

УДК 539.12.01

## ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ НЕЛОКАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КЭД

Ю.А. Касаткин, А.П. Корж<sup>†</sup>

*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины  
61002, Украина, г. Харьков-2, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812  
e-mail: YuKasatkin2007@yandex.ru*

<sup>†</sup>*Харьковский государственный университет технологии питания и торговли МОН Украины  
61051, Украина, г. Харьков, ул. Клочковская, 333  
Поступила в редакцию 18 августа 2009 г.*

Публикация обобщает цикл работ, опубликованных в журнале “Письма в ЭЧАЯ” по построению и обоснованию альтернативного подхода описания в рамках квантовой электродинамики, как локальных, так и нелокальных полей материи одновременно. Дополнительное привлечение в рассмотрение свойства неотделимости понятия об электрическом заряде от понятия массы для фундаментальных частиц, а также свойства индифферентности электромагнитных сил по отношению к структуре образующим 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, не нарушающий ранее полученных результатов в рамках локальной теории. Обсуждаются общие свойства регулярной части обобщенной полюсной амплитуды.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** локальный лагранжиан, нелокальные взаимодействия, калибровочная инвариантность, функция Грина, импульсные распределения

### ADDITIONAL TERMS FOR DESCRIPTION OF NONLOCAL INTERACTIONS IN QED

Yu.A. Kasatkin, A.P. Korzh<sup>†</sup>

*Institute of Electrophysics & Radiation Technologies National Academy of Sciences of Ukraine,  
61051, Ukraine, Kharkov, Chernyshevsky St, 28, p.o.box 8812*

<sup>†</sup>*Kharkov State University of Food Technology and Trade of Department of Education and Science of Ukraine  
61051, Ukraine, Kharkov, the Klochkovskaya St., 333*

Article summarizes the cycle of the works, published in the magazine of “Letter in ECHAYa” on construction and ground of alternative approach of description within the framework of quantum electrodynamics both local and nonlocal fields of matter simultaneously. 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, not violating the here before got results within the framework of local theory. A common property of regular part of the generalized pole amplitude is discussing.

**KEY WORDS:** local Lagrangian, nonlocal interactions, gauge invariance, Green’s function, momentum distributions

### ДОДАТКОВІ УМОВИ ДЛЯ ОПИСУ НЕЛОКАЛЬНИХ ВЗАЄМОДІЙ В КЕД

Ю.О. Касаткін, О.П. Корж<sup>†</sup>

*Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України,  
61002, Україна, м. Харків, вул. Чернишевського, 28, а/с 8812*

<sup>†</sup>*Харківський державний університет технології харчування і торгівлі МОН України  
61051, Україна, м. Харків, вул. Клочківська, 333*

Стаття узагальнює цикл робіт, опублікованих в журналі “Письма в ЭЧАЯ” по побудові та обґрунтуванню альтернативного підходу опису в межах квантової электродинаміки, як локальних, так і нелокальних полів матерії одночасово. Додатково 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, що не порушує при цьому раніше одержаних результатів в обсязі локальної теорії. Обговорюються загальні властивості регулярної частини узагальненої полюсної амплітуди.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** локальний лагранжіан, нелокальні взаємодії, калібрувальна інваріантність, функція Гріна, імпульсні розподіли

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 в течение всего времени взаимодействия. Существующий набор аксиоматических предложений КЭД [1], ориентированный на использование методов производящего функционала, формализма S-матрицы и адиабатической гипотезы в отношении включения электромагнитного (ЭМ) взаимодействия, а также применение методов стандартной теории возмущений испытывает непреодолимые трудности описания в рамках локального лагранжевого

подхода процессов с участием нелокальных полей, особенно в тех случаях, когда в конечном состоянии выявляется их явная составная природа в виде регистрации различных наборов фрагментов.

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, а затем локализовать в нем калибровочную симметрию для получения лагранжиана взаимодействия. Следовательно, использование “рецепта” КЭД по локализации калибровочной симметрии свободного лагранжиана нелокального поля, связанного с заменой в нем обычных производных на ковариантные производные невыполнимо.

Столь гармоничная последовательная схема описания взаимодействий в КЭД становится неприменимой при попытке включения в ее содержание нелокальных полей материи. На то существует ряд непреодолимых объективных причин, содержание которых сводится к необходимости адекватного описания целостной картины взаимодействия. При взаимодействии ЭМ поля с локальным полем материи частицы сохраняют свою индивидуальность до и после процесса взаимодействия, что изначально зафиксировано структурой локального лагранжиана. При взаимодействии с нелокальными полями материи проявляется явная составная природа частиц, поскольку в конечном состоянии регистрируются составляющие его фрагменты. Такую асимметрию между начальным и регистрируемым набором частиц в присутствии неизвестного сильного взаимодействия не удается описать аксиоматическим набором положений КЭД с применением лагранжевого формализма.

Формализм использования лагранжиана для системы взаимодействующих полей должен удовлетворять принципу асимптотической аддитивности. Согласно этому принципу взаимодействующие поля – заряженное материальное и ЭМ, будучи разнесенные на достаточно большое расстояние описываются в отдельности своими лагранжианами, которые отвечают их свободным состояниям. Для включения дальнего ЭМ поля используется адиабатический анзац. Процесс ЭМ расщепления нелокального поля сопровождается дополнительным присутствием сильного взаимодействия, имеющего большую интенсивность и ограниченную область действия. Такое существенное изменение в системе взаимодействующих полей не позволяет удовлетворить принципу асимптотической аддитивности как следствие утраты информации о сильном взаимодействии при разведении взаимодействующих полей на значительное расстояние. Дополнительное препятствие вызвано различающимися наборами частиц в начальном и конечном состояниях. Применение адиабатической концепции КЭД и использование традиционных методов теории возмущений не может откорректировать утраченную информацию о неизвестном взаимодействии, а, следовательно, вывести лагранжиан взаимодействия. Это приводит к неустраимому разрыву в исследованиях структуры локальных и нелокальных полей материи на основе использования единых методов построения КЭД.

Актуальность решения этой глобальной проблемы связано с тем, что класс фундаментальных частиц ограничен набором лептонов и кварков, а многообразие адронного мира представлено большим количеством короткоживущих в свободном состоянии нелокальных полей материи (правда, за исключением протона). Неизвестная природа сильных взаимодействий отражает сложнейшую, нелинейную в математическом смысле, структурную иерархию строения материи от кварк-глюонных представлений на малых пространственно-временных масштабах до адронной асимптотики, синглетной по цветовым степеням свободы вне области конфайнмента, которая на привычном нуклон-мезонном языке описания при низких энергиях связана с ядерными силами.

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. В противном случае, когда нарушается требование сохранения полного ЭМ структурного тока ценой учета динамики вершин сильного взаимодействия, приводит к неконтролируемому искажению получаемой информации о свойствах структурообразующих взаимодействий за счет включения в ее содержание некорректно учтенной ЭМ составляющей.

На основе выполнения требования калибровочной симметрии в работе [3] предложен метод введения калибровочных полей в массовый оператор эффективного нелокального лагранжиана (эффективная киральная кварковая модель) на основе использования фазовой экспоненты (С. Bloch, 1950; S. Mandelstam [4], К. Wilson, 1974) для неабелевой калибровочной симметрии, что позволило учесть вклады  $N$  ароматов кварков и  $N^2 - 1$  голстоуновских бозонных полей. 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 (в дополнение к уже сохраняющемуся лептонному), в амплитуде с виртуальным фотоном 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 [10-13] принципиально отличается от предложенного метода в [3].

Цель настоящей работы связана с обоснованием альтернативного построения КЭД, обсуждения дополнительных требований, необходимых для обеспечения адекватного исследования структуры нелокальных сильно связанных полей материи в процессах ЭМ расщепления, равно как и взаимодействий с локальными полями на основе использования единых принципов.

### АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ФОРМУЛИРОВКА КЭД. ВЕРШИНЫ И АМПЛИТУДЫ

Изначальная постановка задачи по построению теории нелокальных взаимодействий на основе уже существующей локальной теории с математической точки зрения представляет некорректно поставленную задачу. Попытка обобщить локальную теорию в неизменном виде на нелокальные взаимодействия, где понятие локальности выступает в структурном аспекте односторонней асимптотикой нелокальности, и восстановить теорию по этой асимптотике не является корректно поставленной задачей. Одна из возможностей построения такой теории связана с выбором в качестве исходных “первых принципов” нелокальных конструкций, которые на определенном этапе рассмотрения допускают известный локальный структурный предел.

В опубликованных работах [10-13] было показано, что согласование вида полевого оператора фундаментального (локального) поля материи со структурой пространственно-временного многообразия и присоединенного пространства с внутренней  $U(1)$  симметрией, в котором определено правило [14], позволяющее определять изменение полной волновой функции поля не только за счет его трансляции по 4-х мерной траектории с заданной начальной пространственно-временной точкой в базовом пространстве, но также согласовывать это изменение с изменением ее зарядовой составляющей в присоединенном пространстве за счет введения “обобщенной зарядовой координаты” – фазовой экспоненты.  $P$ -упорядоченная экспонента определяет количественное изменение полевой функции заряженного поля материи в соответствии с условием равенства нулю ковариантной производной от этой функции в направлении касательного пространства к любым траекториям в пространственно-временном континууме с фиксированной начальной 4-точкой

$$\left. \frac{dx_\mu(\tau)}{d\tau} \cdot D^\mu \psi(x) \right|_{x=x(\tau)} = \left. \frac{dx_\mu(\tau)}{d\tau} \cdot (\partial^\mu + ieA^\mu) \psi(x) \right|_{x=x(\tau)} = 0, \quad (1)$$

где  $\tau$  – параметр собственной длины траектории  $x_\mu(\tau)$ ,  $e$  – заряд частицы,  $A^\mu$  вектор-потенциал ЭМ поля.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$\psi(x') = P \cdot e^{ie \int_x^{x'} A_\mu(\xi) d\xi^\mu} \psi(x), \quad (2)$$

где  $P$  – оператор пространственно-временного упорядочения вдоль траектории  $x_\mu(\tau)$ .

Как показано в [10, 12-13] дополнительное присутствие фазового множителя (2) у волновых функций заряженного фермионного или скалярного полей и их подстановки в соответствующие лагранжианы, которые описывают их свободные состояния, приводят к восстановлению локальной калибровочной симметрии и определяют соответствующие лагранжианы взаимодействия, что возвращает нас к стандартным конструкциям построения локальной КЭД. Вместе с этим открываются новые возможности, скрытые на этапе формулировки локальной теории, которые позволяют придать иную интерпретацию уже известным фактам.

Во-первых, если считать уравнение (1) первичным, то становится понятным происхождение “рецепта” КЭД для включения ЭМ поля в лагранжиан за счет замены обычных производных на ковариантные производные.

Во-вторых, замена традиционного для КЭД хронологического упорядочения ( $T$ -упорядочение введено авторами [15] в вакуумные средние в отличие от рассмотрения в [16]) операторов в вакуумных средних на хронологически-пространственное упорядочение ( $P$ -упорядочение). Это можно объяснить следующим образом. В локальной КЭД фундаментальные заряженные поля материи в процессе взаимодействия с ЭМ полем не изменяют своего зарядового и массового состояния, т.е. масса и заряд частицы остаются неизменными. Поэтому для обеспечения возможности сортировки частиц до и после процесса взаимодействия достаточно было их хронологически упорядочить. Иная картина возникает при взаимодействии с нелокальным полем, когда обобщенная зарядовая координата в присоединенном пространстве внутренних симметрий (в его главном расслоении) обеспечивает дополнительную возможность для описания разделения заряда нелокального поля между фрагментами и согласованного описания перемещения каждого заряда и соответствующей ему массы в базовом пространстве, что контролируется уже оператором пространственно-временного упорядочения. Следовательно, в локальной теории в процессе взаимодействия масса и соответствующий ей заряд сохраняются ( $e \leftrightarrow e$ ,  $m \leftrightarrow m$ ). Взаимодействие калибровочного поля с сохраняющимся зарядом регламентировано правилом (2) в присоединенном касательном пространстве, а динамическая составляющая перемещения массы в пространственно-временном континууме происходит в соответствии с законами сохранения энергии-импульса. На этапе локального лагранжиана свободного электронного поля роль фазовой экспоненты сводится лишь к локализации калибровочной симметрии с выделением лагранжиана взаимодействия. При расщеплении

нелокального поля фотоном эта симметрия обретает более широкую форму: в результате взаимодействия нелокальное поле в области неизвестного структурообразующего взаимодействия расщепляется и происходит перераспределение его массы и заряда между его наблюдаемыми фрагментами с аддитивными законами сохранения. В этом случае симметрия обретает вид:  $e \leftrightarrow e_1 + e_2$ ,  $m \leftrightarrow m_1 + m_2$  и операция Р-упорядочения в обобщенной зарядовой координате адекватно описывает возникающую ситуацию.

Математическую конструкцию, описывающую трансляции заряженного поля в соответствии с уравнением (1) дополним физическим содержанием, которое придаст ей общий характер. Экспериментально установленный факт выражает свойство неотделимости понятия об электрическом заряде от понятия массы для фундаментальных частиц. В природе не обнаружено заряда как самостоятельной сущности в отрыве от масс, т.е. все фундаментальные (локальные) поля материи – лептоны и кварки, которые формируют все многообразие адронного мира, массивны и заряжены. У составных частиц заряд может принимать значение равное нулю, а обобщенная зарядовая координата (2) для них равна единице.

Поскольку перераспределение масс и зарядов происходит в области действия структурообразующих сил под действием вносимого возмущения ЭМ полем, то необходимо привлечь анзац неизменности свойств ЭМ сил от присутствия иных видов взаимодействий, т.е. их *индифферентность* по отношению к наличию всех известных в настоящее время других взаимодействий и сохранить лишь их способность реагировать на сохраняющийся заряд, не выявляя при этом деталей происходящих структурных динамических изменений. Действительно, если область взаимодействия формируется, например, за счет обменов октета глюонных полей в области конфайнмента или определяется их асимптотикой – ядерными силами, вне этой области внутри атомного ядра, то ничто не препятствует фотону получать достоверную информацию об импульсных распределениях кварков или нуклонов в указанных областях. Подтверждением свойства индифферентности является отсутствие вершин взаимодействия фотона с глюоном или гравитоном, как следствие отсутствия у них электрического заряда. Электрический заряд сохраняется всегда и безотносительно от присутствия в процессе других взаимодействий. В локальной формулировке теории эти симметрии были не востребованы по причине неизменности массы и заряда материального поля в течение всего времени взаимодействия, например, наличия электрона в конце и начале взаимодействия с фотоном.

Как уже отмечалось, приведение вида волновой функции заряженной частицы со структурой выбранного

пространства  $\psi(x) \rightarrow \psi(x; A) = P \cdot e^{ie \int_a^x A_\mu(\xi) d\xi^\mu} \cdot \psi(x)$  в соответствии с выражением (1) приводит к восстановлению локальной калибровочной симметрии свободного электронного лагранжиана в присутствии ЭМ поля, но оставляет рассмотрение в рамках локального подхода (4-точка  $a$  начало отсчет внешнего ЭМ потенциала, которая в билинейных комбинациях исключается из рассмотрения).

Как показано [10-13] альтернативное построение локальной КЭД можно достичь на основе изначального использования нелокальной калибровочно-инвариантной 2-х точечной функции Грина (ФГ) (не ограничивая общности, рассмотрение проводим на примере скалярного поля)

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

не привлекая этапа конструирования лагранжиана взаимодействия и S-матрицы. Выражение для ФГ (3) инвариантно относительно преобразования поля  $\phi(x)$  и вектора-потенциала  $A_\rho(\xi)$  ЭМ поля

$$\phi(x) \rightarrow \phi(x) e^{-ie\alpha(x)}, \quad \phi_1^+(y) \rightarrow e^{ie_1\alpha(y)} \phi_1^+(y), \quad A_\mu(\xi) \rightarrow A_\mu(\xi) + \partial_\mu \alpha(\xi). \quad (4)$$

Обратим внимание, что если материальное поле  $\phi(x)$  в выражении (3) нелокальное и при его перемещении из 4-точки  $x$  в точку  $y$  в присутствии ЭМ поля оно сохраняет свою целостность (индивидуальность), т.е. информация о структуре образующих сил остается за пределами рассмотрения, то оно неотлично от описания фундаментального поля этим же выражением.

Как показано в [11], в результате вычисления от ФГ (3) функциональной производной по вектору–потенциалу калибровочного поля 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

$$\left. \frac{\delta D_{\text{nonlocal}}(x, y; A)}{\delta A_\mu(r)} \right|_{A=0} A_\mu(r) \rightarrow (2\pi)^4 \delta(p+q-p') e \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D(p+\lambda q)}{\partial (p+\lambda q)_\mu} = (2\pi)^4 \delta(p+q-p') D(p+q) \left\{ -e \varepsilon_\mu (p+p')^\mu \right\} D(p), \quad (5)$$

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

Иначе говоря, вся информация об ЭМ взаимодействиях в КЭД в компактном виде содержится в нелокальных калибровочно-инвариантных структурах (3), независимо от того отвечают ли гейзенберговские 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 3-х точечная нелокальная калибровочно-инвариантная ФГ, а точнее лишь ее сильно связанная вершинная часть (внешние концы – 2-х точечные ФГ (3) удалены и рассмотрены выше), то интересующая структура имеет вид [11]

$$G(x, y, z; A) = i \langle P(\phi(z) e^{ie_1 \int_x^z dr_\rho A^\rho(r)} \phi_1^+(x) e^{ie_2 \int_y^z dr_\sigma A^\sigma(r)} \phi_2^+(y)) \rangle. \quad (6)$$

Выражение (6) отвечает, например, расщеплению скалярного поля  $\phi$  в 4-точке  $z$  под действием ЭМ поля на два заряженных фрагмента с зарядами  $e_1$  и  $e_2$  в точках  $x$  и  $y$  соответственно. Структура выражения (6) инвариантно относительно локальных преобразований  $U(1)$  калибровочной группы

$$\phi(z) \rightarrow \phi(z) e^{-ie\alpha(z)}, \quad \phi_1^+(x) \rightarrow \phi_1^+(x) e^{ie_1\alpha(x)}, \quad \phi_2^+(y) \rightarrow \phi_2^+(y) e^{ie_2\alpha(y)}, \quad A_\mu(r) \rightarrow A_\mu(r) + \partial_\mu\alpha(r) \quad (7)$$

при условии сохранения заряда  $e = e_1 + e_2$ . Важно отметить, что калибровочная симметрия выражения (6) обеспечена для нелокального поля в гейзенберговском представлении  $\phi(z)$  и его фрагментов  $\phi_1(x)$ ,  $\phi_2(y)$  безотносительно от необходимости конкретизации деталей сильного взаимодействия между ними. Это следствие свойства *индифферентности* ЭМ сил по отношению к структурообразующим взаимодействиям. Кроме того, в ФГ (6) прослеживается связь между требованием инвариантности по отношению к калибровочным преобразованиям (7) и аддитивным законом сохранения заряда (в противном случае, когда  $e \neq e_1 + e_2$  фазовые экспоненциальные множители не сокращаются). На этом этапе рассмотрения происходит “разделение” ЭМ аспекта исследований от структурного.

Вычисляя функциональную производную от выражения (6) и действуя аналогично при выводе (5) получаем [11] в импульсном представлении

$$\left. \frac{\delta G(x, y, z; \{A\})}{\delta A_\mu(r)} \right|_{A=0} A_\mu(r) \rightarrow \mathfrak{M}_{reg} = (2\pi)^4 \delta(p + q - p_1 - p_2) \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q; p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} + e_2 \frac{\partial G(p_1; p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)_\mu} \right\}, \quad (8)$$

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

Полная амплитуда расщепления нелокального поля получается в результате последовательного включения фотона во внешние концы трех точечной ФГ, что приводит к традиционному полюсному ряду и включения фотона в сильно связанную вершинную часть (8) треххвостки и приводит к регулярной части обобщенной полюсной калибровочно-замкнутой амплитуды [11, 13].

Фазовая экспонента обеспечила возможность локального согласования трансляций в пространственно-временном многообразии и присоединенном пространстве внутренних симметрий, вызванного перераспределением массы и заряда нелокального поля материи и его фрагментами. Указанное согласование проведено не только на асимптотических in- и out-состояниях (полюсная часть обобщенной амплитуды), но и в области интенсивных структур образующих силах ограниченного радиуса действия (регулярная ее составляющая). Иначе говоря, обеспечена непрерывность изменения зарядовой координаты – ЭМ фазы на протяжении всего времени взаимодействия, на важность выполнения этого требования было еще указано Вейлем в 20-х 30-х годах прошлого столетия. Согласование трансляций масс и соответствующих им зарядов в пространственно-временном многообразии и присоединенном зарядовом пространстве, а также сохранение структуры группы локальной калибровочной симметрии за счет фазовой экспоненты обеспечивает [10-13] в амплитуде *согласование действий законов сохранения энергии-импульса и закона сохранения заряда*. Кроме того, привлечение дополнительного свойства индифферентности позволяет сохранить свойство *универсальности* ЭМ взаимодействий в терминах *минимальной связи* для нелокальных полей, что позволяет отделить ЭМ аспект в исследованиях нелокальных полей от направления, связанного с чисто структурными исследованиями.

Характерной особенностью регулярной части обобщенной полюсной амплитуды является присутствие в ней производной от вершины сильного взаимодействия, т.е. регулярная часть амплитуды определяется скоростью изменения вершины. В это время как полюсная часть определяется лишь самой вершинной

функцией. Сама амплитуда автоматически удовлетворяет требованию динамического сохранения полного адронного тока независимо от явного функционального вида самой вершины (следствие свойства индифферентности). Иначе, вершинной функции сильного взаимодействия отводится роль *свободного функционального параметра*, что обеспечивает инвариантность амплитуды относительно иерархической эволюции структурообразующих взаимодействий и набора составляющих нелокального поля. Это свойство дает возможность находить вершинную функцию как решение точного уравнения Бете-Солпитера или его квазипотенциальных аналогов на каждом доступном масштабе строения материи и тестировать ее в процессах ЭМ расщепления.

### РЕГУЛЯРНАЯ ЧАСТЬ ОБОБЩЕННОЙ ПОЛЮСНОЙ АМПЛИТУДЫ КАК МЕРА НЕЛОКАЛЬНОСТИ СИЛЬНО СВЯЗАННОГО ПОЛЯ МАТЕРИИ

Ядерный потенциал, в котором находится нуклон, представляет собой установившееся равновесное состояние, как результат сложнейшей иерархии различных видов взаимодействий: от кварк-глюонных внутри области конфайнмента до нуклон-мезонных конфигураций, синглетных по цветовым степеням свободы – адронной асимптотики.

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. Сколько-нибудь адекватного аналитического выражения для ядерного потенциала, отвечающего всему энергетическому масштабу внутри ядра, а, следовательно, и ядерным вершинным функциям, в настоящее время не существует. Получить решение для ядерных вершинных функций, исходя из микроскопических обменов бозонами, в настоящее время не представляется возможным.

Импульсные распределения нуклонов в различных ядрах отражают их А-зависимость, а для фиксированного ядра высоко импульсные “хвосты” указанных распределений содержат информацию об устройстве ядер на малых расстояниях. Все статические характеристики атомных ядер, определяются интегралами от импульсных распределений, величина которых более чем на 95% определяется низкоэнергетическим поведением. Поэтому указанные характеристики не пригодны для детализации взаимодействий на малых расстояниях. Сечения эксклюзивного расщепления ядер электронами с регистрацией ер-совпадений (квазиупругая кинематика с кинематическим выделением канала реакции с доминированием вклада в сечение протонного полюса) непосредственно определяются значениями вершинной функции, но при этом отрицательную роль при получении информации о нуклон-ядерном взаимодействии оказывают ЭМ формфакторы. Формфакторы показывают как отклик самого ядра, на вносимое в систему ЭМ возмущение, так и реакцию его составляющих, как связанных кварковых образований.

Импульсные распределения составляющих в различных нелокальных полях материи индивидуальны и содержат всю информацию в интегральной форме об установившихся в связанной системе взаимодействиях, а также отражают ее пространственно-временную эволюцию на протяжении всего энергетического интервала. Эта объективная информация для всякого нелокального поля определяется в виде степени убывания функции импульсного распределения, ее скоростью изменения и характером кривизны кривой (ее выпуклостью или вогнутостью).

Регулярная составляющая вносит в амплитуду дополнительную зависимость от вершинной функции в форме ее производной. Как было установлено [11, 13], что для двухчастичного электрически дипольного расщепления вклад от регулярной части в полной амплитуде при низких энергиях определяется производной от вершины сильного взаимодействия. Если электрический дипольный переход отсутствует (отношения соответствующих зарядов фрагментов к их массам равны друг другу), то разложение в ряд регулярной части и ее вклад в полную амплитуду определяется уже второй производной от вершинной функции.

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 (не в ущерб общности рассмотрения, а лишь с целью наглядности), состоящего из двух скалярных “нуклонов” или процесса ЭМ расщепления кварк-антикваркового нейтрального скалярного диполя (типа позитрония). При этом будем акцентировать внимание лишь на ЭМ аспекте взаимодействия для различных зарядовых конфигураций начального и конечного состояний. Значения величин масс, зарядов и удельную энергию связи в процессе фоторасщепления скалярного поля будем сопоставлять с конфигурацией нуклонного устройства дейтерия, рис. 1. Для скалярного поля выбор зависимости вершинной функции от квадрата относительного пространственно-подобного 4-импульса образовавшейся пары (следствие трансляционной инвариантности) приводит к тому, что подынтегральное выражение в (8) образует полный дифференциал и интеграл вычисляется [11]. 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]

$$\mathfrak{M} = e \cdot \varepsilon_{\mu} \cdot J^{\mu}, \quad (9)$$

где  $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ ,  $\alpha = 1/137$ , а структура тока  $J^\mu$  отвечает набору диаграмм на рис. 1:

$$J^\mu = J_{pol}^\mu + J_{reg}^\mu, \quad (10)$$

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

$z_{s,t,u}$  – заряды частиц в единицах элементарного заряда  $e$ ,  $k_\mu$  – относительный пространственно-подобный

4-импульс  $pn$ -пары  $k \equiv k_s = \frac{p-n}{2} \stackrel{c.u.u.}{=} (0; \mathbf{p})$ . Вершинная функция  $G_i \equiv G(-k_i^2)$ ,  $i=[s,t,u]$  зависит от

квадрата соответствующего канального относительного 4-импульса:  $k_t = \frac{p'-n}{2} = k_s - \frac{q}{2}$ ,  $k_u = \frac{p-n'}{2} = k_s + \frac{q}{2}$ ,

$q = (\omega; \mathbf{q})$  - 4-импульс фотона ( $q^2 = 0$ ).

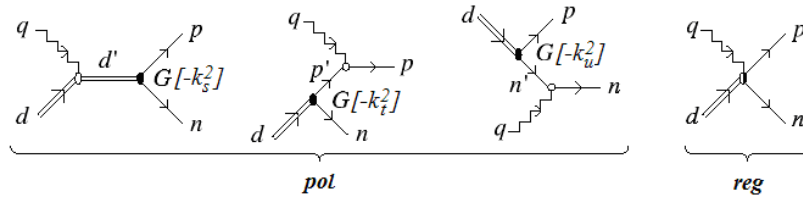


Рис. 1. Расщепление нелокального скалярного поля фотоном на два скалярных фрагмента.

Нетрудно видеть, что полюсная часть полной амплитуды (9) описывает взаимодействие ЭМ поля с асимптотически сформировавшимися в in- и out- состояниях частицами ( $J_{pol}^\mu$ ). В то время как регулярная часть ( $J_{reg}^\mu$ ) той же амплитуды определяется “скоростью” изменения вершинной функции сильного взаимодействия  $G$  в соответствие с выражением (8), что в совокупности обеспечивает непрерывное изменение обобщенной зарядовой координаты – ЭМ фазы в течение всего времени взаимодействия и в соответствие 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

$$\varepsilon_\mu^{(||)} = (0; 1, 0, 0), \quad \varepsilon_\mu^{(\perp)} = (0; 0, 1, 0), \quad (11)$$

в которой плоскость реакции совмещена с плоскостью  $xOy$ , а импульс протона направлен под углом  $\theta$  к оси  $Oz$ , для дифференциального сечения на не поляризованном фотонном пучке получим

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{c.m.} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|\mathbf{p}|}{|\omega|} \overline{|\mathfrak{M}|^2} = \frac{\alpha}{32\pi s} \frac{|\mathbf{p}|^3 \sin^2 \theta}{|\omega|} \left[ \left( z_t \frac{G_t}{pq} - z_u \frac{G_u}{nq} \right) - \frac{(z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s)}{kq} \right]^2, \quad (12)$$

$$\mathfrak{M} = e \cdot (\varepsilon_\mu k^\mu) \left[ \left( z_t \frac{G_t}{pq} - z_u \frac{G_u}{nq} \right) - \frac{(z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s)}{kq} \right],$$

$s = (d+q)^2$ . При выводе выражения для матричного элемента (12) на основе (10) использовано соотношение

$e_m p^m = -e_n n^m = e_k k^m$ . Отметим, что полюсной части амплитуды отвечает выражение в круглых скобках в (12),

где отсутствует составляющая полюсного вклада от  $s$  – канала за счет выбора системы отсчета, в то время как в выражении регулярной части амплитуды (оставшееся выражение в квадратных скобках) вершинная функция от  $s$  – канала сохраняется.

Для выявления общих свойств регулярной составляющей амплитуды и выяснения ее физического смысла выполним численные расчеты энергетического поведения полного сечения расщепления скалярного поля в зависимости от выбора различных моделей для вершинной функции сильного взаимодействия. Поскольку регулярная составляющая амплитуды определяется производной от вершины, в то время как полюсная определяется самой вершиной, то модели для вершины сильного взаимодействия будем выбирать так, чтобы они имели различные “скорости убывания” с ростом импульса, но были нормированы общим условием:

$$\iiint \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \Psi^2(\mathbf{p}^2) = 1. \quad (13)$$

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

$$\Psi_{Yu}(\mathbf{p}^2) = \sqrt{\frac{\alpha_o}{2\pi}} \frac{1}{(\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2)}, \quad \alpha_o = \sqrt{m \cdot \epsilon_{cv}} \tag{14}$$

на рис. 2 изображена точечной кривой. Нормировочный коэффициент найден из условия (13).

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 (14). 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 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.

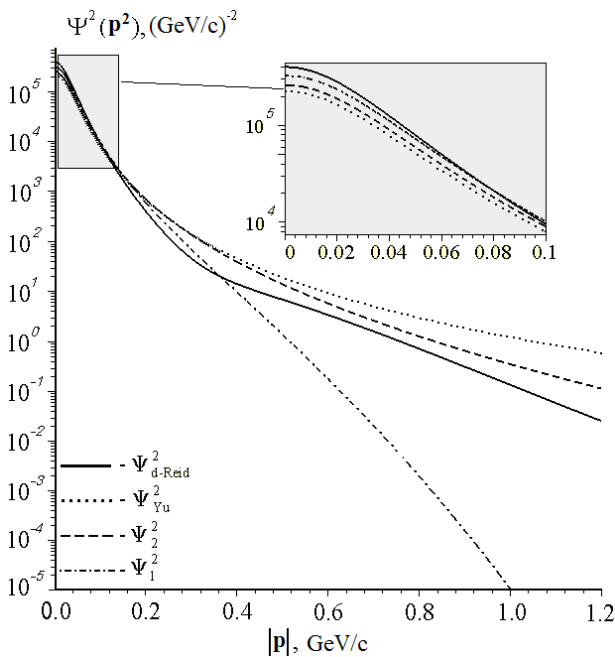


Рис. 2. Различные виды импульсного распределения составляющих в сильносвязанной системе.

ноль

$$\Psi(\mathbf{p}^2) = \frac{G}{\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2}, \quad J_{reg}^\mu = \frac{k^\mu}{kq} (z_t + z_u - z_s) \cdot G = 0,$$

т.е. в тех областях относительного импульса, когда импульсные распределения неотличимы от асимптотического распределения (14) (область порога расщепления) для одночастичной волновой функции нуклона, которая в координатном пространстве имеет вид

$$\Psi(\mathbf{p}^2) \rightarrow \Psi(r) = Const \cdot e^{-\alpha_o r} / r. \tag{15}$$

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 величину (долно) электрических многочастичных вкладов в полную амплитуду в дополнение к одночастичным механизмам (полюсная часть), согласованных между собой требованием сохранения структурного ЭМ тока.

Отметим, что вклады в сечение от регулярной части амплитуды для двух вариантов параметризации вершинной функции  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$  имеют конструктивный характер (интерференция положительна), а величина вклада в полное сечение различна (рис. 3) и определяется скоростью их убывания.

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,

Пунктирная кривая на рис. 2 занимает в высокоимпульсной области промежуточное положение по отношению к асимптотическому и реалистическому распределениям

$$G_2(\mathbf{p}^2) = \frac{(\alpha_o + 1)^{3/2}}{\mathbf{p}^2 + 1}.$$

Наконец, “жесткое” распределение, в котором значительно “меньше” высокоимпульсной компоненты полагаем равным

$$G_1(\mathbf{p}^2) = e^{-6\mathbf{p}^2/m^2}, \quad \Psi_1(\mathbf{p}^2) = \frac{e^{-6\mathbf{p}^2/m^2}}{(\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2) \cdot 3.04\pi},$$

но которое имеет наибольшую по модулю производную (скорость изменения) по отношению к уже определенным выше распределениям.

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 (14) регулярная часть амплитуды обращается в



следовательно, полное сечение на рис. 3 (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 3 раза.

Доля вклада регулярной части в полное сечение (включая интерференцию) на заданном интервале энергий фотона для импульсного распределения составляющих  $\Psi_1(\mathbf{p}^2)$  составляет 27%, а для  $\Psi_2(\mathbf{p}^2)$  – 3%.

Проведенный анализ в отношении выявления 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. Несмотря на то, что импульсные распределения 1 и 2 (штрих-пунктирная и пунктирная кривые на рис. 2) различаются, а отвечающие им величины полных сечений (сплошные линии на рис. 3 (а) и 3 (б)) практически одинаковые, в то время как им соответствующие составляющие от полюсной и регулярной частей сильно различаются (энергии фотона в системе центра масс равной 0,2 ГэВ на рис. 3 соответствует величина относительного импульса на рис. 2 равно  $|\mathbf{p}| \sim 0,44$  ГэВ/с).

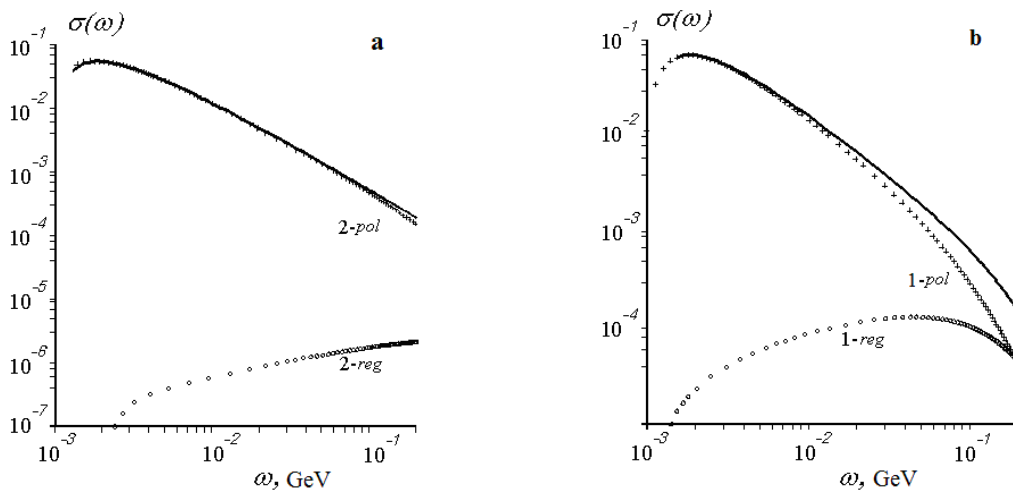


Рис. 3. Зависимость полного сечения (сплошная кривая) фоторасщепления скалярного дейтрона от энергии фотона в системе центра масс начальных частиц для импульсного распределения  $\Psi_2(\mathbf{p}^2)$ . Вклады в сечение только от полюсной и регулярной частей амплитуды отмечены как 2-reg и 2-pol соответственно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

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 фото сечений на ядрах при асимптотически больших энергиях фотонов  $1 \leq E_\gamma^{n.c.} \approx 100$  ГэВ за счет присутствием регулярной составляющей в амплитуде. Указанные сечения на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{82}\text{Pb}$  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 (10) по  $kq$  [10, 11] и, удерживая лишь первый неисчезающий член разложения (электрический дипольный переход), приравняем матричный элемент константе, получаем дифференциальное уравнение для вершинной функции

$$(z_t - z_u) \left( \frac{G(\mathbf{p}^2)}{\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2} - \frac{\partial G(\mathbf{p}^2)}{\partial \mathbf{p}^2} \right) = Const, \quad (16)$$

что обеспечит постоянство полного сечения при высоких энергиях. Частное решение уравнения (16) имеет вид

$$G(\mathbf{p}^2) = c_1 (\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2) - \frac{Const}{(z_t - z_u)} (\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2) \ln(\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2),$$

где  $c_1$  константа интегрирования. Вводя квадрат полной энергии в с.ц.и. получаем

$$G(s) = \frac{c_1}{4}(s - 4m^2) - \frac{Const}{4(z_i - z_u)}(s - M^2) \ln \frac{(s - M^2)}{4\alpha_0^2}, \quad (17)$$

которая при  $\mathbf{p} = 0$  ( $s = 4m^2$ ) удовлетворяет условию  $G(4m^2) = 0$ . Это условие означает, например, что “хвост”  $q\bar{q}$  – распределенный выходит за границы конфайнмента и исчезает на границах ядра.

Обращает внимание экспериментальный факт [17] поведения полных фото сечений на дейтроне и протоне, которые приведены на одном рисунке (рис. 4). Трудно указать механизм реакции, который бы на столь широком интервале энергий фотонов 1-20 ГэВ “удерживали” 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  $\bar{p}n$ ), ( $\pi^-d$  и  $\pi^-p$ ), ( $K^-d$  и  $K^-p$ ) [11] в более широких диапазонах импульсов налетающих пучков в лабораторной системе – от  $\sim(1 \div 300)$  ГэВ/с.

Действительно, как следует из анализа поведения полных экспериментальных сечений фотопоглощения на дейтроне [17] при значениях импульса фотонного пучка в интервале  $1 \div 20$  ГэВ/с, в котором величина указанного сечения остается неизменным ( $\sigma \sim 0,22$  mb), а также его сопоставление с аналогичным сечением на протоне (промеренного до 200 ГэВ/с), позволяет сделать следующие выводы:

во-первых, невозможно указать механизм реакции, который бы столь длительно доминировал в амплитуде и обеспечивал постоянство полного сечения в широком интервале энергий;

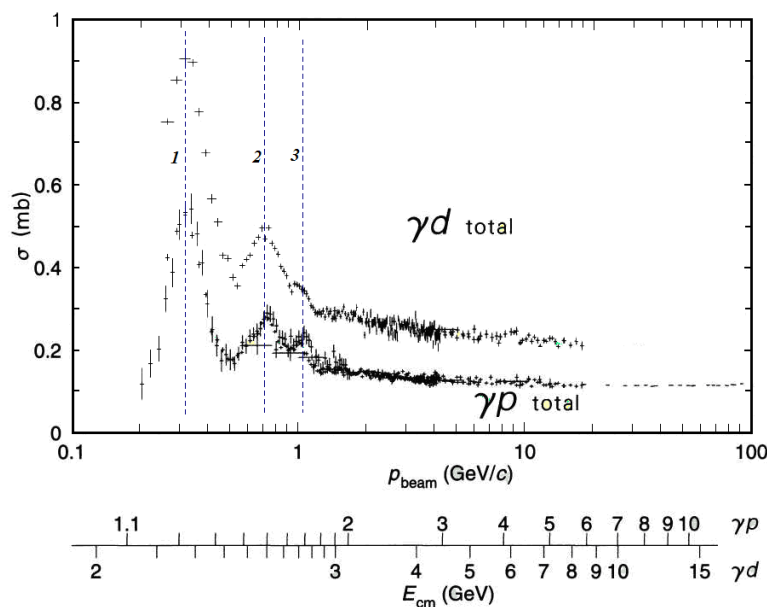


Рис. 4. Фото сечения на протоне и дейтроне в зависимости от импульса фотонов в лаб. системе или полной энергии в системе центра масс [17]. Пунктирные вертикальные линии 1, 2 и 3 показывают основные резонансные пики возбуждения трех кварковых конфигураций в протоне и дейтроне.

кривой протонного сечения различается четвертый пик). Если продолжить наивные рассуждения, то можно предположить, что в области конфайнмента вблизи его внутренней границы сосредоточен не скомпенсированный положительный заряд как следствие кулоновского отталкивания одноименных зарядов, который на предыдущем ядерном масштабе энергии равен заряду числа протонов в ядре. Обесцвеченному по цветовым степеням свободы протону как связанной системе трех кварков со значением заряда равного  $+e$  отвечает минимум энергии кварк-глюонной конфигурации в цветовом пространстве, в которой цветовые силы притяжения превосходят силы кулоновского отталкивания кварков.

Внутренняя область конфайнмента электрически нейтральна, т.е. избыточный дополнительный заряд в ней отсутствует. В структурном аспекте эта область состоит, по-видимому, из нейтральных по электрическому заряду и цветовым переменным двух кварковых диполей. Из релятивистской теории [18] известно, что энергия взаимодействия нейтральных атомов на достаточно больших расстояниях убывает по закону  $\sim r^{-7}$ , не имеющего ничего общего с законом Кулона. Цветовое взаимодействие внутри кварк-антикварковых диполей усиливает характер внешнего убывания их энергии взаимодействия с расстоянием, поскольку энергия цветовых сил внутри диполя сильно возрастает при раздвижении его составляющих, что дополнительно препятствует

во-вторых, если предположить, что концентрация кварк-глюонного состояния в области конфайнмента постоянна, что означает аддитивность объемов (учет не сжимаемости) при добавлении к протону нейтрона (перехода от  $3q$  к  $6q$  системе), а постоянство полных сечений на дейтроне и протоне связано, лишь с размерами геометрических сечений соответствующих сферических областей конфайнмента, что приводит к величине их отношения равном  $\sqrt[3]{2^2} \approx 1,6$  (следствие свойства насыщения ядерных сил в теории ядра);

в-третьих, в пользу “одинакового устройства” протона и ядра дейтерия указывает поведение их полных фото сечений (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 трех кварковая конфигурация, с характерным набором собственных частот возбуждения (три резонансных пика, на

разрыву диполя на составляющие, приводя к еще большей его компактности и делаая недоступным для ЭМ взаимодействий. Не будем вдаваться в детали “кварковой химии” КХД, а лишь констатируем факт (рис. 4), что протон в ядре дейтерия ведет себя также как и свободный протон, о чем свидетельствует одинаковый спектр возбуждений. При энергиях фотона более 2 ГэВ достигим масштаб пространственно-временной локализации бесконечного числа почти нейтральных диполе-подобных образований, распределенных по импульсам в соответствии логарифмическим законом. 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 (свойство асимптотической свободы).

Не имея аналитического выражения для вершинной функции, учитывающей структурные изменения при переходе от нуклонных представлений при малых энергиях к кварк-глюонным при высоких, выполним иллюстративный расчет полного сечения на основе матричного элемента (9-10) с привлечением резонансной модели и вершинной функции

$$G(-k^2) = 8\sqrt{2} \left[ \sqrt{\alpha_o \pi m} - 3,5 \cdot \frac{(\alpha_o^2 - k^2) \ln \left( 1 - \frac{k^2}{\alpha_o^2} \right)}{(z_i - z_u) m} \right]. \tag{18}$$

В вершинной функции (18) первое выражение в квадратных скобках обеспечивает правильное низкоэнергетическое поведение полного сечения для электрически-дипольного поглощения на дейтроне у

порога  $\sigma^{(el)}(\omega) = \frac{8\pi}{3} \alpha(z_i - z_u)^2 \frac{\sqrt{\epsilon_d(\omega - \epsilon_d)^{3/2}}}{m\omega^3}$ , с добавлением

Таблица 1.

Значения характеристик резонансов

	Параметры резонансов		
	$\Gamma_e, \text{ГэВ}$	$\Gamma_{tot}, \text{ГэВ}$	$E_R, \text{ГэВ}$
R <sub>1</sub>	23	0,14	2,11
R <sub>2</sub>	5	0,15	2,41
R <sub>3</sub>	0,8	0,1	2,66

выражения (17), чтобы описать тенденцию высокоэнергетического поведения ( $E_\gamma^{z.c.} > 100 \text{ МэВ}$ ) с фиксацией констант  $c_1 = 0$ , а  $Const = 3,5$ . Учет резонансов проведем в соответствии со стандартной Брейт-Вигнеровской формой  $\frac{m \cdot \Gamma_e / 2}{E_R - E - i \Gamma_{tot} / 2}$

( $E$  – полная энергия в системе центра масс), которые аддитивно добавлены в сечение (12) в выражение квадратной скобки. Значения параметров для каждого резонанса приведены в таблице 1.

Результаты расчета полного сечения приведены на рис. 5.

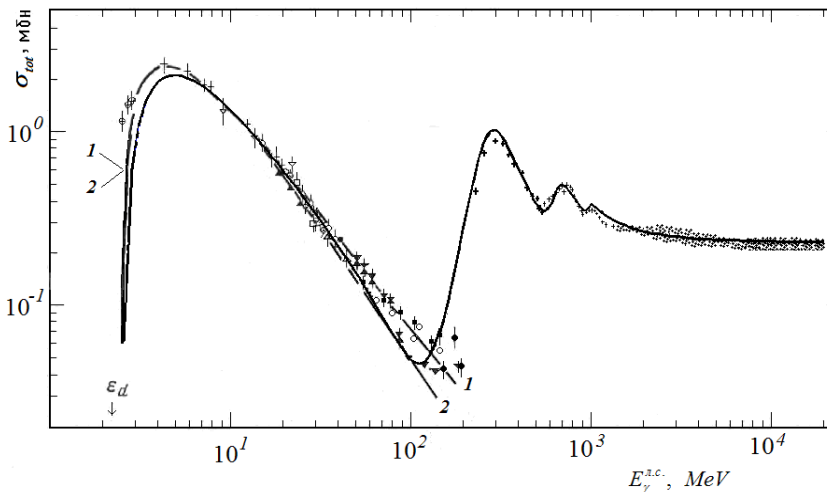


Рис. 5. Энергетическая зависимость полного фото сечения на ядре дейтерия от порога расщепления до 20 ГэВ для энергий фотона в лабораторной системе. Набор мировых данных по экспериментальным измерениям полного сечения при энергиях фотона меньших 200 МэВ [19]; высокоэнергетические данные эквивалентны данным на рис. 4. Теоретические расчеты (кривые 1 и 2) выполнены в релятивистской калибровочно-инвариантной модели [5, 19] с волновыми функциями дейтрона парижской (кривая 1) и рейдовской (кривая 2) параметризаций. Оставшаяся кривая – модельный расчет на основе матричного элемента (9, 10) и учета трех резонансов.

К описанию экспериментальных данных полного сечения можно подойти с другой стороны: использовать свойство инвариантности вида полной амплитуды по отношению к иерархическому масштабу структурообразования.

Пусть структура ядра дейтерия на малых пространственно-временных масштабах формируется скалярными нелокальными полями в виде нейтральных  $q\bar{q}$  – диполей (рис. 6). В этом случае, в отличие от выше рассмотренного случая, меняется зарядовая и массовая конфигурация процесса. Считаем, что цветовые степени свободы по-прежнему сокрыты в вершинной функции, а выделена лишь ЭМ часть процесса.

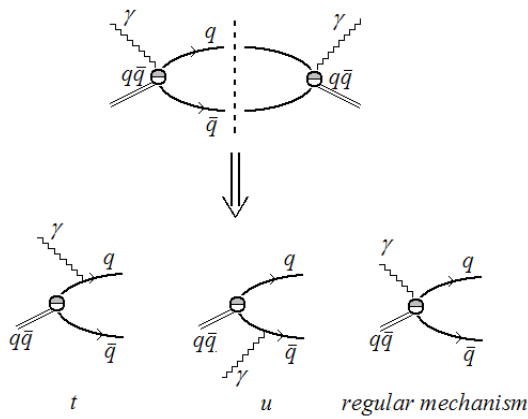


Рис. 6. Электромагнитное расщепление скалярного кварк-антикваркового диполя.

Полный заряд диполя полагаем равным нулю ( $z_s = 0$ ), заряды кварков  $z_q = -z_{\bar{q}} = 1/3$ , массы кварков полагаем равными  $m_q = m_{\bar{q}} \equiv m = 200 \text{ МэВ}/c^2$ , связанной пары  $m_{q\bar{q}} = 395 \text{ МэВ}/c^2$ . Вершинную функцию (18) фиксируем выбором констант  $c_1 = 0$  и  $Const = 1$  соответственно. Такой выбор констант обеспечивает одновременное описание как низкоэнергетической области, базирующейся на чисто нуклонных представлениях, так и высокоэнергетической, где уже доминирует субъядерный масштаб строения материи. Распределению  $q\bar{q}$  – пар при высоких энергиях соответствует в (18) логарифмическое выражение. Условно говоря проведена “сшивка” решений для вершинных функций, описывающих различные структурные уровни. По мере продвижения в область конфайнмента начинает преобладать другая физика, в

которой распределение нуклонов сменяется на распределение бесконечного числа связанных кварковых конфигураций в ограниченной области пространства, которое становится близким к равномерному распределению или же как в нашем случае к слабо растущему логарифмическому –

$$\Psi(\mathbf{p}^2) = \frac{G(\mathbf{p}^2)}{\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2} \sim c_1 - \frac{Const}{(z_i - z_o)} \ln\left(\frac{\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2}{\alpha_o^2}\right).$$

Обратное преобразование Фурье для логарифмической части указанной волновой функции приводит к выражению  $\int e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} \ln\left(\frac{\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2}{\alpha_o^2}\right) \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} = -\frac{(1 + \alpha_o r) e^{-\alpha_o r}}{2\pi r^3}$  (сравнить с (15)),

$$\text{а для соответствующей ей вершины получаем } \int e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} (\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2) \ln\left(\frac{\mathbf{p}^2 + \alpha_o^2}{\alpha_o^2}\right) \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} = \frac{(3 + 3\alpha_o r + \alpha_o^2 r^2) e^{-\alpha_o r}}{\pi r^5}.$$

Расчет полного сечения на основе амплитуды (9,10) с учетом иерархии масштабов структурообразования приводит к результату, приведенному на рис. 7. В расчете (рис. 7) обеспечена непрерывная “сшивка” двух асимптотик. Для расчета сечений на основе нуклонных представлений о ядерном устройстве при низких

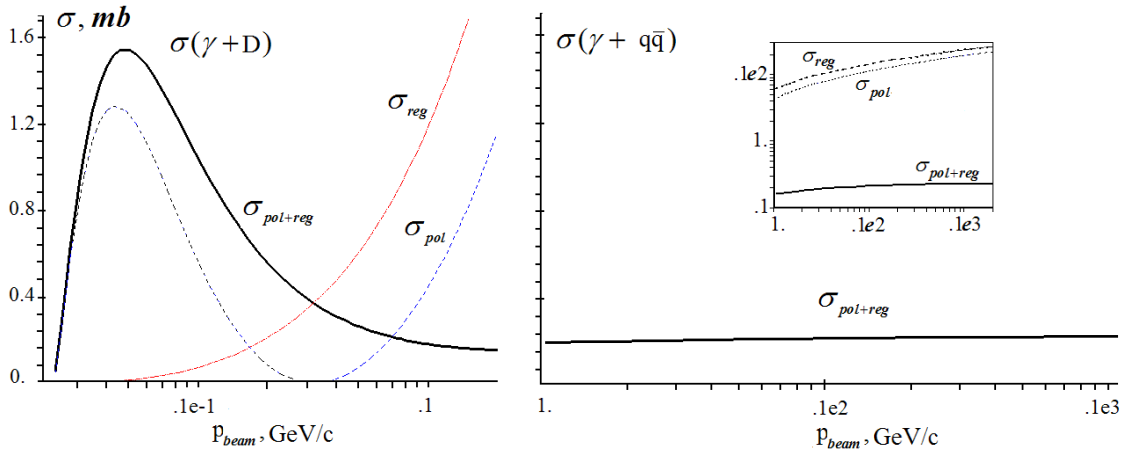


Рис. 7. Низкоэнергетическое поведение полного сечения на скалярном дейтроне и вклады от полюсной и регулярной частей полной амплитуды. Высокоэнергетическая асимптотика фото сечения на кварк-антикварковой связанной паре.

энергиях фотонов и кварковых конфигураций при больших энергиях приобретает актуальность задача о нахождении единого решения для вершинной функции, учитывающей структурную перестройку при переходе от кварк-глюонного масштаба строения материи к нуклон-ядерному. В обоих расчетах наблюдается устойчивость используемого приближения на основе первого неисчезающего члена разложения полного тока [10-12], которое, будучи подставленное в выражение для полной (не разложенной) амплитуды (9-10), обеспечивает устойчивое значение полного сечения. Резонансную структуру сечения при высоких энергиях можно насыщать также как и в случае нуклонного рассмотрения, но уже в виде возбуждений двух и трех кварковых конфигураций.

Отметим общее свойство обобщенной калибровочно-инвариантной полюсной амплитуды (9-10), которое имеет место независимо от явного вида вершинной функции сильного взаимодействия, а определяется лишь

характером ее убывания или возрастания. Относительный знак между полюсной и регулярной частью в обобщенной амплитуде фиксирован требованием сохранения полного ЭМ тока (обеспечивает их взаимное сокращение при замене в (9) вектора поляризации фотона его 4-импульсом). Если вершинная функция сильного взаимодействия  $G$  является константой, то полюсная часть определяется асимптотикой Юкавы (вершина, деленная на полюс), а регулярная часть в амплитуде обращается в ноль. Для зависимости вершинной функции убывающей по сравнению с константой приводит к тому, что ее производная отрицательная. Это приводит к изменению знака регулярной части амплитуды на противоположное значение, делая его одинаковым с полюсной. В этом случае вклад от регулярной части в полное сечение имеет конструктивный характер (интерференция положительная). В случае, когда вершинная функция  $G$  возрастает с ростом аргумента, но ее рост ограничен линейно-логарифмической зависимостью (17), то ее производная положительная, а вклад от учета регулярной составляющей в сечение имеет деструктивный характер.

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. Объективные требования являются следствием адекватного описания картины взаимодействия ЭМ поля с сильно связанным полем. На основе выбора структуры обобщенного конфигурационного пространства проведено согласование трансляций для корректного описания перераспределения заряда и массы нелокального поля между его фрагментами в области структурообразующего взаимодействия. Дополнительные ограничения при согласовании трансляций связаны с привлечением свойства неотделимости понятия о заряде от понятия массы и соответствия принципу индифферентности ЭМ сил по отношению к другим типам взаимодействий. На основе использования нелокальных калибровочно-инвариантных 2-х и 3-х точечных ФГ, в которых структура гейзенберговских полевых операторов согласована со структурой обобщенного конфигурационного пространства и результата вычисления от них функциональных производных по вектору-потенциалу калибровочного поля 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, зависящие от трансляционно-инвариантного аргумента, явный вид которых определяется в виде решений структуру формирующих уравнений на доступном для исследования масштабе строения материи. Полученная амплитуда обладает важным свойством инвариантности относительно иерархической 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 обеспечить тем самым выполнение свойства универсальности ЭМ взаимодействий в минимальном формате так же и для нелокальных полей.

Присутствие регулярной части в обобщенной полюсной амплитуде ЭМ расщепления нелокального поля материи является следствием требования сохранения структурного тока и является динамической мерой нелокальности связанного состояния.

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.

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность Дорохову А., Кураеву Э. и Ткачу В. за полезные обсуждения.

### 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. Lehmann H., Symanzik K., Zimmermann W. 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.
  16. Wightman A. S. Quantum field theory in terms of vacuum expectation values // Phys. Rev.-1956, Vol. 101.-P. 860-879.
  17. Review of Particles Properties. Particles and Fields. Part II // Phys. Rev. D.- 1992.-Vol. 4.- P. III.86-III.89.
  18. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория. Ч. 1. – М.: Наука: гл. ред. физ.-мат. лит., 1968. - 480 с.
  19. Нагорный С. И., Касаткин Ю. А., Инопин Е. В., Кириченко И. К. Фоторасщепление дейтрона в релятивистской калибровочно-инвариантной модели // ЯФ.- 1986.-Т.44, вып. 5(11).- С. 1171-1186.