Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 3 — 1974

УДК 539.126

Д. В. ГАЛЬЦОВ, Н. С. НИКИТИНА, А. Н. САФРОНОВ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОРМ-ФАКТОР НЕЙТРИНО В ТЕОРИИ ЗАТУХАНИЯ

Получено конечное (не содержащее импульс обрезания) выражение для электромагнитного форм-фактора нейтрино в K-матричной модели четырехфермионного слабого взаимодействия.

Введение

Известно, что в любой из существующих схем слабого взаимодействия нейтрино, взаимодействуя с виртуальными заряженными частицами, приобретает некоторые электромагнитные свойства [1]. Если считать, что заряд и масса нейтрино равны нулю, то матричный элемент гейзенберговского оператора электромагнитного тока $J_\mu^{(em)}$ между состояниями нейтрино определяется единственной скалярной функцией от квадрата переданного импульса [1]:

$$\langle \nu(k_2),\, out \,|\, J_\mu^{(em)}(0) \,|\, \nu(k_1),\, in\rangle = ieq^2 F(q^2)\, \bar{\nu}(k_2)\, O_\mu\, \nu(k_1), \tag{1}$$

где

$$q = k_2 - k_1,\ O_\mu = \gamma_\mu (1 + \gamma_5).$$

Электромагнитный форм-фактор нейтрино $F(q^2)$ ранее рассматривался как в теории контактного четырехфермионного взаимодействия [2, 3], так и в теориях с промежуточным W-бозоном [2, 4, 5]. Обсуждались также различные возможности экспериментального изучения этой величины [2, 6, 7]. В любом случае вследствие неперенормируемого характера взаимодействия вычисление $F(q^2)$ по теории возмущений приводит к расходящемуся результату. Конечную величину можно формально получить, если ввести импульс обрезания Λ.

При теоретическом рассмотрении верхнюю границу для Λ можно оценить из условия унитарности. Известно, что взаимодействия неперенормируемого типа при больших энергиях приводят к неограниченному росту сечений процессов в любом конечном порядке теории возмуще-

[1] В работе используется система единиц $\hbar = c = 1$, метрика $(ab) = \vec{a}\vec{b} - a_0 b_0$, матрицы γ_μ — эрмитовы.

ний. При некотором значении энергии рост сечения вступает в противоречие с условием унитарности. Правильная асимптотика сечения на бесконечности в такой теории может быть получена в принципе лишь суммированием диаграмм бесконечно высокого порядка. Если предполагать, что рост сечения ограничен унитарным пределом, то легко получить оценку для Λ.

При вычислении $F(q^2)$ в теории с промежуточным W-мезоном в работе [4] использован ξ-предельный формализм, представляющий собой градиентно инвариантный способ обрезания, и получен конечный результат суммированием некоторого класса диаграмм всех порядков по α (α — постоянная тонкой структуры). Практически результат такого суммирования может быть установлен в пределе $\alpha\to 0$. Учет радиационных поправок всех порядков по α ведет в этом случае к некоторому эффективному обрезанию.

В работе [8] расходимость устраняется с помощью введения дополнительного взаимодействия нейтральных токов $(\vec{pp})(\vec{\nu\nu})$.

В настоящей работе учитываются высшие приближения теории возмущений для вычисления $F(q^2)$ при помощи дисперсионных соотношений, в предположении существования контактного четырехфермионного взаимодействия по схеме Фейнмана — Гелл-Манна [6]. В этой схеме существует прямое электрон-нейтринное взаимодействие $(\vec{e\nu})(\vec{\nu e})$ и, следовательно, $F(q^2)$ возникает в первом порядке по G.

Вычисление форм-фактора $F(q^2)$ при этом сводится к нахождению его мнимой части, которая выражается через амплитуду $e\nu$-рассеяния в аннигиляционном канале (t-канал) и матричные элементы электромагнитного тока. Электромагнитный ток с точностью до радиационных поправок может быть учтен по теории возмущений. Учет высших порядков в амплитуде рассеяния проводится с помощью формализма K-матрицы.

Амплитуда $e\nu_e(\mu\nu_\mu)$-рассеяния в теории затухания

Амплитуда $e\nu_e\ (\mu\nu_\mu)$-рассеяния в низшем порядке по четырехфермионному взаимодействию является растущей функцией энергии. Вследствие этого мнимая часть функции $F(q^2)$ при больших q^2 не убывает и в дисперсионном соотношении для $F(q^2)$ необходимо сделать вычитание, что приводит к появлению неизвестной константы. Мы сможем, однако, обойтись дисперсионным соотношением без вычитаний, если используем для нахождения амплитуды $e\nu_e(\mu\nu_\mu)$-рассеяния теорию затухания Соколова — Гайтлера [9, 10]. При этом удобно пользоваться ковариантной формулировкой, данной в [11].

Уравнение для T-матрицы имеет вид

$$T = K - \frac{i}{2} KT,\ S = 1 - iT, \tag{2}$$

где K — эрмитова матрица, для которой можно записать разложение по степеням лагранжиана взаимодействия:

$$K = -\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{i}{2}\right)^{n-1}\int_{-\infty}^{\infty}\dots\int_{-\infty}^{\infty}\mathscr{L}(x_1)\,\mathscr{L}(x_2)\dots\mathscr{L}(x_n)\,\varepsilon(x_1^0 - x_2^0)\times$$
$$\times\,\varepsilon(x_2^0 - x_3^0)\dots\varepsilon(x_{n-1}^0 - x_n^0)\,dx_1\,dx_2\dots dx_n.$$

Благодаря эрмитовости оператора K, S-матрица оказывается унитарной независимо от числа учитываемых членов ряда теории возмущений для K-матрицы. При этом, вообще говоря, нарушается кроссинг-симметрия.

Поэтому мы вычисляем амплитуду различными способами, учитывая затухание в каналах рассеяния и в аннигиляционном канале.

Влияние затухания на $e\nu$-рассеяние рассматривалось ранее в работе [12] с помощью разложения по D-функциям Вигнера.

Коротко опишем процедуру, позволяющую получить результат в ковариантном виде.

Матричный элемент $e\nu_e(\mu\nu_\mu)$-рассеяния в γ_5-инвариантной теории определяется единственной инвариантной амплитудой:

$$\langle \nu(k_2), e(p_2) | T | \nu(k_1), e(p_1)\rangle = A\,\frac{G}{\sqrt{2}}\,\bar{e}(p_2)\,O_\mu\,\nu(k_1)\,\bar{\nu}(k_2)\,O_\mu\,e(p_1). \qquad (3)$$

Используя для K-матрицы контактное приближение, получим из (2) уравнение для A, графически изображенное на рис. 1. Применяя соотношение Фирца, можем записать его в виде

$$(A-1)\,\bar{e}(p_2)\,O_\mu\,\nu_e(k_1)\,\bar{\nu}_e(k_2)\,O_\mu\,e(p_1) =$$
$$= \frac{iG}{2\sqrt{2}}\sum_{k,\,p} A\,\bar{e}(p_2)\,O_\nu(-i\hat{k})\,O_\lambda\,\nu_e(k_1)\,\bar{\nu}_e(k_2)\,O_\nu(m-i\hat{p})\,O_\lambda\,e(p_1)\,\times$$
$$\times\,\delta(p_1+k_1-p-k). \qquad (4)$$

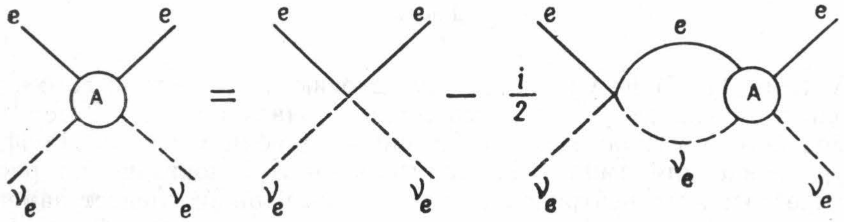

Рис. 1

Итерационное решение уравнения (4) показывает, что амплитуда A зависит от переменной $s=-(p_1+k_1)^2$ и не зависит от угла рассеяния, т. е. от $t=-(k_1-k_2)^2$. Поэтому A можно вынести за знак суммы по импульсам промежуточных частиц. Далее, рассматривая рассеяние вперед ($p_1=p_2$, $k_1=k_2$) и суммируя по спинам e и ν_e, нетрудно получить алгебраическое уравнение для A:

$$(A-1)\;Sp\,O_\mu(-i\hat{k}_1)\;O_\mu(m-i\hat{p}_1) =$$
$$= \frac{iG}{2\sqrt{2}}\,A\sum_{k,p}\delta(k_1+p_1-k-p)\,Sp\;O_\nu(-i\,\hat{k})\,O_\lambda(-i\hat{k}_1)\,O_\nu(m-i\hat{p})\,\times$$
$$\times\,O_\lambda(m-i\hat{p}_1). \qquad (5)$$

После вычисления следов будем иметь

$$A-1 = -\frac{iG\sqrt{2}}{\pi^2}\,A\,\chi(s), \qquad (6)$$

где

$$\chi(s) = \int d^4k\,d^4p\,(kp)\,\delta(k_1+p_1-k-p)\,\delta(k^2)\,\delta(m^2+p^2)\,\Theta(k^0)\,\Theta(p^0) =$$
$$= -\frac{\pi s}{4}\left(1-\frac{m^2}{s}\right)^2.$$

Отсюда получаем

$$A = \left[1 - \frac{iG}{\pi 2\sqrt{2}} \frac{(s-m^2)^2}{s}\right]^{-1}. \tag{7}$$

Амплитуда аналогичного процесса с участием мюонов совпадает с (7). Из этой формулы видно, что учет затухания в s-канале приводит к обрезанию амплитуды при больших s.

В работе [13] $e\nu$-рассеяние рассматривалось на основе дисперсионных соотношений и условия двухчастичной унитарности. Найденная в [13] амплитуда в случае отсутствия резонанса с точностью до малого логарифмического члена совпадает с амплитудой (7).

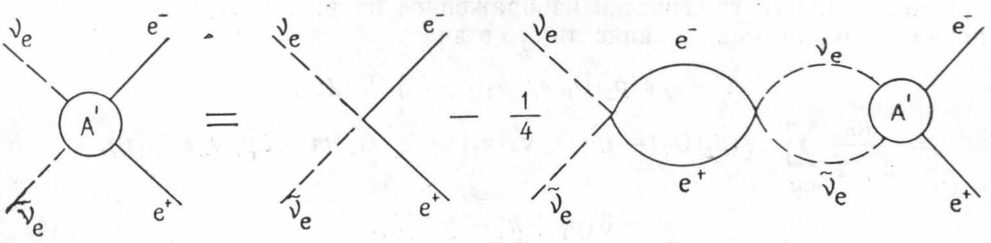

Рис. 2

Амплитуда (7) не удовлетворяет условию перекрестной симметрии, поскольку затухание учитывалось лишь в одном канале. Рассмотрим взаимодействие высших порядков в аннигиляционном канале. Графически уравнение для амплитуды аннигиляции A' показано на рис. 2. В случае мюонных нейтрино все электронные линии следует заменить на мюонные. Решение этого уравнения было получено в работе [14]:

$$A' = \left[1 + \frac{G^2}{72\pi^2} t(t-m^2)\sqrt{1 - \frac{4m^2}{t}}\right]^{-1}. \tag{8}$$

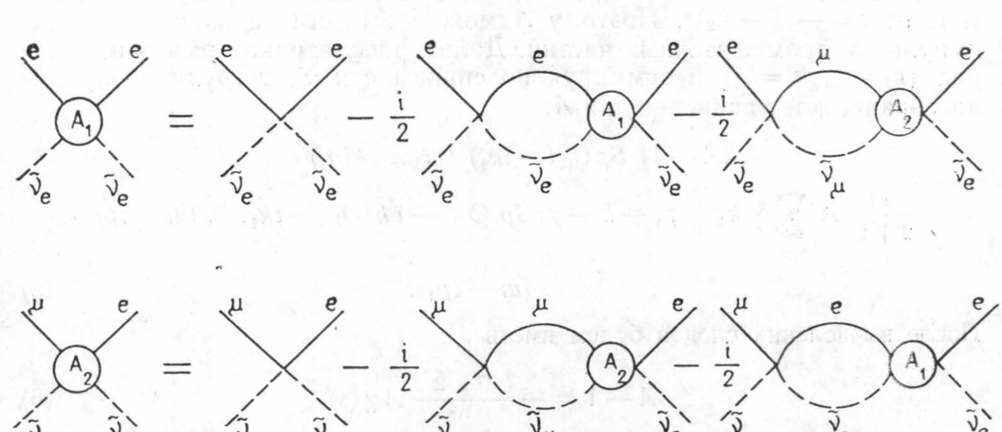

Рис. 3

В отличие от (7) амплитуда (8) обеспечивает эффективное обрезание при больших t. Амплитуда A' является вещественной.

Отсюда получаем

$$A=\left[1-\frac{iG}{\pi 2\sqrt{2}}\,\frac{(s-m^2)^2}{s}\right]^{-1}. \qquad (7)$$

Амплитуда аналогичного процесса с участием мюонов совпадает с (7). Из этой формулы видно, что учет затухания в s-канале приводит к обрезанию амплитуды при больших s.

В работе [13] $e\nu$-рассеяние рассматривалось на основе дисперсионных соотношений и условия двухчастичной унитарности. Найденная в [13] амплитуда в случае отсутствия резонанса с точностью до малого логарифмического члена совпадает с амплитудой (7).

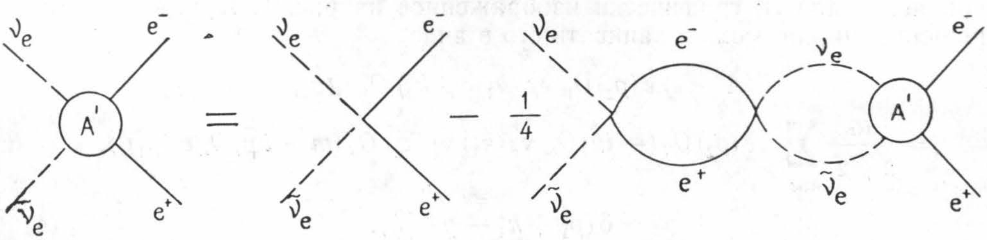

Рис. 2

Амплитуда (7) не удовлетворяет условию перекрестной симметрии, поскольку затухание учитывалось лишь в одном канале. Рассмотрим взаимодействие высших порядков в аннигиляционном канале. Графически уравнение для амплитуды аннигиляции A' показано на рис. 2. В случае мюонных нейтрино все электронные линии следует заменить на мюонные. Решение этого уравнения было получено в работе [14]:

$$A'=\left[1+\frac{G^2}{72\pi^2}\,t\,(t-m^2)\sqrt{1-\frac{4m^2}{t}}\right]^{-1}. \qquad (8)$$

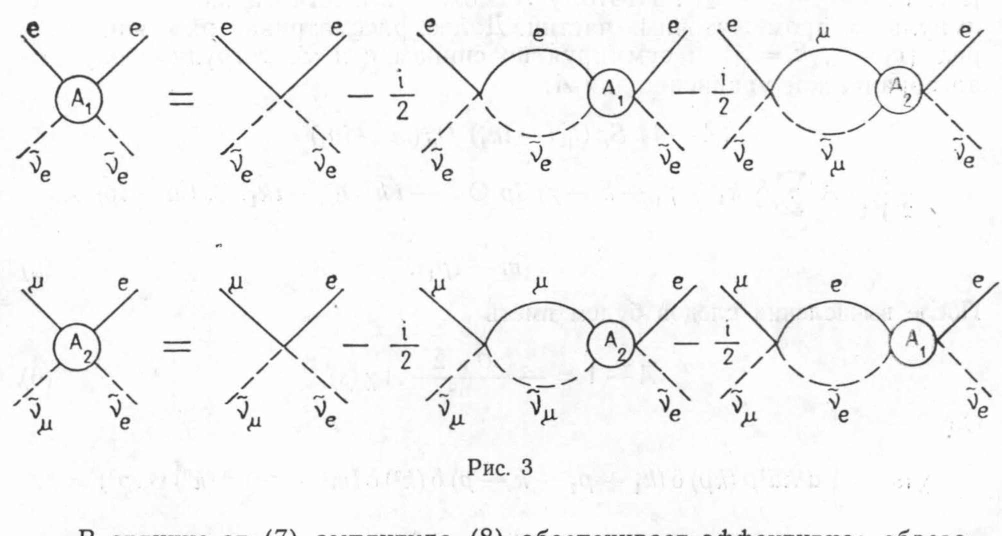

Рис. 3

В отличие от (7) амплитуда (8) обеспечивает эффективное обрезание при больших t. Амплитуда A' является вещественной.

Аналогичным образом можно учесть затухание в u-канале. Возникающая система уравнений изображена на рис. 3. Ее решение в пределе нулевой массы лептонов имеет вид

$$A_1 = A_2 = \left(1 + \frac{iGs}{\pi 3 \sqrt{2}}\right)^{-1}. \tag{9}$$

С рассматриваемой точностью ($m^2=0$) амплитуда (9) отличается от (7) лишь коэффициентом при Gs.

Вычисление мнимой части $ImF(t)$

Удобно вместо (1) рассмотреть матричный элемент

$$\langle \nu(k_2),\ \tilde{\nu}(k_1)\,\mathrm{out}\,|\,J_\mu^{(em)}(0)\,|0\rangle = ieq^2 F(q^2)\,\bar{\nu}(k_2)\,O_\mu\,\nu(-k_1), \tag{10}$$

$$q = k_1 + k_2.$$

Исходя из соотношения унитарности и используя инвариантность относительно обращения времени, получим в случае электронных нейтрино:

$$Im\,\langle \nu_e(k_2),\ \tilde{\nu}(k_1)\,\mathrm{out}\,|J_\mu^{(em)}(0)|\,0\rangle = -\frac{(2\pi)^4}{4}\sum_{p_1,\,p_2}\delta(q-p_1-p_2)\times$$

$$\times\{\langle \nu_e(k_2),\ \tilde{\nu}(k_1)\,|\,T^+\,|e(p_2),\ e^+(p_1)\rangle\ \langle e(p_2),\ e^+(p_1)\,\mathrm{out}\,|\,J_\mu^{(em)}(0)\,|\,0\rangle +$$

$$+\langle \nu_e(k_2),\ \tilde{\nu}_e(k_1)\,|\,T\,|\,e(p_2),\ e^+(p_1)\rangle\ \langle e(p_2),\ e^+(p_1)\,in\,|\,J_\mu^{(em)}(0)\,|\,0\rangle\}, \tag{11}$$

причем имеет место соотношение:

$$\langle \alpha\, in\,|\,J_\mu(0)\,|\,0\rangle = \langle \alpha\,\mathrm{out}\,|\,J_\mu(0)\,|\,0\rangle^*, \tag{12}$$

T-матрица на массовой поверхности определена в виде:

$$S_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - i\,(2\pi)^4\,T_{\alpha\beta}\,\delta(p_\alpha - p_\beta). \tag{13}$$

В сумме по промежуточным состояниям (11) оставлены только состояния электрон-позитронной пары, поскольку амплитуда перехода $\nu_e\,\tilde{\nu}_e \rightarrow \nu_\mu\,\tilde{\nu}_\mu$ более высокого порядка по константе слабого взаимодействия[1].

Подставляя в (11) матричные элементы тока заряженных частиц в низшем порядке по заряду и суммируя по спиновым состояниям пары, получим

$$q^2 Im\,F(q^2)\,\bar{\nu}(k_2)\,O_\mu\,\nu(-k_1) = \frac{G}{(2\pi)^2\,2\sqrt{2}}\,\bar{\nu}(k_2)\ O_\nu\,\nu(-k_1)\times$$

$$\times\int d^4\Delta\,\delta\left(\left(\frac{q}{2}+\Delta\right)^2 + m^2\right)\delta\left(\left(\frac{q}{2}-\Delta\right)^2 + m^2\right)\times$$

$$\times\,\Theta\left(\frac{q_0}{2}+\Delta_0\right)\Theta\left(\frac{q_0}{2}-\Delta_0\right)\times$$

[1] Всюду ограничиваемся низшим порядком теории возмущений для K-матрицы, поэтому в рассматриваемом приближении амплитуды $\nu_e\tilde{\nu}_e\rightarrow\nu_\mu\tilde{\nu}_\mu$, $\nu_e\tilde{\nu}_e\rightarrow\mu^+\mu^-$, а также амплитуды с образованием многочастичных состояний следует считать равными нулю. При этом условие унитарности выполняется точно. Для оценки степени реальности такого приближения необходимо выйти за рамки данной модели.

$$\times \operatorname{Re} A \operatorname{Sp}\left[m - i\left(\frac{\hat{q}}{2} + \hat{\Delta}\right)\right]\gamma_\mu\left[m + i\left(\frac{\hat{q}}{2} - \hat{\Delta}\right)\right] O_\mu, \qquad (14)$$

где переменная интегрирования $\Delta = \frac{p_1 - p_2}{2}$.

Оставляя члены, не исчезающие при интегрировании, получим после вычисления шпура следующую комбинацию:

$$4\left(m^2 + \Delta^2 - \frac{q^2}{4}\right)\delta_{\mu\nu} + 2q_\mu q_\nu - 8\Delta_\mu \Delta_\nu. \qquad (15)$$

Член $q_\mu q_\nu$ не дает вклада в силу уравнений движения для $\nu(k_2)$ и $\nu(-k_1)$.

Обратимся к вычислению интеграла:

$$I_{\mu\nu} = \int d^4\Delta\, \Delta_\mu \Delta_\nu \operatorname{Re} A\, \delta\left(\left(\frac{q}{2} + \Delta\right)^2 + m^2\right)\delta\left(\left(\frac{q}{2} - \Delta\right)^2 + m^2\right) \times$$
$$\times \Theta\left(\frac{q_0}{2} + \Delta_0\right)\Theta\left(\frac{q_0}{2} - \Delta_0\right). \qquad (16)$$

Если использовать для A формулу (7), то подынтегральное выражение зависит от двух 4-импульсов: q и k_1, причем

$$s = -\left(\Delta + \frac{q}{2} - k_1\right)^2.$$

Поэтому тензор $I_{\mu\nu}$ может быть записан из соображений ковариантности в следующем виде:

$$I_{\mu\nu} = a q_\mu q_\nu + b\delta_{\mu\nu} + c\,(q_\mu k_{1\nu} + q_\nu k_{1\mu}) + d k_{1\mu} k_{1\nu}. \qquad (17)$$

В силу уравнения Дирака для спиноров, вклад в мнимую часть формфактора дает только слагаемое $b\delta_{\mu\nu}$. Выразив коэффициент b через тензор $I_{\mu\nu}$

$$b = \frac{1}{2}\left[\operatorname{Sp} I - \frac{2}{(qk_1)} q_\mu k_{1\nu} I_{\mu\nu} + \frac{q^2}{(qk_1)^2} k_{1\mu} k_{1\nu} I_{\mu\nu}\right] \qquad (18)$$

и используя соотношения

$$k_1\Delta = \frac{s - m^2}{2} + \frac{t}{4}, \quad \Delta^2 = \frac{t}{4} - m^2, \qquad (19)$$

найдем

$$b = \frac{1}{2}\int d^4\Delta\left[\frac{(s - m^2)^2}{q^2} - s\right]\operatorname{Re} A(s)\,\delta\left(\left(\frac{q}{2} + \Delta\right)^2 + m^2\right) \times$$
$$\times\, \delta\left(\left(\frac{q}{2} - \Delta\right)^2 + m^2\right)\Theta\left(\frac{q_0}{2} + \Delta_0\right)\Theta\left(\frac{q_0}{2} - \Delta_0\right). \qquad (20)$$

Интегрирование по Δ удобно проводить в системе центра инерции сталкивающихся частиц ($\vec{q} = 0$), выбирая ось z направленной вдоль вектора $\vec{k}_1$. В результате получим следующее выражение:

$$Im\, F(t) = \frac{G}{\pi\, 32\sqrt{2}}\,\frac{1}{\lambda^2 x^2}\left\{\frac{1}{\lambda x}\left[1 - \lambda^2 x\,(2x + 1)\right]\left[\operatorname{arctg} \lambda x\,(1 + y) - \right.\right.$$

$$- \operatorname{arctg} \lambda x (1-y)] + \ln \frac{1+\lambda^2 x^2 (1+y)^2}{1+\lambda^2 x^2 (1-y)^2} - 2y \Big\} \Theta (x-1);$$

$$\lambda = \frac{m^2 G}{\pi \sqrt{2}}, \quad x = \frac{t}{4m^2}, \quad y = \sqrt{1-\frac{1}{x}}. \tag{21}$$

Если использовать для амплитуды рассеяния результат теории затухания в t-канале (8), то аналогичные вычисления приводят к следующей формуле:

$$Im\, F(t) = - \frac{G}{\pi\, 12 \sqrt{2}}\, y A'(t) \left(1 + \frac{1}{2x}\right) \Theta (x-1). \tag{22}$$

Дисперсионное соотношение для форм-фактора

Из формул (21) и (22) видно, что $Im F(t) \to 0$ при $t \to \infty$. Рассматривая $F(t)$ при действительных значениях аргумента как краевое значение

$$F(t) = \lim_{\varepsilon \to 0} F(t + i\varepsilon)$$

аналитической функции на комплексной плоскости t с разрезом от $t = 4m^2$ до ∞, можно записать дисперсионное соотношение:

$$F(t) = \frac{1}{\pi} \int\limits_{4m^2}^{\infty} \frac{Im\, F(t')\, dt'}{t' - t - i\varepsilon}. \tag{23}$$

Подчеркнем, что возможность написания дисперсионного соотношения без вычитаний возникла благодаря учету высших порядков слабого взаимодействия с помощью метода K-матрицы.

Вычислим $F(t)$ при $|t| < 4m^2$, используя для мнимой части полученное выражение (21). При вычислении интеграла удобно представить входящие в подынтегральное выражение арктангенсы и логарифмы в виде

$$\operatorname{arctg} z = z \int\limits_0^1 \frac{d\alpha}{1 + z^2 \alpha^2}, \quad \ln (1 + z^2) = 2z^2 \int\limits_0^1 \frac{\alpha\, d\alpha}{1 + z^2 \alpha^2}. \tag{24}$$

После несложных преобразований получим

$$F(t) = \frac{G}{\pi^2\, 32 \sqrt{2}} \int\limits_0^1 d\alpha \int\limits_1^{\infty} \frac{dx'}{x' - x} \left[\frac{\alpha^2 (1-y')^2 - y'^2 - 2\alpha (1-y') + 3}{1 + \lambda^2 \alpha^2 x'^2 (1-y')^2} \times \right.$$

$$\left. \times (1-y') - \frac{\alpha^2 (1+y')^2 - y'^2 - 2\alpha (1+y') + 3}{1 + \lambda^2 \alpha^2 x'^2 (1+y')^2} (1+y') \right],$$

$$y' = \sqrt{1 - \frac{1}{x'}}. \tag{25}$$

Из этой формулы видно, что зависимость F от малого параметра λ может быть представлена в виде

$$F(t) = \mathrm{const} \ln \lambda + a_0 (t) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n (t) \lambda^n. \tag{26}$$

Для вычисления коэффициента при логарифме достаточно оставить во втором слагаемом в (25) члены, не убывающие на бесконечности при $\lambda=0$. Далее, ограничиваясь вычислением только слагаемого, не зависящего от λ, мы можем в оставшемся подынтегральном выражении положить $\lambda=0$. В результате получим:

$$F(t)=-\frac{G}{\pi^2 12\sqrt{2}}\left[\ln\frac{\pi 2\sqrt{2}}{m^2 G}+\frac{2t+4m^2}{t}(1-\Theta\operatorname{ctg}\Theta)-\frac{11}{12}\right], \quad (27)$$

где $\sin^2\Theta=\frac{t}{4m^2}$.

В этом приближении вся зависимость от t заключена в слагаемом, пропорциональном регулярной части поляризационного оператора (см., например, [15], стр. 500). Выражение (27) соответствует импульсу обрезания

$$\Lambda=\left(\frac{\pi 2\sqrt{2}}{G}\right)^{1/2}\sim 900 \text{ Гэв}.$$

Можно проделать аналогичные вычисления, используя для мнимой части формулу (22), полученную при учете высших приближений в t-канале. В результате будем иметь

$$F(t)=-\frac{G}{\pi^2 12\sqrt{2}}\left[\ln\frac{\pi 6\sqrt{2}}{m^2 G}+\frac{2t+4m^2}{t}(1-\Theta\operatorname{ctg}\Theta)-2\right]. \quad (28)$$

Выражение (28) соответствует несколько бóльшему импульсу обрезания по сравнению с формулой (27). При учете затухания в u-канале (9) логарифмический член оказывается равным $\ln\frac{\pi 3\sqrt{2}}{m^2 G}$.

Таким образом, показано, что учет высших порядков теории возмущений приводит к конечному выражению для электромагнитного форм-фактора нейтрино. Величина $F(t)$ определяется поведением амплитуды $e\nu$-рассеяния при больших энергиях. Использование для этой амплитуды низшего приближения теории радиационного затухания приводит к эффективному обрезанию на унитарном пределе.

Авторы благодарят проф. А. А. Соколова за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bernstein J., Ruderman M., Feinberg G., Phys. Rev., **132**, 1227, 1963.
2. Зельдович Я. Б., Переломов А. М. ЖЭТФ, **39**, 1115, 1960; Переломов А. М. Диссертация. ИТЭФ, 1963.
3. Brodskij A. M., Ivanenco D. D. Nuovo Cimento, **16**, 556, 1960; Бродский А. М. ЖЭТФ, **39**, 321, 1960.
4. Bernstein J., Lee T. D. Phys. Rev. Lett., **11**, 512, 1963.
5. Meyer Ph., Schiff D. Phys. Lett., **8**, 217, 1964.
6. Feinmann R. P., Cell-Mann. M. Phys. Rev., **109**, 193, 1958.
7. Андрюшин В. Н., Биленький С. М., Герштейн С. С. «Письма ЖЭТФ», **13**, № 10, 573, 1971.
8. Керимов Б. К., Цветков В. П. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 6, 715, 1970.
9. Соколов А. А. J. Phys. USSR, **5**, 231, 1941.
10. Heitler W. Proc. Camb. Phil. Soc., **37**, 291, 1941.
11. Schwinger J. Phys. Rev., **74**, 1439, 1948; Pirenne J. **86**, 395, 1952.
12. Соколов А. А., Иванов Ю. П., Павленко Ю. П., Керимов Б. К. ДАН СССР, **157**, № 5, 1096, 1964.
13. Нгуен Ван Хьеу. ЖЭТФ, **43**, 984, 1962.
14. Гальцов Д. В. Дипломная работа. МГУ, 1964.
15. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., 1969

Поступила в редакцию
20.10 1972 г.

Кафедра
теоретической физики