ЛИТЕРАТУРА

1. Dutta Roy. Proc. IEEE, 53, No. 1, 1965.
2. Цыпкин Я. З. Теория релейных систем автоматического регулирования. М., Гостехиздат, 1955.
3. Кузнецов Ю. И., Теодорчик К. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 1, 1967.
4. Айзерман М. А. «Автоматика и телемеханика», 14, № 5, 1953.
5. Попов Е. П., Пальтов И. П. Приближенные методы исследования нелинейных автоматических систем. М., Физматгиз, 1960.
6. Конев Ф. Б., Конев Ю. Б. «Изв. вузов», радиофизика, 11, № 3, 1968.

Поступила в редакцию
25. 3 1970 г.

Кафедра
физики колебаний

Б. К. КЕРИМОВ, В. П. ЦВЕТКОВ

ВОПРОС О РАСХОДИМОСТИ В РАДИАЦИОННОЙ ПОПРАВКЕ К НЕЙТРИНО-ЭЛЕКТРОННОМУ РАССЕЯНИЮ И НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ

Точное значение радиационных поправок порядка α к $\nu_e e \to \nu_e e$-рассеянию вычислить в рамках современной теории невозможно [1—4]. Один из интегралов, появляющихся в конечном выражении, расходится логарифмически и необходимо ввести параметр обрезания Λ. При $\Lambda \to \infty$ радиационная поправка становится бесконечной и не имеет физического смысла.

В данной заметке показывается, что радиационная поправка порядка α к $\nu_e e$-рассеянию не будет содержать расходящихся выражений, если в лагранжиан слабого взаимодействия наряду с произведением заряженных токов $(\bar{e}\nu_e)$ $(\bar{\nu}_e e)$ ввести произведение нейтральных барионного и лептонного токов:

$$L_w^{(p)} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{p}\gamma_j (1 + \gamma_5) p)(\bar{\nu}_e \gamma_j (1 + \gamma_5) \nu_e). \qquad (1)$$

В настоящее время вопрос о роли слабых нейтральных лептонных и барионных токов широко обсуждается [5—10].

Из (1) следует процесс прямого рассеяния нейтрино $\nu_e e$ на протоне $\nu_e + p \to \nu_e' + p'$. Пока нет экспериментальных доказательств отсутствия такого процесса. Нейтринные эксперименты в ЦЕРНе [8] дают следующий верхний предел для отношения сечений:

$$R = \frac{\sigma(\nu_\mu + p \to \nu_\mu' + p')}{\sigma(\nu_\mu + n \to p + \mu^-)} < 0,5.$$

Лагранжиан взаимодействия L, описывающий $\nu_e e$-рассеяние с учетом электромагнитных эффектов в нашем случае будет иметь вид

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e}\gamma_j (1 + \gamma_5) e) + L_w^{(p)} + ie(\bar{e}\hat{A}e) - ie(\bar{p}\hat{A}p). \qquad (2)$$

Исследуем расходящиеся члены в радиационной поправке порядка α к $\nu_e e$-рассеянию. Расходящийся вклад будут давать две следующие диаграммы:

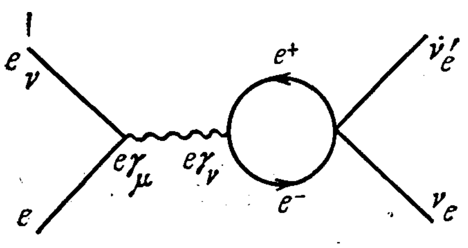

Диаграмма 1

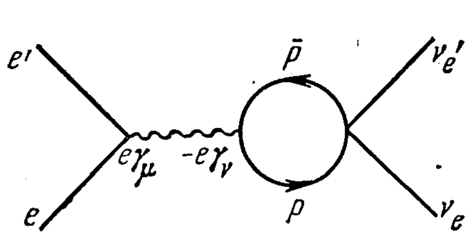

Диаграмма 2

В дальнейших расчетах будем считать протон голой частицей, пренебрегая тем самым эффектом его сильного взаимодействия. Покажем, что расходящиеся члены диаграмм 1 и 2 взаимно сократятся. Для этого рассмотрим матричные элементы M_1 и M_2 соответствующие вышеуказанным диаграммам. Для диаграммы 1 имеем

$$M_1 = i \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e}\gamma_\mu e)(\bar{\nu}_e \gamma_j (1+\gamma_5)\nu_e) D_{\mu\nu}(k) \Pi_{\nu j}(k, m_e), \tag{3}$$

где

$$\Pi_{\nu j}(k, m_e) = -i \frac{\alpha}{4\pi^3} Sp \int \gamma_\nu \frac{i(\hat{p}+\hat{k}) - m_e}{(p+k)^2 + m_e^2} \gamma_j (1+\gamma_5) \frac{i\hat{p} - m_e}{p^2 + m_e^2} d^4p,$$

$$D_{\mu\nu}(k) = \frac{1}{ik^2}\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right), \quad k = p_e' - p_e, \quad d^4p = d^3p\, dp_0.$$

Требование градиентной инвариантности приводит к условию

$$k_\nu \Pi_{\nu j}(k, m_e) = 0. \tag{4}$$

После таких же вычислений, как и в случае поляризации вакуума [11], из (3) используя (4), получаем

$$\Pi_{\nu j}(k, m_e) = -\frac{\alpha}{\pi} k^2 \left(\delta_{\nu j} - \frac{k_\nu k_j}{k^2}\right) \Pi(k^2, m_e), \tag{5}$$

где

$$\Pi(k^2, m_e) = 2 \int_0^1 x(1-x)\,dx \int_0^\infty [z + k^2 x(1-x) + m_e^2]^{-2} z\, dz.$$

Аналогично выписывается матричный элемент для диаграммы 2, если заменить m_e на m_p (где m_p — масса протона) и поменять знак матричного элемента M_1. Возникшее различие в знаках матричных элементов M_1 и M_2 вытекает из выражения для лагранжиана взаимодействия (2).

Складывая M_1 и M_2, получаем

$$M_{12} = M_1 + M_2 = -\frac{\alpha}{\pi} (\bar{e}\gamma_j e)(\bar{\nu}_e \gamma_j (1+\gamma_5)\nu_e) \Pi(k^2, m_e, m_p), \tag{6}$$

где

$$\Pi(k^2, m_e, m_p) = \Pi(k^2, m_e) - \Pi(k^2, m_p) = 2\int_0^1 x(1-x) \ln \frac{m_p^2 + k^2 x(1-x)}{m_e^2 + k^2 x(1-x)} dx.$$

Формула (6) показывает, что суммарный матричный элемент M_{12} свободен от расходимости. Вычисление $\Pi(k^2, m_e, m_p)$ для случая $k^2 > 0$, соответствующему процессу рассеяния $\nu_e e \to \nu_e' e'$, дает

$$\Pi(k^2 > 0, m_e, m_p) = \frac{2}{3} \ln \frac{m_p}{m_e} + (1 - \theta_e \operatorname{cth}\theta_e)\left(1 - \frac{1}{3}\operatorname{cth}^2\theta_e\right) - \\ - (1 - \theta_p \operatorname{cth}\theta_p)\left(1 - \frac{1}{3}\operatorname{cth}^2\theta_p\right). \tag{7}$$

Здесь $\operatorname{sh}^2\theta_e = \frac{k^2}{4m_e^2}$, $\operatorname{sh}^2\theta_p = \frac{k^2}{4m_p^2}$.

При учете (6) и (7) вместо расходящийся поправки a_2 (диаграмма 1) к амплитуде $\nu_e e$-рассеяния, приведенной в работе [3]

$$a_2 = f = -\frac{\alpha}{3\pi}\left[\ln \frac{\Lambda^2}{m_e^2} + (\theta_e \operatorname{cth}\theta_e - 1)\frac{1 - 2\operatorname{sh}^2\theta_e}{\operatorname{sh}^2\theta_e} - \frac{1}{3}\right] \tag{8}$$

находим свободное от расходимости выражение

$$a_2' = f' = -\frac{\alpha}{\pi}\left[\frac{2}{3}\ln\frac{m_p}{m_e} + (1-\theta_e \operatorname{cth}\theta_e)\left(1-\frac{1}{3}\operatorname{cth}^2\theta_e\right) - \right.$$

$$\left. -(1-\theta_p \operatorname{cth}\theta_p)\left(1-\frac{1}{3}\operatorname{cth}^2\theta_p\right)\right]. \qquad (9)$$

Из сравнения (8) и (9) видно, что введение в лагранжиан слабого взаимодействия произведения нейтральных барионного и лептонного токов приводит к эффективному обрезанию расходящихся членов радиационной поправки порядка α к нейтрино-электронному рассеянию с параметром обрезания $\Lambda = m_p$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feynmann R., Gell-Man M. Phys. Rev., **109**, 193, 1958.
2. Lee T. D., Sirlin A. Rev. Mod. Phys., **36**,, 666, 1964.
3. Переломов А. М. «Ядерная физика», **1**, 1045, 1965.
4. Керимов Б. К., Цветков В. П. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **11**, № 3, 1970.
5. Bludman S. A. Nuov. Cim., **9**, 433, 1958.
6. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, **36**, 964, 1959.
7. Perkins D. H., Proceedings of the CERN Torical Conferance on Weak Interactions, January, 1969.
8. Albright C. H. On the existence of weak neutral currents, Preprint, CERN — 1066, 1969.
9. Oakes R. Phys. Rev. Lett., **20**, 1539, 1968.
10. Oakes R. J. Phys. Rev., **183**, 1520, 1969.
11. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. М., ИЛ, 1963.

Поступила в редакцию
7. 5 1970 г.

Кафедра
теоретической физики

В. П. ВОРОНИН, Л. К. ЗАРЕМБО

К ВОПРОСУ О ПОГЛОЩЕНИИ КАПИЛЛЯРНО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

Поглощение волн малой амплитуды, распространяющихся на полностью подвижной поверхности глубокой жидкости, определяется вязкой диссипацией энергии, причем коэффициент поглощения имеет вид [1]

$$\alpha_0 = \frac{4\pi\eta}{1{,}5\sigma} f, \qquad (1)$$

где f — частота, η — сдвиговая вязкость, σ — коэффициент поверхностного натяжения. Справедливость (1) для чистых жидкостей была подтверждена рядом экспериментальных работ.

Другой особенностью волн на поверхности жидкости является дисперсия. Дисперсионное соотношение для них, как известно, имеет вид

$$\omega^2 = kg + k^3\sigma/\rho, \qquad (2)$$

где $\omega = 2\pi f$, k — волновое число, ρ — плотность, g — ускорение силы тяжести. В области капиллярных волн $k \gg \left(\frac{\rho g}{\sigma}\right)^{1/2}$ при $k \ll \left(\frac{\rho g}{\sigma}\right)^{1/2}$ волны являются гравитационными; промежуточная область — область капиллярно-гравитационных и гравитационно-капиллярных волн.

Экспериментально капиллярные волны конечной амплитуды исследовались в [2, 3], где было показано, что дисперсия приводит к осцилляциям в пространстве амплитуд генерируемых при распространении второй и более высоких гармоник и, следовательно, к характерной трансформации формы колебаний поверхности. В [2] проведено также измерение зависимости парциального поглощения первой гармоники капиллярной волны от амплитуды.