  $V+\lambda A$ -взаимодействия. Радиационные поправки к сечению реакции (1) расходятся для  $V-A$  и  $V-\lambda A$ -взаимодействий токов ( $\bar{n}p$ ) и ( $\bar{\nu}'\mu$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Керимов Б. К., Касумов Ю. М. «Вест. Моск. ун-та», сер. физ., астроном., № 4, 113, 1967.
2. Керимов Б. К., Касумов Ю. М. «Изв. вузов», физика, № 11, 15, 1967.
3. Feunpman R., Gell-Mann M. Phys. Rev., **109**, 193, 1958.
4. Lee T. D., Wu C. S. Ann. Rev. Nucl. Sci., **15**, 381, 1965.
5. Соколов А. А., Керимов Б. К. Ann. der Phys., **7**, 46, 1958.
6. Nishijima N. Phys. Rev., **108**, 907, 1957; Kawakami I. Prog. Theor. Phys., **19**, 459, 1958.

7. Керимов Б. К. «Изв. АН СССР», сер. физич., 25, 157, 1961.
8. Соколов А. А. Phys. Lett., 3, 211, 1963.
9. Iso S. Nuovo Cim., 25, 456, 1962.
10. Керимов Б. К., Романов Ю. И. ЖЭТФ, 46, 1912, 47, 1123, 1964; «Изв. АН СССР», сер. физич., 29, 1172, 1965; 32, 317, 1968.
11. Abers E. S., Norton R. E., Dicus D. A. Phys. Rev. Lett., 18, 676, 1967.
12. Berman S. M., Sirlin A. Ann. of Phys., 20, 20, 1962.

Поступила в редакцию  
10.11 1967 г.

Кафедра  
теоретической физики

УДК 538.56 : 530.145

В. А. ДИАНОВА, Т. А. КУЛИЕВ, Е. Р. МУСТЕЛЬ, В. Н. ПАРЫГИН

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДА ПОВЕРХНОСТИ АДР ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ

В последнее время появился ряд работ, в которых исследуется электронно-лучевой модулятор света [1, 2]. Это прибор, в котором необходимое для модуляции света напряжение на электрооптическом кристалле создается с помощью электронного

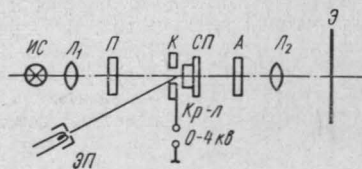


Рис. 1. Схема установки. П — поляризатор, А — анализатор, К — коллектор, ЭП — электронная пушка, Э — экран (фотоумножитель), ИС — источник света, Л<sub>1</sub>, Л<sub>2</sub> — линзы, Кр-л — кристалл, СП — сигнальная пластина (стеклянная пластина с проводящим слоем)

луча, сканирующего по поверхности кристалла. Поэтому большой интерес представляет изучение заряда поверхности электрооптического кристалла электронным лучом.

В работе [3] описан способ наблюдения процессов зарядки поверхности различных диэлектриков с помощью растрового микроскопа. Данная статья посвящена исследованию заряда поверхности электрооптических кристаллов с помощью линейного электрооптического эффекта. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Электронный пучок проходит через отверстие в коллекторе на мишень. Размеры коллектора таковы, что заряжается вся поверхность кристалла, а прямое попадание электронов на сигнальную пластину исключено. Размеры кристалла  $10 \times 10 \times 15$  мм. Расстояние между поверхностью кристалла и коллектором 3–4 мм. Кристалл  $\text{ADP}(\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4)$  помещен между двумя скрещенными поляроидами и через него пропускается параллельный световой пучок. Одна из поверхностей кристалла находится под потенциалом сигнальной пластины, а на другой создается потенциальный рельеф с помощью электронного луча за счет вторичной эмиссии. Интен-

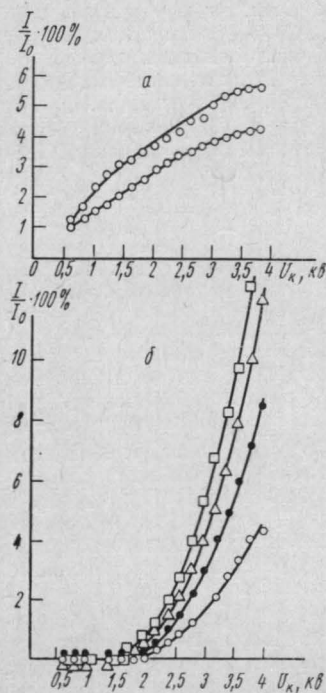


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности света  $I/I_0$  от напряжения на коллекторе ( $U_k$ ): а — сигнальная пластина, соединенная с катодом, б — сигнальная пластина, соединенная с коллектором