ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 7478

Хавтгайн НАМСРАЙ

НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Специальность 01.04.02 - математическая и теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1973

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
кандидат физико-математических наук В.А.Петрунькин

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт физики высоких энергий, г. Серпухов, Московской области.

Автореферат разослан " " ______________ 1973 г.

Защита диссертации состоится " " __________ 1973 г. на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А. Асанов

2 - 7478

Хавтгайн НАМСРАЙ

НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Специальность 01.04.02 - математическая и теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Фундаментальным проблемам проверки принципа локальности в квантовой теории в последние годы уделяется большое внимание в связи с быстрым развитием экспериментальной техники, чувствительной ко все меньшим и меньшим расстояниям. В этом отношении изучение вопроса о проверке локальности поля и точечности взаимодействия на основе надежно установленных законов электродинамики частиц со спином 0, 1/2, 1 и т.д. может сыграть решающую роль. Среди них – законы квантовой электродинамики (КЭД), являющейся непревзойденным образцом физической теории, которая объясняет широкий диапазон явлений с точностью до экспериментальных ошибок.

По этой причине также возрастает интерес к нелокальному обобщению локальной теории на малых расстояниях и к вычислению различных поправок к формулам чистой КЭД, учитывающих сильные и слабые взаимодействия.

В настоящее время достижения и основная тенденция нелокальной и нелинейной теории полностью отражены в материалах международных совещаний по нелокальной квантовой теории поля в Азау (1970) и в Алуште (1973).

Диссертация посвящена построению внутренне непротиворечивой нелокальной теории электродинамики бозонов и установлению, в рамках нелокальной квантовой электродинамики, ограничения на фундаментальную константу ℓ_{0A} (электромагнитного) и $\ell_{0\nu}$ (слабого) взаимодействия на основе экспериментальных данных по проверке КЭД при низких и высоких энергиях.

Полный обзор экспериментальной и теоретической ситуации по проверке КЭД содержится в работах /1,2/.

Обычно при модификации той или иной теории в малой области пространства-времени и в расчетах расходящихся поправок, учитывающих другие взаимодействия, используют регуляризационную процедуру типа Паули-Вилларса, а пределы нарушения локальности выражают через импульсы обрезания.

Основным источником трудностей, возникающих при таком подходе, является появление дополнительных особенностей в амплитудах физических процессов. Вследствие этого нарушается унитарность и причинность S - матрицы, а также возникают трудности с выполнением градиентной инвариантности теории.

Несколько лет тому назад в работах Г.В.Ефимова*/3/ была построена самосогласованная нелокальная теория скалярного поля, которая затем была обобщена на случай слабых взаимодействий /4,5/ и электродинамики частиц со спином 0, 1/2, 1 и 3/2 /5,6,7,8/. Такая схема, с одной стороны, не нарушает ни одного из основных принципов теории, а это дает возможность трактовать элементарную длину ℓ_0 как фундаментальную константу данного взаимодействия. С другой стороны, она сохраняет допустимый произвол в выборе нелокального формфактора. Это, в свою очередь, связано с изменением вида потенциала на малых расстояниях.

Выбор любой процедуры регуляризации: будь то рецепт Паули-Вилларса /9/, регуляризация через неполиномиальные лагранжианы /10/ или нечто подобное, соответствует вполне конкретному изменению локального потенциала на малых расстояниях. После того как такой выбор произведен, остается исследовать вопрос: на каких расстояниях нелокальные поправки данной модели существенны.

Однако, как показано в работах /11,12/, при более общем рассмотрении величины поправок существенно зависят не только от этого расстояния ℓ_0, но и от способа нарушения локальности. До тех пор, пока мы ничего не знаем о поведении природы на малых расстояниях, нет никаких оснований предпочитать один способ нарушения локальности другому. Поэтому, на наш взгляд, и необходимо сохранить произвол, который допускается основными принципами квантовой теории плюс требованием сходимости всех графов Фейнмана. Это позволяет данной схеме быть феноменологической и гибкой при описании экспериментальных результатов.

Достоинство схемы/3/ состоит в том, что, во-первых, единым образом вводится нелокальность в теорию, во-вторых, она удовлетворяет всем требованиям релятивистской квантовой теории поля, а параметры, характеризующие нелокальность, будут одинаковы для всех возможных физических эффектов. Поэтому на основе результатов одних экспериментов можно делать предсказания относительно любых других, и нет сомнения, что интерпретация экспериментальных данных с точки зрения этой схемы более последовательна нежели через импульсы обрезания.

Диссертация состоит из 6 глав.

<u>В первой главе</u> диссертации сформулирована постановка задачи. В § 1 этой главы дан общий обзор, посвященный проблемам проверки локальности теории и расчетам поправок за счет четырехфермионного слабого взаимодействия к формулам КЭД, а также представлен план изложения материала.

В §2 в теорию введена нелокальность и выписан лагранжиан системы полей.

Один из основных физических постулатов нелокальной теории состоит в следующем:

"Все нейтральные поля взаимодействуют с заряженными нелокальным образом". Эффективно в ряду теории возмущений для S -матрицы это приводит к изменению пропагатора фотона:

$$\frac{g_{\mu\nu}}{-k^2-i\varepsilon} \to g_{\mu\nu}\frac{V_A(-\ell_A^2 k^2)}{-k^2-i\varepsilon}, \qquad (1)$$

и нейтрино:

$$\frac{1}{-\hat{k}-i\varepsilon} \to \frac{V_\nu(-\ell_\nu^2 k^2)}{-\hat{k}-i\varepsilon}, \qquad (2)$$

где $V_A(-\ell_A^2 k^2)$ и $V_\nu(-\ell_\nu^2 k^2)$ – формфакторы, являющиеся целыми функциями и удовлетворяющие ряду определенных условий. Параметры ℓ_A и ℓ_ν имеют смысл элементарной длины.

В работе /3-7/ показано, что возможно сформулировать регуляризационную процедуру, в рамках которой построенная S – матрица конечна, унитарна, макропричинна и градиентно-инвариантна в каждом порядке теории возмущений.

В данной диссертации для исследования электромагнитных свойств бозонов были использованы уравнения первого порядка, выведенные впервые в работах Дэффина и Кеммера /13/, и выписан исходный лагранжиан, описывающий электромагнитное и слабое взаимодействие лептонов ψ_L и бозонов ψ_B в форме:

$$\mathcal{L}(x)=\mathcal{L}_0(x)+\mathcal{L}_{em}(x)+\mathcal{L}_w(x),$$

$$\mathcal{L}_0(x)=-\frac{1}{2}:\partial_\alpha A_\beta(x)\partial_\alpha A_\beta(x): +\sum_\alpha :\bar{\psi}_\alpha(x)(i\hat{\partial}-M_\alpha)\psi_\alpha(x):, \qquad (3)$$

$$\mathcal{L}_{em}(x)=e:\bar{\psi}(x)\hat{A}(\ell_A;x)\psi(x):,$$

$$\mathcal{L}_w(x)=\frac{G}{\sqrt{2}}:(\bar{\psi}_L(x)O_\alpha\nu(\ell_\nu;x))(\bar{\nu}(\ell_\nu;x)O_\alpha\psi_L(x)):, \qquad (4)$$

где

$$\psi=\begin{Bmatrix}\psi_L\\ \psi_B\end{Bmatrix}, \quad \hat{\partial}=\Gamma_\alpha\frac{\partial}{\partial x_\alpha}, \quad \Gamma_\alpha=\begin{Bmatrix}\gamma_\alpha\\ \beta_\alpha\end{Bmatrix}, \quad M=\begin{Bmatrix}m_L\\ m_B\end{Bmatrix},$$

$O_\alpha=\gamma_\alpha(1+\gamma_5)$, $\gamma_5^2=1$,

$A_\alpha(\ell_A;x)$ и $\nu(\ell_\nu;x)$ – электромагнитное и нейтринное поле.

Вторая глава диссертации посвящена построению самосогласованной нелокальной электродинамики бозонов в формализме Дэффина-Кеммера.

Существуют два пути исследования электромагнитных свойств бозонов: описание, основанное на уравнениях второго порядка Клейна-Гордона и Прока /5,14/ и на уравнениях первого порядка /7,15,17/. С точки зрения метода теории возмущений оба этих подхода являются эквивалентными, однако оказывается, что во второй схеме построение S – матрицы и доказательство градиентной инвариантности выглядит проще и таким же, как и в КЭД.

В § 4 и § 5 проводится построение конечной S – матрицы. Сформулирована вспомогательная регуляризационная процедура так, чтобы S – матрица удовлетворяла всем необходимым требованиям в каждом порядке теории возмущений. В ряду теории возмущений подлежат регуляризации, во-первых, нелокальный пропагатор фотона и, во-вторых, замкнутые циклы, образованные пропагаторами заряженных частиц. Нелокальный пропагатор фотона регуляризуется таким образом, чтобы обеспечить переход в амплитудах физических процессов к интегрированию по евклидову пространству, после чего можно снять регуляризацию, т.к. благодаря достаточно быстрому убыванию функции $\widetilde{D}(p^2)$ при $p^2\to-\infty$ интегралы, содержащие хотя бы один пропагатор фотона, будут сходиться.

Интегралы, соответствующие замкнутым циклам, составленным только из пропагаторов заряженных полей скалярных или векторных бозонов, регуляризуются с помощью частично видоизмененной циклической регуляризации Паули-Вилларса (см., например,/I6/).

Показано, что в рамках этой регуляризации интегралы от любых замкнутых циклов сходятся.

В § 6 рассчитаны собственно энергетическая часть $\widetilde{\Sigma}(p)$, вершинная функция $\widetilde{\Gamma}_\mu(p,q)$ и оператор поляризации вакуума $\widetilde{\Pi}_{\mu\nu}(q)$ и показано, что функции $\widetilde{\Sigma}(p)$ и $\widetilde{\Gamma}_\mu(p,q)$ удовлетворяют тождеству Уорда.

$$\frac{\partial}{\partial p_\mu}\widetilde{\Sigma}(p) = -\widetilde{\Gamma}_\mu(p,0).$$

Здесь также вычислены электромагнитная разность массы, дипольный и квадрупольный моменты бозонов.

В § 7 показано, что согласно выбранной нами регуляризационной процедуре полученная S - матрица градиентно-инвариантна. Доказательство унитарности и макропричинности в этой теории проводится так же, как и в квантовой теории скалярного поля /3/.

В главе Ш диссертации рассмотрен вопрос о поведении матричных элементов при больших энергиях в нелокальной теории.

Как известно, если в качестве формфактора теории выбрать целые функции порядка роста $\rho < 1$, то матричные элементы S - матрицы в теории возмущений растут с ростом энергии, как $exp\{(\ell^2 s)^\rho\}$, где s - энергетическая переменная. Следовательно, при энергиях $s \sim 1/\ell^2$ рядом теории возмущений уже нельзя пользоваться.

В диссертации показано, что существует широкий класс формфакторов целых функций порядка роста $\rho \geq 1$, удовлетворяющих

условию $V(k^2) \to 0$ в случае $k^2 \to \pm\infty$, при которых нелокальные матричные элементы $M_{нелок}(\ell, s)$ ведут себя почти как локальные $M_{лок}(s)$, т.е.

$$|M_{нелок}(\ell,s)| \leq |M_{лок}(s)| \quad \text{при} \quad s \to \infty$$

в любом порядке теории возмущений, а полученная таким образом S - матрица удовлетворяет всем общим требованиям теории /7/.

В четвертой главе выяснен физический смысл формфактора. Во введении к этой главе отмечено, что понятие нарушения локальности характеризуется не только расстоянием ℓ_0, определяемым изменением локального потенциала, но и еще видом потенциала на малых расстояниях, зависящим от нескольких параметров (H, δ). Это значит, что представление об элементарной длине ℓ_0 не отделимо от поведения потенциала. Они связаны друг с другом функциональным соотношением.

$$\ell_0 = f(\varphi), \quad f(\varphi_{лок}) = 0.$$

В § I4 вычислена нейтринная петля и установлена связь между "слабым потенциалом" и формфактором теории, а также построен график нелокального потенциала в зависимости от конкретного вида формфактора порядка роста $\rho = I/2$ (в действительности же может оказаться, что эта зависимость имеет очень сложную форму в тех или иных физических процессах), чтобы показать на примере, как изменяется потенциал на малых расстояниях и каковы его свойства.

Здесь же выяснен вопрос о поведении поправок Q к электродинамическим эффектам за счет четырехфермионных слабых взаимодействий при переопределении элементарной длины $\ell_\nu \to \ell_{0\nu} = \lambda \ell_\nu$, где $\ell_{0\nu}$ – та длина, на которой потенциал начинает существенно отличаться от локального. Назовем её фундаментальной длиной.

Любая наблюдаемая величина в нелокальной квантовой теории поля представляется в виде /II,I2/:

$$Q=\sum_{n=-n_0}^{\infty} V_\nu(n+2)(m^2\ell_{0\nu}^2)^n\left\{C_n\left[\log\left(\frac{m^2}{\lambda^2}\ell_{0\nu}^2\right)+\frac{V_\nu'(n+2)}{V_\nu(n+2)}\right]+R_n\right\},$$

где C_n, R_n –известные числовые коэффициенты, а функция $V_\nu(x)$ связана с нелокальным формфактором модели. В интересующем нас случае поправки реально зависят лишь от $\ell_{0\nu}, V_\nu(0)$ и $V_\nu(1)$. В работе выясняется, в каких пределах могут изменяться эти параметры. В частности, $\rho=\frac{1}{2}; \frac{1}{2}\leq V_\nu(0)<\infty, \quad 1\leq V_\nu(1)<\infty \qquad (5)$.

В § I5 проведено аналогичное исследование для случая кулоновского потенциала.

В § I6 подсчитана реальная часть амплитуды реакции $K_L^0\to\mu^+\mu^-$, идущей за счёт двухфотонного промежуточного состояния, дающего наибольший вклад в парциальную ширину этой реакции. Считая, что K_L^0-мезон - заряженный шар, радиус которого определен соотношением

$$\ell_A^2=\frac{5}{3}\langle r^2\rangle\approx\frac{5}{3}\frac{1}{m_K^2},$$

мы получили парциальную ширину

$$B(K_L^0\to\mu^+\mu^-)=12\cdot10^{-9},$$

что находится в прекрасном соответствии с экспериментальным значением /I8/

$$B(K_L^0\to\mu^+\mu^-)=11\cdot10^{-9}.$$

<u>В пятой главе</u> в рамках последовательной нелокальной квантовой теории поля выполнен анализ поправок к аномальному магнитному моменту (АММ) лептонов и лэмбовскому сдвигу за счет четырехфермионных слабых и нелокальных электромагнитных взаимодействий и получены ограничения на параметры ℓ_{0A}, $\ell_{0\nu}$.

Один из путей проверки локальности квантовой теории поля связан с экспериментами атомной физики. В данном случае для обнаружения каких-либо отклонений на субъядерных расстояниях необходима очень высокая точность измерений. Такая точность достигается при измерении аномального магнитного момента электрона /I9/ и мюона /20/, а также при определении лэмбовского сдвига уровней водородоподобных атомов /2I/.

В § I7 этой главы подсчитаны поправки к этим величинам, учитывающие 4-фермионное слабое взаимодействие /II,I2/. В случае аномального магнитного момента вычислен вклад диаграммы низшего порядка теории возмущений $\sim eG^2$.

При анализе диаграмм, дающих вклад в лэмбовский сдвиг, вплоть до порядка e^3G^2, вычислена доминирующая поправка, связанная с диаграммами поляризации вакуума.

В низшем порядке по G поправка к ($g-2$) - фактору лептона связана с двумя вершинными диаграммами (см.рис.на таблице), отвечающими "диагональному" и "недиагональному" членам в (4). Общая их структура имеет вид

$$\bar{u}(p')\left\{\gamma_\mu F_1(q^2)+\frac{i}{2m_L}\sigma_{\mu\nu}q_\nu F_2(q^2)\right\}u(p),$$

где

$$\sigma_{\mu\nu}=\frac{1}{2i}(\gamma_\mu\gamma_\nu-\gamma_\nu\gamma_\mu).$$

АММ лептона определяется равенством $a_L = F_2(0)$, в предположении малости $m_j^2 \ell_\nu^2 \ll 1 \, (j = e, \mu)$ получено выражение

$$\delta a_L^w = -\frac{m_L^2 G^2 v_\nu(1)}{3\pi^4 \ell_{0\nu}^2}.$$

В настоящее время экспериментальные значения /I9,20/

$$a_{exp}(e^-) = (1159657{,}7 \pm 3{,}5)\, 10^{-9},$$

$$a_{exp}(\mu) = (116616 \pm 31)\, 10^{-8}$$

полностью объясняются КЭД /I,2/. Это дало возможность, на основе неравенств (5) для формфакторов порядка роста $\rho = 1/2$, установить следующие ограничения на $\ell_{0\nu}$:

$$\ell_{0\nu} \gtrsim 1\cdot 10^{-19}\, см \qquad (e^-),$$

$$\ell_{0\nu} \gtrsim 2{,}5 \cdot 10^{-18}\, см \quad (\mu).$$

Для того, чтобы подсчитать поправки к лэмбовскому сдвигу, соответствущие диаграммам поляризации вакуума (см.рис. на таблице), оказалось более удобным вычислить предварительно отдельные блоки этих диаграмм (собственно энергетическую и вершинную функцию, полученную из диаграмм второго и третьего порядка обычной электродинамики заменой фотонного пропагатора нейтринной петлей).

После этого, проводя перенормировку массы лептона m_L, связанную с диаграммой собственно энергетической функции, определен вклад перенормированного оператора поляризации вакуума $\tilde{\Pi}(q^2)$ в сдвиг $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ (перенормировку заряда можно не проводить, т.к. она дает поправку в $d\tilde{\Pi}(q^2)/dq^2 \big|_{q^2=0}$ порядка $\alpha G^2 m_L^2 / \ell_\nu^2$).

Этот сдвиг равен

$$\Delta E(2S_{1/2} - 2P_{1/2}) = -\frac{8 z^4 \alpha^2 m_e^2}{n_0^3} Ry \frac{d\tilde{\Pi}(q^2)}{dq^2}\bigg|_{q^2=0} = \frac{2}{5}\frac{z^4 \alpha^3 G^2}{\pi^4} Ry \frac{v_\nu(0)}{\ell_{0\nu}^4},$$

где $Ry = \frac{1}{2} m_e \alpha^2$.

Экспериментальное значение /2I/

$$\Delta E(2S_{1/2} - 2P_{1/2}) = 1057{,}90 \pm 0{,}06 \text{ Мгц},$$

хорошо согласуется с результатами расчетов в КЭД /I,2/, поэтому естественно предположить, что вычисленный нами вклад порядка или меньше экспериментальной погрешности, и, следовательно, принимая во внимание неравенство (5), можно установить границу фундаментальной длины $\ell_{0\nu}$:

$$\ell_{0\nu} \gtrsim 2\cdot 10^{-16}\, см.$$

В § I8 получены нелокальные добавки порядка α к АММ лептона и лэмбовскому сдвигу за счет вершинной функции с изменением пропагатора фотона (I). Эти поправки равны для АММ лептона

$$a_L = \frac{\alpha}{2\pi} - \frac{\alpha}{3\pi} m_L^2 \ell_A^2 v_A(1),$$

а для лэмбовского сдвига

$$\Delta E^{нелок} = \alpha^2 Ry \frac{\alpha}{6\pi} v_A(1) m_e^2 \ell_A^2 \left(\log m_e^2 \ell_A^2 + \frac{v_A'(1)}{v_A(1)} - 0{,}154\right).$$

С помощью этих поправок были установлены ограничения на величину ℓ_{0A}, а численные значения ℓ_{0A} приведены в таблице.

<u>В шестой главе</u> рассмотрены вклады в сечение рассеяния частиц в процессах $e^-e^- \to e^-e^-$, $e^+e^- \to e^+e^-$ и $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ <u>за счет 4- фермионных слабых и нелокальных электромагнитных взаимодействий, там же в таблице собраны</u> основные результаты исследований.

Во введении этой главы даны общие сведения о проверке КЭД на основе экспериментов при высоких энергиях.

Самый прямой путь систематической проверки предсказаний чистой КЭД при высоких энергиях открывают эксперименты со встречными электрон-электронными и электрон-позитронными пучками.

В § 20 вычислены поправки к процессам $e^-e^-\to e^-e^-$, $e^+e^-\to e^+e^-$ и $e^+e^-\to\mu^+\mu^-$ за счет четырехфермионных слабых взаимодействий. Добавки к сечению определяются суммой квадратов матричных элементов, соответствующих двум диаграммам, показанным в третьей и шестой колонках таблицы. Результаты численных расчетов ℓ_{0V} приведены в той же таблице.

В § 21 главы УI рассчитаны нелокальные добавки к сечению рассеяния частиц во встречных пучках за счет нелокальных электромагнитных взаимодействий, а также приведены оценки на ℓ_{0A} и их значения показаны в таблице.

В § 22 перечислены основные результаты, которые получены в диссертации. Они сведены в таблицу.

Итак, на основе экспериментальных данных по проверке локальности КЭД получены ограничения:

$$\ell_{0V} \gtrsim 10^{-16}\,см \quad и \quad \ell_{0A} \lesssim 10^{-15}\,см.$$

В настоящее время эксперименты еще не достигли той области, в которой может проявляться эффект нарушения локального взаимодействия. Поэтому представляют большой интерес более тонкие эксперименты, не только позволяющие проникнуть вплоть до расстояний меньше 10^{-15}см, но и,с другой стороны,дающие возможность ответить на вопрос, на который обратил внимание М.А.Марков/22/:действительно ли четырехфермионные или же тройные взаимодействия с W-бозоном типа электромагнитных описывают слабые процессы, так как нелокальная теория четырехфермионных слабых взаимодействий дает относительно большую величину

$$\ell_{0V} \gtrsim 10^{-16}\,см\ ?$$

Основные результаты диссертации изложены в работах /7,II, I2/ и докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики.

Литература

1. S.T.Brodsky. Proc.1971 Intern.Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell University, Ithaca, N.Y. August, 23-27, 1971), ed. by N. Mistry, p. 13.
2. B.E.Lautrup, A.Peterman and de E.Rafael. Physics Reports, 3C, 193 (1972).
3. Г.В.Ефимов. Commun. Math. Phys. 5, 42 (1967); 7,I38 (I968); ЯФ,4, 432 (I966); препринт ИТФ-68-52,54,55, Киев (I968); Проблемы физики,ЭЧАЯ, том I, вып.I, 256 (I970).
4. G.V.Efimov, Sh.Z.Seltzer. Annals of Physics,67, 124 (1971).
5. V.A.Alebastrov, G.V.Efimov, Sh.Z.Seltzer. Annals of Physics, 76, 251 (1973).
6. G.V.Efimov. Annals of Physics, 71, 466 (1972).

7. Г.В.Ефимов, Х.Намсрай. К построению нелокальной квантовой электродинамики частиц со спином 0 и I. Препринт ОИЯИ, Р2-7432, Дубна, 1973.

8. О.А.Могилевский. Сборник материалов Ш Международного совещания по нелокальной квантовой теории поля. Издание ОИЯИ, 2-7161, Дубна,1973.

9. W.Pauli, F.Villas. Rev.Mod.Phys., 21, 434 (1948).

10. P.Budini, G.Calucci. Nuovo Cim.,70A, 419 (1970).

11. Г.В.Ефимов, В.Г.Малышкин, О.А.Могилевский, Х.Намсрай, Препринт ОИЯИ, Р2-6334, Дубна, 1972.(Nucl. Phys., B59, 1-22, 1973).

12. В.Г.Малышкин, Х.Намсрай, А.Д.Юматов. Сообщение ОИЯИ, Р2-6801, Дубна, 1972.(Nucl. Phys., B59, 1-22 1973).

13. R.Duffin. Phys.Rev.,54, 1114 (1938); N.Kemmer. Proc.Roy. Soc., 173, 91 (1939).

14. M.Shienblatt, R.Arnowitt. Phys.Rev.,D1, 1603 (1970); R.Feynman. Phys.Rev.,76, 769 (1949); T.D.Lee, C.N.Yang. Phys.Rev.,128, 885, 899 (1962); P.T.Matthews. Phys.Rev.,80, 292 (1950).

15. T.Kinoshita, Y.Nambu. Progr.Theor.Phys., 5, 473, 749 (1950); А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика, Физматгиз, М., 1959.

16. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков. Введение в теорию квантованных полей, Гостехиздат, 1957; Д.А.Славнов, ДАН СССР, 143,570 (1962); ЖЭТФ,42, 1543 (1962); 47, 224 (1964).

17. Y.Takahashi. An introduotion to field quantization. Pergamon press Oxford London, 1969. International series of monographs in natural phelosophy, vol.20.

18. W.C.Carithers et al. Phys.Rev. Letters,30, 1336 (1973).

19. J.C.Wesley, A.Rich. Phys.Rev.,A4, 1341 (1971).

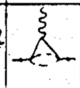
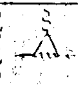
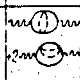
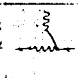
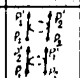
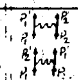
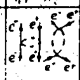
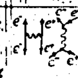
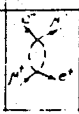
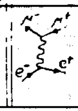
20. J.Bailey et al. Phys.Letters,28B, 287 (1968).

21. R.T.Robiscoe, T.W.Shyn. Phys.Rev.Lett., 24, 559 (1970); Phys.Rev., 168, 4 (1968).

22. М.А.Марков. Сборник материалов Ш Международного совещания по нелокальной квантовой теории поля. Издание ОИЯИ,2-7161, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1973 года.

Таблица

Параметры нелокальности	$1/2 \le \mathcal{V}_V(0) < \infty$, $1 \le \mathcal{V}_V(1) \sim \infty$				$\mathcal{V}_A(z) = 2^{1+2z}\Gamma(3+2z)$, [illegible] $/\Gamma(7+2z)$		
Вклады / Процессы	Четырехфермионное V-A взаимодействие. Введение нелокальности [illegible]				Нелокальное Э. М. взаимодействие. Введение нелокальности [illegible]		
	Эксперименты	Графики	Нелокальная поправка	Ограничение на ℓ_V	Графики	Нелокальная поправка	Ограничение на ℓ_A
Аномальный магнитный момент	$(1159657.7 \pm 3.5)\cdot 10^{-9} = a_e$; $(1166\ldots \pm 31)\cdot 10^{-8} \cdot a_\mu$		$a_W^{нел} = -\frac{\mathcal{V}_V(1)}{3}\left(\ldots\right)$ [illegible]	$\ell_V > \{\ldots 10^{-14}$ см; $\ldots 5 \cdot 10^{-18}$ см (μ) [illegible]		$a_{QED}^{нел} = -\frac{\alpha}{3\pi}\mathcal{V}_A(1)\ell_A^2 \cdot \ldots^2$	$\ell_A < \{1.4\cdot 10^{-13}$ см (e), $1.3\cdot 10^{-13}$ см (μ) \[эксп(e)\]; $\ell_A \le \{6.5\cdot 10^{-15}$ см (e), $8.5\cdot 10^{-15}$ см (μ) \[эксп(μ)\]
Лэмбовский сдвиг	$\Delta E = 1057.86 \pm 0.06$ Мгц		$\Delta E_W^{нел} = \frac{2}{5\pi}\alpha^3 Ry \frac{\mathcal{V}_V(0) G^2}{\pi^4 \ell_V^4}$	$\ell_V \ge \ldots 10^{-16}$ см		$\Delta E_{QED}^{нел} = -\alpha^2 Ry\left(\frac{\alpha}{6\pi} m^2 \ell_A^2 \mathcal{V}_A(1)\right)\cdot\left(\ln\frac{4}{m^2\ell_A^2} - 1 - \frac{\mathcal{V}_A'(1)}{\mathcal{V}_A(1)} - 2(\ln 2 - c)\right)$, $c = 0.577$	$\ell_A \le \{\ldots 10^{-13}$ см (e), $3\cdot 10^{-13}$ см (μ)
$e^- + e^- \to e^- + e^-$	[29], [30]		$\frac{d\sigma_W^{нел}}{d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi}\ldots$ [illegible] $+ \frac{\varepsilon^2}{\pi^2}\left(\frac{G^2\ell_V(1)}{\pi^2\ell_V^2}\right)^2$, ε — энергия электрона в с.ц.и.	$\ell_V \ge 0.8\cdot 10^{-18}$ см при $w = 2E = 0.6$ Бэв		$\frac{d\sigma_{QED}^{нел}}{d\Omega} = 3(r_0\ell_A m)^2\mathcal{V}_A(1)\left(1 - \frac{4}{\sin^4\theta}\right)$, $r_0 = \alpha/m$	$\ell_A \le \{5.8\cdot 10^{-15}$ см (e), $7.8\cdot 10^{-15}$ см (μ); $w = 0.6$ Бэв
$e^+ + e^- \to e^+ + e^-$	[31], [34], [37]		$\frac{d\sigma_W^{нел}}{d\Omega} = -\frac{\alpha}{16\pi}\frac{(1+\sin^2\frac{\theta}{2})^2}{\sin^2\frac{\theta}{2}}\left(\frac{G m_\mu}{\pi \ell_V \varepsilon}\right)^2 \mathcal{V}_V(1) + \frac{\varepsilon^2}{\pi^2}\left(\frac{G^2\mathcal{V}_V(1)}{\pi^2\ell_V^2}\right)^2 \sin^4\frac{\theta}{2}$	$\ell_V \ge 0.5\cdot 10^{-18}$ см, $w = 1.02$ Бэв; $\ell_V \ge 1\cdot 10^{-18}$ см, $w = 2$ Бэв; $\ell_V \ge 2\cdot 10^{-18}$ см, $w = 4$ Бэв		$\frac{d\sigma_{QED}^{нел}}{d\Omega} = (r_0\ell_A m)^2\mathcal{V}_A(1)\left[\frac{1+\cos^2\theta}{2} - \frac{1+\cos^4\frac{\theta}{2}}{\sin^2\frac{\theta}{2}} - \frac{\cos^6\frac{\theta}{2}}{\sin^2\frac{\theta}{2}}\right]$	$\ell_A \le \{3\cdot 10^{-15}$ см (e), $\ldots 10^{-15}$ см (μ), $w = 1.6$; $\ell_A \le \{2\cdot 10^{-15}$ см (e), $2.6\cdot 10^{-15}$ см (μ), $w = 2.6$; $\ell_A \le \{1.2\cdot 10^{-15}$ см (e), $1.6\cdot 10^{-15}$ см (μ), $w = 4.6$
$e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-$	[35] $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \pm 7\cdot 10^{-2}$		$\frac{d\sigma_W^{нел}}{d\Omega} = \frac{\alpha}{16\pi}\left(\frac{\ldots}{\ell_V}\right)\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{\ldots}(1 - \mathcal{V}_V\cos\theta)^2\right)\cdot\left(\frac{G m_\mu}{\pi \ell_V \varepsilon}\right)^2\mathcal{V}_V(1) + \frac{\varepsilon^2}{16\pi^2}\left(\frac{\ldots}{\ell_V}\right)\left(1 - \mathcal{V}_\mu\cos\ldots\right)\left(\frac{G^2\mathcal{V}_V(1)}{\pi^2\ell_V^2}\right)^2$	$\ell_V \ge 2\cdot 10^{-18}$ см, $w = 4$ Бэв		$\frac{d\sigma_{QED}^{нел}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{QED}^{лок}}{d\Omega}\left(1 + 8\varepsilon^2\ell_A^2\mathcal{V}_A(1)\right)$	$\ell_A \le \{3\cdot 10^{-15}$ см (e), $4\cdot 10^{-15}$ см (μ); $w = 3$ Бэв.