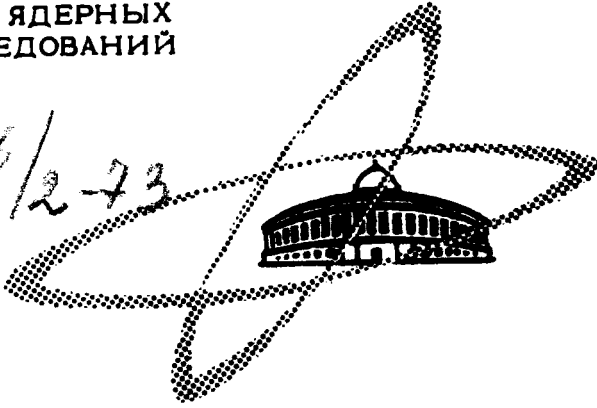


19/1
A-458

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

626/273



P2 - 6865

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.А. Алебастров, Г.В. Ефимов, Ш.З. Сельцер

О НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СЛЕДСТВИЯХ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

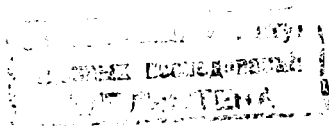
1972

P2 - 6865

В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер

**О НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СЛЕДСТВИЯХ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ**

Направлено в ЯФ



§ I. В в е д е н и е

Недавно в работах ^{/1-3/} был предложен вариант нелокальной теории слабых и электромагнитных взаимодействий^{ж)}. В этих работах методы, развитые в теории нейтрального скалярного поля^{/4/}, обобщаются на случай взаимодействия системы нейтральных и заряженных полей. Подобное обобщение не является тривиальным, поскольку требование инвариантности рассматриваемой теории относительно группы локальных калибровочных преобразований накладывает довольно жесткое ограничение на способ введения нелокальности в теорию.

Оказалось, что этому требованию можно удовлетворить, если постулировать:

Все нейтральные поля взаимодействуют с заряженными нелокальным образом .

Исходный лагранжиан, описывающий электромагнитное и слабое взаимодействия, выбирался в форме

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}(x) &= \mathcal{L}_0(x) + \mathcal{L}_I(x) \\
 \mathcal{L}_0(x) &= -\frac{1}{2} : \partial_\mu A_\nu \partial_\mu A_\nu : - \frac{1}{2} : G_{\mu\nu} G_{\mu\nu}^+ : + \\
 &+ M^2 : W_\mu W_\mu^+ : + \sum_a \bar{\psi}_a \{ i \hat{\partial} - m_a \} \psi_a : .
 \end{aligned}
 \tag{I.1}$$

Здесь A_ν - электромагнитное поле, W_μ - заряженное векторное поле с массой M . Суммирование в (I.1) проводится по всем лептонным полям ($a = e, \mu, \nu_e, \nu_\mu, m_{\nu_e} = m_{\nu_\mu} = 0$)

ж) В^{/1/} рассмотрен случай, когда слабое взаимодействие описывается в 4-фермионной модели ; в ^{/3/} - рассматривается модель слабых взаимодействий с W - бозоном.

Введем для удобства обозначения лептонных полей в двух-компонентной форме

$$\ell(x) = \begin{pmatrix} \psi_e(x) \\ \psi_\mu(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e(x) \\ \mu(x) \end{pmatrix}$$

$$\nu(x) = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e}(x) \\ \psi_{\nu_\mu}(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e(x) \\ \nu_\mu(x) \end{pmatrix}$$

Тогда плотность лагранжиана взаимодействия запишется

$$\mathcal{L}_I(x) = \mathcal{L}_{eem}(x) + \mathcal{L}_{\mu\mu m}(x) + \mathcal{L}_W(x); \quad (I.2)$$

$$\mathcal{L}_{eem}(x) = -e \int dy: \bar{\ell}(x) \gamma_\mu \ell(x): K_A(x-y) A_\mu(y); \quad (I.3)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mu\mu m}(x) = & ie \int dy: \{W_\mu^+(x) G_{\mu\nu}^+(x) - G_{\mu\nu}^+(x) W_\mu^+(x)\}: K_A(x-y) A_\mu(y) + \\ & + e^2 \int dy_1 dy_2: \{W_\mu^+(x) W_\nu^+(x) - g_{\mu\nu} W_\lambda^+(x) W_\lambda^+(x)\}: \\ & \cdot K_A(x-y_1) K_A(x-y_2) A_\mu(y_1) A_\nu(y_2); \end{aligned} \quad (I.4)$$

$$\mathcal{L}_W(x) = \begin{cases} \frac{G}{\sqrt{2}} \int dy_1 dy_2: \bar{\ell}(x) O_\alpha J_\alpha(y_1, y_2) \ell(x): K_W(x-y_1) K_W(x-y_2) \\ \int dy: \{ \bar{\ell}(x) O_\alpha W_\alpha(x) K_W(x-y) \nu(y) + \text{э.с.} \}; \end{cases} \quad (I.5)$$

Здесь $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $G = 10^{-5}/m_p^2$, $\alpha = 1/137$,

m_p - масса протона, $f^2 = \frac{GM^2}{\sqrt{2}}$, $O_\alpha = \gamma_\alpha(1 + \gamma_5)$;

$$J_\alpha(x, y) = \begin{pmatrix} J_{1\alpha}(x, y) & J_{3\alpha}(x, y) \\ J_{3\alpha}(x, y) & J_{2\alpha}(x, y) \end{pmatrix};$$

$$J_{1\alpha}(x, y) = (\bar{\nu}_e(x) O_\alpha \nu_e(y));$$

$$J_{2\alpha}(x, y) = (\bar{\nu}_\mu(x) O_\alpha \nu_\mu(y));$$

$$J_{3\alpha}(x, y) = (\bar{\nu}_\mu(x) O_\alpha \nu_e(y));$$

$K_i(x) = K_i(\ell_i^2 \square) \delta^4(x)$ - нелокальная обобщенная функция
($i = A, \nu$) (см. подробнее /I-4/).

Введение таким образом нелокальности в лагранжиан взаимодействия позволило получить конечную в каждом порядке теории возмущений S -матрицу, удовлетворяющую всем основным требованиям, налагаемым на теорию, включая градиентную инвариантность.

Матричные элементы S -матрицы, определяющие физические процессы, оказываются зависящими от формфакторов $K_i(x)$ и новых постоянных, которые мы обозначаем a_0 и a_2 .

Происхождение a_0 и a_2 связано с регуляризацией циклов, образованных предягаторами заряженных полей. Как будет показано ниже, эти постоянные имеют смысл констант связи, описывающих интенсивности контекстных нейтрино-нейтринного взаимодействия и взаимодействия фотона с нейтрино и могут быть определены из соответствующих экспериментов.

Эти взаимодействия появляются подобно тому, как возникает локальное π - π - взаимодействие при построении локальной перенормируемой нуклон-мезонной псевдоскалярной теории (см., например, /5/).

Функциональный производный, связанный с конкретным выбором функций $K_i(x)$, изучался в работах /2,6/. Было показано, что введение этих функций в теорию приводит к изменению электромагнитного и "слабого" потенциала на малых расстояниях, что, по-видимому, свидетельствует о существовании пространственных распределений электрического и "слабого" зарядов. В квантовой электродинамике с привлечением некоторых дополнительных соображений физического и математического характера удается зафиксировать функции $K_i(x)$. В общем, вопрос требует дальнейшего изучения.

Следует подчеркнуть, что при изучении физических явлений при энергиях, ниже так называемого "унитарного предела", нет необходимости знать полностью функции $K_A(x)$ и $K_V(x)$, так как основной вклад в метричные элементы дают члены порядка $O(1/e^+)$, $O(1/e^2)$ и $O(\log e^2)$, здесь l - "элементарная" длина, т.е. величина, характеризующая область, где нарушается локальность взаимодействия. Коэффициенты при этих членах определяются конечным числом интегралов от $K_A(x)$ и $K_V(x)$. Таким образом, все физические процессы при энергиях ниже унитарного предела определяются единым конечным набором констант.

В области, где энергии близки к унитарному пределу и выше, необходимо знать формфакторы $K_A(x)$ и $K_V(x)$ полностью, но в этом случае встает другая, не менее важная, проблема учета всего ряда теории возмущений. Однако наличие унитарности в теории позволяет надеяться, что в этом случае предлагаемый аппарат может быть использован для дальнейшего изучения явлений в этой области.

В настоящей работе будут рассмотрены некоторые физические следствия предлагаемого варианта нелокальной теории электромагнитных и слабых взаимодействий.

§ 2. Постоянные a_0 и a_2 и их связь с наблюдаемыми

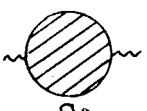
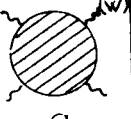
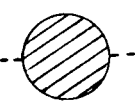
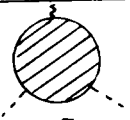
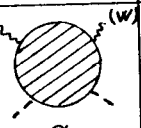
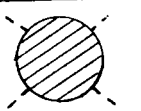
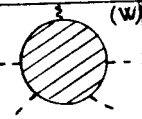
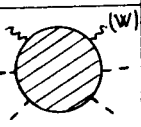
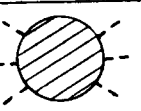
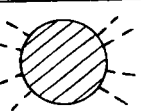
Как говорилось выше, постоянные a_0 и a_2 появляются при рассмотрении взаимодействия нейтральных частиц (фотона с нейтрино и нейтрино с нейтрино).

В таблице I приведены все графы, условно обозначающие матричные элементы, зависящие в низших порядках от a_0 и a_2 .

Графы, отличающиеся по структуре внешних линий от представленных в таблице, могут зависеть от этих констант только в высших порядках теории возмущений.

Зависимость матричных элементов от α_0 и α_2 определяется в некоторой степени используемой моделью слабых взаимодействий: 4-фермионной или с промежуточным W -бозоном. В таблице I графы, зависящие от α_0 и α_2 только в модели с W -бозоном, помечены индексом (W).

Таблица I

M_{N_A, N_V}		Число внешних фотонных линий N_A			
		0	1	2	4
Число внешних нейтринных линий N_V	0			 α_0 или $\alpha_0, \alpha_2 (W)$	 α_0
	2	 α_0, α_2	 α_0	 α_0	
	4	 α_0, α_2	 α_0	 α_0	
	6	 α_0			
	8	 α_0			

Далее матричные элементы будем обозначать через M_{N_A, N_V} , где N_A и N_V - число фотонных и нейтринных внешних линий соответственно.

Таким образом, одни и те же постоянные α_0 и α_2 определяют как электромагнитные процессы, так и слабые и слабые с электромагнитными. Это означает, что между вероятностями таких процессов существуют вполне определенные соотношения, которые могут быть проверены на опыте.

2.1. Константа α_2 и ν - ν - взаимодействие

Постоянная α_2 входит, как видно из таблицы, только в матричные элементы $M_{0,2}$, $M_{0,4}$ и $M_{2,0}$. Эта постоянная связана с главной расходимостью указанных матричных элементов, и поэтому в случае $M_{0,2}$ она входит в перенормировку волновой функции нейтрино $Z_{2\nu}$ (поправка к массе нейтрино тождественно равна нулю в силу γ_5 - инвариантности теории), а в случае $M_{2,0}$ - в перенормировку заряда электрона.

Единственным физическим эффектом, который определяется константой α_2 , является ν - ν - взаимодействие. На рис. I приведены диаграммы низшего порядка теории возмущений, определяющие ν - ν рассеяние для двух моделей слабого взаимодействия (см. (I.5)).

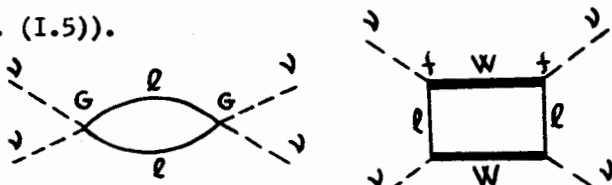


Рис. I. Диаграммы ν - ν - рассеяния.

С использованием техники, изложенной в /I-3/, легко вычислить матричные элементы $M_{0,4}$, соответствующие диаграммам Фейнмана, представленным на рис. I. Части матричных элементов

$M_{0,4}$, зависящие от a_2 , описывают контактное $\nu-\nu$ - взаимодействие, которое можно записать в виде добавочных слагаемых к исходному лагранжиану:

в случае 4-фермионного взаимодействия:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(a)}(x) = & G \left(\frac{a_2}{4\pi^2} G m_e m_p \right) \cdot \\ & \left\{ \frac{m_e}{m_p} J_{1\alpha}(x) J_{1\alpha}(x) + \left(\frac{m_p}{m_b} + \frac{m_e}{m_p} \right) J_{3\alpha}(x) J_{3\alpha}^+(x) + \right. \\ & \left. + \frac{m_p}{m_e} J_{2\alpha}(x) J_{2\alpha}(x) \right\} ; \end{aligned} \quad (2.1)$$

в случае взаимодействия с W - бозоном:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(b)}(x) = & G \left(\frac{3a_2}{16\pi^2} G M^2 \right) \cdot \\ & \left\{ \left(1 - \frac{m_e^2}{3M^2} \right) J_{1\alpha}(x) J_{1\alpha}(x) + 2 \left(1 - \frac{m_e^2 + m_p^2}{6M^2} \right) J_{3\alpha}(x) J_{3\alpha}^+(x) + \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{m_p^2}{3M^2} \right) J_{2\alpha}(x) J_{2\alpha}(x) \right\} ; \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь

$$J_{i\alpha}(x) = \int dy_1 dy_2 K_\nu(x-y_1) K_\nu(x-y_2) J_{i\alpha}(y_1, y_2).$$

Как показано в [7], существование такого контактного взаимодействия не противоречит современным экспериментальным данным по слабым взаимодействиям при достаточно большой константе этого взаимодействия ($G_{\nu\nu} \lesssim 2 \cdot 10^6 G$).

Что существенного следует из формул (2.1) и (2.2)?

Обе лагранжиана инвариантны относительно преобразования $\nu_e \rightleftharpoons \nu_p$. Таким образом, универсальность слабых взаимодействий нарушается в $\nu-\nu$ - взаимодействиях.

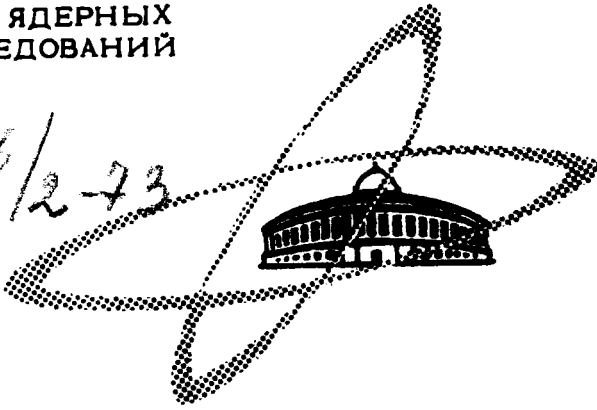
Если обозначить константы, характеризующие $\nu_e-\nu_e$, $\nu_p-\nu_p$,

19/1
A-458

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

626/273



P2 - 6865

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.А. Алебастров, Г.В. Ефимов, Ш.З. Сельцер

О НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СЛЕДСТВИЯХ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

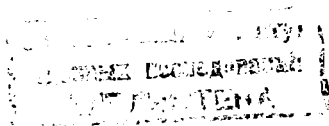
1972

P2 - 6865

В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер

**О НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СЛЕДСТВИЯХ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ**

Направлено в ЯФ



§ I. В в е д е н и е

Недавно в работах ^{/1-3/} был предложен вариант нелокальной теории слабых и электромагнитных взаимодействий^{ж)}. В этих работах методы, развитые в теории нейтрального скалярного поля^{/4/}, обобщаются на случай взаимодействия системы нейтральных и заряженных полей. Подобное обобщение не является тривиальным, поскольку требование инвариантности рассматриваемой теории относительно группы локальных калибровочных преобразований накладывает довольно жесткое ограничение на способ введения нелокальности в теорию.

Оказалось, что этому требованию можно удовлетворить, если постулировать:

Все нейтральные поля взаимодействуют с заряженными нелокальным образом .

Исходный лагранжиан, описывающий электромагнитное и слабое взаимодействия, выбирался в форме

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}(x) &= \mathcal{L}_0(x) + \mathcal{L}_I(x) \\
 \mathcal{L}_0(x) &= -\frac{1}{2} : \partial_\mu A_\nu \partial_\mu A_\nu : - \frac{1}{2} : G_{\mu\nu} G_{\mu\nu}^+ : + \\
 &+ M^2 : W_\mu W_\mu^+ : + \sum_a \bar{\psi}_a \{ i \hat{\partial} - m_a \} \psi_a : .
 \end{aligned}
 \tag{I.1}$$

Здесь A_ν - электромагнитное поле, W_μ - заряженное векторное поле с массой M . Суммирование в (I.1) проводится по всем лептонным полям ($a = e, \mu, \nu_e, \nu_\mu, m_{\nu_e} = m_{\nu_\mu} = 0$)

ж) В^{/1/} рассмотрен случай, когда слабое взаимодействие описывается в 4-фермионной модели ; в ^{/3/} - рассматривается модель слабых взаимодействий с W - бозоном.

Введем для удобства обозначения лептонных полей в двух-компонентной форме

$$\ell(x) = \begin{pmatrix} \psi_e(x) \\ \psi_\mu(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e(x) \\ \mu(x) \end{pmatrix}$$

$$\nu(x) = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e}(x) \\ \psi_{\nu_\mu}(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e(x) \\ \nu_\mu(x) \end{pmatrix}$$

Тогда плотность лагранжиана взаимодействия запишется

$$\mathcal{L}_I(x) = \mathcal{L}_{eem}(x) + \mathcal{L}_{\mu em}(x) + \mathcal{L}_W(x); \quad (I.2)$$

$$\mathcal{L}_{eem}(x) = -e \int dy: \bar{\ell}(x) \gamma_\mu \ell(x): K_A(x-y) A_\mu(y); \quad (I.3)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mu em}(x) = & ie \int dy: \{W_\mu^+(x) G_{\mu\nu}^+(x) - G_{\mu\nu}^+(x) W_\mu^+(x)\}: K_A(x-y) A_\mu(y) + \\ & + e^2 \int dy_1 dy_2: \{W_\mu^+(x) W_\nu^+(x) - g_{\mu\nu} W_\lambda^+(x) W_\lambda^+(x)\}: \\ & \cdot K_A(x-y_1) K_A(x-y_2) A_\mu(y_1) A_\nu(y_2); \end{aligned} \quad (I.4)$$

$$\mathcal{L}_W(x) = \begin{cases} \frac{G}{\sqrt{2}} \int dy_1 dy_2: \bar{\ell}(x) O_\alpha J_\alpha(y_1, y_2) \ell(x): K_W(x-y_1) K_W(x-y_2) \\ \int dy: \{ \bar{\ell}(x) O_\alpha W_\alpha(x) K_V(x-y) \nu(y) + \text{э.с.} \}; \end{cases} \quad (I.5)$$

Здесь $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $G = 10^{-5}/m_p^2$, $\alpha = 1/137$,

m_p - масса протона, $f^2 = \frac{GM^2}{\sqrt{2}}$, $O_\alpha = \gamma_\alpha(1 + \gamma_5)$;

$$J_\alpha(x, y) = \begin{pmatrix} J_{1\alpha}(x, y) & J_{3\alpha}(x, y) \\ J_{3\alpha}(x, y) & J_{2\alpha}(x, y) \end{pmatrix};$$

$$J_{1\alpha}(x, y) = (\bar{\nu}_e(x) O_\alpha \nu_e(y));$$

$$J_{2\alpha}(x, y) = (\bar{\nu}_\mu(x) O_\alpha \nu_\mu(y));$$

$$J_{3\alpha}(x, y) = (\bar{\nu}_\mu(x) O_\alpha \nu_e(y));$$

$K_i(x) = K_i(\ell_i^2 \square) \delta^4(x)$ - нелокальная обобщенная функция
($i = A, V$) (см. подробнее /I-4/).

Введение таким образом нелокальности в лагранжиан взаимодействия позволило получить конечную в каждом порядке теории возмущений S -матрицу, удовлетворяющую всем основным требованиям, налагаемым на теорию, включая градиентную инвариантность.

Матричные элементы S -матрицы, определяющие физические процессы, оказываются зависящими от формфакторов $K_i(x)$ и новых постоянных, которые мы обозначаем a_0 и a_2 .

Происхождение a_0 и a_2 связано с регуляризацией циклов, образованных предягаторами заряженных полей. Как будет показано ниже, эти постоянные имеют смысл констант связи, описывающих интенсивности контекстных нейтрино-нейтринного взаимодействия и взаимодействия фотона с нейтрино и могут быть определены из соответствующих экспериментов.

Эти взаимодействия появляются подобно тому, как возникает локальное π - π - взаимодействие при построении локальной перенормируемой нуклон-мезонной псевдоскалярной теории (см., например, /5/).

Функциональный производный, связанный с конкретным выбором функций $K_i(x)$, изучался в работах /2,6/. Было показано, что введение этих функций в теорию приводит к изменению электромагнитного и "слабого" потенциала на малых расстояниях, что, по-видимому, свидетельствует о существовании пространственных распределений электрического и "слабого" зарядов. В квантовой электродинамике с привлечением некоторых дополнительных соображений физического и математического характера удается зафиксировать функции $K_i(x)$. В общем, вопрос требует дальнейшего изучения.

Следует подчеркнуть, что при изучении физических явлений при энергиях, ниже так называемого "унитарного предела", нет необходимости знать полностью функции $K_A(x)$ и $K_V(x)$, так как основной вклад в метричные элементы дают члены порядка $O(1/e^+)$, $O(1/e^2)$ и $O(\log e^2)$, здесь l - "элементарная" длина, т.е. величина, характеризующая область, где нарушается локальность взаимодействия. Коэффициенты при этих членах определяются конечным числом интегралов от $K_A(x)$ и $K_V(x)$. Таким образом, все физические процессы при энергиях ниже унитарного предела определяются единым конечным набором констант.

В области, где энергии близки к унитарному пределу и выше, необходимо знать формфакторы $K_A(x)$ и $K_V(x)$ полностью, но в этом случае встает другая, не менее важная, проблема учета всего ряда теории возмущений. Однако наличие унитарности в теории позволяет надеяться, что в этом случае предлагаемый аппарат может быть использован для дальнейшего изучения явлений в этой области.

В настоящей работе будут рассмотрены некоторые физические следствия предлагаемого варианта нелокальной теории электромагнитных и слабых взаимодействий.

§ 2. Постоянные a_0 и a_2 и их связь с наблюдаемыми

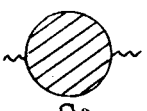
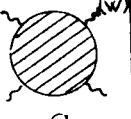
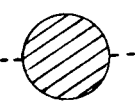
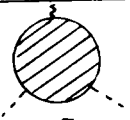
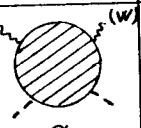
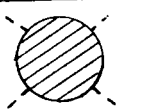
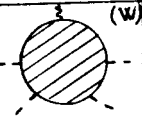
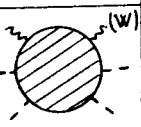
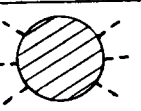
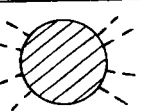
Как говорилось выше, постоянные a_0 и a_2 появляются при рассмотрении взаимодействия нейтральных частиц (фотона с нейтрино и нейтрино с нейтрино).

В таблице I приведены все графы, условно обозначающие матричные элементы, зависящие в низших порядках от a_0 и a_2 .

Графы, отличающиеся по структуре внешних линий от представленных в таблице, могут зависеть от этих констант только в высших порядках теории возмущений.

Зависимость матричных элементов от α_0 и α_2 определяется в некоторой степени используемой моделью слабых взаимодействий: 4-фермионной или с промежуточным W -бозоном. В таблице I графы, зависящие от α_0 и α_2 только в модели с W -бозоном, помечены индексом (W).

Таблица I

M_{N_A, N_V}		Число внешних фотонных линий N_A			
		0	1	2	4
Число внешних нейтринных линий N_V	0			 α_0 или $\alpha_0, \alpha_2 (W)$	 α_0
	2	 α_0, α_2	 α_0	 α_0	
	4	 α_0, α_2	 α_0	 α_0	
	6	 α_0			
	8	 α_0			

Далее матричные элементы будем обозначать через M_{N_A, N_V} , где N_A и N_V - число фотонных и нейтринных внешних линий соответственно.

Таким образом, одни и те же постоянные α_0 и α_2 определяют как электромагнитные процессы, так и слабые и слабые с электромагнитными. Это означает, что между вероятностями таких процессов существуют вполне определенные соотношения, которые могут быть проверены на опыте.

2.1. Константа α_2 и ν - ν - взаимодействие

Постоянная α_2 входит, как видно из таблицы, только в матричные элементы $M_{0,2}$, $M_{0,4}$ и $M_{2,0}$. Эта постоянная связана с главной расходимостью указанных матричных элементов, и поэтому в случае $M_{0,2}$ она входит в перенормировку волновой функции нейтрино $Z_{2\nu}$ (поправка к массе нейтрино тождественно равна нулю в силу γ_5 - инвариантности теории), а в случае $M_{2,0}$ - в перенормировку заряда электрона.

Единственным физическим эффектом, который определяется константой α_2 , является ν - ν - взаимодействие. На рис. I приведены диаграммы низшего порядка теории возмущений, определяющие ν - ν рассеяние для двух моделей слабого взаимодействия (см. (I.5)).

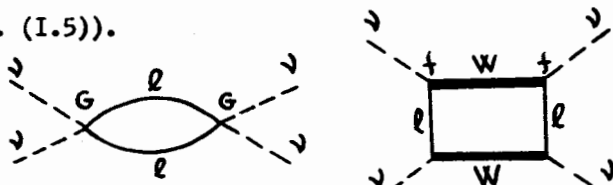


Рис. I. Диаграммы ν - ν - рассеяния.

С использованием техники, изложенной в /I-3/, легко вычислить матричные элементы $M_{0,4}$, соответствующие диаграммам Фейнмана, представленным на рис. I. Части матричных элементов

$M_{0,4}$, зависящие от α_2 , описывают контактное $\nu-\nu$ - взаимодействие, которое можно записать в виде добавочных слагаемых к исходному лагранжиану:

в случае 4-фермионного взаимодействия:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(a)}(x) = & G \left(\frac{\alpha_2}{4\pi^2} G m_e m_\mu \right) \cdot \\ & \left\{ \frac{m_e}{m_\mu} J_{1\alpha}(x) J_{1\alpha}(x) + \left(\frac{m_\mu}{m_e} + \frac{m_e}{m_\mu} \right) J_{3\alpha}(x) J_{3\alpha}^+(x) + \right. \\ & \left. + \frac{m_\mu}{m_e} J_{2\alpha}(x) J_{2\alpha}(x) \right\}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

в случае взаимодействия с W - бозоном:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(b)}(x) = & G \left(\frac{3\alpha_2}{16\pi^2} G M^2 \right) \cdot \\ & \left\{ \left(1 - \frac{m_e^2}{3M^2} \right) J_{1\alpha}(x) J_{1\alpha}(x) + 2 \left(1 - \frac{m_e^2 + m_\mu^2}{6M^2} \right) J_{3\alpha}(x) J_{3\alpha}^+(x) + \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{m_\mu^2}{3M^2} \right) J_{2\alpha}(x) J_{2\alpha}(x) \right\}; \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь

$$J_{i\alpha}(x) = \int dy_1 dy_2 K_\nu(x-y_1) K_\nu(x-y_2) J_{i\alpha}(y_1, y_2).$$

Как показано в [7], существование такого контактного взаимодействия не противоречит современным экспериментальным данным по слабым взаимодействиям при достаточно большой константе этого взаимодействия ($G_{\nu\nu} \lesssim 2 \cdot 10^6 G$).

Что существенного следует из формул (2.1) и (2.2)?

Обе лагранжиана инвариантны относительно преобразования $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$. Таким образом, универсальность слабых взаимодействий нарушается в $\nu-\nu$ - взаимодействиях.

Если обозначить константы, характеризующие $\nu_e-\nu_e$, $\nu_\mu-\nu_\mu$,

$\nu_e - \nu_\mu$ - взаимодействия, через $G_{\nu_e - \nu_e}$, $G_{\nu_\mu - \nu_\mu}$, $G_{\nu_e - \nu_\mu}$ соответственно, то в случае (2.1) отношение $G_{\nu_e - \nu_e} / G_{\nu_\mu - \nu_\mu}$ равно

$$\frac{G_{\nu_e - \nu_e}}{G_{\nu_\mu - \nu_\mu}} = \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \approx 10^{-4}, \quad (2.3)$$

а в случае (2.2)

$$\frac{G_{\nu_e - \nu_e}}{G_{\nu_\mu - \nu_\mu}} = \frac{1 - \frac{m_e^2}{3M^2}}{1 - \frac{m_\mu^2}{3M^2}} \approx 1 + \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{3M^2} \approx 1. \quad (2.4)$$

Мы видим, что отношения (2.3) и (2.4) значительно различаются между собой. В то время как в случае 4-фермионного слабого взаимодействия следует ожидать довольно сильное нарушение универсальности в $\nu - \nu$ - взаимодействиях, в модели с промежуточным W - бозоном нарушение универсальности в $\nu - \nu$ взаимодействии ничтожно мало.

Таким образом, путем измерения отношения констант $\nu_e - \nu_e$ и $\nu_\mu - \nu_\mu$ взаимодействий можно ответить на вопрос, какая из двух рассматриваемых моделей ближе соответствует природе слабого взаимодействия.

2.2. Постоянная a_0

Как видно из таблицы, постоянная a_0 определяет довольно много матричных элементов. В этой работе нами будут рассмотрены только матричные элементы $M_{2,0}$ и $M_{1,2}$ в случае четырехфермионного слабого взаимодействия и слабого взаимодействия с W - бозоном.

А. Четырехфермионное слабое взаимодействие

Рассмотрим электромагнитные формфакторы электрона и нейтрино.

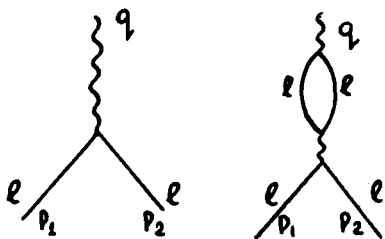


Рис. 2. Диаграммы, определяющие перенормировку заряда электрона и μ - мезона

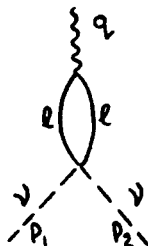


Рис. 3. Диаграмма, дающая вклад в электромагнитный формфактор нейтрино.

Определим матричные элементы рассеяния электрона и нейтрино во внешнем электромагнитном поле обычным образом:

$$M_e = ie \{ \bar{u}(p_2) [\gamma_\mu F_1(q^2) + \frac{1}{2m} \gamma_\mu \not{q} F_2(q^2)] u(p_1) \} A_\mu(q),$$

$$M_\nu = ie \{ \bar{u}(p_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1) \} R(q^2) A_\mu(q). \quad (2.5)$$

Здесь $q = p_1 - p_2$, p_1 и p_2 - начальный и конечный импульсы лептона. Расчет с использованием техники, развитой в /1-3/, дает для вкладов в электромагнитные формфакторы электрона и нейтрино $F_1(q^2)$ и $R(q^2)$ за счет диаграмм, представленных на рис. 2 и 3, следующие выражения:

$$F_1(q^2) = 1 + \frac{e^2}{2\pi^2} \left[\frac{\alpha_0}{3} + J(q^2; m_e) + J(q^2; m_\nu^2) \right], \quad (2.6)$$

$$R(q^2) = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{q^2}{2\pi^2} \left[\frac{\alpha_0}{6} + J(q^2; m_e^2) \right].$$

Здесь функция $J(q^2; m)$ одина для обоих формфакторов. Приведем ее асимптотическое поведение при малых и больших q^2 :

$$J(q^2; m^2) = \begin{cases} -\frac{1}{30} \frac{q^2}{m^2} + O\left(\frac{q^4}{m^4}\right), & q^2 \ll m^2, \\ \frac{1}{6} \log \frac{q^2}{m^2} + O\left(\frac{m^2}{q^2}\right), & q^2 \gg m^2. \end{cases}$$

В квантовой электродинамике процесс рассеяния электрона во внешнем электромагнитном поле служит для определения перенормированной константы связи, которая выражается как

$$e_r = e_0 F_1(0) = e_0 \left(1 + \frac{e_0^2}{6\pi^2} \alpha_0 + O(e_0^4) \right). \quad (2.7)$$

Таким образом, постоянная α_0 в данном приближении определяется эффект экранировки "голого" заряда e_0 парами (e^+e^-) и $(\mu^+\mu^-)$. Поскольку наблюдаемой является величина e_r , то в рамках квантовой электродинамики не существует эксперимента, позволяющего определить e_0 и α_0 .

Обратимся теперь к электромагнитному формфактору нейтрино (2.6). Заряд нейтрино равен нулю, и это согласуется с (2.6), поскольку $R(0) = 0$. Однако среднеквадратичный радиус нейтрино отличен от нуля и определяется величиной α_0 :

$$\langle r_V^2 \rangle = \frac{1}{D_f} \frac{1}{6} \frac{d}{dq^2} R(q^2) \Big|_{q^2=0} = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{\alpha_0}{42\pi^2} \quad (2.8)$$

Эта величина является наблюдаемой и, следовательно, может быть определена экспериментально. Возможные опыты по измерению среднеквадратичного радиуса нейтрино недавно были указаны в [8].

Любопытно отметить, что измерение величины α_0 позволяет определить величину голого заряда e_0 по формулам (2.7) и (2.8).

Б. Слабые взаимодействия с W - бозоном

Аналогичная связь между α_0 , e_r и $\langle r_V^2 \rangle$ имеет место и в теории слабых взаимодействий с W - бозоном. В этом случае вклад в рассматриваемые соотношения в низшем порядке теории возмущений дают диаграммы, представленные на рис.4,5.

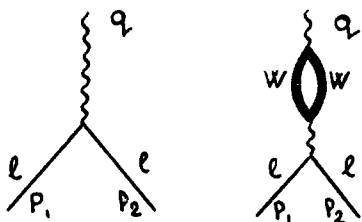


Рис. 4. Диаграммы векторной электродинамики, дающие вклад в перенормировку заряда электрона

и μ - мезона.

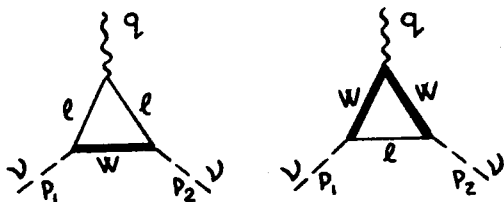


Рис. 5. Диаграммы, дающие вклад в электромагнитный формфактор нейтрино.

Расчет дает:

$$F_{\perp}(q^2) = 1 + \frac{e^2}{16\pi^2} \left[-\frac{a_2}{2} + \frac{q^2}{M^2} \frac{a_0}{6} + \Pi(q^2) \right], \quad (2.9)$$

где

$$\Pi(q^2, M^2) = \begin{cases} -\frac{1}{210} \frac{q^4}{M^4}, & q^2 \ll M^2, \\ \frac{1}{6} \frac{q^2}{M^2} \log \frac{q^2}{M^2}, & q^2 \gg M^2. \end{cases}$$

$$R(q^2) = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{q^2}{8\pi^2} \left[-\frac{a_0}{3} + \Phi(q^2, m^2, M^2) \right],$$

$$\Phi(q^2, m^2, M^2) = \begin{cases} \frac{q^2}{5m^2} - \frac{7}{15} \frac{q^2}{M^2} \log \frac{M^2}{m^2} + O\left(\frac{1}{M^2}\right), & q^2 \ll m^2, \\ \frac{5}{6} \log \frac{q^2}{M^2}, & q^2 \gg M^2. \end{cases} \quad (2.10)$$

Перенормированный заряд электрона выражается

$$e_r = e_0 \left[1 + \frac{e_0^2}{\pi^2} \left(\frac{a_0}{6} - \frac{a_2}{32} \right) + O(e_0^4) \right]. \quad (2.11)$$

Среднеквадратичный радиус нейтрино связан с a_0 формулой

$$\langle r_{\nu}^2 \rangle = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{-a_0}{144\pi^2}. \quad (2.12)$$

Таким образом, экранировке голого заряда e_0 определяется величиной $\langle r_{\nu}^2 \rangle$, согласно (2.12), и силой ν - ν - взаимодействия, определяемой постоянной a_2 , согласно (2.2).

В дальнейшем следует оценить вероятности остальных процессов, приведенных в таблице и определяемых постоянной a_0 .

§ 3. К разности масс электрона и μ -мезона

В предыдущем разделе было получено, что контактное взаимодействие, описываемое лагранжианом

$$\mathcal{L}_{\nu\nu}(x) = G_{\nu_e-\nu_e} J_{1\alpha}(x) J_{1\alpha}(x) + G_{\nu_\mu-\nu_\mu} J_{2\alpha}(x) J_{2\alpha}(x) + G_{\nu_e-\nu_\mu} J_{3\alpha}(x) J_{3\alpha}^+(x), \quad (3.1)$$

нарушает универсальность слабых взаимодействий. Степень нарушения существенно зависит от выбранной модели слабых взаимодействий и в рассматриваемых нами моделях определяется формулами (2.3) и (2.4). Как видно из этих формул, нарушение универсальности в (3.1) обусловлено различными значениями экспериментально наблюдаемых масс электрона и μ -мезона.

Возникает естественный, на наш взгляд, вопрос: не является ли наблюдаемое различие в массах электрона и μ -мезона следствием существования нарушающего универсальность контактного ν - ν - взаимодействия? Это приводит к рассмотрению следующей задачи.

Пусть электрон и μ -мезон имеют одинаковую "азтравочную" массу m_0 , и существует ν - ν - взаимодействие в форме (3.1) с отношением констант

$$\frac{G_{\nu_e-\nu_e}}{G_{\nu_\mu-\nu_\mu}} \sim 10^{-4} \quad (3.2)$$

Можно ли на основе этих предположений в рамках рассматриваемой теории получить наблюдаемые значения масс электрона и μ -мезона?

Как известно, физическая масса частицы определяется полюсом ее функции Грина

$$G(p) = \frac{1}{m_0 - \hat{p} - \hat{\Sigma}(p) - i\epsilon} \quad (3.3)$$

Диаграммы, дающие вклад в поправку к массам заряженных лептонов в низших порядках, приведены на рис. 6.

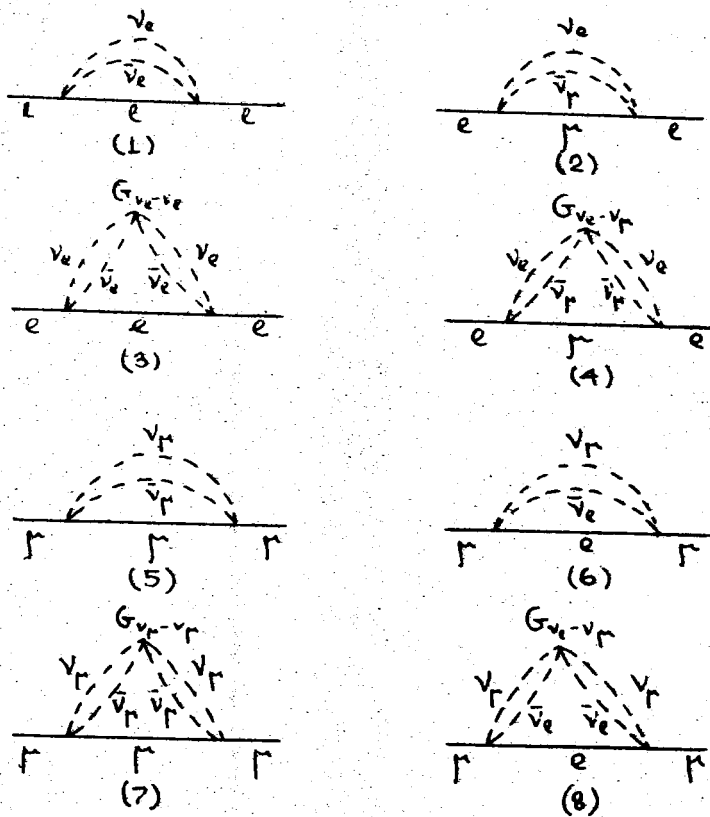


Рис. 6. Диаграммы, дающие вклад в собственную энергию заряженных лептонов

Массовый оператор $\hat{\Sigma}(p)$ имеет структуру

$$\hat{\Sigma}_j(p) = \hat{p}(1 + \gamma_5) \Sigma_j(p^2) \quad (j = e, \mu), \quad (3.4)$$

поскольку теория γ_5 - инвариантна.

Легко видеть из (3.3), (3.4), что физические массы электрона и μ - мезона определяются как

$$\begin{aligned} m_e^2 &= m_0^2 + 2 m_0^2 \sum_e(m_0^2), \\ m_\mu^2 &= m_0^2 + 2 m_0^2 \sum_\mu(m_0^2), \end{aligned} \quad (3.5)$$

откуда

$$m_\mu^2 - m_e^2 = 2 m_0^2 \left\{ \sum_\mu(m_0^2) - \sum_e(m_0^2) \right\}. \quad (3.6)$$

Очевидно, что вклад в (3.6) дают только диаграммы (3) и (7) на рис. 6. Оценивая вклад этих диаграмм, получим

$$m_\mu^2 - m_e^2 = \left(\frac{G}{\sqrt{2}} \right) \frac{m_0^2 C}{\ell_v^6} \left\{ G_{\nu_\mu - \nu_\mu} - G_{\nu_e - \nu_e} \right\}, \quad (3.7)$$

здесь ℓ_v - элементарная длина, определяющая область, где слабые взаимодействия становятся нелокальными;

$$C = \frac{4i}{\pi^2} \int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} d\zeta \frac{\vartheta(1-\zeta)\vartheta(\zeta)[\zeta^2+\zeta-3]}{(\zeta-2)^2(\zeta+1)^2\zeta(\zeta-1)}; \quad (0 < \beta < 1) \quad (3.8)$$

$$\vartheta(\zeta) = - \int_0^{\infty} du u^{\zeta-2} [V^2(u)]'. \quad (3.9)$$

Функция $V(u)$ однозначно связана с $K_\nu(x)$ в (1.5)

(смотри подробнее /2,3,6/). Общие ее свойства таковы, что

$$V(u) = \begin{cases} 1 & \text{при } u \geq 1, \\ 0(u^2) & \text{при } u \ll 1. \end{cases}$$

В качестве примера выберем $V(u)$ в виде

$$V(u) = A \theta(u-a) + (1-A) \theta(u-1), \quad (3.10)$$

где $A > 1$, $0 < a < 1$

$$\theta(t) = \begin{cases} 1, & t > 0, \\ 0, & t < 0. \end{cases}$$

Для этой функции

$$C = \frac{20}{3\pi^0} \frac{A^4}{a^3} \left\{ 1 + 2a^2 \left(\frac{1}{A^2} - 1 \right) + a^3 \left(\frac{1}{A^2} - 1 \right)^2 \right\}.$$

Используя соотношение (3.2), перепишем (3.7) в виде

$$m_p^2 - m_e^2 = \left(\frac{G}{\sqrt{2}} \right) \frac{m_0^2 C}{e_v^6} \cdot 10^4 G_{v_e - \nu_e}. \quad (3.11)$$

Для того чтобы получить наблюдаемую разность масс, необходимо, чтобы

$$m_e^2 = \left(\frac{G}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{m_0^2 C}{e_v^6} G_{v_e - \nu_e}.$$

При этом поправки к массам за счет диаграмм (3) и (7) рис. 6 по порядку величины

$$\delta m_e^2 \approx m_e^2; \quad \delta m_p^2 \approx 10^4 m_e^2.$$

Естественно предположить $m_0 \approx m_e$, $\left(\frac{G}{\sqrt{2}} \right) \frac{1}{e_v^2} \approx 1$, откуда $G_{v_e - \nu_e} \approx \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{C}$, $G_{\nu_p - \nu_p} = 10^4 \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{C}$. Если считать, что $G_{v_e - \nu_e} \sim G$, $G_{\nu_p - \nu_p} \sim 10^4 G$, то необходимо, чтобы $C \sim 1$. Этого можно легко добиться соответствующим выбором функции $V(u)$. В случае (3.10), например, достаточно положить $a = \frac{1}{2}$, $A \approx 2,2$.

Как было показано в [2,6], введение нелокальности в теорию приводит к изменению кулоновского потенциала и "слабого потенциала" соответственно в квантовой электродинамике и слабых

взаимодействиях на малых расстояниях. С этой точки зрения фиксирование величины C означает фиксирование нескольких параметров (a и A в примере (3.10)), характеризующих это изменение (см. подробнее § 5, в^{6/}).

Таким образом, в нелокальной теории нетрудно добиться желаемого результата при разумных предположениях относительно констант, входящих в (3.11).

Проводя точно такие же рассуждения для случая, когда степень нарушения универсальности мала и описывается отношением констант (2.4), т.е. в случае модели слабых взаимодействий с W - бозоном, можно получить правильную разницу в массах μ - мезона и электрона, если выбрать $C \sim 10^{15}$. Но при этом оказывается, что поправки в массы лептонов за счет диаграмм (3) и (7) рис. 6 очень велики:

$$\delta m_e^2 \approx \delta m_\mu^2 \approx 10^5 m_e^2.$$

Если окажется, что разница в массах электрона и мюона действительно имеет предполагаемое происхождение, то проведенное рассмотрение, по-видимому, будет свидетельствовать о том, что модель слабых взаимодействий с W - бозоном не соответствует действительности.

В заключении к этому разделу заметим, что при вычислении вкладов диаграмм (3) и (7) на рис. 6, когда в качестве регуляризации фейнмановских интегралов используется обрезание Λ на верхнем пределе, при Λ таких, что в $G\Lambda^2 \sim 1$, постоянная C в (3.7) оказывается равной

$$C \approx 10^6.$$

Это означает, что для получения наблюдаемой разности масс m_e и m_μ , необходимо предположить необыкновенно сильное ν - ν - взаимодействие ($G_{\nu\nu} \sim 10^{10} G$), что противор

чит современным экспериментальным данным. Они дают (см./9/)

$$G_{\nu\mu-\nu\mu} < 1,8 \cdot 10^5 G.$$

Итак, в рамках нелокальной теории слабых взаимодействий возможно объяснить разность масс между электроном и μ -мезоном, если предполагать нарушение универсальности слабых взаимодействий в чистом ν - ν - взаимодействии согласно (3.1) и (3.2).

§ 4. З а к л ю ч е н и е

Предложенный в /1-3/ вариант нелокальной теории слабых взаимодействий дает довольно жесткие предсказания относительно отношения вероятностей различных процессов между нейтральными частицами (фотон и нейтрино) и позволяет сделать выбор между двумя популярными моделями теории слабых взаимодействий: четырехфермионным и с W - бозоном, на основании изучения чистого ν - ν - взаимодействия.

Появляется также возможность объяснить разность масс электрона и μ - мезона на основе предположения о нарушении универсальности слабых взаимодействий в чистом ν - ν - взаимодействии.

Все это увеличивает интерес к поиску ν - ν - взаимодействия.

В заключение выражаем глубокую благодарность проф. Д.И.Блюхинцеву, академику М.А.Маркову, доктору С.М.Биденькому за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. G.V. Efimov, Sh.Z. Seltzer. *Annals of Phys.*, 67, 124, 1970.
2. G.V. Efimov. *Annals of Phys.*, 71, 466, 1971.
G.V. Efimov, O.A. Mogilevski. *Nucl. Phys.*, B44, 541, 1972.
Г.В. Ефимов. Проблемы физики ЭЧАЯ, том IV, вып. 3, 1973.
3. В.А. Алебастров, Г.В. Ефимов, Ш.З. Сельцер. ОИЯИ, P2-6129, Дубна, 1971.
4. Г.В. Ефимов. *Commun. Math. Phys.*,
5, 42, 1967; 7, 138, 1968.
Препринт ИТФ-52, 54, Киев 1968.
Проблемы физики ЭЧАЯ, том I, вып. I, 256, 1970.
Сб. ОИЯИ, 2-5400, Дубна, 1970.
5. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию
квантованных полей. Гостехиздат, Москва, 1957.
6. Г.В. Ефимов, В.Г. Малышкин, О.А. Могилевский,
Х. Намсрай. ОИЯИ, P2-6334, Дубна, 1972.
7. D.Yu. Bardin, S.M. Bilenky, V.M. Pontecorvo. *Phys. Lett.*,
32B, 121, 1970.
8. В.И. Андрушин, С.М. Биленький, С.С. Герштейн.
Пиьма в ЖЭТФ, 13, 573, 1971.
9. G.D. Cable, R.N. Hilderbrand, C.Y. Pang. *Phys. Lett.*,
40B, 699, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 декабря 1972 года.