

УДК 539.12.01

Г.И. КАНЮК, докт. техн. наук, зав. каф., УИПА, г. Харьков
Ю.А. КАСАТКИН, докт. физ.-мат. наук, профессор, УИПА, г. Харьков
И.К. КИРИЧЕНКО, докт. физ.-мат. наук, профессор, УИПА, г. Харьков
О.Д. ПТАШНЫЙ, канд. пед. наук, доцент, УИПА, г. Харьков

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С НЕЛОКАЛЬНЫМИ ПОЛЯМИ МАТЕРИИ

Дополнительное привлечение в рассмотрение свойства неотделимости понятий электрического заряда и массы для фундаментальных частиц, а также свойства индифферентности электромагнитных сил по отношению к структурообразующим взаимодействиям, позволяют сохранить в неизменном виде структуру группы калибровочных симметрий для нелокальных полей и обеспечить корректный выход за рамки локальной теории. Исследован структурный предел к локальному рассмотрению.

Ключевые слова: локальный лагранжиан, нелокальные взаимодействия, калибровочная инвариантность, функция Грина, импульсные распределения

Додаткове залучення до розгляду властивості невід'ємності поняття про електричний заряд від поняття маси для фундаментальних частинок, а також властивості індиферентності електромагнітних сил по відношенню до структуру утворюючих взаємодій, дозволяють зберегти в незмінному вигляді структуру групи калібрувальних симетрій для нелокальних полів і забезпечити коректний вихід за рамки локальної теорії. Досліджена структурна межа до локального розгляду.

Ключові слова: локальний лагранжіан, нелокальні взаємодії, калібрувальна інваріантність, функція Гріна, імпульсні розподіли

Additional use of properties of inseparability of notion about an electric charge from notion of mass for fundamental particles and indifference of electromagnetic forces in relation to structure-formative interactions, allow saving in an unchanging kind the structure of group of gauge symmetries for the nonlocal fields and provide a correct output limits for local theory. A structural limit to local consideration is explored.

Key words: local Lagrangian, nonlocal interactions, gauge invariance, Green's function, momentum distributions

1. Введение

Локальная формулировка квантовой электродинамики (КЭД) не обеспечивает адекватных условий для корректного исследования структуры нелокальных полей материи в соответствии с требованиями релятивистской ковариантности и динамического сохранения калибровочной симметрии. Существующий набор аксиоматических предположений КЭД [1], ориентированный на использование методов производящего функционала, формализма S -матрицы и адиабатической гипотезы в отношении включения электромагнитного (ЭМ) взаимодействия, испытывает непреодолимые трудности описания в рамках локального лагранжевого подхода процессов с участием нелокальных полей.

Источник указанных трудностей связан с проявлением в процессах ЭМ расщепления нелокальных полей дополнительного структурообразующего взаимодействия, которое в отличие от ЭМ, имеет ограниченную область действия и характеризуется большой интенсивностью. В настоящее время не представляется возможным “сконструировать” лагранжиан свободного нелокального поля с учетом его виртуальных составляющих фрагментов и неизвестным законом взаимодействия между ними. Следовательно, использование “рецепта” КЭД по локализации калибровочной симметрии свободного лагранжиана нелокального поля невыполнимо.

Столь гармоничная последовательная схема описания взаимодействий в КЭД становится неприменимой при попытке включения в ее содержание нелокальных полей материи. При взаимодействии с нелокальными полями проявляется явная составная природа частиц, поскольку в конечном состоянии регистрируются составляющие его фрагменты. Таковую асимметрию между начальным и регистрируемым набором частиц в присутствии неизвестного сильного взаимодействия не удастся описать аксиоматическим набором положений КЭД с применением лагранжевого формализма.

Непосредственное распространение методов локальной КЭД для исследования структуры нелокальных полей [2] связано с трудностью одновременного обеспечения калибровочной симметрии ковариантной амплитуды и учета в ней динамики вершин сильного взаимодействия. На основе выполнения требования калибровочной симметрии в работе [3] предложен метод введения калибровочных полей в массовый оператор эффективного нелокального лагранжиана (С. Bloch, 1950; S. Mandelstam [4], К. Wilson, 1974) для неабелевой калибровочной симметрии. Одновременно, в работах [5-9], развивается эвристическое направление по совместному описанию процессов ЭМ расщепления малонуклонных атомных ядер виртуальными и реальными фотонами. Обеспечивая точное сохранение ЭМ адронного тока гарантируется конечный предел при стремлении квадрата переданного 4-импульса виртуального фотона к нулю, что позволило корректно исключить из рассмотрения нефизические вклады от скалярно и продольно поляризованных фотонов и перейти к матричному элементу фотопроцесса. В идейном плане по отношению к интерпретации понятия “нелокальности” развитый подход в работах [10-13] принципиально отличается от предложенного метода в работе [3].

Цель настоящей работы связана с обоснованием альтернативного построения КЭД, обсуждения дополнительных требований, необходимых для обеспечения адекватного исследования структуры нелокальных сильносвязных полей материи в процессах ЭМ расщепления.

2. Вершины и амплитуды

Одна из возможностей построения теории нелокальных взаимодействий на основе уже существующей локальной теории связана с выбором нелокальных конструкций, которые на определенном этапе рассмотрения допускают известный локальный структурный предел. В работах [10-13] показано, что согласование вида полевого оператора фундаментального поля материи со структурой пространственно-временного многообразия и присоединенного

пространства с внутренней U(1)–симметрией, связано с изменением зарядовой составляющей в присоединенном пространстве за счет введения “обобщенной зарядовой координаты” – фазовой экспоненты

$$\psi(x') = P \cdot e^{ie \int_x^{x'} A_\mu(\xi) d\xi^\mu} \psi(x), \quad (1)$$

где e – заряд частицы, A^μ – вектор-потенциал ЭМ поля, P – оператор пространственно-временного упорядочения.

Как показано в работах [10, 12-13], дополнительное присутствие фазового множителя в волновых функциях заряженного фермионного или скалярного полей выражения (1), при их подстановке в соответствующие лагранжианы свободного состояния, приводит к восстановлению локальной калибровочной симметрии, что находится в полном соответствии со стандартным построением локальной КЭД.

Становится понятным, во-первых, происхождение “рецепта” заряженного фермионного или скалярного полей КЭД для включения ЭМ поля в лагранжиан за счет замены обычных производных на ковариантные, во-вторых, замена традиционного для КЭД хронологического T–упорядочения операторов в вакуумных средних на хронологически-пространственное P–упорядочение.

Поскольку перераспределение масс и зарядов происходит в области действия структурообразующих сил под действием возмущения вносимого ЭМ полем, то необходимо учесть неизменность свойств ЭМ сил по отношению к иным видам взаимодействий, т.е. их индифферентность к наличию всех известных в настоящее время взаимодействий. В локальной формулировке теории эти симметрии были не востребованы по причине неизменности массы и заряда материального поля.

Альтернативное построение локальной КЭД можно достичь на основе изначального использования нелокальной калибровочно-инвариантной двухточечной функции Грина (ФГ) [10-13]

$$D_{\text{nonlocal}}(x, y; A) = i \langle P(\phi(x) e^{ie \int_x^y A_\rho(\xi) d\xi^\rho} \phi^+(y)) \rangle, \quad (2)$$

не привлекая этапа конструирования лагранжиана взаимодействия и S–матрицы. Выражение для ФГ (2) инвариантно относительно преобразования поля $\phi(x)$ и вектора-потенциала $A_\rho(\xi)$ ЭМ поля

$$\phi(x) \rightarrow \phi(x) e^{-ie_1 \alpha(x)}, \quad \phi_1^+(y) \rightarrow e^{ie_1 \alpha(y)} \phi_1^+(y), \quad A_\mu(\xi) \rightarrow A_\mu(\xi) + \partial_\mu \alpha(\xi). \quad (3)$$

Вычисление функциональной производной от ФГ (2) по вектору–потенциалу калибровочного поля [11] приводит в импульсном представлении к выражению для соответствующей ЭМ вершины с учетом статистики материального поля, которая согласована с ФГ свободной частицы до и после взаимодействия

$$\left. \frac{\delta D_{\text{nonlocal}}(x, y; A)}{\delta A_\mu(r)} \right|_{A=0} A_\mu(r) \rightarrow$$

$$(2\pi)^4 \delta(p+q-p') e \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D(p+\lambda q)}{\partial (p+\lambda q)_\mu} = (2\pi)^4 \delta(p+q-p') D(p+q) \{-e \varepsilon_\mu (p+p')^\mu\} D(p),$$

где $D(p) = 1/(p^2 - m^2 + i0)$ ФГ скалярной частицы.

Другими словами, вся информация об ЭМ взаимодействиях в КЭД содержится в нелокальных калибровочно-инвариантных структурах (2), независимо от того отвечают ли гайзенберговские поля в двухточечной ФГ локальной или нелокальной частице, лишь бы ее масса и заряд оставались неизменными в течение всего времени взаимодействия.

Если скалярное поле $\phi(z)$ под действием ЭМ поля распадается на два скалярных фрагмента $\phi_1(x)$, $\phi_2(y)$, то соответствующая трехточечная нелокальная калибровочно-инвариантная ФГ имеет вид [11]

$$G(x, y, z; A) = i \langle P(\phi(z) e^{ie_1 \int_x^z dr_\rho A^\rho(r)} \phi_1^+(x) e^{ie_2 \int_y^z dr_\sigma A^\sigma(r)} \phi_2^+(y)) \rangle. \quad (4)$$

Структура выражения (4), при условии сохранения заряда $e = e_1 + e_2$, инвариантна относительно локальных преобразований $U(1)$ -калибровочной группы

$$\phi(z) \rightarrow \phi(z) e^{-ie\alpha(z)}, \quad \phi_1^+(x) \rightarrow \phi_1^+(x) e^{ie_1\alpha(x)}, \quad \phi_2^+(y) \rightarrow \phi_2^+(y) e^{ie_2\alpha(y)},$$

$$A_\mu(r) \rightarrow A_\mu(r) + \partial_\mu \alpha(r).$$

Вычисляя функциональную производную в импульсном представлении от выражения (4) получаем [11]

$$\left. \frac{\delta G(x, y, z; \{A\})}{\delta A_\mu(r)} \right|_{A=0} A_\mu(r) \quad (5)$$

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

где e_i , p_i , $i = [1, 2]$ заряд и масса фрагментов соответственно.

Проводя аналогию с классическим лагранжевым описанием, исходное состояние нелокального поля до взаимодействия с ЭМ полем, будем отождествлять с сильносвязной трехточечной ФГ (4) и рассматривать ее как аналог свободного лагранжиана. По сути трехточечная ФГ является амплитудой вне массовой поверхности и описывает виртуальный переход нелокального поля в состояние его фрагментов и обратно.

Аналитическое выражение для обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуды в соответствии с принципом универсальности принимает стандартный вид

$$\mathbf{M} = e A_\mu J_\mu^{hadron} = A_\mu \frac{\partial G(x, y, z; \{A\})}{\partial A^\mu}, \quad e J_\mu^{hadron} = \frac{\partial G(x, y, z; \{A\})}{\partial A^\mu}.$$

Структура амплитуды представляет собой сумму полюсного ряда (левые три диаграммы рис. 1), а включение фотона в вершинную часть приводит к

регулярной части обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуды.

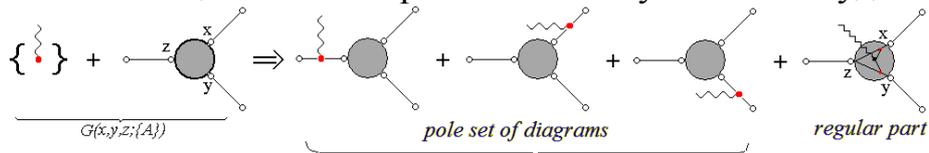


Рис. 1. Обобщенный набор калибровочно-инвариантных диаграмм.

Полная амплитуда расщепления нелокального поля получается в результате последовательного включения фотона во внешние концы трехточечной ФГ [11, 13].

2. Регулярная часть обобщенной полюсной амплитуды

Одним из источников получения информации о субъядерных взаимодействиях являются процессы ЭМ расщепления атомных ядер и исследование импульсных распределений наборов составляющих, отвечающих различным структурным уровням строения материи. Импульсные распределения составляющих в различных нелокальных полях материи индивидуальны и содержат всю информацию в интегральной форме об установившихся в связанной системе взаимодействиях.

Присутствие регулярной составляющей в полной амплитуде является следствием учета динамики в вершине сильного взаимодействия. Для изучения общих свойств регулярной части амплитуды и выявления физического смысла выполним иллюстративные расчеты расщепления скалярного нелокального поля, состоящего из двух скалярных “нуклонов”. При этом будем акцентировать внимание лишь на ЭМ аспекте взаимодействия для различных зарядовых конфигураций начального и конечного состояний. Расчеты наблюдаемых для процессов двухчастичного ЭМ расщепления ядер дейтерия и гелия в развитом подходе с учетом спиновой структуры и реалистической параметризации ядерных функций выполнены в работах [5-9].

Запишем матричный элемент фоторасщепления скалярного поля на два фрагмента [12, 13]

$$M = e \cdot \varepsilon_\mu \cdot J^\mu, \quad (6)$$

где $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $\alpha = 1/137$, а структура тока J^μ отвечает набору диаграмм нелокального адронного тока [14]:

$$J^\mu = J_{pol}^\mu + J_{reg}^\mu, \quad (7)$$

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

$z_{s,t,u}$ – заряды частиц в единицах элементарного заряда e , k_μ – относительный

пространственно-подобный 4-импульс pn – пары $k \equiv k_s = (p-n)/2 \stackrel{с.ц.и.}{=} (0; \mathbf{p})$.

Вершинная функция $G_i \equiv G(-k_i^2)$, $i = [s, t, u]$ зависит от квадрата

соответствующего канального относительного 4-импульса: $k_t = (p' - n)/2 = k_s - q/2$, $k_u = (p - n')/2 = k_s + q/2$, $q = (\omega; \mathbf{0})$ – 4-импульс фотона

($q^2 = 0$).

Нетрудно видеть, что полюсная часть полной амплитуды (11) описывает взаимодействие ЭМ поля с асимптотически сформировавшимися в in- и out- состояниях частицами (J_{pol}^μ). В то время как регулярная часть (J_{reg}^μ) той же амплитуды определяется “скоростью” изменения вершинной функции сильного взаимодействия G в соответствие с выражением (5), что в совокупности обеспечивает непрерывное изменение обобщенной зарядовой координаты – ЭМ фазы в течение всего времени взаимодействия и в соответствии с законом сохранения заряда.

После перехода в систему центра масс начальных частиц с осью Oz направленной вдоль импульса фотона и с векторами поляризации ЭМ поля $\epsilon_\mu^{(||)} = (0; 1, 0, 0)$, $\epsilon_\mu^{(\perp)} = (0; 0, 1, 0)$, в которой плоскость реакции совмещена с плоскостью xOy , а импульс протона направлен под углом θ к оси Oz , получим выражение для дифференциального сечения на неполяризованном фотонном пучке

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_{c.m.} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|\mathbf{p}|}{|\omega|} |\overline{\mathbf{M}}|^2 = \frac{\alpha}{32\pi s} \frac{|\mathbf{p}|^3 \sin^2 \theta}{|\omega|} \left[\left(z_t \frac{G_t}{pq} - z_u \frac{G_u}{nq} \right) - \frac{(z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s)}{kq} \right]^2,$$

$$\mathbf{M} = e \cdot (\epsilon_\mu k^\mu) \left[\left(z_t \frac{G_t}{pq} - z_u \frac{G_u}{nq} \right) - \frac{(z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s)}{kq} \right], \quad s = (d + q)^2.$$

Для выявления общих свойств регулярной составляющей амплитуды и выяснения ее физического смысла выполним численные расчеты энергетического поведения полного сечения расщепления скалярного поля для различных моделей вершинной функции сильного взаимодействия.

Для низкоэнергетической асимптотики Юкавы полагаем ядерную вершину равной константе $G = \sqrt{\alpha_o/2\pi}$, а соответствующая ей волновая функция принимает вид

$$\Psi_{Yu}(\mathbf{p}^2) = \sqrt{\frac{\alpha_o}{2\pi}} \frac{1}{(\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2)}, \quad \alpha_o = \sqrt{m \cdot \tau_{cs}}. \quad (8)$$

На рис. 2 она изображена точечной кривой.

Какое влияние будет оказывать регулярная часть амплитуды в реалистическом расчете сечения на дейтроне, исходя из его нуклонного устройства, можно будет уже качественно получить на этапе исследования поведения его импульсного распределения и сравнения с асимптотическим распределением Юкавы (8). На рис. 2 импульсное распределение нуклонов в дейтроне $\Psi_{d- Reid}^2(\mathbf{p}^2) = u^2(\mathbf{p}^2) + w^2(\mathbf{p}^2)$

с учетом вкладов S- и D-волн в параметризации Рейда изображено сплошной

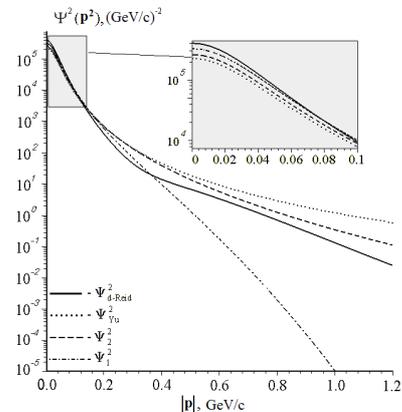


Рис. 2. Различные виды импульсного распределения составляющих в сильносвязной системе

кривой. Важным для дальнейшего обсуждения роли регулярной части амплитуды является то, что реалистическое распределение при импульсах больших 0,17 ГэВ/с расположено ниже точечной кривой.

Пунктирная кривая на рис. 2 занимает в высокоимпульсной области промежуточное положение по отношению к асимптотическому и реалистическому распределениям $G_2(\mathbf{p}^2) = (\alpha_o + 1)^{3/2} / (\mathbf{p}^2 + 1)$. “Жесткое” распределение, в котором значительно “меньше” высокоимпульсной компоненты полагаем $G_1(\mathbf{p}^2) = e^{-6\mathbf{p}^2/m^2}$, $\Psi_1(\mathbf{p}^2) = e^{-6\mathbf{p}^2/m^2} / (\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2) \cdot 3.04\pi$.

В области малых относительных импульсов ($|\mathbf{p}| \leq 200$ МэВ/с) функции импульсного распределения практически неотличимы, что обеспечивает надежное применение нерелятивистского импульсного приближения, которому отвечает полюсная часть амплитуды. Дополнительным соображением, в пользу сказанного, является отсутствие вклада контактной диаграммы, поскольку для постоянной вершинной функции (8) регулярная часть амплитуды обращается в ноль $\Psi(\mathbf{p}^2) = G / (\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2)$, $J_{reg}^\mu = (k^\mu / kq)(z_t + z_u - z_s) \cdot G = 0$.

В связи с этим устанавливается физический смысл контактного механизма в полной амплитуде: регулярная часть полюсной амплитуды учитывает динамическое отличие в поведении одночастичной нуклонной волновой функции от асимптотики Юкавы, т.е. показывает долю электрических многочастичных вкладов в полную амплитуду в дополнение к одночастичным механизмам.

Отметим, что вклады в сечение от регулярной части амплитуды для двух вариантов параметризации вершинной функции Ψ_1 и Ψ_2 имеют конструктивный характер (рис. 3).

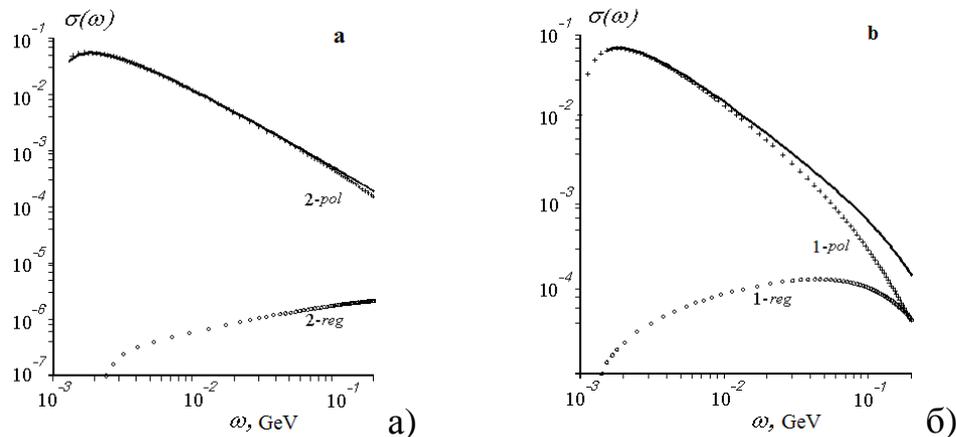


Рис. 3. Зависимость полного сечения (сплошная кривая) фоторасщепления скалярного дейтрона от энергии фотона в системе центра масс начальных частиц для импульсного распределения $\Psi_2(\mathbf{p}^2)$. Вклады в сечение только от полюсной и регулярной частей амплитуды отмечены как 2-reg и 2-pol соответственно – (а); (б) – то же самое, что на позиции (а), но для импульсного распределения $\Psi_1(\mathbf{p}^2)$. Величины сечений представлены в условных единицах. Вклад регулярной части в полное сечение для импульсного распределения $\Psi_1(\mathbf{p}^2)$ составляет 27%, а для $\Psi_2(\mathbf{p}^2)$ – 3%.

Импульсное распределение (кривая $\Psi_2(\mathbf{p}^2)$ на рис. 2) ближе к распределению соответствующему асимптотике Юкавы (точечная кривая), для которого вклад контактного механизма равен нулю, а, следовательно, полное сечение на рис. 2 (а) фактически определяется лишь полюсной составляющей амплитуды при энергиях фотона от порога расщепления до 200 МэВ. Для распределения $\Psi_1(\mathbf{p}^2)$ (рис. 3 (б)) вклад регулярной части амплитуды значителен, а отличие полного сечения от полюсного вклада при энергии фотона 200 МэВ составляет три раза.

Проведенный анализ роли регулярной составляющей амплитуды на поведение энергетической зависимости полного сечения показал, что с ростом энергии фотона для различных импульсных распределений наблюдается сильная чувствительность к взаимному соотношению между вкладами полюсной и регулярной частями амплитуды.

В связи с уже установленными свойствами регулярной части при низких энергиях возникает интерес выявления тех ограничений на функциональную зависимость вершинной функции, которые не приводят к росту полных теоретических фотосечений на ядрах при асимптотически больших энергиях фотонов $1 \leq E_\gamma^{l.c.} \leq 100 \text{ ГэВ}$. Указанные сечения на ядрах ^{12}C и ^{82}Pb измерены на интервале энергий фотонов от 10 эВ до 100 ГэВ, а ядре дейтерия до 20 ГэВ. Характерным для этих сечений является их выход на постоянную величину при энергиях больших 100 МэВ.

Для выявления роли регулярной части на формирование высокоэнергетического поведения сечения выполним разложение матричного элемента (7) по kq [10, 11] и приравняв его константе, получаем дифференциальное уравнение для вершинной функции, что обеспечит постоянство полного сечения при высоких энергиях. Его частное решение в с.ц.и. имеет вид

$$G(s) = \frac{c_1}{4} (s - 4m^2) - \frac{Const}{4(z_t - z_u)} (s - M^2) \ln \frac{(s - M^2)}{4\alpha_0^2},$$

где c_1 константа интегрирования. Это условие означает, что “хвост” $q\bar{q}$ –распределений выходит за границы конфайнмента и исчезает на границах ядра.

Обращает внимание экспериментальный факт [15] поведения полных фотосечений на дейтроне и протоне, которые приведены на рис. 4. Трудно указать механизм реакции, который бы на столь широком интервале энергий фотонов 1-20 ГэВ “удерживал” значения величин обоих полных сечений параллельными и практически с постоянными значениями. Аналогичная тенденция прослеживается для полных сечений сильновзаимодействующих частиц (pd и pn), ($\bar{p}d$ и $\bar{p}n$), (π^-d и π^-p), (K^-d и K^-p) [11] в более широких диапазонах импульсов налетающих пучков в лабораторной системе – от $\sim(1, 300) \text{ ГэВ/с}$.

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы:

во-первых, невозможно указать механизм реакции, который бы

обеспечивал постоянство полного сечения в широком интервале энергий;

во-вторых, если предположить, что концентрация кварк-глюонного состояния в области конфайнмента постоянна, а постоянство полных сечений на дейтроне и протоне связано, лишь с размерами геометрических сечений соответствующих сферических областей конфайнмента, то величина их отношения равна $\sqrt[3]{2^2} \approx 1,6$ (следствие свойства насыщения ядерных сил в теории ядра);

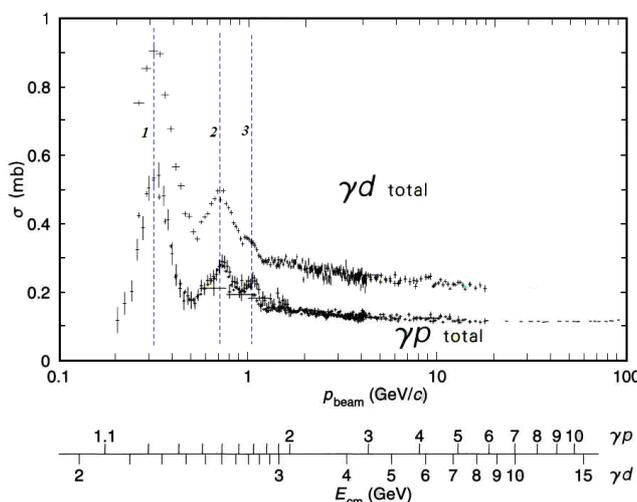


Рис. 4. Фотосечения на протоне и дейтроне в зависимости от импульса фотонов в лабораторной системе или полной энергии в системе центра масс [16]. Пунктирные вертикальные линии 1, 2 и 3 показывают основные резонансные пики возбуждения трех кварковых конфигураций в протоне и дейтроне.

в-третьих, в пользу “одинакового устройства” протона и ядра дейтерия указывает поведение их полных фотосечений (рис. 4). Протон как $3q$ конфигурация сохраняет свою индивидуальность даже в связанном состоянии в ядре дейтерия. Когда длина волны зондирующего фотона становится меньше области локализации протона, доминирующим в структурном плане является трехкварковая конфигурация, с характерным набором собственных частот возбуждения.

Внутренняя область конфайнмента электрически нейтральна, т.е. избыточный дополнительный заряд в ней отсутствует. Удержание величин полных сечений на протоне и дейтроне на постоянном значении можно объяснить за счет логарифмически возрастающего их закона импульсного распределения и увеличения числа кварковых диполей при продвижении к центру области конфайнмента.

Не имея аналитического выражения вершинной функции, учитывающего структурные изменения при переходе от нуклонных представлений при малых энергиях к кварк-глюонным при высоких, выполним иллюстративный расчет полного сечения на основе матричного элемента (б) с привлечением резонансной модели и вершинной функции

$$G(-k^2) = 8\sqrt{2} \left[\sqrt{\alpha_o \pi m} - 3,5 \cdot \frac{(\alpha_o^2 - k^2) \ln\left(1 - \frac{k^2}{\alpha_o^2}\right)}{(z_t - z_u)m} \right],$$

в которой первое выражение в квадратных скобках обеспечивает правильное низкоэнергетическое поведение полного сечения для электрически-дипольного поглощения на дейтроне у порога.

Учет резонансов проведем в соответствии со стандартной Брейт-Вигнеровской формой $(m \cdot \Gamma_e / 2) / (E_R - E - i\Gamma_{tot} / 2)$, где E – полная энергия в системе центра масс. Результаты расчета полного сечения приведены на рис. 5.

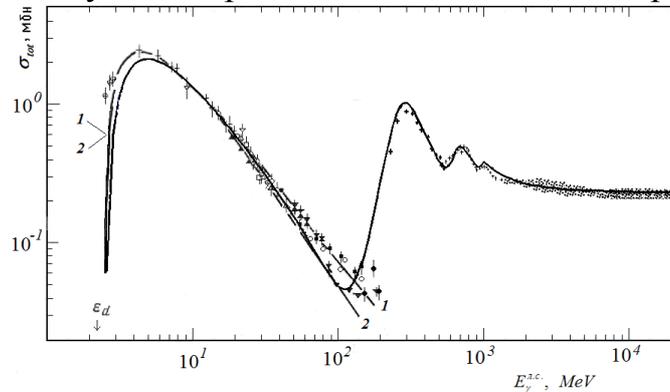


Рис. 5. Энергетическая зависимость полного фотосечения на ядре дейтерия от порога расщепления до 20 ГэВ для энергий фотона в лабораторной системе. Набор мировых данных по экспериментальным измерениям полного сечения при энергиях фотона меньших 200 МэВ [15]. Теоретические расчеты (кривые 1 и 2) выполнены в релятивистской калибровочно-инвариантной модели [5, 15] с волновыми функциями дейтрона парижской (кривая 1) и рейдовской (кривая 2) параметризаций. Оставшаяся кривая – модельный расчет на основе учета трех резонансов.

Отметим общее свойство обобщенной калибровочно-инвариантной полюсной амплитуды (1), которое имеет место независимо от явного вида вершинной функции сильного взаимодействия. Относительный знак между полюсной и регулярной частями в обобщенной амплитуде фиксирован требованием сохранения полного ЭМ тока.

Поэтому можно сделать вывод, что регулярная составляющая обобщенной полюсной амплитуды является динамической мерой нелокальности связанного состояния и показывает как “быстро” теряют свою индивидуальность структурные образования исходного уровня строения материи при переходе в иной масштаб пространственно-временной локализации.

Заключение

Показано, что дополнительный учет требований к набору аксиоматических положений локальной КЭД, позволяет последовательно ввести в рассмотрение нелокальные поля материи, не привлекая методов построения лагранжиана взаимодействия. На основе выбора структуры обобщенного конфигурационного пространства проведено корректное описание перераспределения заряда и массы нелокального поля между его фрагментами в области структурообразующего взаимодействия. Использование нелокальных калибровочно-инвариантных двух- и трехточечных ФГ приводит к определению ЭМ вершин и обобщенной полюсной амплитуды, в которой динамически согласованы действия законов сохранения энергии-импульса и заряда.

В обобщенной амплитуде автоматически сохраняются изначально присутствующие свойства калибровочной симметрии независимо от вида структурообразующих сил нелокального поля. Этот факт позволяет рассматривать вершины сильного взаимодействия в процессах ЭМ расщепления как свободные функциональные параметры. Полученная амплитуда обладает важным свойством инвариантности относительно эволюции структурообразующих сил нелокального поля и набора его составляющих при условии точного сохранения калибровочных свойств ЭМ поля. В результате проведенных действий удастся отделить ЭМ аспект исследований от структурного, сохранив при этом в неизменном виде группу $U(1)$ –калибровочной симметрии и обеспечив тем самым выполнение свойства универсальности ЭМ взаимодействий для нелокальных полей.

К преимуществу развитого подхода можно отнести то, что он существенно расширяет возможности КЭД для исследования нелокальных полей, но при этом не изменяет ни единого результата, полученного ранее в локальном квантово-полевым подходе.

Список литературы: 1. Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т. Общие принципы квантовой теории поля. – М.: Наука: гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 616 с. 2. Ефимов Г. В. Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий. – М.: Наука: гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. – 216 с. 3. Terning J. Gauging nonlocal Lagrangians // Phys. Rev. D.– 1991.–Vol. 44.– P. 887-897. 4. Mandelstam S. Quantum electrodynamics without potentials // Ann. Phys. – 1962.–Vol. 19.–P. 1-24. 5. Нагорный С. И., Касаткин Ю. А., Инопин Е. В., Кириченко И. К. Релятивистские связанные системы в квантовой электродинамике // ЯФ. –1989. – Т. 49, вып. 3. – С. 749-763. 6. Нагорный С.И., Касаткин Ю. А., Золенко В.А. и др. Ковариантный подход в теории фотоядерных реакций $\gamma^0 \rightarrow 1/2^+ 1/2^+$ и его реализация на ядре ${}^4\text{He}$ // ЯФ.– 1991.– Т.53, вып. 2.– С. 365-390. 7. Заяц А.А., Золенко В.А., Касаткин Ю.А. и др. Электродезинтеграция ядра ${}^4\text{He}$: ${}^4\text{He}(e, e'N)T$ // ЯФ.– 1992.– Т.55, вып. 2.– С. 325-344. 8. Заяц А. А., Золенко В. А., Касаткин Ю. А., Корж А. П. Процессы $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow d + d$ в релятивистской калибровочно-инвариантной модели // ЯФ.– 1994. – Т.57.–№ 5.– С. 798-809. 9. Заяц А.А., Золенко В.А., Касаткин Ю.А. Электродезинтеграция ядра ${}^4\text{He}$: ${}^4\text{He}(e, e'd)^2\text{H}$ // ЯФ.– 1995.– Т.58, №3.– С. 439-447. 10. Касаткин Ю. А. Геометрический аспект калибровочных полей и возможность единого описания локальных и нелокальных взаимодействий в КЭД // Письма в ЭЧАЯ.–2009.–Т.6.– №1(150). – С. 41-53. 11. Касаткин Ю. А. Локальная $U(1)$ –калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильно связанных систем // Письма в ЭЧАЯ.–2004.–Т.1.–№5(122). – С. 30-49. 12. Касаткин Ю. А. Возможность единого описания локальных и нелокальных электромагнитных взаимодействий // Вестник Харьковского национального университета, серия физическая «Ядра, частицы, поля».-2008.–№808.–Вып. 2/38/. – С. 61-67. 13. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Клепиков В.Ф., Корж А.П. Нелокальные взаимодействия в квантовой электродинамике.– Х.: Студцентр, 2009. – 240 с. 14. Славнов А. А., Фаддеев Л. Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей.– М.: Наука, 1988.- 272 с. 15. Wightman A. S. Quantum field theory in terms of vacuum expectation values // Phys. Rev.-1956, Vol. 101.–P. 860-879. 16. Lehmann H., Symanzik K. Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien // Nuovo Cim.–1955.–Vol. 1.– P. 205-223; Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien, II // Nuovo Cim.-1957, Vol. 6.– P. 319-338.

Поступила в редколлегию 24.01.2011

УДК 004.415.2.031.43

ОЛЬГА КИСЕЛЕВА, ст. преподаватель, НТУУ «КПИ», г. Киев