УДК 539.12

ВОЗМОЖНОСТЬ ЕДИНОГО ОПИСАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ И НЕЛОКАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Ю.А. Касаткин
Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,
61002, Украина, г. Харьков-2, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812
Поступила в редакцию 20 февраля 2008 г.

Показано, что расширение локальной калибровочной симметрии лагранжиана свободных фермионного и скалярного полей в КЭД может быть достигнуто на основе волновых функций, учитывающих структуру конфигурационного пространства как прямого произведения пространственно-временного многообразия и пространства внутренних симметрий. Показана возможность альтернативного введения взаимодействий на основе аналога КХД − калибровочной ЭМ “струны”, обеспечивающей тождественное с КЭД описание взаимодействий и не требующая привлечения в рассмотрение лагранжева подхода. Калибровочная ЭМ “звезда” позволяет безальтернативным способом ввести взаимодействие с нелокальным полем, не требующая конструирования неизвестного лагранжиана и свободная от введения каких-либо дополнительных параметров. Инвариантный характер структуры амплитуды по отношению к иерархической эволюции структуру образующих сил и структурных элементов нелокального поля, позволяет ее использование в неизменном виде для описания процессов ЭМ взаимодействий в различных масштабах строения материи. В обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуде обеспечен непрерывный предел при переходе от рассмотрения нелокальных полей к локальным.
КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: лагранжиан, локальная градиентная инвариантность, обобщенная амплитуда, асимптотика сечений, регулярная часть амплитуды.

Взаимодействие калибровочного поля с локальными и нелокальными заряженными полями материи связаны с неукоснительным выполнением требований квантовой теории калибровочных полей (КТКП) и квантовой теории поля (КТП), в содержание которых положены принципы инвариантности относительно группы Пуанкаре и калибровочной группы. Динамическое содержание процесса взаимодействия связано с локальным согласованием трансляций в пространственно-временном многообразии и присоединенном пространстве внутренних симметрий. В общем случае, объективность такого согласования связана с требованием адекватного описания возникающей картины взаимодействия, которая вызвана перераспределением массы и заряда нелокального поля материи и его наблюдаемыми фрагментами. Указанное согласование должно быть проведено не только на асимптотических in- и out-состояниях, но и в области структуру образующих сил большой интенсивности и ограниченной области действия. Стандартный подход квантовой электродинамики (КЭД) к описанию ЭМ взаимодействий с фундаментальными полями материи в формате S- матричного подхода, который существенно ориентирован на использование лагранжевых методов и традиционной теории возмущений, не оставляет возможности для включения в эту схему нелокальных полей. Возникает необходимость изменения наших представлений на характер взаимодействий калибровочного поля, как с локальными, так и нелокальными полями материи в конфигурационном пространстве, обеспечив при этом полную преемственность с КЭД.

Выход из сложившейся ситуации может быть найден, если удовлетворить в полном формате требованиям КТКП и ее интерпретации на геометрическом языке расслоенных пространств, где понятию калибровочного поля соответствует понятие связности главного расслоения. Связность определяет правило согласования трансляций пространственно-временного многообразия и их проекций в пространстве внутренних симметрий. Цель работы состоит в том, чтобы сохранив свойства универсальности ЭМ взаимодействий в форме минимальной связи и индифферентности ЭМ сил по отношению к присутствию всех других взаимодействий, а также требования локальной калибровочной симметрии альтернативным способом на основе единых принципов ввести взаимодействие ЭМ поля, как с локальными, так и нелокальными материальными полями, не используя методов Лагранжевого описания и не вызывая при этом негативных последствий для КЭД в целом.

Квантовая электродинамика как составная часть КТКП сформировалась в связи с потребностью описания взаимодействий электромагнитного (ЭМ) поля с заряженными полями материи. Значительный прогресс в описании ЭМ взаимодействий был связан с предположением о локальном характере взаимодействий калибровочного поля с фундаментальными полями материи, что обеспечивалось свойством их универсальности, а требование о минимальном характере взаимодействия отражало инвариантность лагранжиана относительно преобразований локальной U(1)-калибровочной группы. Современная формулировка КЭД, на основе использования функциональных методов, существенно ориентированных на использование лагранжевых методов описания, позволяет получать вакуумные средние от причинно-урорядочных произведений полевых операторов, которые после редуцирования определяют матричные элементы различных электродинамических процессов.

В КТКП [1] установленным фактом является то, что для сравнения заряженных полей материи их необходимо соотнести в одну и туже мировую точку. Эту функцию выполняет фазовый экспоненциальный множитель, который играет роль обобщенной координаты в зарядовом пространстве и согласует любые трансляции конфигурационного пространства, которое есть прямое произведение пространственно-временного многообразия и пространства внутренних симметрий. Эта задача решается [1] с помощью понятия “параллельного переноса”. Дело в том, что особые калибровочные свойства фотона неразрывно связаны с присоединенным (зарядовым) пространством, в котором роль связности играет вектор потенциал ЭМ поля, а

кривизну определяет тензор $F_{\mu\nu}$ ЭМ поля. Понятие параллельного переноса заряженного поля материи в присутствии ЭМ $A_\mu(\xi)$ из пространственно-временной точки x в 4-точку x' вдоль траектории $\eta(x,x')$ определяется условием равенства нулю ковариантной производной от полевого оператора в касательном направлении для каждой ее точки: $\dot{x}_\mu(s)\cdot D^\mu\psi(x)\Big|_{x=x(s)}=0$ ($D_\mu=\partial_\mu+ieA_\mu$-ковариантная производная, $x=x(s)$ - 4-мерная траектория $\eta(x,x')$ как функция естественного параметра ее длины s). Это уравнение определяет изменение заряженного поля в точке x' по отношению к точке x, т.е. $\psi(x')=P\,e^{ie\int_x^{x'}A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\psi(x)$, где $P-$оператор упорядочения вдоль траектории $\eta(x,x')$. Как показано [2, 3- метод собственного времени Фока-Швингера, Т.1, стр. 124] криволинейный интеграл в показателе фазовой экспоненты для постоянного однородного ЭМ поля и поля плоской волны не зависит от формы траектории $\eta(x,x')$, что обосновывает использование “прямолинейных” путей $\xi_\mu=(1-\lambda)x+\lambda x',\ \lambda\in[0,1]$, с естественным условием относительно пространственной и объемной односвязности областей интегрирования. Отметим, что экспоненциальный фазовый множитель является обобщенной координатой в присоединенном пространстве внутреннего (зарядового) пространства и индуцирует отображение пространство путей $\eta(x,x')$, начинающихся в точке x и заканчивающихся в точке x', в *U(1)*-калибровочную группу.

Этот факт связан с одномерным характером абелевой *U(1)* калибровочной группы (рис. 1*а*): при переносе заряженного поля материи из 4-точки x в точку x' по траектории $\eta_{x,x'}(1)$, последующее перемещение поля в первоначальную точку, но $\eta_{x',x}(2)$ траектории не должно приводить ни к каким изменениям величины заряда (при условии, что гиперповерхность, натянутую на замкнутый контур с кусочно-гладкой границей $\eta_{x,x'}(1)$ и $\eta_{x',x}(2)$, не пронизывают токи, т.е. односвязная область) (рис. 1*а*), в противном случае будет нарушен закон сохранения заряда.

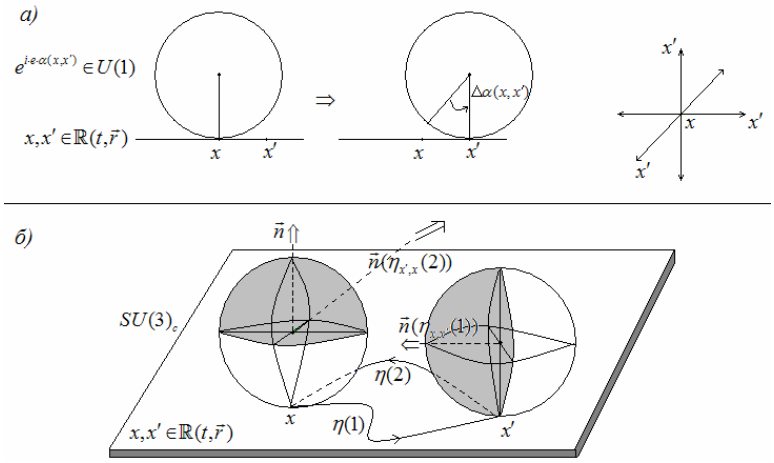


Рис. 1. Различие в приращениях фазы при перемещениях из 4-точки *x* в *x′* в $\mathbb{R}(t,\vec{r})$ и обратно по различным траекториям $\eta(1)$ и $\eta(2)$: а - для абелевой *U(1)* калибровочной группы; б – для цветовой $SU(3)_c$ калибровочной группы.

В неабелевом групповом $SU(3)_c$ пространстве (рис. 1б), это утверждение не выполняется, так как необходимо дополнительно учитывать изменение ориентации базиса цветовых переменных во внутреннем пространстве при перемещениях в исходную точку по различным траекториям.

ЛОКАЛЬНЫЕ ЛАГРАНЖИАНЫ И НЕЛОКАЛЬНАЯ КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНАЯ СТРУНА

Успешное описание взаимодействий калибровочного поля с локальными полями материи на основе S-матричного подхода, ограниченного традиционными методами стандартной теорией возмущений и рамками лагранжева описания не обеспечивают надлежащих стартовых условий для изучения нелокальных полей материи. Отсутствие возможности использования лагранжиана взаимодействий не позволяет адекватно в соответствии с требованиями КТП и КТКП описать эволюцию процесса взаимодействия ЭМ поля с нелокальным полем материи, а, следовательно, получать достоверную информацию о структурообразующих силах не искаженную некорректно учтенной ЭМ составляющей, т.е. с нарушением закона сохранения заряда.

Полевой оператор электронного поля в точке x в присутствии ЭМ поля соотнесенного к началу отсчета фазы в точке a определяется в виде $\Psi(x;A)=e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\psi(x)$ (рис.2), а локальный лагранжиан в терминах $\Psi(x;A)$ принимает вид

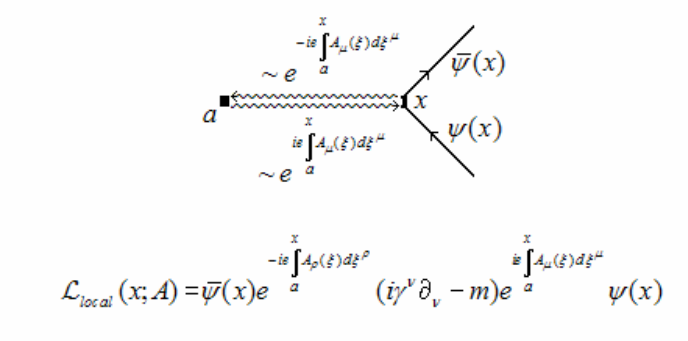


Рис. 2. Локальный характер взаимодействия ЭМ поля с фундаментальным электронным полем.

$$\mathcal{L}_{local}(x;A=0)=\bar\psi(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu-m)\psi(x)\ \Rightarrow \tag{1}$$
$$\mathcal{L}_{local}(x;A)=\bar\Psi(x;A)(i\gamma^\mu\partial_\mu-m)\Psi(x;A)=$$
$$=\bar\psi(x)e^{-ie\int_a^x A_\rho(\xi)d\xi^\rho}(i\gamma^\mu\partial_\mu-m)e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\psi(x)=$$
$$=\bar\psi(x)i\gamma^\mu(\partial_\mu+ieA_\rho(x))\psi(x)-m\cdot\bar\psi(x)\psi(x),$$

который приобретает стандартный локально калибровочно-инвариантный вид. Фотон “контролирует” непрерывность и неизменность фазы в точке x до и после взаимодействия, т.е. принадлежность одного и того же электрона к процессу взаимодействия, а не какого-нибудь другого, оказавшегося в этой точке, но уже с другой фазой и которого нет необходимости учитывать. Как следует из структуры выражения (1) точка a отсчета вектора потенциала ЭМ поля $A_\mu(\xi)$ исключается из окончательного выражения лагранжиана.

Аналогичная ситуация наблюдается в скалярной КЭД. Если скалярное заряженное поле в присутствии ЭМ поля в конфигурационном пространстве описывается в виде произведения обобщенной зарядовой координаты в пространстве внутренней симметрии и волновой функций в пространственно-временном многообразии $\Phi(x;A)=e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\phi(x)$, то локально калибровочно-инвариантный лагранжиан имеет вид

$$\mathcal{L}_{local}(x;A=0)=[\partial_\mu\phi(x)]^+[\partial^\mu\phi(x)]-\mu^2\phi(x)^+\phi(x)-\frac{\lambda}{4}\left(\phi(x)^+\phi(x)\right)^2\ \Rightarrow$$
$$\mathcal{L}_{local}(x;A)=[\partial_\mu\Phi(x;A)]^+[\partial^\mu\Phi(x;A)]-\mu^2\Phi(x;A)^+\Phi(x;A)-\frac{\lambda}{4}\left(\Phi(x;A)^+\Phi(x;A)\right)^2=$$
$$=[\partial_\mu e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\phi(x)]^+[\partial^\mu e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\phi(x)]-\mu^2\phi(x)^+\phi(x)-\frac{\lambda}{4}\left(\phi(x)^+\phi(x)\right)^2= \tag{2}$$
$$=[\left(\partial_\mu+ieA_\mu\right)\phi(x)]^+[\left(\partial_\mu+ieA_\mu\right)\phi(x)]-\mu^2\phi(x)^+\phi(x)-\frac{\lambda}{4}\left(\phi(x)^+\phi(x)\right)^2.$$

Тождественное, описанному выше локальному способу введения взаимодействий в КЭД, можно осуществить на основе использования нелокальных калибровочно-инвариантных структур [4-6] КХД в формате ЭМ калибровочной “струны” (рис. 3) и “звезды”. Как показано в [7], калибровочная струна для скалярных полей (далее, не в ущерб общности, будем рассматривать скалярные поля) имеет вид

$$D_{\text{nonlocal}}(x,y;A)=i\langle P(\Phi(x,A)\Phi^+(y,A))\rangle=i\langle P(\phi(x)e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}e^{-ie\int_a^y A_\rho(\xi)d\xi^\rho}\phi^+(y))\rangle=$$
$$=i\langle P(\phi(x)e^{ie\int_y^x A_\rho(\xi)d\xi^\rho}\phi^+(y))\rangle, \tag{3}$$

которая описывает распространение одной и той же заряженной частицы из пространственно-временной точки x в 4-точку y, позволяет получить вершины взаимодействия калибровочного поля со скалярной частицей.

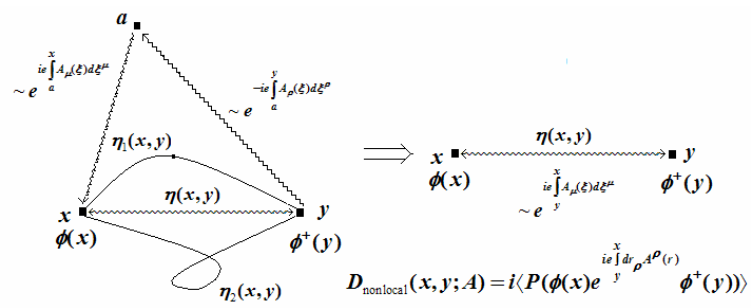


Рис. 3. Нелокальная ЭМ калибровочная струна.

Структура (3) инвариантна относительно U(1)-группы локальных калибровочных преобразований: $\phi\to e^{-ie\alpha(x)}\phi$, $\phi^+\to e^{ie\alpha(x)}\phi^+$, $A_\mu\to A_\mu+\partial_\mu\alpha(x)$.

Разложение выражения (3) в функциональный ряд Тейлора и вычисление линейного по вектору-потенциалу ЭМ поля члена с учетом требования пространственно-временной однородности для “прямолинейного” пути интегрирования $\xi_\mu=(1-\lambda)x+\lambda y,\ \lambda\in[0,1]$ в импульсном представлении определяет ЭМ вершину, согласованную с пропагаторами частицы до и после взаимодействия законом сохранения 4-импульса

$$\left.\frac{\delta D(x,y;A)}{\delta A_\mu(r)}\right|_{A=0}A_\mu(r)\Rightarrow(2\pi)^4\delta(p+q-p')e\varepsilon_\mu\int_0^1 d\lambda\frac{\partial D(p+\lambda q)}{\partial(p+\lambda q)_\mu}= \tag{4}$$

$$= (2\pi)^4 \delta(p+q-p')D(p+q)\left\{-e\varepsilon_\mu \left(p+p'\right)^\mu\right\} D(p) .$$

Замечание. Калибровочная струна позволяет ввести взаимодействие не только для всякой промежуточной точки, расположенной на “прямой” xy, но и для любой точки вообще. Для этого необходимо задать путь интегрирования в криволинейном интеграле фазовой экспоненты, проходящий через заданную точку, а вектор-потенциал ЭМ поля заменить $A_\mu(\xi) \to A_\mu(\xi) + \frac{1}{2} F_{\mu\nu} \cdot (\xi - x)^\nu$, чтобы обеспечить независимость криволинейного интеграла от формы пути интегрирования [2, 3]. Только в частном случае выбора прямолинейной траектории интегрирования слагаемое с тензором $F_{\mu\nu}$ ЭМ поля не дает вклада в интеграл. Прямолинейная траектория созвучна с привычным представлением о трансляции в пространственно-временном континууме.
Замена вектора поляризации фотона ε_μ в (4) на его импульс q_μ приводит к тождеству Грина $D(p+q) - D(p) = = -q_\mu D(p+q)\left\{\left(p+p'\right)^\mu\right\} D(p)$ или для обратных операторов получаем привычный вид тождества $D^{-1}(p+q) - D^{-1}(p) = q_\mu \left(p+p'\right)^\mu$, которое в пределе $q \to 0$ определяет тождество Уорда $\frac{\partial}{\partial p_\mu} D^{-1}(p) = \left(p+p'\right)^\mu$.

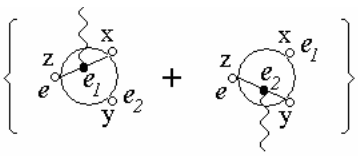
Повторное включение ЭМ поля, в соответствии с правилом (4), в однофотонную вершину $-e\varepsilon_\mu \left(2p+q\right)_\mu$ скалярного заряженного поля определяет 2-х фотонную вершину $e^2 2 g_{\mu\nu}\varepsilon_\mu\varepsilon_\nu$, что соответствует третьему (квадратичному по $A_\mu(r)$) члену разложения в ряд Тейлора калибровочно-инвариантной 2-х точечной ФГ (3). На этом члене разложения “включение” ЭМ поля в одну и туже 4-точку r обрывает ряд.

Замена пропагатора скалярной частицы в (4) на пропагатор спинорной частицы определяет минимальную составляющую ЭМ тока $S(p+q)\left\{-e\varepsilon_\mu \gamma^\mu + O(q_\mu)\right\} S(p)$ взаимодействия фотона с частицей со спином 1/2.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С НЕЛОКАЛЬНЫМ МАТЕРИАЛЬНЫМ ПОЛЕМ

Локальный характер лагранжева подхода не обеспечивает адекватного описания тех структурных изменений при взаимодействии калибровочного поля с нелокальными материальными полями в ограниченной области структуру образующих сил большой интенсивности, которые связаны с динамическим перераспределением массы и заряда нелокального поля и его наблюдаемыми фрагментами. Такие значительные изменения не могут быть корректно учтены в формате локального лагранжева подхода и использования традиционных методов теории возмущений, а, следовательно, невозможности корректного описания процессов взаимодействия в терминах S- матрицы. Обеспечение требований причинности и аналитичности в амплитуде взаимодействия калибровочного поля с нелокальными полями на математическом языке требует скоррелированного описания трансляций в пространственно-временном континууме и пространстве внутренних симметрий, а с физической точки зрения означает динамическое согласование в амплитуде действий законов сохранения 4-импульса и заряда. Как было показано [7], для этих целей необходимо использовать калибровочную “звезду”

$$G(x,y,z;\{A\}) = i\langle P(\phi(z) e^{ie_1 \int_x^z dr_\rho A^\rho(r)} \phi_1^+(x) e^{ie_2 \int_y^z dr_\sigma A^\sigma(r)} \phi_2^+(y))\rangle . \quad (5)$$



$$G(x,y,z;\{A\}) = i\langle P(\phi(z) e^{ie_1 \int_x^z dr_\rho A^\rho(r)} \phi^+{}_1(x) e^{ie_2 \int_y^z dr_\sigma A^\sigma(r)} \phi^+{}_2(y))\rangle$$

Рис. 4. Нелокальная ЭМ калибровочная звезда.

Структура (5) инвариантна относительно преобразований $\phi(z) \to \phi(z) e^{-ie\alpha(z)}$, $\phi_1^+(x) \to \phi_1^+(x) e^{ie_1 \alpha(x)}$, $\phi_2^+(y) \to \phi_2^+(y) e^{ie_2 \alpha(y)}$, $A_\mu(r) \to A_\mu(r) + \partial_\mu \alpha(r)$ при условии $e = e_1 + e_2$. В импульсном представлении выражение (5) определяет сильносвязную вершинную часть (рис. 4), которая в импульсном представлении определяет регулярную часть амплитуды [7], взаимодействия ЭМ поля с нелокальным скалярным полем $\phi(z)$ и его составляющими $\phi_1^+(z)$ и $\phi_2^+(z)$.

Проводя аналогичные действия с выражением (5) как при получении выражения (4), получаем [5]

$$\mathfrak{M}_{reg} = \left(2\pi\right)^4 \delta\left(p+q-p_1-p_2\right)\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G\left(p_1-\lambda q; p_2\right)}{\partial\left(p_1-\lambda q\right)_\mu} + e_2 \frac{\partial G\left(p_1; p_2-\lambda q\right)}{\partial\left(p_2-\lambda q\right)_\mu} \right\} . \quad (6)$$

Правила (4) и (6) определяют обобщенную калибровочно-замкнутую амплитуду, которая для расщепления фотоном нелокального скалярного поля на два скалярных фрагмента имеет вид (для определенности будем рассматривать скалярный дейтрон, состоящий и скалярных нуклонов, имеющих значения величин масс и зарядов, соответствующих реальным частицам, рис. 5)

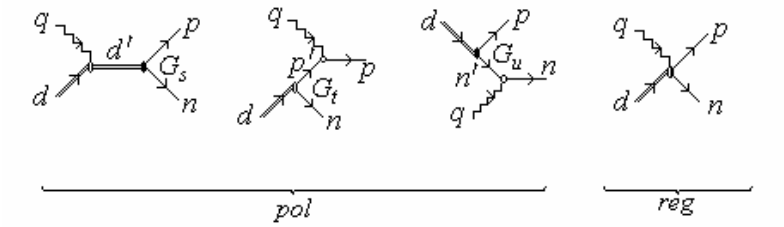


Рис. 5. Диаграммы процесса фоторасщепления скалярного дейтрона.

$$M = e \cdot e_м \cdot J^м, \quad e = \sqrt{4pб}, \quad J^\mu = J^\mu_{pol} + J^\mu_{reg}, \tag{7}$$

$$J^\mu_{pol} = z_s \frac{(d+d')^\mu}{s - m_d^2} G_s + z_t \frac{(p+p')^\mu}{t - m^2} G_t + z_u \frac{(n+n')^\mu}{u - m^2} G_u, \qquad J^\mu_{reg} = \frac{k^\mu}{kq}\left(z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s\right),$$

где $б = 1/137$, $z_{s,t,u}$ - заряды скалярного дейтрона, протона и нейтрона в единицах e соответственно, k_μ – относительный пространственно-подобный 4-импульс pn-пары $k \equiv k_s = \frac{p-n}{2} \overset{с.ц.и.}{=} (0;\mathbf{p})$. Вершинные функции $G_i \equiv G(-k_i^2)$, $i = [s, t, u]$ зависят от квадрата соответствующего канального относительного 4-импульса: $k_t = \frac{p'-n}{2} = k_s - \frac{q}{2}$, $k_u = \frac{p-n'}{2} = k_s + \frac{q}{2}$, $q = (\omega;\mathbf{щ})$, $q^2 = 0$ - 4-импульс фотона. Регулярный ток J^μ_{reg} в (7) получен на основе выражения (6) для указанного набора относительных импульсов (в этом случае интеграл в (6) вычисляется). Нетрудно убедиться в том, что полюсная часть нелокального тока не сохраняется: $q_\mu J^\mu_{pol} = z_s G_s - z_t G_t - z_u G_u \neq 0$, несмотря на то, что заряд сохраняется $z_s - z_t - z_u = 0$. Регулярная составляющая в полном токе исправляет эту ситуацию.

Отметим ряд общих свойств амплитуды (7), которые сохраняются для процессов с участием частиц различных статистик. Во-первых, в случае, когда вершинная функция отлична от константы, амплитуда определяется суммой полюсной и регулярной частей амплитуды, что указывает на неразрывную связь нуклон-ядерного уровня (полюсная часть) строения материи с формирующим его кварк-глюонным масштабом (регулярная составляющая) и согласованных между собой требованием сохранения полного нелокального тока.

Во-вторых, сохранение неизменного вида калибровочных преобразований, как для локальных, так и нелокальных взаимодействий, но ценой отказа от использования лагранжиана, приводит к тому, что вершинам сильного взаимодействия отводится роль свободных функциональных параметров. Для нелокальных полей сохранение свойства универсальности (минимальной формы) ЭМ взаимодействий обеспечивается свойством индифферентности ЭМ сил по отношению к присутствию иных видов структуру образующих сил, известных в настоящее время. Это является следствием выражений (3, 5), в которых не конкретизируется вид структурообразующих сил. Иначе, согласованный учет калибровочной симметрии с законом сохранения 4-импульса обеспечил инвариантность вида обобщенной амплитуды относительно иерархической эволюции структуру образующих сил и составляющих нелокального поля материи и, не требующих дополнительного введения параметров. Этот момент определяет принципиальное отличие от существующих [8] нелокальных подходов к ЭМ взаимодействиям с участием нелокальных полей материи, в которых выполнение калибровочных свойств и закон сохранения заряда ставится в зависимость от параметра фундаментальной длины, т.е. вида структурообразующего взаимодействия, но правда удержанием рамок лагранжева описания. В предлагаемом подходе удается отделить ЭМ аспект проблемы от структурной составляющей и выделить ее в независимое направление, связанное с поиском решений структуру образующих уравнений и затем их тестирования в ЭМ процессах.

В третьих, как следует из структуры амплитуды (7), в случае, когда вершинная функция равна константе − $G \equiv Const$, регулярная часть амплитуды обращается в ноль (следствие закона сохранения заряда), а полюсная часть калибровочно-инвариантна сама по себе. В этом случае каждая составляющая полюсной амплитуды в с.ц.и. определяется полюсным множителем $G/(\alpha_o^2 - k_i^2)$, $i = [s, t, u]$, $\alpha_o = \sqrt{m \cdot \epsilon_d}$ -параметр связи нелокального поля − ядра дейтерия, которому в координатном представлении соответствует юкава-подобная структура в форме волновой функции $G/(\alpha_o^2 - k_i^2) \to \Psi_d(r) = G \cdot e^{-\alpha_o \cdot r}/r$. Следовательно, для $G \neq Const$ регулярная составляющая отлична от нуля и фиксирует динамическое отличие волновой функции от асимптотики Юкавы (или вершинной функции от константы). Регулярная часть калибровочно-замкнутой амплитуды определяет величину динамического вклада электрических многочастичных механизмов в дополнение к одночастичным, строго согласованных между собой требованием калибровочной инвариантности.

В-четвертых, разложение выражения (7) для полного ЭМ тока J^μ в с.ц.и. [7] по степеням скалярного произведения kq дается выражением

$$J^{\mu} = -k_{\mu}(z_t - z_u)\left[\frac{G(-k^2)}{\alpha_o^2 - k^2} - G'(-k^2)\right] + k_{\mu}(kq)(z_t + z_u)\left[\frac{G(-k^2)}{\left(\alpha_o^2 - k^2\right)^2} - \frac{G'(-k^2)}{\alpha_o^2 - k^2} + \frac{1}{2}G''(-k^2)\right] + O\left((kq)^2\right). \quad (8)$$

Первое слагаемое в (8) является изотропной частью, т.к. не содержит зависимости от энергии фотона (ω^0), второе слагаемое пропорционально энергии фотона (ω^1), а член разложения пропорциональный ω^{-1} отсутствует вследствие сохранения заряда. Вклад от регулярной части в (8) определяется членами, пропорциональными производным от вершинной функции и не содержит полюсных особенностей. Вклад регулярной части в амплитуду пропорционален производным от ядерной вершинной функции; с формальной точки зрения регулярная часть вносит в амплитуду дополнительную зависимость от ядерной вершины, учитывающую “скорость” ее изменения и характер кривой − степень вогнутости; с физической точки зрения всякая ядерная вершина персонифицированным образом отображает индивидуальные свойства ядерного NN потенциала как остаточного взаимодействия результата адронизации и сокрытия цветовых степеней свободы и, которые с помощью ядерной вершины сбалансировано учитываются в калибровочно-замкнутой полюсной амплитуде. Наличие множителя $(z_t - z_u)$ у изотропной части в (8) свидетельствует о его принадлежности к электрическому дипольному переходу, в случае равенства зарядов у фрагментов, а точнее равенства отношений зарядов фрагментов к их массам в общем случае, изотропная часть обращается в ноль. В этом случае ЭМ ток перехода определяется вторым слагаемым − электрическим квадрупольным переходом.

Если выполнить расчет полного сечения процесса (рис. 5) фоторасщепления у порога, где вершинную функцию фиксируем константой $G = 8\sqrt{2\pi m\alpha_o}$ (регулярная часть в (7) отсутствует), что определят связь вершинной функции с волновой в области порога соотношением

$$\frac{G}{m^2 - t} = 2\sqrt{m}\,\frac{\sqrt{8\pi\alpha_o}}{\alpha_o^2 - k_t^2}, \quad (9)$$

которое в координатном пространстве имеет вид $4\pi\sqrt{2m_d}\,e^{-\alpha_o r}/r$ волновой функции основного $^3S_1$-состояния дейтрона, то для полного сечения на основе амплитуды (7) при электрически-дипольном поглощении фотонов вблизи порога получим (H.A. Bethe, R.Peierls) [9]:

$$\sigma^{(el)}(\omega) = \frac{8\pi}{3}\alpha\cdot(z_t - z_u)^2\,\frac{\sqrt{\epsilon_d}\,(\omega - \epsilon_d)^{3/2}}{m\omega^3}, \quad (z_t = 1,\ z_u = 0). \quad (10)$$

Для исследования роли регулярной части амплитуды на формирование высокоэнергетического поведения полного сечения при энергиях фотонов несколько десятков ГэВ, выполним иллюстративный расчет. Для этих целей используем выражение изотропной части тока (8). Предварительно позаботимся о том, чтобы сохранить правильное пороговое поведение полного сечения (10) потребовав замену вершинной функции $G(-k_t^2)$ на

$$G(-k_t^2) \to 8\sqrt{2\pi m\alpha_o}\cdot F(-k_i^2) \quad (11)$$

с условием $F(-k_i^2) \to 1$, когда $k_i^2 \to 0$. Здесь необходимо пояснить, что, учитывая инвариантность вида амплитуды (7) относительно иерархической эволюции структурообразующих сил и набора составляющих, доступных фотону большой энергии, будем считать, что матричный элемент (7) описывает взаимодействие фотона со связанной (нелокальной) $q\bar{q}$ парой, а вершина $G(-k_t^2)$ формируется кварк-глюонным взаимодействием. Решить указанную задачу относительно вершины $G(-k_t^2)$ на основе реалистических расчетов в настоящее время не представляется возможным, а найти безмодельное ограничение “сверху” на зависимость вершины $F(-k_i^2)$ от полной энергии, обеспечивающей, например, постоянство полного сечения, отвечающей экспериментальной тенденции поведения полных сечений фотопоглощения при высоких энергиях $\omega \geq 2$ ГэВ на дейтроне и протоне возможно. Для этого изотропную часть в разложении (8) приравняем константе, а для вершины (11) в терминах функции $F(-k_i^2)$ получаем дифференциальное уравнение

$$8\sqrt{2}(z_t - z_u)\sqrt{\pi\alpha_o m}\left[\frac{\partial F(-k_i^2)}{\partial(-k_i^2)} - \frac{F(-k_i^2)}{\alpha_o^2 - k_i^2}\right] = Const. \quad (12)$$

Значения масс и параметр связи связаны с кварк-глюонным взаимодействием. Решение уравнения (12), согласованное с низкоэнергетическим поведением

$$G(-k^2) = 8\sqrt{2}\left[\sqrt{\alpha_o \pi m} - \frac{\left(\alpha_o{}^2 - k^2\right)\ln\left(1 - \frac{k^2}{\alpha_o{}^2}\right)}{\left(z_t - z_u\right)m}\right], \quad (13)$$

которое при подстановке в матричный элемент (7) обеспечивает постоянство полного сечения в широком диапазоне энергий фотонов от 200 МэВ до 10^3 ГэВ, что свидетельствует об устойчивости приближения на основе лишь изотропной части (8) полного ЭМ тока.

Высокоэнергетическая асимптотика вершинной функции (13) определяется зависимостью от полной энергии

$$G(s) \simeq \frac{2\sqrt{2}}{z_t - z_u}\frac{s - m_d^2}{m}\ln\frac{s - m_d^2}{4\alpha_o^2} = \frac{8\sqrt{2}}{z_t - z_u}\omega_\gamma^{л.с.}\ln\frac{\omega_\gamma^{л.с.}}{\epsilon_d}, \tag{14}$$

а при энергиях $s \gg m_d^2$ определяется значением предела $\lim\limits_{s \gg m_d^2} G(s) \cong \frac{2\sqrt{2}}{z_t - z_u}\cdot\frac{s}{m}\cdot\ln\frac{s}{4\alpha_o^2}$. Напомним, что в высокоэнергетической асимптотике принятые обозначения соответствуют m_d, m масса связанной $q\bar{q}$ пары и кварков соответственно, ϵ_d - удельная энергия связи кварковой пары, $z_t = -z_u$ заряды кварка и антикварка в единицах заряда e.

Отметим, что асимптотическое поведение вершинной функции (14) формально совпадает по виду с зависимостью от полной энергии асимптотического поведения поляризационного оператора в КЭД во времени-подобной области [9] ($s \gg 4m_e^2$): $\mathrm{P}(s) \cong -\frac{\alpha}{3\pi}s\cdot\ln(\frac{s}{m_e^2})$ в первом порядке по константе ЭМ взаимодействия.

ВЫВОДЫ

Показана, возможность переформулирования способа введения взаимодействий калибровочного поля с фундаментальными полями материи в КЭД с языка лагранжевого подхода на язык аналогов калибровочных структур КХД − в терминах ЭМ калибровочной “струны” и “звезды”, что позволило включить в рассмотрение нелокальные поля, не нарушая принципа локальной калибровочной симметрии и тем самым, не ставя в зависимость выполнение закона сохранения заряда (нелокального тока) от структурообразующих взаимодействий. В этом моменте состоит принципиальное отличие от существующих подходов к ЭМ взаимодействиям с участием нелокальных полей материи, в которых выполнение калибровочных свойств и закон сохранения заряда ставится в зависимость от введения дополнительного параметра, например − фундаментальной длины, т.е. вида структурообразующего взаимодействия, но ценой сохранения рамок лагранжева описания. В предлагаемом подходе, на основе последовательного учета структуры конфигурационного пространства и понятия о калибровочном поле как связности, удается отделить ЭМ аспект проблемы от структурной составляющей и выделить ее в независимое направление, связанное с поиском решений структуру образующих уравнений и их тестирования в ЭМ процессах.

Сохранение свойства универсальности ЭМ взаимодействий в формате минимальной связи основано на принципе индифферентности (безразличия), обеспечивающего выполнение калибровочных свойств безотносительно к присутствию других видов взаимодействий, известных в настоящее время.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность Дорохову А., Кураеву Э. и Ткачу В. за полезные обсуждения и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. - М.: Наука, 1988.-272с.
2. Швингер Ю. Частицы, поля, источники. - М.: Мир, 1974.-517с.
3. Ициксон К., Зюбер Ж.-Б. Квантовая теория поля. - Т.1. - М.: Мир, 1984.-448с.
4. Зайлер Э. Калибровочные теории. - М.: Мир, 1985.-222с.
5. Mandelstam S. Quantum electrodynamics without potentials // Ann. of Phys.-1962.-Vol.1.-P.1–17.
6. Terning J. Gauging nonlocal Lagrangians. // Phys. Rev. D. - 1991.-Vol.44, №3.-P.887-897.
7. Касаткин Ю. А. Локальная U(1)–калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильносвязанных систем // Письма в ЭЧАЯ.-2004.-Т.1, №5(122).-С. 30–49.
8. Ефимов Г.В. Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий. - М.: Наука, Главная редакция ф.-м. лит.,1985.-216с.
9. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1980.-623с.

POSSIBILITY OF GENERAL DESCRIPTION OF LOCAL AND NONLOCAL ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS

Yu.A. Kasatkin
Institute of Electrophysics & Radiation Technologies National Academy of Sciences of Ukraine,
61002, Ukraine, Kharkov, Chernyshevsky St, 28, p.o.box 8812

It is shown, that expansion of local gauge symmetry of lagrangian free fermions and scalar fields in QED can be attained on the basis of wave functions taking into account the structure of configuration space as direct multiply of spatio-temporal variety and space of internal symmetries. Is possibility of alternative introduction of interactions on the basis of the QCD analogue − the gauge EM “string” providing description of interactions identical with QED and not requiring bring in consideration of lagrangian approach. The calibrate EM “star” allows by a no alternative method to enter interactions with the nonlocal field, not requiring constructing of unknown lagrangian and introduction of some additional parameters. Invariant character of structure of amplitude in relation to hieratic evolution structure of generate forces and structural elements of the nonlocal field, allows its uses in an unchanging type for description of processes of EM of interactions in different scales the structure of matter. In the generalized gauge amplitude a continuous limit in transition from consideration of the nonlocal fields to local is well-to-do.

KEYWORDS: vertex function, Green's function, gauge invariance, form factor, asymptotic of sections, regular part of the amplitude.