ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 6498

Ш.З.Сельцер

ВАРИАНТ НЕЛОКАЛЬНОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Специальность -01-041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1972

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук Г.В.ЕФИМОВ

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук А.Т.ФИЛИППОВ,
доктор физико-математических наук А.А.СЛАВНОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Физический институт АН СССР им.П.Н.Лебедева, Москва

Автореферат разослан "12 июля" 1972 года

Защита диссертации состоится "октября" 1972 года

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

2 - 6498

Ш.З.Сельцер

ВАРИАНТ НЕЛОКАЛЬНОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Специальность -01-041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Настоящая диссертация посвящена развитию результатов, полученных Г.В.Ефимовым для нелокальной квантовой теории скалярного поля /I/, в конкретных физических моделях. В ней рассматривается построение градиентно инвариантной нелокальной теории лептонов с универсальным слабым взаимодействием и нелокальной теории электромагнитных и слабых взаимодействий с W-бозоном. Нет необходимости говорить о значении этих моделей для описания процессов со слабым взаимодействием и радиационных поправок к ним, поскольку они практически являются единственными при конкретных расчетах с помощью теории возмущений.

В связи с новыми возможностями постановки экспериментов при высоких энергиях для вычисления вероятностей соответствующих процессов необходимо учитывать высшие порядки ряда теории возмущений. Однако существующие локальные модели слабых взаимодействий и электродинамики W- бозона являются неперенормируемыми, и поэтому не дают последовательной и непротиворечивой техники расчета высших порядков теории возмущений. В рамках нелокальной квантовой теории поля оказывается возможным развить такую технику, так как введение нелокальности взаимодействия частиц делает эти взаимодействия перенормируемыми.

При применении методов нелокальной теории к реальным физическим заряженным полям встает проблема сохранения градиентной инвариантности теории. В нелокальной теории, где связь между полями осуществляется фактически в некоторой малой области, требованию инвариантности относительно локального градиентного преобразования удовлетворить не просто. В диссертации это осуществляется с помощью специальных физических предположений о характере нелокальности взаимодействия элементарных частиц. В настоящей работе для рассматриваемых моделей построена S-матрица, удовлетворяющая требованиям ковариантности, конечности, унитарности, причинности и градиентной инвариантности.

В первой главе выбираются исходные лагранжианы для систем взаимодействующих полей. Для модели с универсальным слабым взаимодействием имеем:

$$\mathcal{L}(x) = -\frac{1}{2} :\partial_\beta A_\alpha(x)\partial_\beta A_\alpha(x): + \sum_j :\bar{\psi}_j(x)(i\hat{\partial} - m)\psi_j(x) - \\ - e:\bar{\ell}(x)\hat{A}(x)\ell(x): + \frac{G}{\sqrt{2}} :(\bar{\ell}(x)O_\alpha \nu(x))(\bar{\nu}(x)O_\alpha \ell(x)): \tag{I}$$

$A_\alpha(x)$ – электромагнитное поле, суммирование во втором слагаемом производится по всем рассматриваемым фермионным полям ($j = e, \mu, \nu_e, \nu_\mu$). В последних слагаемых под $\ell(x)$ и $\nu(x)$ понимается

$$\ell(x) = \begin{pmatrix} \psi_e(x) \\ \psi_\mu(x) \end{pmatrix}; \quad \nu(x) = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e}(x) \\ \psi_{\nu_\mu}(x) \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Для случая электромагнитных и слабых взаимодействий с W-бозоном изберем следующий лагранжиан:

$$\mathcal{L}(x) = -\frac{1}{2}:\partial_\beta A_\alpha(x)\partial_\beta A_\alpha(x): + \sum_j :\bar{\psi}_j(x)(i\hat{\partial} - m)\psi_j(x): - \\ - \frac{1}{2}: G_{\mu\nu}(x) G^+_{\mu\nu}(x) + M^2 : W_\alpha(x) W^+_\alpha(x) - e:\bar{\ell}(x)\hat{A}(x)\ell(x): \\ + ie:\{W_\mu(x)G^+_{\mu\nu}(x) - G_{\mu\nu}(x)W^+_\mu(x)\}: A_\nu(x) + \tag{3}$$

$$+ e^2:\{W_\mu(x)W^+_\nu(x) - g_{\mu\nu}W_\lambda(x)W^+_\lambda(x)\}: A_\nu(x)A_\mu(x) + \\ + f:\{\bar{\ell}(x)O_\alpha \nu(x) W_\alpha(x) + \bar{\nu}(x)O_\alpha \ell(x) W^+_\alpha(x)\}.$$

Здесь $e = \sqrt{\frac{4\pi}{137}}$, $f^2 = \frac{GM^2}{\sqrt{2}}$, G – универсальная константа слабого 4-фермионного взаимодействия ($G = \frac{10^{-5}}{m_p^2}$, m_p – масса протона.

Легко проверить, что выбранные лагранжианы системы взаимодействующих полей инвариантны относительно градиентной группы калибровочных преобразований.

Формально S – матрица записывается в виде

$$S = T\exp\left\{i\int dx\, \mathcal{L}_{in}(x)\right\}. \tag{4}$$

Для получения теории возмущений необходимо разложить экспоненту в (4) в ряд по степеням $\mathcal{L}_{in}(x)$ и перейти к нормальному произведению операторов поля согласно теореме Вика. Вычисление матричных элементов для физических процессов с помощью хронологических сверток локальных полей приводит к бессмысленным расходящимся выражениям. Чтобы получить конечную S – матрицу и в то же время сохранить ее градиентную инвариантность, мы сделаем S – матрицу нелокальной, причём нелокальность введем в теорию только через нейтральные поля.

Существуют два способа введения нелокальности в теорию. Первый способ основан на предположении, что в малых пространственно-временных областях между локальными полями возможны другие виды причинной связи, отличные от тех, которые характерны для больших масштабов пространства и времени. Именно, предлагаем следующий физический постулат:

Все нейтральные поля взаимодействуют с заряженными нелокальным образом.

Математически это означает, что в лагранжиан взаимодействия входят не локальные поля $\nu(x)$ и $A_\mu(x)$, а поля

$$N(\ell,x) = K_\nu(\ell_\nu^2\Box)\nu(x) = \int dy\, K_\nu(x-y)\nu(y) \tag{5}$$

$$\mathcal{A}_\mu(\ell,x) = K_A(\ell_A^2\Box)A_\mu(x) = \int dy\, K_A(x-y)A_\mu(y) \tag{6}$$

$$K_i(x-y) = K_i(\ell_i^2\Box)\,\delta(x-y) -$$

нелокальная обобщенная функция, о свойствах которой будет сказано ниже. Свободные же поля нейтрино и фотона считаются локальными.

Другой возможный способ основан на том, что, например, пропагатор свободного нейтрино

$$S_\nu^c(x-y) = \langle 0|T(\nu(x)\bar{\nu}(y))|0\rangle \tag{7}$$

не определен при совпадающих аргументах X и Y. Постулат нелокальности состоит в том, что правая часть (7) не определена не только в точке $X=Y$, но и в некоторой малой пространственно-временной области в окрестности точки $X=Y$. Это означает, что в правую часть (7) можно добавить нелокальную обобщенную функцию из подходящего пространства нелокальных обобщенных функций/I/.

В том и в другом случаях введение в теорию постулата нелокальности приводит к изменению пропагаторов нейтральных частиц.

$$\frac{1}{-p^2-i\varepsilon} \longrightarrow \frac{V_A(\ell_A^2p^2)}{-p^2-i\varepsilon}$$

$$\frac{1}{-\hat{p}-i\varepsilon} \longrightarrow \frac{V_\nu(\ell_\nu^2p^2)}{-\hat{p}-i\varepsilon}. \tag{8}$$

Различие между двумя подходами состоит в том, что в первом при вещественных p^2 формфактор $V(\ell^2p^2)$ положителен, а во втором может быть знакопеременным, что может существенно уменьшить число расходящихся диаграмм в теории возмущений. Относительно свойств формфактора предполагается следующее:

I. $V(z)$ – целая функция порядка роста $\frac{1}{2}\leq\rho<1$;
2. $[V(z)]^* = V(z^*)$;
3. $V(0) = 1$; (9)
4. $\int_0^\infty du\, u^2 V(u) < \infty$.

При введении нелокального взаимодействия нейтральных полей с заряженными группа калибровочных преобразований, относительно которой будет инвариантен лагранжиан, изменится и примет следующий вид

$$A_\mu(x) \to A_\mu(x) + \partial_\mu f(x), \quad \nu(x) \to \nu(x),$$

$$\ell(x) \to \ell(x)e^{-ieK_A(\ell_A^2\Box)f(x)}, \quad \bar{\ell}(x) \to \bar{\ell}(x)e^{ieK_A(\ell_A^2\Box)f(x)}, \tag{10}$$

$$W_\mu(x) \to W_\mu(x)e^{-ieK_A(\ell_A^2\Box)f(x)}, \quad W_\mu^+(x) \to W_\mu^+(x)e^{ieK_A(\ell_A^2\Box)f(x)},$$

где $f(x)$ – произвольная функция из пространства функций, на которых определен оператор $K(\ell^2\Box)$.

Преобразования (I0) с произвольной функцией $f(x)$ формально гарантируют сохранение электромагнитного тока заряженных полей. Это означает, что спин свободного и взаимодействующего электромагнитного поля равен единице[4].

В конце главы ставится задача: как ввести промежуточную регуляризацию теории и какие перенормировки необходимо провести, чтобы получить конечную, унитарную, градиентно инвариантную, причинную и ковариантную S – матрицу, описывающую электромагнитное и слабое взаимодействия лептонных и бозонных полей?

Во второй главе диссертации обсуждается роль регуляризации в квантовой теории поля, рассматриваются способы устранения расходимостей в теории возмущений и производится выбор градиентно инвариантной регуляризационной процедуры для S – матриц исследуемых нелокальных моделей.

Указывается на две возможности устранения расходимостей из S – матрицы. Первая заключается во введении в лагранжиан взаимодействия некоторого конечного числа контрчленов, операторная структура которых и их явная зависимость от параметра регуляризации Λ подбирается таким образом, чтобы полностью компенсировать все возникающие при вычислении амплитуд расходящиеся при $\Lambda \to \infty$ выражения[5]. Вторая возможность состоит во введении такой регуляризационной процедуры, в рамках которой параметризация расходящихся выражений происходит таким образом, что они становятся конечными[6]. Если же в теории делают какие-либо перенормировки, то они означают не процедуру устранения расходимостей, а переход от одних, менее удобных, к другим, более удобным, физическим параметрам. Все перенормировочные постоянные при этом будут конечны.

Регуляризационная процедура, сформулированная во второй главе, состоит в следующем.

Нелокальные пропагаторы нейтрино и фотона регуляризуются при помощи функции $R^{\delta}(K^2)$:

$$reg\, S_{\nu}^{c}(x) = \frac{i}{(2\pi)^4} \int dK\, \frac{V_\nu(-\ell_\nu^2 K^2) R^{\delta}(K^2)}{\hat{K}+i\varepsilon} e^{-iKx} \qquad \text{(II)}$$

$$reg\, \mathcal{D}_{\alpha\beta}^{c}(x) = \frac{g_{\alpha\beta}}{(2\pi)^4 i} \int dK\, \frac{V_A(-\ell_A^2 K^2) R^{\delta}(K^2)}{K^2+i\varepsilon} e^{-iKx},$$

где функция

$$R^{\delta}(z) = exp\left\{-\delta(z+i\mu^2)^{-\frac{1}{2}+\lambda} e^{-i\pi\sigma}\right\} \qquad \begin{matrix} 0<\delta<1 \\ 0<\lambda<\sigma<\frac{1}{2} \end{matrix} \qquad \text{(I2)}$$

аналитична в комплексной верхней полуплоскости z и убывает по $|z|$ в ней, включая вещественную ось, как экспонента порядка роста $\rho < \frac{1}{2}+\nu < 1$.

В модели с универсальным слабым взаимодействием для пропагаторов заряженных лептонов используется обычная градиентно инвариантная регуляризация Паули-Вилларса[5], т.е. регуляризуются интегралы, соответствующие циклам, составленным только из пропагаторов заряженных лептонов.

В случае теории с векторным бозоном используется видоизмененная циклическая регуляризация Паули-Вилларса, т.е. вместо функции

$$e^{a} f^{b}\, \Pi(m_e, m_\mu, M; x_1-x_2), x_2-x_3, \ldots, x_n-x_1), \qquad \text{(I3)}$$

описывающей цикл, составленный из пропагаторов заряженных частиц (целые числа a и b описывают порядок теории возмущений рассматриваемого цикла по константам e и f соответственно), рассматривается функция

$$reg\,\Pi = \sum c_j e^a f^b \Lambda_j^{a+b-d} \Pi(m_e \Lambda_j, m_\mu \Lambda_j, M\Lambda_j; x_1 - x_2, \ldots, x_n - x_1), \qquad (I4)$$

где

$$d = a(1-\theta_w) + \lambda(a)\theta_w$$
$$\lambda(a) = \begin{cases} 0, & a \text{ - четное} \\ 1, & a \text{ - нечетное}, \end{cases} \qquad (I5)$$

а θ_w равно единице или нулю в зависимости от того, имеется или нет в цикле пропагатор векторного бозона.

Ограничения на коэффициенты c_j накладываются в зависимости от способов устранения расходимостей в S - матрице. В первом подходе они принимают вид

$$\sum_{j=0}^{n} c_j \Lambda_j^k = 0, \quad k = 0, 1, 2, \ldots, n-1 \qquad (I6)$$

а во втором

$$\sum_{j=0}^{n} c_j \Lambda_j^k = 0 \qquad k = 0, 1, 2, \ldots, n-s$$
$$\sum_{j=1}^{n} c_j \Lambda_j^m \ln \Lambda_j = a_m \qquad m = 0, 2, \ldots \qquad (I7)$$

где s - число значений, которые принимает m, а значения n и m зависят от рассматриваемой модели; a_m - произвольные константы, значения которых находятся из определенных физических требований.

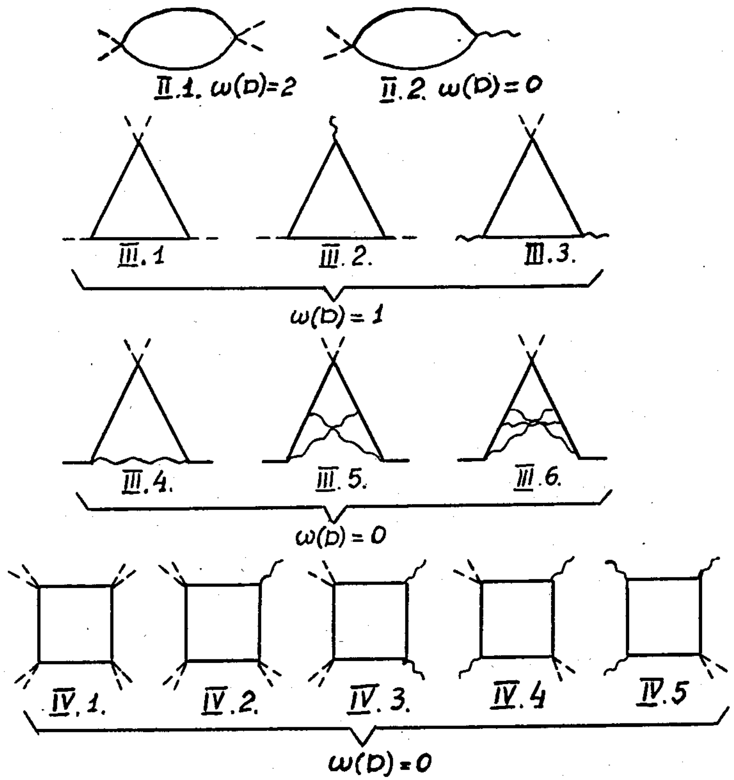
Принятая регуляризационная процедура позволяет перейти к евклидовой метрике и одновременно в евклидову область внешних импульсов, что дает возможность устремить параметр регуляризации δ к нулю. Таким образом, матричные элементы в евклидовой области внешних импульсов определяются сходящимися выражениями и не зависят от параметра регуляризации δ.

Матричные элементы в физической области внешних импульсов единственным образом получаются путем аналитического продолжения.

В третьей главе на основе следующего физического постулата:

"Нелокальность входит в теорию только через нейтральные поля нейтрино; поля заряженных лептонов и электромагнитное поле остаются локальными".

строится градиентно инвариантная нелокальная теория универсальных слабых взаимодействий лептонов. Введение в теорию такого "избирательного" постулата нелокальности, связывающего появление нелокальности с нейтральным полем нейтрино, математически означает возможность выбора знакопеременного формфактора в пропагаторе нейтрино. Хотя это не устраняет всех ультрафиолетовых расходимостей из ряда теории возмущений, однако теория становится перенормируемой. Оказывается, что расходится только конечное число типов неприводимых диаграмм Фейнмана, состоящих из замкнутых циклов, образованных пропагаторами заряженных лептонов (рис. I).



$\omega(\rho)$ - индекс диаграммы (см. работу /2/)

Рис. I.

Здесь волнистая, непрерывная и пунктирная линии соответствуют фотону, заряженным лептонам и нейтрино. При устранении появляющихся расходимостей в духе Боголюбова становится необходимым ввести несколько контрчленов, описывающих чисто нейтрино-нейтринное взаимодействие, и полный лагранжиан взаимодействия принимает вид:

$$\mathcal{L}_{in}(x) = -e:\bar{\ell}(x)\hat{A}(x)\ell(x): + \frac{G}{\sqrt{2}}:\bar{\ell}(x)O_\alpha \mathcal{J}_\alpha(x)\ell(x): +$$
$$+ h_1:Sp\{M\mathcal{J}_\alpha(x)\mathcal{J}_\alpha(x)\}: + h_2:Sp\{\mathcal{J}_\alpha(x)(\partial_\alpha\partial_\beta - g_{\alpha\beta}\Box)\mathcal{J}_\beta(x)\}: +$$
$$+ f:Sp\{\mathcal{J}_\alpha(x)\}(\partial_\alpha\partial_\beta - g_{\alpha\beta}\Box)A_\beta(x): + i\,h_3\,Sp\{\mathcal{J}_\alpha(x)\mathcal{J}_\beta(x)R_{\alpha\beta}(x)\}: + \tag{I8}$$
$$+ \frac{1}{2}h_4:Sp\{\mathcal{J}_\alpha(x)[\mathcal{J}_\beta(x),\mathcal{J}_\alpha(x)]_-\mathcal{J}_\beta(x)\}:$$

где

$$\mathcal{J}_\alpha(x) = \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e(x)O_\alpha\nu_e(x) & \bar{\nu}_\mu(x)O_\alpha\nu_e(x) \\ \bar{\nu}_e(x)O_\alpha\nu_\mu(x) & \bar{\nu}_\mu(x)O_\alpha\nu_\mu(x) \end{pmatrix}; \quad M = \begin{pmatrix} m_e^2 & 0 \\ 0 & m_\mu^2 \end{pmatrix}$$

$$R_{\alpha\beta}(x) = \partial_\alpha\mathcal{J}_\beta(x) - \partial_\beta\mathcal{J}_\alpha(x).$$

Таким образом, все расходимости теории возмущений с этим лагранжианом взаимодействия устраняются перенормировкой констант взаимодействия e, G, h_1, h_2, h_3, h_4 и f, а также обычной перенормировкой масс и волновых функций взаимодействующих частиц.

Полный лагранжиан взаимодействия явно градиентно инвариантен, поскольку оператор нейтринного тока $\mathcal{J}_\alpha(x)$ не преобразуется при градиентном преобразовании.

Появившиеся дополнительные члены в лагранжиане взаимодействия описывают чистое ν-ν взаимодействие, о существовании и величине которого в настоящее время ничего не известно. Как показано в /7/, существующие экспериментальные данные не противоречат существованию таких взаимодействий с довольно большими константами связи.

Следует отметить, что новое ν-ν - взаимодействие из-за присутствия матрицы M не инвариантно относительно замены $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$. Фактически это приводит к различию взаимодействия электрона и μ-мезона в высших порядках теории возмущений.

Если вместо постулата о "нелокальности" нейтрино принять постулат о нелокальности взаимодействия как нейтрино, так и фотона и выбрать циклическую регуляризацию Паули-Вилларса с условиями (I7) на коэффициенты c_j, которые в рассматриваемом случае принимают вид:

$$\sum_{j=0}^{5} c_j \Lambda_j^{k} = 0 \quad ; \quad \sum c_j \Lambda_j^{m} \ln \Lambda_j = a_m \; ; \qquad (20)$$
$$k = 0, 1, 2 \; ; \qquad m = 0, 2,$$

то все диаграммы теории возмущений окажутся конечными.

Требование отсутствия перенормировки заряда e, по крайней мере, во втором порядке теории возмущений в нелокальной электродинамике[8] дает $a_0 = 0$. Величина константы a_2 характеризует силу контактного 4-нейтринного взаимодействия, возникающего во втором порядке теории возмущений по константе G. Лагранжиан взаимодействия в этой формулировке теории принимает вид

$$\mathcal{L}_{in}(x) = -e : \bar{\ell}(x) \hat{A}(x) \ell(x) + \frac{G}{\sqrt{2}} : \bar{\ell}(x) O_\alpha \mathcal{J}_\alpha(x) \ell(x) : +$$
$$+ h_1 : Sp\{M \mathcal{J}_\alpha(x) \mathcal{J}_\alpha(x)\} : \qquad (21)$$

Каков произвол в предлагаемой модели? Во-первых, введенные формфакторы нейтрино и фотона, о которых известно очень мало, кроме самых общих свойств. Во-вторых, новые варианты

ν-ν — взаимодействия с неизвестными константами связи h_i и f. В рамках предложенной теории все эти величины произвольны.

Четвертая глава посвящена построению градиентно инвариантной S - матрицы нелокальной теории слабых и электромагнитных взаимодействий с участием заряженных векторных бозонов. В качестве составных частей рассматриваемая теория включает нелокальный вариант спинорной электродинамики, ранее построенный в[8], нелокальную векторную электродинамику и нелокальную теорию слабых лептонных взаимодействий через промежуточный векторный W - бозон.

Электродинамика векторных бозонов рассматривалась в[9,I0], однако предложенные там схемы построения теории нельзя считать завершенными, поскольку не показано, как проводить перенормировку в n-ном порядке теории возмущений[II]. Кроме того, в [I0] электродинамическое поле считается неквантованным.

Физический постулат нелокальности, в рамках которого здесь строится S - матрица, состоит в следующем:

"Все нейтральные поля взаимодействуют с заряженными нелокальным образом".

Регуляризационная процедура задается таким образом, чтобы лагранжиан и S - матрица были конечными. Условия (I7) принимают вид:

$$\sum_{j=0}^{8} c_j \Lambda_j^{k} = 0 \;, \qquad k = 0, 1, 2, 3, 4 \;;$$
$$\sum_{j=1}^{8} c_j \Lambda_j^{m} \ln \Lambda_j = a_m \qquad m = 0, 2, 4 \qquad (22)$$

Как показано в [3], любой цикл, составленный из пропагаторов заряженных частиц, растет не быстрее четвертой степени любого внешнего импульса, поэтому принятые условия (9) на формфактор обеспечивают вместе с (22) сходимость любых диаграмм теории возмущений.

Рассмотрение второго порядка теории возмущений для электродинамики W- бозона показывает, что из требования градиентной инвариантности и условия нормировки поляризации вакуума следует

$$a_m = 0 \qquad (m = 2,4). \tag{23}$$

Равенство нулю константы a_0 вытекает из нормировки поляризационного оператора в спинорной электродинамике [8].

В этой же главе вычислены поляризация вакуума и поправка к собственной энергии векторного бозона в векторной электродинамике, собственная энергия нейтрино, собственная энергия заряженного лептона и поправка в собственную энергию векторного бозона в слабых взаимодействиях.

Затем проведено доказательство градиентной инвариантности S - матрицы в целом, т.е. показано

$$\frac{\partial}{\partial x_1^{\mu_1}} \cdots \frac{\partial}{\partial x_n^{\mu_n}} \left(\frac{\delta^n S}{\delta A_{\mu_1}(x_1) \ldots \delta A_{\mu_n}(x_n)} \right) = 0. \tag{24}$$

В заключение обсуждается вопрос о выборе констант a_m.

Результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах [2-4].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.В.Ефимов. Commun. Math.Phys., 5, 42, 1967; 7, 138, 1968. ЯФ 4, 432, 1966. Препринт ИТФ-68-52,54,55, Киев, 1968. Проблемы физики ЭЧАН, т. I, вып. I, 256, 1970.
2. G.V.Efimov, Sh.Z.Seltser. Annals of Phys. 567, 124,1971.
3. В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. Препринт ОИЯИ, Р2-6129, 1971, Дубна. Послано в Annals of Phys.
4. Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. ЯФ т. 10, 6, 1969.
5. В.И.Огиевецкий, И.В.Полубаринов. ЖЭТФ 45, 237, 1963.
6. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков. Введение в теорию квантованных полей. Гостехиздат, 1957 г.
7. Д.А.Славнов. ДАН СССР, 143, 570, 1962; ЖЭТФ 42, 1593, 1962; 47, 224,1964.
8. Д.Ю.Бардин, С.М.Биленький, Б.М.Понтекорво. Препринт ОИЯИ Р2-5036, Дубна, 1970.
9. Г.В.Ефимов. Препринт ОИЯИ Р2-5694, 1971.
10. J.D.Lee, C.N.Jang, Phys.Rev., 128, 885, 1962. J.D.Lee. Phys.Rev., 128, 899, 1962.
11. M.Shienblatt, R.Arnowitt. Phys.Rev. D.I, 1603, 1970.
12. В.С.Ваняшин. ЖЭТФ 43, 689, 1962. А.Д.Суханов. ЖЭТФ 44, 2087, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июня 1972 г.