SOME EXPERIMENTAL CONSEQUENCES HYPOTHESES ABOUT FUNDAMENTAL WEIGHT

Ibadov R.[1], Tuhtamishev S.[2], Khodjaeva U.[3] (Republic of Uzbekistan)

[1]Ibadov Rustam - doctor of sciences in physics and mathematics, professor;
[2]Tuhtamishev Sahobiddin – undergraduate,
DEPARTMENT THEORETICAL PHYSICS,
SAMARKAND STATE UNIVERSITY;
[3]Khodjaeva Umida – Assistant,
DEPARTMENT OF PHYSICS AND CHEMISTRY,
SAMARKAND AGRICULTURAL INSTITUTE, SAMARKAND, REPUBLIC OF UZBEKISTAN

Abstract: *in this paper some experimental effects of Quantum Field Theory with a Fundamental Mass in the calculation of the second order processes. The cross sections of* $e^-e^- \to e^-e^-$ *and* $e^-e^+ \to e^-e^+$ *processes at high energies calculated taking into account polarized initial and final particles. The Lagrangian of quantum electrodynamics with the fundamental mass is chosen as an effective interaction Lagrangian. All the calculations are made in the Euclidian space: the transfer to the ordinary pseudoeuclidian space is established in the final expressions only. The processes forbidden in the ordinary electrodynamics are singled out and their possible experimental check is discussed.*

Keywords: *quantum field theory, the fundamental mass, fundamental length, the space de - Sitter, extra field variable.*

НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ ГИПОТЕЗЫ О ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МАССЕ

Ибадов Р.[1], Тухтамишев С.[2], Ходжаева У.[3] (Республика Узбекистан)

[1]Ибадов Рустам Мустафаевич – доктор физико-математических наук, профессор;
[2]Тухтамишев Сахобиддин Абдуманонович – магистрант,
кафедра теоретической физики,
Самаркандский государственный университет;
[3]Ходжаева Умида Рустамовна – ассистент,
кафедра физики и химии,
Самаркандский сельскохозяйственный институт, г. Самарканд, Республика Узбекистан

Аннотация: *в данной работе рассмотрены некоторые экспериментальные последствия применения квантовой теории поля с фундаментальной массой в вычислениях процессов второго порядка. Вычислены сечения процессов рассеяния* $e^-e^- \to e^-e^-$ *и* $e^-e^+ \to e^-e^+$ *при высоких энергиях с учетом поляризаций начальных и конечных частиц. В качестве эффективного лагранжиана взаимодействия выбран лагранжиан квантовой электродинамики с фундаментальной массой. Все вычисления выполнены в евклидовой области; переход в обычному пседоевклидововому пространству совершается лишь в окончательных выражениях. Выделены процессы, которые запрещены в обычной электродинамике, и обсуждена возможность их экспериментальной проверки.*

Ключевые слова: *квантовой теории поля, фундаментальная масса, фундаментальная длина, пространство де – Ситтера, дополнительная полевая переменная.*

Данная работа посвящена исследованию последствий применения в вычислениях процессов второго порядка развитого формализма гипотезы о фундаментальной массе (ФМ). В истоках и далее по формулировке и интерпретации на базе импульсного p - пространства постоянной кривизны этой новой теории стоят работы академика В. Г. Кадышевского и его учеников [1-7]. Радиус кривизны p - пространства M играет роль «фундаментальной массы» - нового универсального параметра теории в области сверхвысоких энергий. Подчеркнем, что фундаментальная масса M - это новый гипотетический параметр размерности массы, который должен быть столь же универсальным, как $\hbar$ - постоянная Планка, c - скорость света или ньютонова гравитационная постоянная κ, и выступать в качестве характерного масштаба в области сверхвысоких энергий. Следует отметить, что обратная величина $\ell = \dfrac{\hbar}{Mc}$ выступает, соответственно, в роли «фундаментальной длины».

Идея о наличии в природе новой универсальной постоянной размерности массы или длины, которая бы фиксировала определенный масштаб в области высоких энергий или на малых пространственно-временных расстояниях, многократно обсуждалась в литературе в самых различных контекстах. Хорошо известным примером является квантование пространства - времени - направление в квантовой теории поля, основанное на гипотезе о дискретной (квантованной) структуре пространственно-временного мира в области малых масштабов. Линейный размер «кванта-пространства» интерпретируется как новая универсальная постоянная теории – фундаментальная (также элементарная, минимальная) длина ℓ. С точки зрения данного подхода стандартной КТП отвечает предельный случай $\ell = 0$. Это находится в соответствии с принятой в КТП геометрической концепцией пространства - времени, согласно которой микроскопические пространственные расстояния качественно ничем не отличаются от макроскопических, а течение времени в ультракоротких интервалах такое же, как в интервалах произвольно большой длительности. Такая «классическая» геометрическая картина пока подтверждается всей совокупностью опытных данных, полученных в экспериментах с элементарными частицами, в том числе и при высоких энергиях. Существование в стандартной КТП т.н. ультрафиолетовых расходимостей, т.е. бесконечно больших величин, возникающих в результате прямого применения уравнений КТП в области очень малых пространственно-временных расстояний, или, что эквивалентно, в области очень больших энергий и импульсов, является одним из недостатков стандартной КТП. Было замечено, что указанные расходимости не появляются вовсе, если избавиться от сверхмалых расстояний из теории с самого начала. Этого можно достичь, например, путем замены непрерывного пространства-времени четырехмерной решеткой, узлам которой отвечают дискретные значения координат и времени: $x = n_1\ell,\ y = n_2\ell,\ z = n_3\ell,\quad t = {n_4}/{\ell c}$ ($n_1,..n_4$-произвольные целые числа). Однако за избавление от расходимостей в данном случае приходится платить очень высокую цену: в теории отсутствует релятивистская инвариантность, нарушаются стандартные законы сохранения энергии, импульса, момента количества движения. Современные версии таких теорий - калибровочные теории поля на решетке - применяются в качестве "тренировочных" схем, позволяющих понять на качественном уровне специфику калибровочных КТП, а также используются в квантовой хромодинамике для расчетов на ЭВМ методом Монте-Карло.

Известно, однако, что наиболее важные реалистические теории поля – квантовая электродинамика, квантовая хромодинамика, модель Салама - Вейнберга - Глэшоу и т.д., принадлежат к классу т.н. перенормируемых теорий, в которых существование расходимостей не мешает проведению количественных расчетов с любой степенью точности. Успехи этих теорий в описании имеющихся на сегодня экспериментальных данных не являются аргументом против существования фундаментальной длины ℓ. Они свидетельствуют лишь о том, что современная физика высоких энергий еще далеко отстоит от того рубежа, за которым могут проявиться новые геометрические свойства пространства - времени. С позиции сегодняшнего дня многим теоретикам представляется весьма вероятным, что «истинная» теория поля, способная дать адекватное описание всех взаимодействий элементарных частиц, будет, по меньшей мере перенормируемой лагранжевой теорией, обладающей локальной калибровочной (супер)симметрией. Спрашивается, может ли такая схема содержать параметр типа фундаментальной длины? Ответ на этот вопрос могут дать лишь будущие эксперименты. Согласно современным данным, если константа ℓ и существует, то, во всяком случае, она подчиняется ограничению $\ell \leq 10^{-19}$см. Этот рубеж еще чрезвычайно далеко отстоит от «планковской длины» $\ell \geq 10^{-33}$см, определяющей пространственные масштабы эффектов квантовой гравитации. И, конечно, нельзя исключить, что по мере преодоления колоссального интервала $10^{-19} \geq \ell \leq 10^{-33}$см будут открыты новые физические явления и закономерности, ассоциированные с новым «масштабом природы» - фундаментальной длиной ℓ. Экспериментальное обнаружение нового фундаментального масштаба ℓ, свидетельствующего о существовании специфического атомизма пространства - времени, означало бы, что в познании природы сделан новый шаг, соизмеримый по своему значению с открытием квантовых свойств материи.

Возвращаясь снова к гипотезе о фундаментальной длине ℓ, мы можем облечь ее в геометрическую форму [7]. Предварительно заметим, что в p-представлении теории, по соображениям размерности, роль нового универсального масштаба уже будет выполнять фундаментальная масса M. Для построения КТП, обеспечивающей адекватное описание взаимодействий частиц сверхвысоких энергий, будем использовать следующую геометрическую идею, необходимо записать стандартную теорию поля в импульсном представлении, а затем перейти в ней от p – пространства Минковского к p - пространству де - Ситтера с достаточно большим радиусом M. Пространство де - Ситтера обладает постоянной кривизной [7]. В соответствии с ее знаком имеются две возможности:

$$p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 + p_5^2 \equiv g^{KL} P_K P_L = M^2 \qquad (1)$$
$$K, L = 0,1,2,3,5$$

(пространство положительной кривизны: $g^{00} = -g^{11} = -g^{22} = -g^{33} = +g^{55} = 1$)

$$p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 - p_5^2 \equiv g^{KL} P_K P_L = -M^2 \qquad (2)$$

(пространство отрицательной кривизны: $g^{00} = -g^{11} = -g^{22} = -g^{33} = -g^{55} = 1$)

Неевклидово 4-пространство (2) называют также мнимым 4-пространством Лобачевского. Естественно, что КТП, опирающаяся на импульсное пространство вида (1)-(2), должна предсказывать новые физические явления при энергиях $E \geq M$. В принципе параметр M может оказаться близким к планковской массе $M_p = \sqrt{\hbar c / k} \approx 10^{19}$ ГэВ. Тогда новая схема обязана включать в себя квантовую теорию гравитации. Стандартной КТП отвечает приближение «малых» 4 – импульсов $|p_0|, |\vec{p}| << M$ $p^5 = g^{55} p_5 \cong M$, которое во многих случаях формально достигается $M \to \infty$ («плоский предел»). Если мы напишем квантовую версию де–ситтеровского уравнения (2), т.е. получим полевую уравнению в пяти измерениях [2]

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x_\mu} - \frac{\partial^2}{\partial x_5^2} - \frac{M^2 c^2}{\hbar^2} \right] \Phi(x, x^5) = 0 \qquad (3)$$
$$\mu = 0, 1, 2, 3$$

Мы умышленно используем в (3) нормальные единицы, чтобы подчеркнуть, что три универсальные постоянные $\hbar, c$ и M. Здесь, M группируются в один параметр - фундаментальную длину $\ell = \hbar / Mc$. На само уравнение (3) естественно также распространить термин «фундаментальное» (сокращенно - ф.у.). Ф.у. (3) обязаны подчиняться все поля, независимо от их тензорной размерности, поскольку подобной универсальностью обладал «классический» прототип ф.у. де – ситтеровское р-пространство (2). Применительно к скалярным, спинорным, векторным и др. полям мы будем записывать пятимерную волновую функцию $\Phi(x, x^5)$ в виде $\phi(x, x^5), \psi_\alpha(x, x^5)$, $A_\mu(x, x^5)$. Теория поля, опирающаяся на ф.у. (3), оказывается более последовательной и более общей, чем схема, развиваемая в р - пространстве де - Ситтера (2). Из условия корректности соответствующей задачи Коши для ф.у. (3) на фундаментальную массу M в определенном смысле возлагается роль обрезания в ультрафиолетовой области. Может быть, развиваемая теория будет свободна от ультрафиолетовых расходимостей? В настоящий момент еще нет ответа на этот кардинальный вопрос, однако мы можем объяснить, зачем вообще нужно рассматривать задачу Коши для ф.у. по координате x^5 и именно в корректной постановке. Дело в том, что данные Коши $\Phi(x,0)$ и $\partial \Phi(x,0) / \partial x^5$ суть поля, определенные в четырехмерном пространстве-времени, если задача Коши корректна, то решение ф.у. дается интегралом Фурье, причем по самому построению оно является единственным. Положив в основу КТП задачу Коши, мы фактически вводим новую концепцию поля. Другими словами, утверждение о том, что всем полям в 5-пространстве сопоставляется своя волновая функция $\Phi(x, x^5)$, подчиняющаяся ф.у. (3), равносильно утверждению, что каждое из этих полей в обычном пространстве - времени описывается волновой функцией с удвоенным, по сравнению с прежним, числом компонент:

$$\Phi(x, x^5) \leftrightarrow \begin{pmatrix} \Phi(x,0) \\ \partial \Phi(x,0) / \partial x^5 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \Phi(x) \\ \chi(x) \end{pmatrix} \qquad (4)$$

Далее естественно предположить, что начальные данные подчиняются лагранжевым уравнениям движения, которые следуют из условия стационарности действия

$$S = \int d^4 x \, L(\Phi(x,0), \frac{\partial}{\partial x^5} \Phi(x,0)) \qquad (5)$$

Характерное для нашей схемы удвоение числа полевых степеней свободы исчезает при $M \to \infty$. Мы вправе сделать вывод, что при конечном M аналогом обычной полевой переменной следует считать $\Phi(x,0)$. Главная задача новой теории состоит в том, чтобы построить конкретные выражения для лагранжианов $L(\Phi(x,0), \frac{\partial}{\partial x^5} \Phi(x,0))$ в физически интересных случаях, выяснить смысл дополнительных полевых переменных и дать описание новых физических эффектов в области сверхвысоких энергий.

Полное действие для свободного поля Дирака в 5- конфигурационном пространстве

$$S = \frac{1}{2}\int d^4x \Bigg\{ \overline{\Psi}(x,x^5)(i\hat{\partial} + M)(\frac{-i}{M}\frac{\partial}{\partial x^5}\Psi(x,x^5)) + (\overline{\frac{-i}{M}\frac{\partial}{\partial x^5}\Psi(x,x^5)})(i\hat{\partial} + M)\Psi(x,x^5) -$$

$$+ (\overline{\frac{-i}{M}\frac{\partial}{\partial x^5}\Psi(x,x^5)})(\frac{-i}{M}\frac{\partial}{\partial x^5}\Psi(x,x^5) - \overline{\Psi}(x,x^5)[M + \frac{(i\hat{\partial})^2}{M^2}]\Psi(x,x^2)\Bigg\}, \qquad (6)$$

где $\Psi(x,x^5)$ - спинорное поле, удовлетворяющее ф.у. (3). На основе (4) мы имеем: $\Psi(x,0) \equiv \Psi(x)$, $\frac{-i}{M}\frac{\partial}{\partial x^5}\Psi(x,0) \equiv \chi(x)$. Та же самая процедура, которую мы применили в спинорном случае, ведет к следующему полному действию электромагнитного поля

$$S = -\frac{1}{4}\int d^4x \left\{ F_{KL}(x,x^5)F^{KL}(x,-x^5) + 2\left|\frac{\partial A^{\mu}(x,x^5)}{\partial x^{\mu}} - iMA_5(x,x^5) - \frac{\partial A_5(x,x^5)}{\partial x^5}\right|^2 \right\} \qquad (7)$$

где $F_{KL}(x,x^5) = \frac{\partial}{\partial x^K}(e^{-iMx^5}A_L(x,x^5)) - \frac{\partial}{\partial x^L}(e^{-iMx^5}A_K(x,x^5))$ и $A_L(x,x^5)$ - 5-тензор и 5-потенциал электромагнитного поля. Лагранжева плотность в (7) - это не просто локальное выражение в конфигурационном 5-пространстве, а величина, инвариантная относительно локальных калибровочных преобразований 5-потенциала

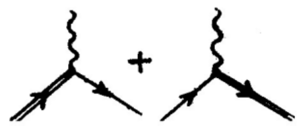
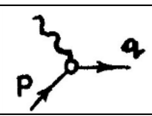
$$e^{-iMx^5}A_K(x,x^5) \to e^{-iMx^5}A_K(x,x^5) - \frac{\partial}{\partial x^K}(e^{-iMx^5}\Lambda(x,x^5)),$$

где функция $\Lambda(x,x^5)$, как и $A_K(x,x^5)$, подчиняется ф.у. (3). Разумеется, по-прежнему $\frac{\partial S}{\partial x^5} = 0$.

Обратим внимание, что "естественными" полевыми переменными в (7) следует считать не $A_K(x,x^5)$, а $e^{-iMx^5}A_K(x,x^5)$, которые в плоском пределе $M \to \infty$ не зависят от x^5.

Чтобы показать, как работает этот формализм, рассмотрим конкретные примеры. В следующей таблице 1. даны новые вершины в КТП с ФМ.

Таблица 1. Новые вершины в КТП с ФМ

Вершины	Фактор в матричном элементе	Элемент диаграммы
Обычная электродинамическая вершина	$e\gamma^{\mu}$	
Новые вершины в КТП с ФМ.	$e(q+p)_{\mu}\gamma^5$	
Новые вершины в КТП с ФМ	$-\frac{\alpha}{\pi}\gamma^5\delta_{\mu\nu}$	

В таблице одинарными $\xrightarrow{p}$ линиями изображены $\Phi(p)$ поля, и двойными линиями $\overset{p}{\Longrightarrow}$ - изображены $\chi(p)$ поля.

А). Сечение $e^-e^- \to e^-e^-$ процесса в КТП с ФМ. В данный процесс дают вклад диаграммы, изображенные на рис 1.

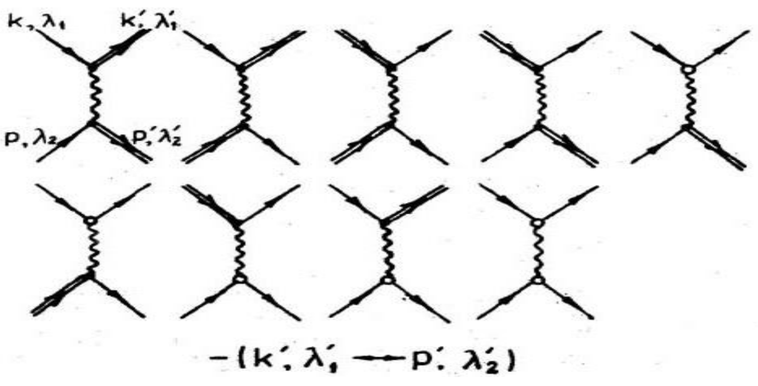


Рис.1. Диаграмма Фейнмана $e^-e^- \to e^-e^-$ *процесса в КТП с ФМ*

В ультрарелятивистском пределе $E^2 >> m^2$ получаем дифференциальное сечение рассеяния электронов с начальными поляризациями λ_1 и λ_2 с конечными поляризациями λ_1' и λ_2'

$$\begin{aligned}
&\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right]^{e^-e^-\to e^-e^-}_{\lambda_1\lambda_2\to\lambda_1'\lambda_2'} = \left[\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\right]^{e^-e^-\to e^-e^-}_{\lambda_1\lambda_2\to\lambda_1'\lambda_2'} + \frac{1}{M^2}\frac{\alpha^2}{32E^2}\left\{\left[1-\lambda_1\lambda_2\lambda_1'\lambda_2'\right]s\left[\frac{u}{t}+\frac{t}{u}-2\right]+\right.\\
&+\left[(1+\lambda_1\lambda_1')(1+\lambda_2\lambda_2')-(\lambda_1+\lambda_1')(\lambda_2+\lambda_2')\right]\frac{(t-s)u}{4t}+\\
&\left.+\left[(1+\lambda_1\lambda_2')(1+\lambda_2\lambda_1')-(\lambda_1+\lambda_2')(\lambda_2+\lambda_1')\right]\frac{(u-s)t}{4u}\right\}+\\
&+\frac{1}{M^4}\frac{\alpha^2}{(32)^2E^2}\left\{(1-\lambda_1\lambda_1')(1-\lambda_2\lambda_2')(s-u)^2+(1-\lambda_1\lambda_2)(1-\lambda_2'\lambda_1')(s-t)^2+\right.\\
&\left.+\left[(1+\lambda_1\lambda_2)(1+\lambda_1'\lambda_2')-(\lambda_1+\lambda_2)(\lambda_1'+\lambda_2')\right](s-u)(s-t)\right\}
\end{aligned} \tag{8}$$

где

$$\begin{aligned}
&\left[\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\right]^{e^-e^-\to e^-e^-}_{\lambda_1\lambda_2\to\lambda_1'\lambda_2'} = \frac{\alpha^2}{32E^2}\left\{(1+\lambda_1\lambda_1')(1+\lambda_2\lambda_2')\frac{u^3-s^3}{ut^2}+\right.\\
&+(\lambda_1+\lambda_1')(\lambda_2+\lambda_2')\frac{s^3+u^3}{ut^2}+(1-\lambda_1\lambda_2')(1+\lambda_1\lambda_1')\frac{t^3-u^3}{tu^2}-\\
&\left.-(\lambda_1+\lambda_2')(\lambda_2+\lambda_1')\frac{t^3+u^3}{ts^2}\right\}
\end{aligned} \tag{9}$$

s, t и u - инвариантные переменные Мандельстама.

Б). Сечение процесса аннигиляции $e^-e^+ \to e^-e^+$. Из формулы (8) находим:

$$\begin{aligned}
&\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right]^{e^-e^+\to e^-e^+}_{\lambda_1\lambda_2\to\lambda_1'\lambda_2'} = \left[\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\right]^{e^-e^+\to e^-e^+}_{\lambda_1\lambda_2\to\lambda_1'\lambda_2'} + \frac{1}{M^2}\frac{\alpha^2}{32E^2}\left\{\left[1-\lambda_1\lambda_2\lambda_1'\lambda_2'\right]u\left[\frac{s}{t}+\frac{t}{s}-2\right]+\right.\\
&+\left[(1+\lambda_1\lambda_1')(1+\lambda_2\lambda_2')+(\lambda_1+\lambda_1')(\lambda_2+\lambda_2')\right]\frac{(t-u)s}{4t}+\\
&\left.+\left[(1+\lambda_1\lambda_2')(1+\lambda_2\lambda_1')-(\lambda_1+\lambda_2')(\lambda_2+\lambda_1')\right]\frac{(s-u)t}{4s}\right\}+\\
&+\frac{1}{M^4}\frac{\alpha^2}{(32)^2E^2}\left\{(1-\lambda_1\lambda_1')(1-\lambda_2\lambda_2')(u-s)^2+(1+\lambda_1\lambda_2)(1+\lambda_2'\lambda_1')(u-t)^2+\right.\\
&\left.+\left[(1+\lambda_1\lambda_2)(1+\lambda_1'\lambda_2')-(\lambda_1+\lambda_2)(\lambda_1'+\lambda_2')\right](u-s)(u-t)\right\}
\end{aligned} \tag{10}$$

где

$$\left[\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\right]^{e^-e^+\to e^-e^+}_{\lambda_1\lambda_2\to\lambda_1^{'}\lambda_2^{'}} = \frac{\alpha^2}{32E^2}\left\{(1+\lambda_1\lambda_1^{'})(1+\lambda_2\lambda_2^{'})\frac{s^3-u^3}{st^2} + \right.$$

$$+(\lambda_1+\lambda_1^{'})(\lambda_2+\lambda_2^{'})\frac{s^3+u^3}{st^2}+(1-\lambda_1\lambda_2^{'})(1-\lambda_1\lambda_1^{'})\frac{t^3-u^3}{ts^2} - \qquad (11)$$

$$\left. -(\lambda_1-\lambda_2^{'})(\lambda_2-\lambda_1^{'})\frac{t^3+u^3}{ts^2}\right\}$$

Следующая асиммитрическая комбинация

$$A=\frac{\left(\sin^8\frac{\theta}{2}+\cos^8\frac{\theta}{2}\right)\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\lambda_1=\lambda_2}-\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\lambda_1=-\lambda_2}}{\left(\sin^8\frac{\theta}{2}+\cos^8\frac{\theta}{2}\right)\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\lambda_1=\lambda_2}+\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\lambda_1=-\lambda_2}} \qquad (12)$$

в обычной квантовой электродинамике отлична от нуля за счет радиационных поправок, но убывает при больших E^2 как $\frac{\alpha m^2}{E^4}\ln\frac{E^2}{m^2}$. При сверхвысоких энергиях радиационные поправки будут пренебрежимо малы, а основной вклад в величину (12) даст новое взаимодействие, зависящее от фундаментальной массы.

Из исследований сечений можно сделать следующий вывод: В теории имеет место нарушение P - и CP - симметрией, обусловленное существованием электрического дипольного момента (ЭДМ), равного $d=e\ell/2$ у лёгких заряженных частиц, в частности лептонов. Поэтому экспериментальное обнаружение ЭДМ у электрона, μ -мюона и τ - лептона имело бы исключительно важное значение для развиваемого подхода. Новое взаимодействие вносит дополнительный вклад в ($g-2$)-аномалию. Новое взаимодействие не сохраняет спиральности. Поэтому характерным отличием новой схемы от обычной квантовой электродинамики будет несохранение спиральности в рассеянии частиц при высоких энергиях.

Список литературы / References

1. *Kadyshevsky V. G.* Nuclear Physics, 1978, B141, p.477 [На англ.яз.].
2. *Kadyshevsky V. G.* Particles and Nuclei, 1980, II, i.1, p.5. [На англ.яз.]
3. *Donkov A. D., Ibadov R. M., Kadyshevsky V. G., Mateev M. D. and Chizhov M. V.* Nuovo Cimento,1985. V. 87 A. № 3. P. 350 [На англ. яз.].
4. *Donkov A. D., Ibadov R. M., Kadyshevsky V.G ., Mateev M. D. and Chizhov M. V.* Nuovo Cimento,1985. V. 87A. № 4. P. 375 [На англ. яз.].
5. *Ибадов Р. М., Кадышевский В. Г.* Препринт ОИЯИ, 1986. Р. 2-86-835. Дубна. 4 стр.
6. *Ibadov R. M., Kadyshevsky V. G.* Preprint JINR 1988, D2-87-798. P. 141 [На англ. яз.].
7. *Ibadov R. M., Kadyshevsky V. G.* New formulation of Quantum field theory with Fundamental mass// Proceedings 5th International Symposium on Selected Topics in Statistical Mechanics, Dubna, 1989. World Scientific. P. 131-156 [На англ. яз.].

Список литературы на английском языке / References in English

1. *Kadyshevsky V. G.* Nuclear Physics, 1978. B141. P. 477.
2. *Kadyshevsky V. G.* Particles and Nuclei, 1980. II, i.1. P. 5.
3. *Donkov A. D., Ibadov R. M., Kadyshevsky V. G., Mateev M. D. and Chizhov M. V.* Nuovo Cimento,1985. V. 87A, № 3. P. 350.
4. *Donkov A. D., Ibadov R. M., Kadyshevsky V. G., Mateev M. D. and Chizhov M. V.* Nuovo Cimento,1985. V. 87A. № 4. P. 375.
5. *Ibadov R. M., Kadyshevsky V. G.* Preprint JINR, 1986. P. 2-86-835. Dubna. 4 P [in Russian].
6. *Ibadov R. M., Kadyshevsky V. G.* Preprint JINR 1988, D2-87-798, P.141.
7. *Ibadov R. M., Kadyshevsky V. G.* New formulation of Quantum field theory with Fundamental mass// Proceedings 5th International Symposium on Selected Topics in Statistical Mechanics, Dubna, 1989. World Scientific. P. 131-156.