

ДВУХЧАСТИЧНОЕ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР ${}^3\text{He}$ И ${}^3\text{H}$ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ПОДХОДЕ С ТОЧНО СОХРАНЯЮЩИМСЯ ЭМ-ТОКОМ

Ю. А. Касаткин¹, В. Ф. Клепиков, Ф. Э. Кузнецов²

Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины, Харьков, Украина

Предложен метод построения ковариантной амплитуды двухчастичного фоторасщепления нелокального поля материи, удовлетворяющий требованию калибровочной инвариантности, что явилось следствием свойства неотделимости электрического заряда от массы и привело к согласованию действий законов сохранения 4-импульса и заряда. Показано, как включить фотон во внешние концы «треххвостки» и сильносвязанную вершину. На примере расщепления ядра ${}^3\text{He}$ в предложенном подходе выполнен расчет наблюдаемых и проведено сопоставление с экспериментальными данными. Предсказано поведение энергетической зависимости Σ -асимметрии для процесса $\gamma + {}^3\text{H} \rightarrow n + d$ при угле вылета нейтрона $\theta_n = 90^\circ$.

A method is proposed for constructing a covariant amplitude of two-particle photodisintegration of nonlocal matter fields, satisfying the requirements of gauge invariance, which was a consequence of the property of the inseparability of the electric charge from the mass and led to the harmonization of the laws of conservation of 4-momenta and charge. It is shown how the photon is incorporated into the outer ends of three-point function and strongly coupled top. Using an example of disintegration of ${}^3\text{He}$ in the proposed approach the observables have been calculated and compared with experimental data. Behavior of the energy dependence of the Σ -asymmetry for the process $\gamma + {}^3\text{H} \rightarrow n + d$ at an angle of neutron emission $\theta_n = 90^\circ$ has been predicted.

PACS: 11.15.-q; 25.20.-x

ВВЕДЕНИЕ

В специальной литературе задаче двухчастичного фоторасщепления ядер трития (${}^3\text{H}$) и гелия-3 (${}^3\text{He}$) уделяется не меньше внимания, чем задаче фоторасщепления дейтерия. В обоих случаях задача состоит из двух частей. Первая часть задачи связана исключительно с сильным взаимодействием, которое представляет самостоятельный интерес и которое возникает в связанной системе после передачи достаточного энергетического возмущения, приводящего к ее расщеплению. Вторая часть задачи связана с электромагнитным (ЭМ) взаимодействием. Дело в том, что энергетическое возмущение, вносимое фотоном в систему, не зависит от деталей сильного взаимодействия, происшедших в системе после расщепления. Малая величина константы ЭМ-взаимодействия

¹E-mail: yukasatkin2007@ya.ru

²E-mail: kuznietsov@ukr.net

($\alpha = \sqrt{e^2/4\pi} = 1/137$) позволяет надежно отделить один порядок теории возмущений от следующего и тем самым провести исследования с достаточной степенью точности. Это требование является проявлением свойства *индифферентности* ЭМ-сил по отношению к другим возможным взаимодействиям. Электромагнитные взаимодействия реагируют только на заряд. В подтверждение этого известен экспериментальный факт, который состоит в том, что ЭМ-взаимодействия не искажаются одновременным присутствием других видов взаимодействий, т. е. ЭМ-взаимодействия реагируют только на заряд и *индифферентны* по отношению к другим типам взаимодействий. Действительно, в природе не наблюдались взаимодействия фотона с глюоном, фотона с гравитоном. У этих частиц нет электрического заряда, соответственно, нет и ЭМ-взаимодействий.

Сделаем еще одно важное отступление, которое в дальнейшем будет нам необходимо для последовательного построения теории. В рамках Стандартной модели фундаментальные частицы — лептоны и кварки — массивны и заряжены. Центральное место в этом утверждении связано с понятием об электрическом заряде и его *неотделимости* от понятия массы. В природе экспериментально не наблюдался электрический заряд вне массы, т. е. как самостоятельная величина электрический заряд не существует. Этот факт в дальнейшем будем формулировать как свойство *неотделимости* заряда от массы. Ниже будет показано, что эти свойства заряда — *индифферентность* и *неотделимость* — приведут к согласованию при 4-мерных трансляциях законов сохранения энергии-импульса и электрического заряда.

Величина заряда является лоренц-инвариантом и принадлежит к аддитивной алгебре, сохраняя свое значение до и после взаимодействия. За выполнением этого условия изначально в амплитуде осуществляется контроль с помощью требования калибровочной инвариантности. Фотон является релятивистской частицей, что приводит к релятивистски-инвариантному построению матричного элемента процесса в целом.

В специальной литературе чаще всего присутствуют расчеты указанных реакций, выполненные в рамках нерелятивистских подходов, где внимание уделяется расчету сильного блока, в котором на основе применения различных квазипотенциальных подходов решаются задача взаимодействия нуклона (протона или нейтрона) с дейтроном и ее приложение к энергетическим и угловым спектрам. Основу таким расчетам обеспечили работы Low (1958), Sakita (1962), Le Bellac, Renard, Tran Thanh Van (1964) и других авторов по фоторасщеплению дейтрона (и радиационного захвата протона нейтроном). Среди работ того времени особо хотелось бы отметить статью [1], в которой авторы вышли за предел двухнуклонных ядер. Кроме дейтрона рассмотрены мишени трития, гелия-3, гелия-4, более того, расчеты выполнены с использованием релятивистски-инвариантных амплитуд, но ценой исключения структуры из сильных ядерных вершин. В последующих работах был устранен этот недостаток, и появились статьи, в которых с использованием разнообразных потенциальных подходов были рассчитаны необходимые волновые функции (парижская, боннская параметризация волновых функций дейтрона, известна релятивистская параметризация Гросса для трехнуклонных ядер в нужном нам канале [2]). Однако амплитуды, которая удовлетворяет требованиям релятивистской инвариантности и в которой нерукотворным образом выполнено требование калибровочной инвариантности, пока нет. Дальнейшее рассмотрение процесса фоторасщепления ядра ${}^3\text{He}$ начнем с вывода калибровочно-инвариантной релятивистской амплитуды. Основное внимание при этом сосредоточим на обеспечении механизма калибровочной инвариантности и согласовании его с законом сохранения энергии-импульса.

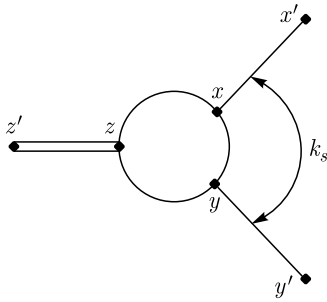


Рис. 1. Виртуальная «треххвостка»

Забегая вперед, представим полученный ответ. Фото-расщепление ядра ${}^3\text{He}$ на два фрагмента с относительным 4-импульсом $k_s = \frac{E_2}{w}p_1 - \frac{E_1}{w}p_2$, $w = E_1 + E_2$, между ними (фрагментами) должно происходить в соответствии с требованиями калибровочной инвариантности. Итоговое выражение для ковариантной амплитуды после «включения» фотона в сильносвязанную «треххвостку» (рис. 1) примет вид $M_{\text{tot}} = e \frac{F_{\mu\nu} J_{\text{pol}}^\mu k_s^\nu}{qk_s}$, где $F_{\mu\nu} = \varepsilon_\mu q_\nu -$

$\varepsilon_\nu q_\mu$ — тензор ЭМ-поля; J_{pol}^μ — полный ЭМ-полюсный ток s -, t - и u -каналов. Возникают вопросы: почему в окончательное выражение для амплитуды входит лишь относительный импульс фрагментов k_s , в чем его избранность? Есть ли сингулярность в этом выражении по переменной qk_s ? Как получить это выражение? Чтобы получить ответы на поставленные вопросы, необходимо продолжить дальнейшее рассмотрение.

При построении теории ЭМ-расщепления нелокальных полей [3] материи в ограниченной области взаимодействия, образующего структуру ядра, нужно учитывать перераспределение массы и заряда между исходным связанным состоянием и его фрагментами. При перемещении в пространстве Минковского материального объекта должен выполняться закон сохранения энергии-импульса. При трансляциях необходимо согласовать действия законов сохранения 4-импульса в базовом пространстве и заряда в присоединенном. Объединить эти требования [4, 5] в одном выражении позволяет введение понятия присоединенного пространства, которое по отношению к базовому — пространству Минковского — вводится на основе понятия «параллельного переноса».

Это связано со свойством калибровочного поля как связности главного расслоения обобщенного конфигурационного пространства. Связность позволяет согласовывать различные пространственно-временные траектории заряженной частицы с их проекциями в присоединенном касательном пространстве. В соответствии с этим фактом одинаковые заряженные частицы, при их перемещении в одну и ту же пространственно-временную точку, имеют различные координаты на «зарядовой» оси или находятся на различных листах комплексного пространства в случае совпадения их величин. Зарядовые координаты определяются фазовыми экспоненциальными множителями с криволинейным интегралом от вектор-потенциала ЭМ-поля по различным четырехмерным траекториям. Зарядовые координаты «несут» информацию о каждой точке траектории, вдоль которой осуществляется перемещение заряженной частицы.

В основе реализации сформулированных выше положений использовано правило «параллельного переноса» [4], которое позволяет сравнивать заряженные поля материи за счет соотношения их в одну и ту же мировую точку. Это правило формулируется как требование равенства нулю ковариантной производной от полевой функции в направлении касательного пространства, т. е. дополнительно вводится в рассмотрение «обобщенная зарядовая» координата $\psi_{\text{ch}}(x)$ в соответствии с уравнением

$$\frac{dx_\mu(\tau)}{d\tau} D^\mu \psi_{\text{ch}}(x) \Big|_{x=x(\tau)} = \frac{dx_\mu(\tau)}{d\tau} (\partial^\mu + ieA^\mu) \psi_{\text{ch}}(x) \Big|_{x=x(\tau)} = 0, \quad (1)$$

где τ — естественный параметр длины траектории $x_\mu(\tau)$; e — электрический заряд частицы; A^μ — вектор-потенциал внешнего ЭМ-поля. Решение уравнения (1) с учетом начального условия $\psi_{\text{ch}}(a) = 1$ имеет вид

$$\psi_{\text{ch}}(x) = P \exp \left(-ie \int_a^x A_\nu(\xi) d\xi^\nu \right) \psi(a), \quad (2)$$

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

Полная волновая функция в обобщенном конфигурационном пространстве определяется произведением пространственно-временной составляющей и зарядовой:

$$\psi(x) \rightarrow \Psi(x; A) = P \exp \left(-ie \int_a^x A_\mu(\xi) d\xi^\mu \right) \psi(x). \quad (3)$$

Вектор-потенциал калибровочного поля в этом пространстве играет роль связности главного расслоения и определяет правило согласования трансляций пространственно-временного многообразия с фиксированной начальной точкой a с их проекциями в присоединенном пространстве.

Построение теории ЭМ-расщепления нелокального поля материи на фрагменты, по известной причине, будем основывать на теории локальной квантовой электродинамики (КЭД) и ее естественного обобщения с позиций геометрической интерпретации калибровочных полей. Кроме того, необходимость такого шага вызвана требованием сохранения свойства универсальности ЭМ-взаимодействий в формате минимальной связи, что влечет сохранение в неизменном виде структуры группы калибровочной симметрии. Это условие тесно связано с возможностью непрерывного описания изменения ЭМ-фазы в процессе всего времени взаимодействия.

Исследуем, к каким изменениям в локальной теории приведет введение обобщенного конфигурационного пространства. Для этого проведем описание трансляций заряженного поля материи во внешнем ЭМ-поле в соответствии с выражением (3) для «зарядовой» координаты. Структура конфигурационного пространства представляет собой локальное разложение в каждой пространственно-временной точке в прямое произведение

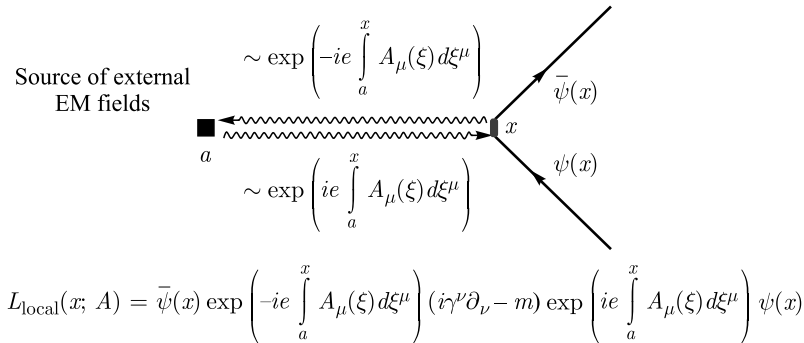


Рис. 2. Локальная форма взаимодействия ЭМ-поля с фундаментальным полем электрона

пространственно-временного многообразия и присоединенного касательного пространства с определенной в нем «обобщенной зарядовой» координатой.

Как показано в [5–8], структура полевой функции в представлении (3) восстанавливает локальную калибровочную симметрию лагранжианов свободных электронного и скалярного полей (рис. 2):

$$\begin{aligned} L_{\text{local}}(x; A = 0) &= \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) \Rightarrow L_{\text{local}}(x; A) = \bar{\Psi}(x; A)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi(x; A) = \\ &= \bar{\psi}(x) \exp\left(-ie \int_a^x A_\nu(\xi) d\xi^\nu\right) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \exp\left(ie \int_a^x A_\nu(\xi) d\xi^\nu\right) \psi(x) = \\ &= \bar{\psi}(x) i\gamma^\mu (\partial_\mu + ieA_\mu(x)) \psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x), \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L_{\text{local}}(x; A = 0) &= [\partial_\mu \varphi(x)]^+ [\partial^\mu \varphi(x)] - \mu^2 \varphi(x)^+ \varphi(x) - \frac{\lambda}{4} (\varphi(x)^+ \varphi(x))^2 \Rightarrow \\ \Rightarrow L_{\text{local}}(x; A) &= [\partial_\mu \Phi(x; A)]^+ [\partial^\mu \Phi(x; A)] - \mu^2 \Phi(x; A)^+ \Phi(x; A) - \frac{\lambda}{4} (\Phi(x; A)^+ \Phi(x; A))^2 = \\ &= \left[\partial_\mu \exp\left(ie \int_a^x A_\nu(\xi) d\xi^\nu\right) \varphi(x) \right]^+ \left[\partial^\mu \exp\left(ie \int_a^x A_\nu(\xi) d\xi^\nu\right) \varphi(x) \right] - \mu^2 \varphi(x)^+ \varphi(x) - \\ &- \frac{\lambda}{4} (\varphi(x)^+ \varphi(x))^2 = [(\partial + ieA)_\mu \varphi(x)]^+ [(\partial + ieA)^\mu \varphi(x)] - \mu^2 \varphi(x)^+ \varphi(x) - \frac{\lambda}{4} (\varphi(x)^+ \varphi(x))^2. \quad (5) \end{aligned}$$

Эвристический принцип вывода лагранжиана взаимодействия в локальной теории, сформулированный в виде «рецепта» по замене производных в кинетической части свободного лагранжиана на ковариантные производные, в обобщенном пространстве наполняется физическим содержанием.

Построение КЭД с привлечением адекватного конфигурационного пространства не приводит к каким-либо изменениям результатов, которые были ранее получены в локальной теории. Обеспечена возможность описания непрерывного изменения ЭМ-фазы, согласованной с пространственно-временными сдвигами, что приводит в амплитуде к согласованию действий законов сохранения 4-импульса и заряда. Преимущество построения КЭД с привлечением обобщенного конфигурационного пространства и введением количественной характеристики, позволяющей реагировать на изменения при переносе электрического заряда в присутствии внешнего ЭМ-поля, становятся очевидными при обобщении теории на нелокальные поля [1] материи с использованием единых принципов [5–7].

Построение ковариантной амплитуды процесса фоторасщепления нелокального поля материи (ядро ${}^3\text{He}$), удовлетворяющего требованию точного сохранения ЭМ-тока, когда в процессе согласованы действия законов сохранения 4-импульса и заряда, представлено в настоящей работе. Проведено сопоставление с экспериментальными данными, и предсказано поведение энергетической зависимости Σ -асимметрии для процесса $\gamma + {}^3\text{H} \rightarrow n + d$ при угле вылета нейтрона $\theta_n = 90^\circ$.

ЭМ-ВЕРШИНЫ И КОНТАКТНАЯ АМПЛИТУДА

Введение обобщенного пространства позволило автоматически локализовать калибровочную симметрию лагранжианов свободных электронного и скалярного полей. Следующий шаг будет направлен на включение калибровочного ЭМ-поля во взаимодействие с фундаментальным полем, т. е. на получение соответствующих вершин.

В основе построения теории используются двух- и трехточечные нелокальные функции Грина (ФГ) [5], в структуре которых использованы свойства *неотделимости* и *индифферентности*. Принимая геометрическую интерпретацию калибровочных полей (1)–(3), запишем выражения для нелокальных двух- и трехточечных ФГ:

$$D_{\text{nonloc}}(x, y; A) = i \left\langle P \left(\varphi(x) \exp \left(ie \int_y^x A_\rho(\xi) d\xi^\rho \right) \varphi^+(y) \right) \right\rangle,$$

$$G(x, y, z; \{A\}) = i \left\langle P \left(\varphi(z) \exp \left(ie_1 \int_x^z dr_\rho A^\rho(r) \right) \times \right. \right. \quad (6)$$

$$\left. \left. \times \varphi_1^+(x) \exp \left(ie_2 \int_y^z dr_\sigma A^\sigma(r) \right) \varphi_2^+(y) \right) \right\rangle.$$

Нетрудно убедиться, что определенные в (6) выражения инвариантны относительно локальных калибровочных преобразований

$$\begin{aligned} \varphi(x) &\rightarrow \varphi(x) e^{-ie\alpha(x)}, & \varphi_1^+(y) &\rightarrow e^{ie\alpha(y)} \varphi_1^+(y), \\ A_\mu(\xi) &\rightarrow A_\mu(\xi) + \partial_\mu \alpha(\xi), & \varphi(z) &\rightarrow \varphi(z) e^{-ie\alpha(z)}, & \varphi_1^+(x) &\rightarrow \varphi_1^+(x) e^{ie_1\alpha(x)}, \\ \varphi_2^+(y) &\rightarrow \varphi_2^+(y) e^{ie_2\alpha(y)}, & A_\mu(r) &\rightarrow A_\mu(r) + \partial_\mu \alpha(r) \end{aligned} \quad (7)$$

с законом сохранения заряда $e = e_1 + e_2$ соответственно.

Структуру двухточечной калибровочно-инвариантной ФГ можно представить графически (рис. 3). Точка отсчета a источника внешнего ЭМ-поля (постоянного однородного или плоской волны) при формировании билинейного выражения ФГ исключается из рассмотрения.

Напомним, что множество различных путей интегрирования $\eta_1(x, y)$ и $\eta_2(x, y)$ в (6), соединяющих конечные точки, заменяем «прямолинейной» траекторией $\eta(x, y)$, поскольку криволинейный интеграл в рассматриваемом случае не зависит от ее формы, а благодаря свойству неотделимости он синхронизирован с трансляцией массы.

В [5, 6] показано, что вся необходимая информация о взаимодействии фундаментальных полей с учетом их статистики (или условно локальных полей, у которых после взаимодействия не происходит перераспределения массы и заряда, т. е. они сохраняют свою индивидуальность) с ЭМ-полем в компактном виде содержится в двухточечных калибровочно-инвариантных ФГ.

Рассмотрим функциональную производную по вектор-потенциалу $A_\mu(r)$ от выражения (6) для двухточечной ФГ, используя соотношение $\delta A_\rho(r')/\delta A_\mu(r) = g_{\mu\rho} \delta(r' - r)$:

$$\frac{\delta}{\delta A_\mu(r)} D_{\text{nonloc}}(x, y; A)|_{A=0} = -e \int_y^x dr'_\mu \delta(r - r') \langle P(\psi(x) \bar{\psi}(y)) \rangle. \quad (8)$$

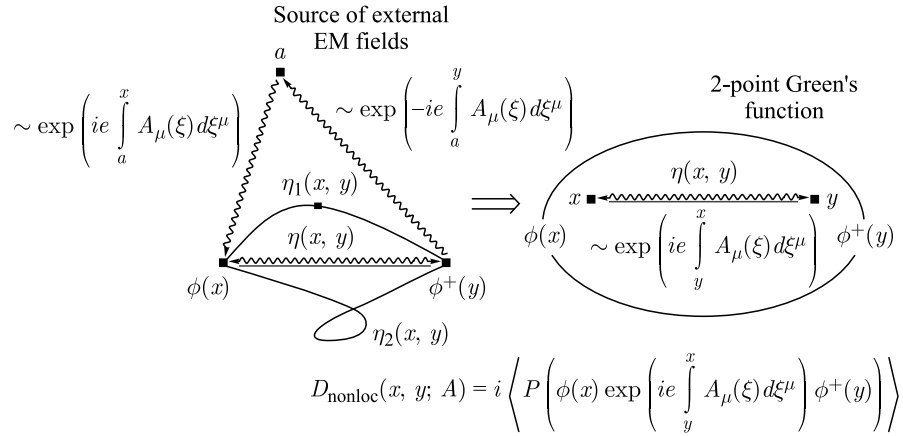


Рис. 3. Калибровочно-инвариантная нелокальная двухточечная ФГ

Определяя «минимальную» траекторию, соединяющую точки x и y согласно выражению $r'(\lambda) = (1 - \lambda)y + \lambda x$ и переходя к интегрированию по λ : $\int_y^x dr'_\mu \delta(r - r') = \int_0^1 d\lambda \frac{dr'_\mu(\lambda)}{d\lambda} \delta(r'(\lambda) - r) = (x - y)_\mu \int_0^1 d\lambda \delta(y - r + \lambda(x - y))$, получаем

$$\frac{\delta}{\delta A_\mu(r)} D_{\text{nonloc}}(x, y; A) \Big|_{A=0} = ie(x - y)_\mu \int_0^1 d\lambda \delta(y - r + \lambda(x - y)) D_{\text{nonloc}}(x, y; 0). \quad (9)$$

Как следствие трансляционной инвариантности в отсутствие ЭМ-поля выполняется условие $D_{\text{nonloc}}(x, y; 0) = D(x - y)$. Преобразуем функциональную производную (9) в импульсное представление

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dr e^{i(qr + px - p'y)} \frac{\delta}{\delta A^\mu(r)} D_{\text{nonloc}}(x, y; A) \Big|_{A=0} = \\ = ie \int_0^1 d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dr e^{i(qr + px - p'y)} (x - y)_\mu \delta(y - r + \lambda(x - y)) D(x - y). \end{aligned} \quad (10)$$

Введение в выражение (10) стандартных переменных — относительной координаты $\zeta = x - y$ и координаты центра масс $X = (x + y)/2$ — приводит к виду

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dr e^{i(qr + px - p'y)} \frac{\delta}{\delta A^\mu(r)} D_{\text{nonloc}}(x, y; A) \Big|_{A=0} = \\ = (2\pi)^4 \delta(q + p - p') ie \int_0^1 d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta e^{i\zeta(p + \lambda q)} \zeta_\mu D(\zeta), \end{aligned}$$

где $p = p' - q$. При этом учитывая, что $\zeta_\mu e^{i\zeta(p+\lambda q)} = \frac{-i\partial}{\partial(p+\lambda q)_\mu} e^{i\zeta(p+\lambda q)}$, окончательно получаем

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx dy dr e^{i(qr+px-p'y)} \frac{\delta}{\delta A_\mu(r)} D_{\text{nonloc}}(x, y; A) \Big|_{A=0} = (2\pi)^4 \delta(q+p-p') e \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D_{\text{nonloc}}(p+\lambda q)}{\partial(p+\lambda q)_\mu}. \quad (11)$$

В результате имеем стандартные выражения для ЭМ-вершин локальной КЭД, а нелокальная структура выражения (6) проявляется в форме согласования вершин с соответствующими ФГ до и после взаимодействия с фотоном:

$$\frac{\delta D_{\text{nonloc}}(x, y; A)}{\delta A_\mu(r)} \Big|_{A=0} A_\mu(r) \rightarrow (2\pi)^4 \delta(p+q-p') e \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D(p+\lambda q)}{\partial(p+\lambda q)_\mu} = (2\pi)^4 \delta(p+q-p') D(p+q) \{-e\varepsilon_\mu(p+p')^\mu\} D(p), \quad (12)$$

где под интегралом в левой части равенства (12) использовано выражение ФГ свободной скалярной частицы $D(p) = 1/(p^2 - m^2 + i0)$. Выражение (12) справедливо и для других статистик. Синхронизация трансляций масс и соответствующих им зарядов (свойство неотделимости) приводит к согласованию действий законов сохранения 4-импульса и заряда. Это наиболее ярко проявится на трехчастичной ФГ (6) при переходе в импульсное представление. На рис. 4 (после знака равно) показано, как включить ЭМ-поле во внешние концы трехточечной ФГ в соответствии с выражением (12). Дополнением к предыдущему рассмотрению является присутствие здесь вершинной функции G , которая привела к неэлектромагнитному виртуальному развалу составного поля в точке z .

Рассмотрим включение калибровочного поля в сильносвязанную вершинную часть трехточечной ФГ (6), у которой внешние концы есть двухточечные ФГ (на рис. 5 внешние концы удалены). Предыдущее рассмотрение было связано с включением фотона в двухточечные ФГ, поэтому сосредоточим наше внимание на сильносвязанной вершинной части «треххвостки». Удовлетворение условиям симметрии (7) можно представить графически, как это показано на рис. 5 (область структурообразующего взаимодействия

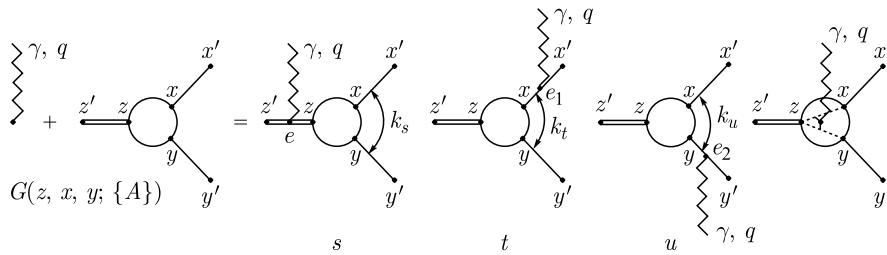


Рис. 4. Построение калибровочно-инвариантной амплитуды для двухчастичного процесса фоторасщепления

3-point vertex part

$$G(x, y, z; \{A\}) = i \left\langle P \left(\phi(z) \exp \left(i e_1 \int_x^z A_\mu(\xi) d\xi^\mu \right) \phi_1^+(x) \exp \left(i e_2 \int_y^z A_\mu(\xi) d\xi^\mu \right) \phi_2^+(y) \right) \right\rangle$$

Рис. 5. Сильносвязанная трехточечная вершинная часть

изображена серым кругом). Разложим выражение (6) для трехточечной ФГ в функциональный ряд Лорана по вектор-потенциалу $A_\mu(r)$ вблизи точки $A = 0$.

Вычисляя коэффициент при вектор-потенциале $A_\mu(r)$ для второго члена ряда, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta A^\mu(r)} G(x, y, z; \{A\}) \Big|_{A=0} &= \\ &= i e_1 \int_x^z dr'_\rho g_\mu^\rho \delta(r' - r) G(x, y, z; \{0\}) + i e_2 \int_y^z dr'_\sigma g_\mu^\sigma \delta(r' - r) G(x, y, z; \{0\}). \end{aligned}$$

После естественного выбора «минимальных» траекторий, соединяющих мировые точки x и y с точкой z как $r'_\sigma(\lambda) = (1 - \lambda)x_\sigma + \lambda z_\sigma$ и $r'_\alpha(\lambda) = (1 - \lambda)y_\alpha + \lambda z_\alpha$, переходя к интегрированию по λ , находим

$$\begin{aligned} \frac{\delta G(x, y, z; \{A\})}{\delta A^\mu(r)} \Big|_{A=0} &= i \left\{ e_1 (z - x)_\mu \int_0^1 d\lambda \delta(x - r + \lambda(z - x)) + \right. \\ &\quad \left. + e_2 (z - y)_\mu \int_0^1 d\lambda \delta(y - r + \lambda(z - y)) \right\} G(x, y, z). \end{aligned}$$

Интегрируя последнее выражение по dr в импульсном представлении с учетом трансляционной инвариантности, получаем

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dz dr e^{i(qr + pz - p_1 x - p_2 y)} \frac{\delta G(x, y, z; \{A\})}{\delta A^\mu(r)} \Big|_{A=0} &= \\ &= i \int_0^1 d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dz [e_1 (z - x)_\mu e^{i(qx + \lambda q(z - x) + pz - p_1 x - p_2 y)} + \\ &\quad + e_2 (z - y)_\mu e^{i(qy + \lambda q(z - y) + pz - p_1 x - p_2 y)}] G(z - x, z - y). \end{aligned}$$

Это выражение значительно упрощается после введения относительных координат $\zeta = z - x$, $\xi = z - y$ и координаты центра масс $X = (z + (x + y)/2)/2$ с якобианом перехода, равным 1 ($x = X - 3/4\zeta + 1/4\xi$, $y = X + 1/4\zeta - 3/4\xi$, $z = X + (\zeta + \xi)/4$). Для упрощения заменяя λ на $1 - \lambda$, окончательно получаем

$$\Gamma_\mu(q, p, p_1, p_2) = (2\pi)^4 \delta(q + p - p_1 - p_2) \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q, p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)^\mu} + e_2 \frac{\partial G(p_1, p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)^\mu} \right\}. \quad (13)$$

ЭМ-вставку в трехточечную вершину определяем вычислением функциональной производной от выражения (6) и, действуя аналогично, как при выводе (12), получаем [5, 6] в импульсном представлении выражение для регулярной части обобщенной полюсной амплитуды:

$$\left. \frac{\delta G(x, y, z; \{A\})}{\delta A_\mu(r)} \right|_{A=0} A_\mu(r) \rightarrow \varepsilon \Gamma(q, p, p_1, p_2) = \mathbf{M}_{\text{reg}} = \\ = (2\pi)^4 \delta(q + p - p_1 - p_2) \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q, p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)^\mu} + e_2 \frac{\partial G(p_1, p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)^\mu} \right\}, \quad (14)$$

где e_i , p_i , $i = \{1, 2\}$, — заряды и импульсы фрагментов соответственно. Чтобы общая формула (14) стала пригодной для расчетов, конкретизируем вид аргумента в вершинной функции G . В действительности вершинная функция зависит от квадрата относительного импульса $k_s = \frac{E_2}{w} p_1 - \frac{E_1}{w} p_2 = \eta_2 p_1 - \eta_1 p_2$, где $\eta_i = E_i/w$, $i = 1, 2$, а $w = E_1 + E_2$ — полная энергия. В системе центра инерции фрагментов относительный 4-импульс $k_s = (0; \vec{p})$ пространственно-подобен, $p_1 = (E_1; \vec{p})$, $p_2 = (E_2; -\vec{p})$.

Рассмотрим первое слагаемое под интегралом, в котором восстановим зависимость от текущего значения квадрата относительного импульса:

$$\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q, p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} + \dots \right\} = \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} \frac{\partial G[(k - \lambda \eta_2 q)^2]}{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2} + \dots \right\},$$

где аргумент $(p_1 - \lambda q; p_2)$ вершинной функции в терминах квадрата относительного импульса $k_{\text{st}}^2(\lambda) = (\eta_2(p_1 - \lambda q) - \eta_1 p_2)^2 = k_s^2 - 2\lambda \eta_2 k_s \cdot q$, $k_{\text{st}}^2(1) = k_t^2$, $k_{\text{st}}^2(0) = k_s^2$, определен как $G[(k_s - \lambda \eta_2 q)^2]$. Перепишем интеграл с учетом определенного аргумента $\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial k_{\text{st}}^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} \frac{\partial G[k_{\text{st}}^2]}{\partial k_{\text{st}}^2} + \dots \right\}$. Вычислим производную $\varepsilon_\mu \frac{\partial k_{\text{st}}^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} = \varepsilon_\mu \frac{\partial [\eta_2(p_1 - \lambda q) - \eta_1 p_2]^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} = 2(k - \lambda \eta_2 q)_\beta \eta_2 g^{\beta\mu} \varepsilon_\mu = 2\varepsilon \cdot k \eta_2$, где учтено условие поперечности $\varepsilon q = 0$. Первоначальный интеграл приобретает вид

$$\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} \frac{\partial G[(k - \lambda \eta_2 q)^2]}{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2} + \dots \right\} = \varepsilon \cdot k \int_0^1 2\eta_2 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G[k_{\text{st}}^2(\lambda)]}{\partial k_{\text{st}}^2(\lambda)} + \dots \right\}.$$

Разделим и умножим это выражение на kq , тогда интегрирование по λ сводится к новой переменной $d\lambda 2\eta_2 k \cdot q = -dk_{st}^2(\lambda)$. Окончательно получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon k \int_0^1 2\eta_2 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G[k_{st}^2(\lambda)]}{\partial k_{st}^2(\lambda)} + \dots \right\} &= -\frac{\varepsilon k}{qk} \int_0^1 dk_{st}^2(\lambda) \left\{ e_1 \frac{\partial G[k_{st}^2(\lambda)]}{\partial k_{st}^2(\lambda)} + \dots \right\} = \\ &= -\frac{\varepsilon k_s}{qk_s} \{e_1 G[k_{st}^2(1)] - e_1 G[k_{st}^2(0)]\}. \end{aligned}$$

Вычисляя интеграл при втором заряде e_2 и объединяя результаты, с учетом закона сохранения заряда $e = e_1 + e_2$ получаем $-(2\pi)^4 \delta(p + q - p_1 - p_2) \frac{\varepsilon k_s}{qk_s} \{e_1 G[k_t^2] + e_2 G[k_u^2] - e G[k_s^2]\}$. Тогда выражение (14) принимает вид, удобный для конкретных расчетов:

$$\begin{aligned} M_{\text{рег}} &= (2\pi)^4 \delta(q + p - p_1 - p_2) \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ z_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q, p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)^\mu} + z_2 \frac{\partial G(p_1, p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)^\mu} \right\} = \\ &= -(2\pi)^4 \delta(p + q - p_1 - p_2) e \frac{\varepsilon k_s}{qk_s} \{z_1 G[k_t^2] + z_2 G[k_u^2] - z G[k_s^2]\}, \quad (15) \end{aligned}$$

где $e_i = z_i \cdot e$, $i = \{1, 2\}$, z_i — заряд в единицах элементарного заряда.

Выражение (15) не содержит кинематических сингулярностей и определяется суммой «скоростей» изменения структуры образующего взаимодействия в каждой точке области нелокальности. Этим результатом заканчиваем построение калибровочно-инвариантной амплитуды для двухчастичного процесса фоторасщепления (рис. 4).

В целом полная амплитуда двухчастичного фоторасщепления нелокального поля на два фрагмента может быть представлена в следующем виде:

$$M = e(\varepsilon J_{\text{пол}}) - e \frac{(\varepsilon k_s)}{(qk_s)} (qJ_{\text{пол}}) = e \frac{(\varepsilon J_{\text{пол}})(qk_s) - (\varepsilon k_s)(qJ_{\text{пол}})}{(qk_s)} = e \frac{F_{\mu\nu} J_{\text{пол}}^\mu k_s^\nu}{qk_s}, \quad (16)$$

$J_{\text{пол}} = J_s + J_t + J_u$ — полный суммарный ЭМ-ток полюсных диаграмм; $F_{\mu\nu} = \varepsilon_\mu q_\nu - \varepsilon_\nu q_\mu$ — тензор ЭМ-поля. Нетрудно заметить, что сингулярности по $qk_s = 0$ нет, когда рассеяние происходит при угле вылета фрагмента в системе центра масс, равном 90° (это покажем далее). Для полной амплитуды (16) существует графическое представление (рис. 6).

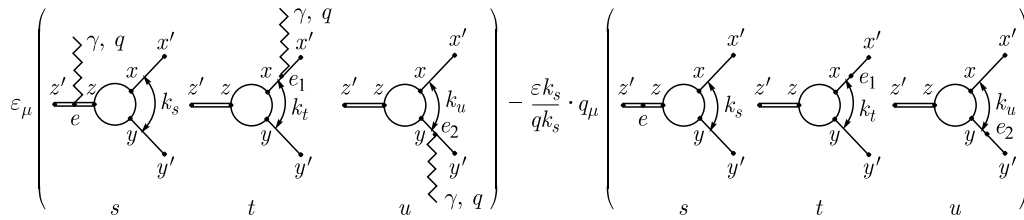


Рис. 6. Полная ковариантная амплитуда процесса двухчастичного фоторасщепления нелокального поля. Первые три диаграммы определяют полюсную часть процесса, а оставшаяся часть — регулярная диаграмма — возникла из требования сохранения полного ЭМ-тока

В амплитуде (16) обеспечена непрерывность в описании изменения ЭМ-фазы не только на асимптотических in- и out-состояниях (полюсная часть обобщенной амплитуды), это изменение согласовано с областью действия структурообразующих сил (регулярная составляющая) и законом сохранения заряда. Если в результате ЭМ-взаимодействия не происходит расщепления связанного состояния, то калибровочная инвариантность обеспечивается лишь первым членом в (16), а контактная диаграмма отсутствует.

Использование этой формулы позволяет записывать матричные элементы различных ЭМ-процессов, сохраняя ковариантность подхода.

ДВУХЧАСТИЧНОЕ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{H}$)

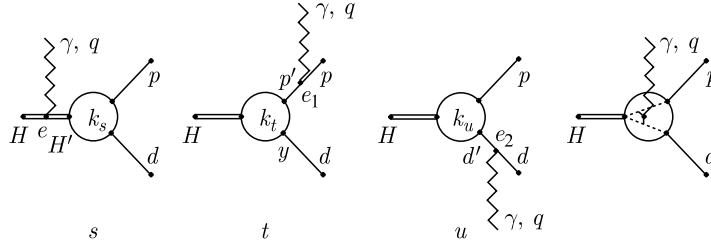
В качестве примера расчет наблюдаемых (различных сечений, для вычисления которых воспользуемся развитым подходом) проведем на ядре ${}^3\text{He}$. Интерес к эксперименту двухчастичного расщепления ядер гелия-3 и трития фотонами вызван зеркальной симметрией в структуре зарядовых состояний в системе конечных частиц. В первой реакции заряд присутствует на протоне и дейтроне в конечном состоянии, во второй реакции заряд присутствует только на одной из образовавшихся частиц — дейтроне. Если предположить, что ядерные силы зарядово-независимые, то это должно найти отражение в теории. Результаты, полученные для одной реакции, не должны сильно отличаться от результатов реакции во втором случае. Естественно, после замены в формулах величин зарядов, масс и магнитных моментов соответственно.

Для написания матричного элемента применим ковариантный подход, в котором ядро рассматривается как элементарная частица. Набор диаграмм обобщенного полюсного ряда (рис. 7) имеет вид

$$\begin{aligned} M &= e\varepsilon^\mu \bar{u}(p) \left(\sum_{i \in s, t, u, c} T_{\mu\nu}^{(i)} \right) u(H) U^{*\nu}(d), \\ T_{\mu\nu}^{(s)} &= A_\nu(-k_s^2) \gamma_5 \frac{\hat{H}' + m_H}{s - m_H^2} F_\mu^{(H)}, \quad T_{\mu\nu}^{(t)} = F_\mu^{(p)} \frac{\hat{p}' + m_p}{t - m_p^2} A_\nu(-k_t^2) \gamma_5, \\ T_{\mu\nu}^{(u)} &= A_\alpha(-k_u^2) \gamma_5 \frac{-g^{\alpha\beta} + \frac{d'^\alpha d'^\beta}{d'^2}}{u - m_d^2} F_{\mu\nu\beta}^{(d)}, \\ T_{\mu\nu}^{(c)} &= -\frac{k_\mu^s}{qk_s} [z_s A_\nu(-k_s^2) - z_t A_\nu(-k_t^2) - z_u A_\nu(-k_u^2)] \gamma_5, \end{aligned} \quad (17)$$

где $\bar{u}(p)$ — биспинор конечного протона; $U^*(d)$ — вектор поляризации дейтрона; $u(H)$ — биспинор начального ядра. $A_\nu = A(-k_i^2) \left(\gamma_\nu + \frac{\sqrt{H^2} + \sqrt{p^2}}{d^2} d_\nu \right) + \frac{B(-k_i^2)}{2m} \times \left(2p_\nu + \frac{d^2 - H^2 + p^2}{d^2} d_\nu \right)$ [2, 17, 18] — вершина развала трехнуклонной системы на нуклон и дейтрон.

Такой вид вершины продиктован требованием ортогональности $\bar{u}(p) A_\nu \gamma_5 u(H) d^\nu = 0$. Электромагнитные вершины на протоне и гелии-3 $F_\mu^{(p,H)} = z_{(p,H)} \gamma_\mu + \mu_{(p,H)} \hat{q} \gamma_\mu$; $F_{\mu\nu\beta}^{(d)} = -2z_d d_\mu g_{\nu\beta} - 2\mu_d (g_{\mu\nu} q_\beta - g_{\mu\beta} q_\nu)$; $z_{(p,H)}$, z_d — величины зарядов частиц в единицах заряда

Рис. 7. Диаграммы процессов ${}^3\text{He}(\gamma, p){}^2\text{H}$ или ${}^3\text{H}(\gamma, n){}^2\text{H}$

электрона; $\mu_{(p,n)}$, μ_d — аномальные магнитные моменты; k_i — пространственноподобный относительный импульс вершины сильного взаимодействия для соответствующей диаграммы. Нетрудно заметить, что в выражении для контактной амплитуды отсутствует сингулярность, когда в знаменателе $k_s q \rightarrow 0$, а все выражение определяется производной от вершинной функции сильного взаимодействия A_ν благодаря закону сохранения заряда в реакции $z_s = z_t + z_u$:

$$\begin{aligned} \lim_{k_s q \rightarrow 0} \frac{(z_t + z_u)A_\nu(-k_s^2) - z_t A_\nu(-k_s^2 + 2\lambda\eta_2 k_s q) - z_u A_\nu(-k_s^2 - 2\lambda\eta_1 k_s q)}{k_s q} = \\ = -2\lambda(\eta_2 z_t - \eta_1 z_u) \left. \frac{dA_\nu(x)}{dx} \right|_{x=-k_s^2}. \end{aligned}$$

Матричный элемент (17) можно записать в компактной форме:

$$M_{\text{tot}} = e \frac{F_{\mu\nu} J_{\text{pol}}^\mu k_s^\nu}{q k_s}, \quad J_\mu^{\text{pol}} = \bar{u}(p) \sum_{i=s,t,u} (T_{\mu\nu}^{(i)} U^{*\nu}(d)) u(H). \quad (18)$$

Амплитуду, учитывающую образование дейтрона в промежуточном 1S_0 -состоянии принимать в рассмотрение не будем (ее матричный элемент калибровочно-инвариантен $\sim \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon^\mu q^\rho U^\nu d^\sigma / m$, и вклад в сечение с образованием дейтрона в этом состоянии пренебрежимо мал). Заменяя в выражении для амплитуды соответственно величины зарядов, масс и магнитных моментов и используя другую параметризацию для вершинной функции сильного взаимодействия A_ν , переходим к реакции $\gamma + {}^3\text{H} \rightarrow n + d$.

Сопоставление расчетов в настоящем подходе с экспериментальными данными проведем на примере энергетической зависимости сечения при фиксированном угле вылета нуклона. В теоретическом плане к нашему подходу близки работы [1, 9]. В работе [1] использован подход, в котором отдано предпочтение ковариантному описанию процесса, но ценой игнорирования структуры сильного взаимодействия. Ковариантное рассмотрение процесса фоторасщепления ядра ${}^3\text{He}$ в указанном канале реакции проведено в статье [9, 10], но учет требования калибровочной инвариантности амплитуды, по мнению авторов, отличается от предложенного в настоящей работе. На рис. 8 показана энергетическая зависимость дифференциального сечения на ядре гелия-3 при угле вылета протона в системе центра масс, равном 90° [11]. Штриховая кривая — наш расчет. Параметризация вершины сильного взаимодействия проведена в соответствии с работами [2, 18]. Как видно, на этом рисунке наблюдается удовлетворительное согласие теоретических данных с экспериментальными при энергии фотона от порога расщепления до 60 МэВ.

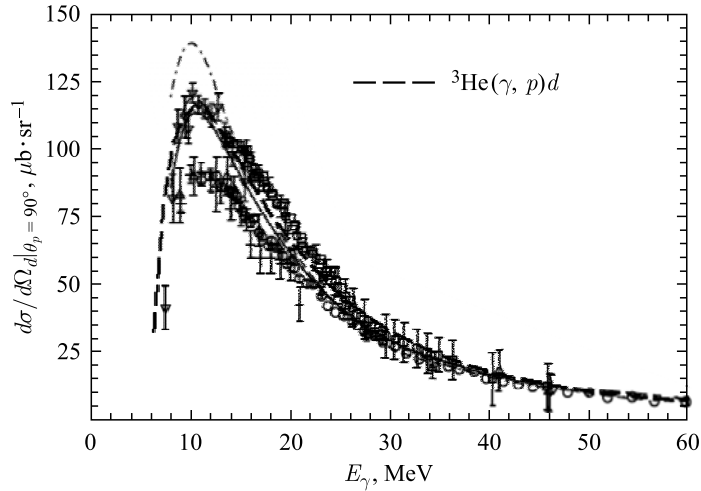


Рис. 8. Зависимость дифференциального сечения ($\theta_p = 90^\circ$) процесса $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ от энергии фотона в интервале от порога до 60 МэВ. Штриховая кривая — наш расчет. Экспериментальные данные из работы [11]

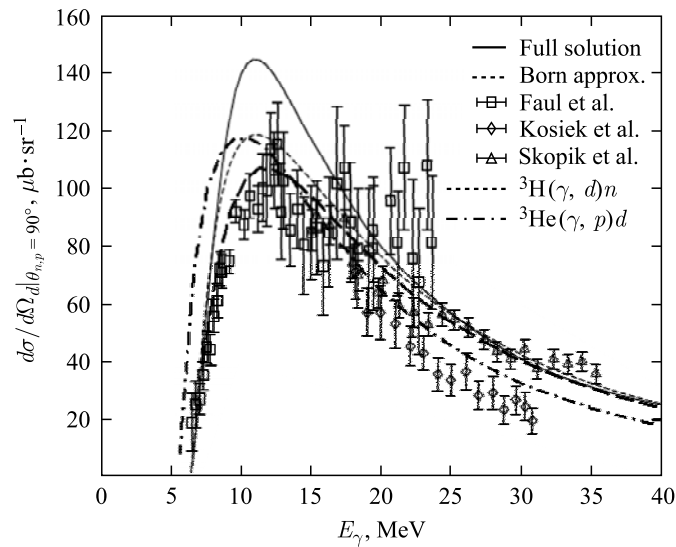


Рис. 9. Зависимость дифференциального сечения ($\theta_n = 90^\circ$) процесса $\gamma + {}^3\text{H} \rightarrow n + d$ от энергии фотона в интервале от порога до 40 МэВ. Штриховая и штрихпунктирная кривые — наш расчет. Штрихпунктирная кривая относится к процессу $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ (пояснение см. в тексте). Экспериментальные данные из работ [12, 13]

На рис. 9 показана такая же зависимость сечения, но для реакции $\gamma + {}^3\text{H} \rightarrow n + d$ — пунктирная кривая. Параметризация вершинной функции сильного взаимодействия такая же, как и для предыдущей реакции. Для примера приведен расчет настоящей реакции в терминах предыдущей реакции (штрихпунктирная кривая). Сдвиг кривых по горизон-

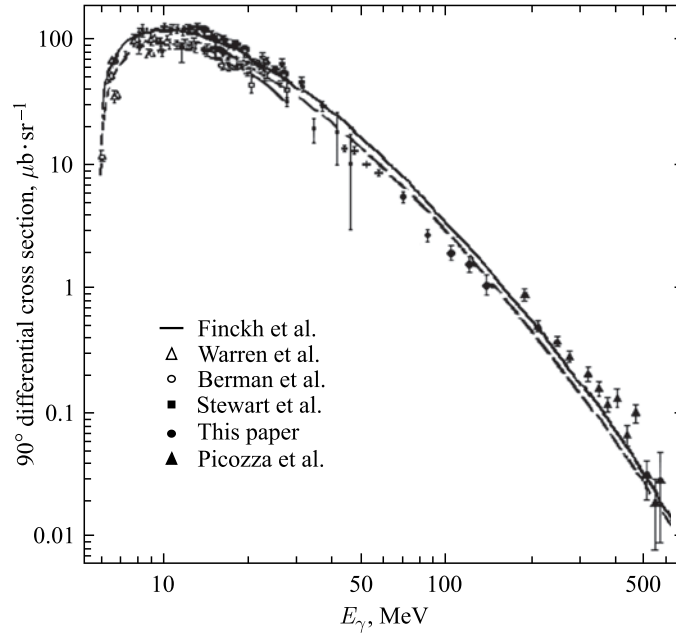


Рис. 10. Энергетическая зависимость дифференциального сечения при угле вылета протона $\theta_p = 90^\circ$ в системе центра масс [14]. То же, что и на рис. 8, но в другом интервале энергий

тали обусловлен отличием энергий связи ядер гелия и трития, а различие по вертикали вызвано отличием зарядов, магнитных моментов и масс частиц. В максимуме сечения для обоих процессов представлены различными наборами данных [12, 13], разброс которых составляет от 80 до 125 мкб \cdot ср $^{-1}$. Обеспечение лишь точного выполнения калибровочной инвариантности и согласование ее с законом сохранения 4-импульса в амплитуде с учетом требования общеквариантной схемы позволяет описать оба процесса.

На рис. 10 представлена зависимость дифференциального сечения реакции ${}^3\text{He} + \gamma \rightarrow p + d$ в более широком интервале энергий.

Напомним, что расчеты проведены на основе амплитуды (17) с волновыми функциями из работы [2] — сплошная кривая. Штриховая кривая соответствует другому выбору модели ВФ.

Развернув сечение по углу вылета протона при фиксированной энергии фотона, можно проследить за эволюцией формы сечения с ростом энергии. На рис. 11 показано такое дифференциальное сечение по углу при энергии фотона 245 МэВ [9]. Кривой с длинными штрихами отмечены наши расчеты без учета вклада 1S_0 -состояния. Смысл остальных кривых прокомментирован в работе [9]. Можно заметить, что протонный пик при этой энергии уже исчез, хотя наш расчет (кривая с длинными штрихами) не подтверждает этого факта.

Исследуем этот момент при более низких энергиях. Примером расщепления при промежуточных энергиях фотонов может служить рис. 12 [15]. Для этого рассчитаем дифференциальные сечения при энергиях 52,5, 100, 140 МэВ. На этом рисунке представлены зависимости дифференциальных сечений при трех фиксированных значениях

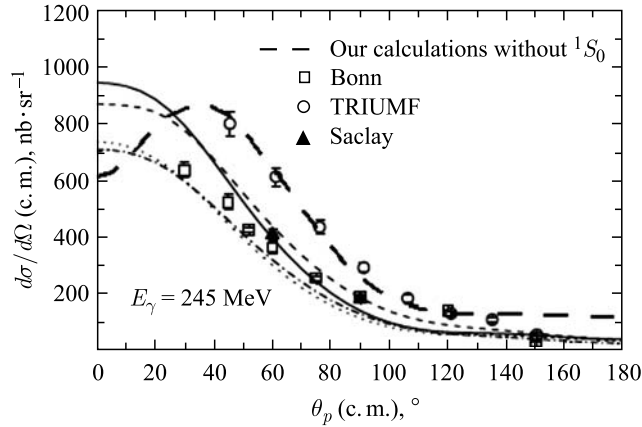


Рис. 11. Угловая зависимость дифференциального сечения при энергии фотона в лабораторной системе 245 МэВ [9]. Кривая с длинными штрихами — наш расчет

энергии. Как видно, исчезновение протонного пика не наблюдается. Для подтверждения этого факта обратимся к спектру, промеренному при энергии фотона $E_\gamma = 208$ МэВ в лабораторной системе (рис. 13, *a*). Сплошная кривая — наш расчет.

На рис. 13, *b* представлены наборы экспериментальных данных других центров, полученных при той же энергии, а также проведено сопоставление с теоретическими расчетами. Сплошная и штриховая кривые — расчет Laget [15], включающий двухчастичный механизм (штриховая кривая) и механизм перерасеяния мезонов (сплошная кривая) соответственно.

Угловое описание этих расчетов не отражает действительного характера поведения наборов экспериментальных измерений. По-видимому, в работах [9, 15] нарушен баланс между электрическими и магнитными составляющими в амплитуде, что является следствием требования калибровочной инвариантности.

На рис. 14 показана зависимость Σ -асимметрии при угле вылета протона $\theta_p = 90^\circ$ от энергии. Для асимметрии использо-

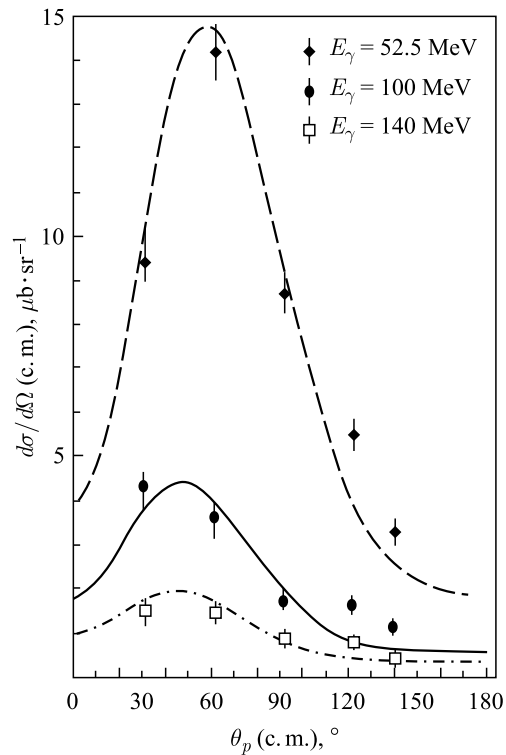


Рис. 12. Зависимость от угла дифференциальных сечений для фиксированных энергий фотона в лабораторной системе [15]

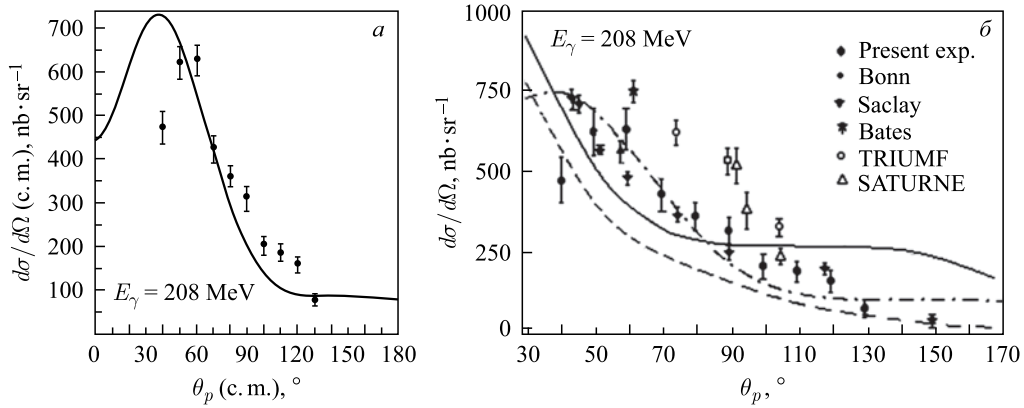


Рис. 13. То же, что и на рис. 12, но при энергии фотона, равной 208 МэВ [15]: а) сплошная кривая — наш расчет; б) сплошная и штриховая кривые — расчет Laget; штрихпунктирная — наш расчет

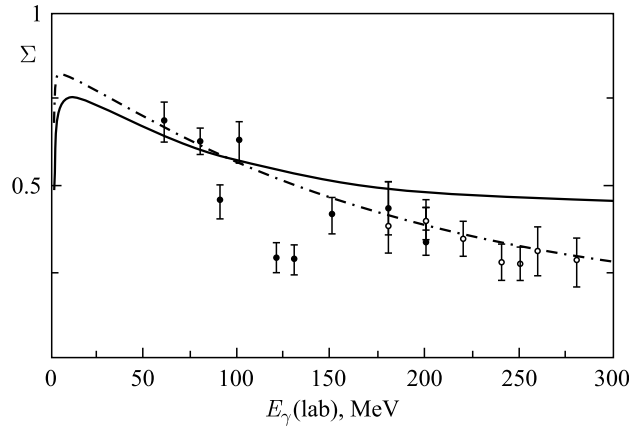


Рис. 14. Энергетическая зависимость Σ -асимметрии при угле вылета протона $\theta_p = 90^\circ$ [16]: штрихпунктирная кривая — наш расчет; сплошная кривая — наш расчет для реакции двухчастичного расщепления ядра трития $\gamma + {}^3\text{H} \rightarrow n + d$ (предсказание)

вана формула $\Sigma = \frac{d\sigma(\parallel) - d\sigma(\perp)}{d\sigma(\parallel) + d\sigma(\perp)}$, где в числителе дроби находится разность сечений фоторасщепления ядра линейно поляризованными фотонами с вектором поляризации параллельно ($d\sigma(\parallel)$) и перпендикулярно ($d\sigma(\perp)$) плоскости реакции, отнесенных к их сумме.

Хочется отметить общий момент проведенных исследований: учет виртуальной экзотики — мезонных обменных токов, спин-орбитальных токов, конвекционных и спиновых токов в различных комбинациях — только ухудшает описание наблюдаемых для этой реакции [16]. Авторам работы [16], чтобы показать влияние указанных механизмов на сечение, пришлось изобразить угловой спектр при энергии фотона 208 МэВ (рис. 13) с использованием четырех порядков логарифмического масштаба. Это сделано для того,

чтобы экспериментальное сечение стало выглядеть почти слабонаклонной прямой линией в одном порядке, а остальные три порядка (два до экспериментальных данных и один после) понадобились для указания рассогласования с теоретическим описанием. Подобная ситуация прослеживается при попытке сопоставления теоретических расчетов с зависимостью Σ -асимметрии от энергии фотона в интервале от порога расщепления до 300 МэВ.

Выбор подхода, в основе которого использована релятивистская инвариантность, а вклады электрических и магнитных переходов зафиксированы в амплитуде с помощью точного выполнения требования калибровочной инвариантности, уже обеспечивает удовлетворительное описание экспериментальных данных [17]. Привлекая различную виртуальную экзотику для описания ЭМ-процессов, нужно при этом проявлять известную осторожность. Как могут виртуальные частицы повлиять на конкретный процесс? Виртуальные процессы, возможно, уже просуммированы (неизвестным нам способом) в связанном состоянии, а результат их зафиксирован в значении величины энергии связи. «Вытаскивать» вклад в сечение на отдельном виртуальном мезоне или другой виртуальной частице и учитывать его в сечении при взаимодействии фотона в конкретном процессе с фиксированным составом фрагментов в конечном состоянии, к которому этот мезон не имеет никакого отношения, по мнению авторов, не является обоснованным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен подход для описания процессов двухчастичного фоторасщепления нелокального поля на фрагменты. Свойство неотделимости понятия об электрическом заряде от массы приводит к необходимости описания совместного перемещения заряда и массы при трансляциях. Это обеспечивает точное согласование действий законов сохранения энергии-импульса и заряда в амплитуде. Сохранение ЭМ-тока приводит к точной балансировке электрических и магнитных вкладов в сечении. Точное выполнение требований ковариантности и калибровочной инвариантности есть единственно верный признак (критерий) правильности действий при изучении того или иного явления.

Согласование действий законов сохранения энергии-импульса и заряда в амплитуде посредством привлечения геометрической интерпретации калибровочных полей в обобщенном пространстве как следствие свойства неотделимости электрического заряда от его массы и индифферентности ЭМ-сил обеспечило необходимые условия для последовательного введения в теорию как локальных, так и нелокальных полей материи. Локальный предел следует, если вершинная функция сильного взаимодействия становится константой. В этом случае регулярная составляющая полной амплитуды обнуляется, а калибровочная инвариантность обеспечивается оставшейся полюсной частью.

Преимущество предложенного подхода состоит в том, что он не изменяет ни единого результата, полученного ранее в рамках локальной теории, когда в процессе присутствуют только ЭМ-вершины. Точное сохранение адронного тока обеспечивает в амплитуде с виртуальными фотонами конечный предел в фотонную точку (по квадрату переданного импульса $q^2 \rightarrow 0$), что создает уникальные условия для исследования роли одних и тех же механизмов реакции в процессах с электронами и фотонами одновременно.

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность А. Дорохову за полезное обсуждение и содействие в опубликовании работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Govaerts J. et al.* Low Energy Theorem and Photodisintegration of Light Nuclei // Nucl. Phys. A. 1981. V. 368. P. 409–428.
2. *Schiavilla R., Pandharipande V. R., Wiringa R.* Momentum Distributions in $A = 3$ and 4 Nuclei // Nucl. Phys. A. 1986. V. 449. P. 219–242.
3. *Ефимов Г. В.* Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. 216 с.
4. *Славнов А. А., Фаддеев Л. Д.* Введение в квантовую теорию калибровочных полей. М.: Наука, 1988. 272 с.
5. *Касаткин Ю. А.* Локальная $U(1)$ -калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильно-связанных систем // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 5(122). С. 30–49.
6. *Касаткин Ю. А.* Геометрический аспект калибровочных полей и возможность единого описания локальных и нелокальных взаимодействий в КЭД // Письма в ЭЧАЯ. 2009. Т. 6, № 1(149). С. 41–53.
7. *Kasatkin Yu. A.* Additional Requirements for Consistent Description of Nonlocal Interactions in QED // Phys. Part. Nucl. Lett. 2010. V. 7, No. 2. P. 100–109.
8. *Касаткин Ю. А., Корж А. П.* Дополнительные условия для описания нелокальных взаимодействий в КЭД // Вісн. ХНУ. Сер. фіз. «Ядра, частинки, поля». 2009. № 880, вип. 4(44). С. 31–44.
9. *Korchin A. Yu. et al.* Production of e^+e^- Pairs in Proton–Deuteron Capture ${}^3\text{He}$ // Phys. Lett. B. 1998. V. 441. P. 17–26.
10. *O'Fallon N. M., Koester L. J., Smith J. H.* Two-Body Photodisintegration of ${}^3\text{He}$ between 40 and 150 MeV // Phys. Rev. C. 1972. V. 5, No. 6. P. 1926–1938.
11. *Schadow W., Nohadani O., Sandhas W.* Photonuclear Reactions of Three-Nucleon Systems. Preprint TRI-PP-00-29.
12. *Schadow W., Sandhas W.* Triton Photodisintegration with Realistic Potentials. arXiv:nucl-th/9712018v1.
13. *Schadow W., Sandhas W.* Photodisintegration of the Triton with Realistic Potentials. arXiv:nucl-th/9712023v1.
14. *Prats F.* The Reactions $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ at Intermediate Energy // Phys. Rev. B. 1979. V. 88, No. 12. P. 23–26.
15. *Kolb N. R. et al.* ${}^3\text{He}(\gamma, p)d$ Cross Sections with Tagged Photons below the Δ Resonance // Phys. Rev. C. 1994. V. 49, No. 5. P. 2586–2591.
16. *Kotlyar V. V., Belyaev A. A.* Calculation of the Cross Section for the Reaction $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow pd$ at Intermediate Photon Energies // Probl. At. Sci. Technol. Ser.: Nucl. Phys. Invest. 2001. V. 37, No. 1. P. 50–52.
17. *Нагорный С. И., Касаткин Ю. А., Золенко В. А.* Расщепление трехнуклонных систем фотонами и электронами в едином ковариантном подходе с сохраняющимися токами // ЯФ. 1994. Т. 57, № 6. С. 1001–1019.
18. *Buck W. W., Gross F.* Family of Relativistic Deuteron Wave Functions // Phys. Rev. D. 1979. V. 20, No. 9. P. 2361–2379.

Получено 30 июля 2014 г.