

УДК 530.145

ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЗАРЯДОВОГО ФОРМФАКТОРА СИЛЬНОСВЯЗАННОЙ СИСТЕМЫ В ПОДХОДЕ С СОХРАНЯЮЩИМСЯ СТРУКТУРНЫМ ТОКОМ

Ю.А. Касаткин, И.К. Кириченко*, А.П. Корж**, О.Д. Пташный*

*НТЦ электрофизической обработки НАН Украины,
61002, Украина, г. Харьков, ул. Чернышевская 28.*

**Украинская инженерно-педагогическая академия,
61003, Украина, г. Харьков, ул. Университетская 16.*

***Харьковская государственная академия технологии и организации питания,
61165, Украина, г. Харьков, ул. Клочковская 333.*

Поступила в редакцию 22 июня 2004г.

Калибровочно инвариантные объекты типа калибровочной струны и калибровочно-инвариантной “звезды”, в которых трансляции в зарядовом пространстве согласованы с требованиями трансляционной инвариантности в конфигурационном пространстве, позволяют ввести в рассмотрение вершины и амплитуды процессов, отвечающие взаимодействию калибровочного поля с составными полями материи без привлечения лагранжева формализма. Корректный учет перераспределения заряда между фрагментами в области взаимодействия решается в соответствии с требованием ковариантности. Полученные амплитуды процессов определяются не только вкладом от вершинных функций сильного взаимодействия, но и их производных. Это приводит к сбалансированному учету в амплитуде, как одночастичных механизмов вносимых функцией импульсного распределения составляющих, так и учету многочастичных механизмов через производную от нее, что соответствует эффективному учету мезонных обменных токов. Показана возможность подавления в выражении зарядового формфактора вклада многочастичных механизмов по отношению к вкладу одночастичных за счет выбора вида относительного 4-импульса.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ковариантность, градиентная инвариантность, вершинная функция, зарядовый формфактор.

Исследование формфакторов составных сильносвязанных систем является одним из направлений изучения свойств NN-взаимодействий. Электромагнитный (ЭМ) аспект этой фундаментальной проблемы занимает лидирующее положение в экспериментальных исследованиях ведущих центров мира. Убедительным основанием тому служит хорошо изученная природа ЭМ сил. Уместно заметить, что неоспоримый успех квантовой электродинамики (КЭД) был достигнут за счет изучения взаимодействия ЭМ поля с локальными (точечными) полями материи или, по крайней мере, с полями, которые в задаваемом фотоном энергетическом масштабе не обнаруживают и не проявляют своей составной структуры. Исследование ЭМ свойств составных систем содержит в себе основную трудность для КЭД, которая напрямую связана с присутствием в процессе сильного взаимодействия неизвестного столь хорошо в настоящий момент. Значительная величина константы сильного взаимодействия и малый радиус действия ядерных сил не позволяет использовать теорию возмущений при описании процессов с сильным взаимодействием и делает неприемлемыми методы КЭД, которые неотделимы от теории возмущений. Взаимодействие калибровочного поля, которым является ЭМ, с массивными точечными полями материи вводится в лагранжиан с помощью ковариантной производной. Этот подход к изучению структуры составных систем неприемлем. Причиной этому служит то, что при описании процессов взаимодействия ЭМ поля с атомными ядрами приходится иметь дело фактически с функциями Грина (ФГ) или полученными на их основе матричными элементами, в которых исходное связанное состояние и будущие фрагменты пребывают в состоянии дискретного спектра. Вносимое фотоном возмущение переводит составляющие в состояние непрерывного спектра, что не может быть описано в лагранжевом подходе, а, следовательно, включение в рассмотрение ЭМ поля становится невозможным. Предложенный ранее подход [1-6], был основан на использовании калибровочно-инвариантных объектов типа калибровочной струны и диаграммы “треххвостки”, которые с формальной точки зрения близки по духу к калибровочно-инвариантной ФГ. Присутствие в этих объектах “невывисимой” фазовой экспоненты (вильсоновской петли [7-9]) обеспечивает их явную калибровочную инвариантность. При ее использовании в теории классической КЭД не возникает ничего нового по отношению к лагранжеву описанию. Это связано с тем, что для точечных заряженных полей материи при их взаимодействии с фотоном, не происходит изменение величины заряда в вершине и необходимость согласования трансляций в зарядовом пространстве с соответствующими трансляциями в координатном пространстве отсутствует. В противоположность, при рассмотрении процессов на составных системах, где в области взаимодействия происходит перераспределение заряда между исходной системой и ее фрагментами в присутствии сильного взаимодействия возникает прямая необходимость такого согласования. Другими словами, при прохождении заряженной частицы вдоль ее линии распространения, фотон контролирует сохранение заряда, как в возникающей вершине сильного взаимодействия, так и за ней. Криволинейный интеграл в показателе фазовой экспоненты вычисляется по 4-линии, соединяющей начальную и конечную точки полевых операторов. Если путь интегрирования образует замкнутую линию, то криволинейный

интеграл обращается в ноль (при условии, что отсутствуют внешние токи, которые пронизывают поверхность, опирающуюся на этот контур) и это служит основанием для выбора “пути” интегрирования в виде прямой линии [6]. Математический объект типа калибровочно-инвариантной струны [10] в компактной форме содержит в себе КЭД, а ЭМ вершины, которые являются основными строительными блоками любых диаграмм Фейнмана, возникают, начиная со второго члена разложения выражения в функциональный ряд Тейлора по вектору-потенциалу ЭМ поля. Калибровочно-инвариантная треххвостка в результате аналогичного разложения приводит к калибровочно-замкнутому набору четырехточечных ФГ, которые приводят к искомой амплитуде. Более того, полученная таким способом амплитуда не имеет особенности при стремлении квадрата переданного 4-импульса виртуального фотона к нулю, что позволяет проводить одновременно исследование фото- и электропроцессов на том или ином атомном ядре [1-6]. В настоящей работе рассмотрены общие закономерности, возникающие при изучении зарядового формфактора составной сильносвязанной системы в подходе с точно сохраняющимся ЭМ током.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Применим развитый ранее подход [1-6] к исследованию зарядового формфактора “скалярной” составной сильносвязанной системы, состоящей из двух “скалярных” фрагментов ($M = 2m - \epsilon_{св}$ – массы и энергия связи составной сильносвязанной системы). Рассмотрим связанную систему в виде собственной энергетической части с двухчастичным промежуточным состоянием (рис. 1, диаграмма “пузырь”).

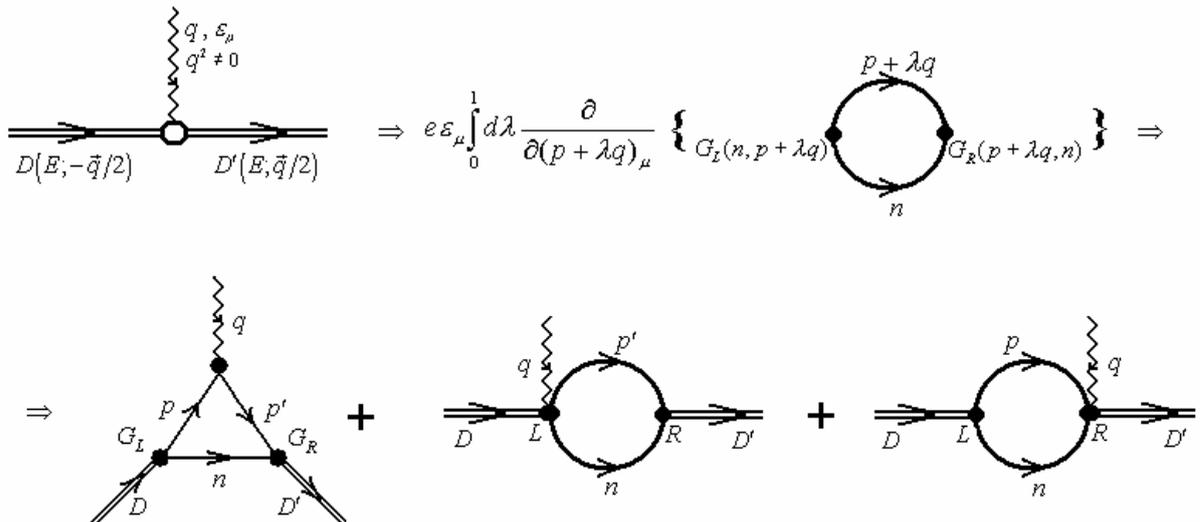


Рис. 1. Калибровочно-инвариантный набор диаграмм для зарядового формфактора составной сильносвязанной системы с двухчастичным промежуточным состоянием.

В отличие от стандартного φ^3 -рассмотрения, вершина $G(n, p)$, определяющая развал связанной системы на составляющие, является не константой, а функцией. Более того, будем считать, что эта функция есть решения некоторого квазипотенциального уравнения, потенциал которого учитывает обмены набора мезонов – $\pi, \rho, \sigma, \omega, \dots$ с асимптотикой на больших расстояниях типа Юкавы. Эти требования отражают реалистические условия, которые с одной стороны обеспечивают сходимость подынтегрального выражения, а с другой – позволяют в дальнейшем сделать ряд общих выводов, которые будут верны при решении задач на конкретных атомных ядрах с учетом их спиновой структуры. Выпишем выражение собственной энергетической части составной сильносвязанной системы:

$$i \int \frac{d^4 n}{(2\pi)^4} \{ S(n)G(n, p)S(p)G(p, n) \}, \tag{1}$$

где $G(n, p)$ - вершинная функция расщепления системы на фрагменты – скалярные нейтрон и протон, а $S(n)$, $S(p)$ - их стандартные пропагаторы соответственно. С учетом двухчастичного промежуточного состояния проводим удлинение в выражении (1) импульса заряженной частицы - протона и, действуя на подынтегральное выражение интегро-дифференциальным оператором, осуществим включение ЭМ поля согласованным образом с трансляциями в импульсном пространстве (рис.1):

$$e\epsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \frac{\partial}{\partial(p+\lambda q)_\mu} \left\{ i \int \frac{d^4 n}{(2\pi)^4} \{ S(n)G(n, p+\lambda q)S(p+\lambda q)G(p+\lambda q, n) \} \right\}. \tag{2}$$

На рис. 1 этой процедуре соответствует позиция с диаграммой “пузырь” в фигурных скобках. Технически вычисление производной выполняется по стандартным правилам дифференцирования произведения при условии, что в каждом слагаемом в сомножителях, стоящих до действия производной значение λ полагается равной нулю, а для сомножителей расположенных после – $\lambda = 1$, как следствие закона сохранения 4-импульса. Действие оператора на ФГ скалярной частицы приводит к появлению ЭМ вершины, а действие на левую и правую вершинные функции сводится к взятию от них производной с последующим интегрированием:

$$F(q^2)\{-e(D+D')\}_\mu \varepsilon_\mu = i\varepsilon_\mu \int \frac{d^4n}{(2\pi)^4} \left\{ S(n)G(n,p)S(p)[-e(p+p')_\mu]S(p')G(p',n) + S(n) \int_0^1 d\lambda \frac{\partial G(n,p+\lambda q)}{\partial(p+\lambda q)_\mu} S(p')G(p',n) + S(n)G(n,p)S(p) \int_0^1 d\lambda \frac{\partial G(p+\lambda q,n)}{\partial(p+\lambda q)_\mu} \right\} \quad (3)$$

Этому выражению соответствует амплитуда (рис. 1, нижний ряд), представленная в виде треугольной и двух петлевых диаграмм. В калибровочной инвариантности выражения (3) наиболее просто убедиться, воспользовавшись системой Брейта (см. ниже) и пропорциональностью правой стороны множителю $(D+D')_\mu \varepsilon_\mu$, который при замене $\varepsilon_\mu \rightarrow q_\mu = (D'-D)_\mu$ обращается в нуль. Четырехточечные вершины в петлях появились вследствие перераспределения частиц, а следовательно, и заряда в области развала составной сильносвязанной системы на составляющие и “контроля” со стороны фотона за перемещением и сохранением заряда на всех этапах этих изменений. С другой стороны, расшифровка сильносвязанной вершины через NN-потенциал (рис.2), учитывающий многочастичные механизмы (мезонные обмены), содержится в самой вершинной функции, которая является решением квазипотенциального уравнения.

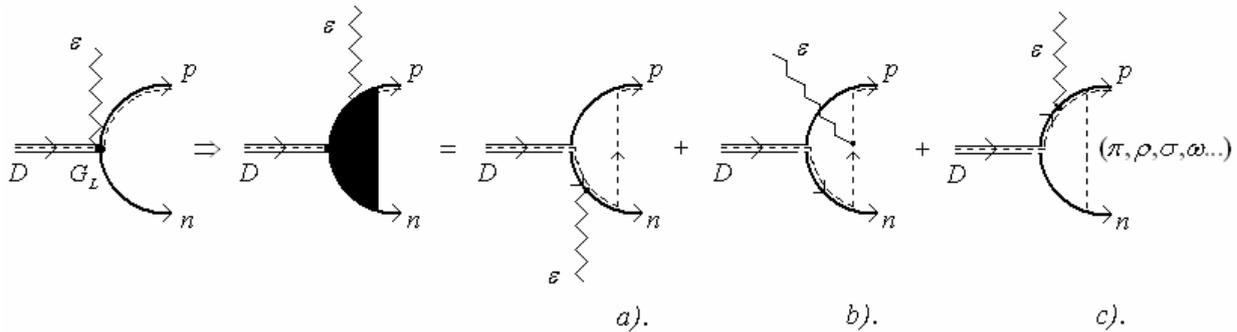


Рис. 2. Расшифровка четырехточечной сильносвязанной вершины через NN-потенциал с мезонными обменами.

Интерпретация четырехточечной сильносвязанной вершины через нижайшее двухчастичное промежуточное (pn) -состояние изображает заштрихованный блок, где штриховая линия указывает “путь протекания” электрического заряда при одномезонном обмене, формирующего потенциал квазипотенциального уравнения для сильной вершины. Эти 4-точечные вершины и их производные позволяют учесть калибровочно-инвариантным способом вклады всех мезонных обменных токов в амплитуде (3) не нарушая требований ковариантности.

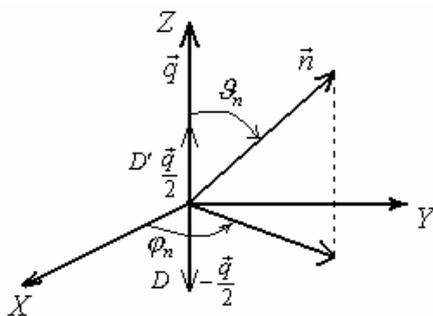


Рис.3. Расположение импульсов процесса в системе Брейта.

Значительные упрощения выражения (3) достигаются за счет рассмотрения процесса в системе Брейта (рис.3). Направляя ось OZ по вектору 3-импульса фотона \vec{q} , определяя вектор \vec{n} во внутренней системе сферических координат, компонентами

$$n_\mu = (n_0; |\vec{n}| \sin \vartheta \cos \varphi, |\vec{n}| \sin \vartheta \sin \varphi, |\vec{n}| \cos \vartheta),$$

а 4-импульсы начальных и конечных частиц соответственно $D = \left(E; -\frac{\vec{q}}{2}\right)$, $D' = \left(E; \frac{\vec{q}}{2}\right)$, $D^2 = D'^2 = M^2$, $q^2 = -\vec{q}^2$; $q = (0; \vec{q})$ и вектор поляризации виртуального фотона ε_μ ($\varepsilon q = 0$) и, определяя аргументы вершинных функций, – выполним численный анализ выражения (3).

В силу требования трансляционной инвариантности, определим зависимость вершинных функций от квадратов относительных 4-

импульсов следующим образом:

$$G_L \equiv G(n, p) = G(-k_L^2), \quad G_R \equiv G(p', n) = G(-k_R^2),$$

где $k_L = (n - p)/2 = n - D/2$, $k_R = (p' - n)/2 = D'/2 - n$. При этом в интегралах по величине λ левая и правая вершинные функции зависят от квадратов $k_L(\lambda) = k_L - \lambda q/2$, $k_R(\lambda) = k_R - \lambda q/2$ соответственно. Выполняя дифференцирование под интегралом

$$\frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial(p + \lambda q)_\mu} = \frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial(-k_L^2(\lambda))} \cdot \frac{\partial(-k_L^2(\lambda))}{\partial(p + \lambda q)_\mu} = \frac{1}{2}(n - p)_\mu \frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial(-k_L^2(\lambda))} = k_{L\mu} \frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial(-k_L^2(\lambda))},$$

$$\frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial(p' - \lambda q)_\mu} = \frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial(-k_R^2(\lambda))} \cdot \frac{\partial(-k_R^2(\lambda))}{\partial(p' - \lambda q)_\mu} = -\frac{1}{2}(p' - n)_\mu \frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial(-k_R^2(\lambda))} = -k_{R\mu} \frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial(-k_R^2(\lambda))}$$

и осуществляя дальнейшее упрощение за счет замены в подынтегральном выражении пропагатора нейтрона

$$S(n) = \frac{1}{n^2 - m^2 + i0} \rightarrow -2i\pi\delta(n^2 - m^2), \quad n_0^2 = \sqrt{\vec{n}^2 + m^2}$$

в предположении, что возмущение, вносимое фотоном в составную систему полностью передается заряженной частице – протону, а присутствующий нейтрон остается на массовой оболочке ($n^2 = m^2$), обеспечивая тем самым целостность связанной системы до окончания процесса взаимодействия, после интегрирования по энергии нейтрона (n_0) получим

$$eF(q^2)(D + D')_\mu \varepsilon_\mu =$$

$$= e\varepsilon_\mu \int \frac{d^3 n}{(2\pi)^3 2n_0} \left\{ \begin{aligned} & (p + p')_\mu G(-k_L^2) G(-k_R^2) S(p) S(p') + \\ & + \frac{1}{2}(p - n)_\mu G(-k_R^2) S(p') \int_0^1 d\lambda \frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial(-k_L^2(\lambda))} + \frac{1}{2}(p' - n)_\mu G(-k_L^2) S(p) \int_0^1 d\lambda \frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial(-k_R^2(\lambda))} \end{aligned} \right\}. \quad (4)$$

Присутствующая аксиальная симметрия в задаче в выбранной системе координат позволяет выполнить интегрирование по азимутальному углу φ , не конкретизируя явного вида других функций. Для этого определим полную систему 4-векторов $e_\mu^{(0)}$, $e_\mu^{(x)}$, $e_\mu^{(y)}$, $e_\mu^{(z)}$ во внешней системе координат:

$$e_\mu^{(0)} = \frac{(D + D')_\mu}{2E} = (1; 0, 0, 0), \quad e_\mu^{(x)} = (0, 1, 0, 0), \quad e_\mu^{(y)} = (0, 0, 1, 0), \quad e_\mu^{(z)} = \frac{q_\mu}{|\vec{q}|} = (0; 0, 0, 1),$$

удовлетворяющую условию полноты в пространстве с индефинитной метрикой:

$$g_{\mu\nu} = e_\mu^{(0)} e_\nu^{(0)} - e_\mu^{(x)} e_\nu^{(x)} - e_\mu^{(y)} e_\nu^{(y)} - e_\mu^{(z)} e_\nu^{(z)}.$$

Разложение 4-вектора нейтрона n_μ в этой системе имеют вид

$$n_\mu = n_0 \frac{(D + D')_\mu}{2E} + |\vec{n}| \sin \vartheta \cos \varphi e_\mu^{(x)} + |\vec{n}| \sin \vartheta \sin \varphi e_\mu^{(y)} + |\vec{n}| \cos \vartheta \frac{q_\mu}{|\vec{q}|}.$$

В результате чего интегрирование вектора n_μ по углу φ (с учетом условия $\varepsilon_\mu q_\mu = 0$) сводится к замене в выражении (4) равенством

$$\int_0^{2\pi} n_\mu d\varphi = \int_0^{2\pi} \left\{ n_0 \frac{(D + D')_\mu}{2E} + |\vec{n}| \sin \vartheta \cos \varphi e_\mu^{(x)} + |\vec{n}| \sin \vartheta \sin \varphi e_\mu^{(y)} + |\vec{n}| \cos \vartheta \frac{q_\mu}{|\vec{q}|} \right\} d\varphi = 2\pi D_\mu \frac{n_0}{E}.$$

Таким образом, выражение (4) для зарядового формфактора примет вид:

$$F(q^2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{+\infty} \vec{n}^2 \frac{d|\vec{n}|}{2n_0} \int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta \left\{ \left(1 - \frac{n_0}{E} \right) S(p) S(p') G(-k_L^2) G(-k_R^2) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - \frac{n_0}{E} \right) \left[S(p') G(-k_R^2) \int_0^1 d\lambda \frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial(-k_L^2(\lambda))} + S(p) G(-k_L^2) \int_0^1 d\lambda \frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial(-k_R^2(\lambda))} \right] \right\}. \quad (5)$$

В выражении (5) слагаемые в квадратных скобках удваиваются, если в одном из них произвести замену

$\vartheta \rightarrow \pi - \vartheta$, что окончательно позволяет получить выражение для зарядового формфактора составной системы

$$F(q^2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{+\infty} \bar{n}^2 \frac{d|\bar{n}|}{2n_0} \int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta \left\{ \left(1 - \frac{n_0}{E}\right) S(p)S(p')G(-k_L^2)G(-k_R^2) + \left(\frac{1}{2} - \frac{n_0}{E}\right) S(p')G(-k_R^2) \int_0^1 d\lambda \frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial(-k_L^2(\lambda))} \right\}. \quad (6)$$

На структуре подынтегрального выражения (6) следует остановиться подробнее. Как нетрудно видеть, первое слагаемое в фигурных скобках отвечает вкладу треугольной диаграммы. Присутствующий в нем множитель $\left(1 - \frac{n_0}{E}\right)$ проистекает от ЭМ вершины взаимодействия фотона со скалярной составляющей. В то время как второе слагаемое соответствует вкладу от петлевых диаграмм. Оно содержит производную от вершинной функции по динамической переменной – квадрату относительного 4-импульса, что приводит к появлению множителя $\left(\frac{1}{2} - \frac{n_0}{E}\right)$, который следует из структуры выражения для 4-импульса k_L и практически близок к нулю. Это является следствием того факта, что основной вклад в интеграл дает область малых импульсов, за счет быстрого убывания вершинной функции. На этом этапе следует выделить два важных момента. Во-первых, как нетрудно видеть, в случае, когда вершинная функция $G(n, p)$ является константой, что отвечает асимптотике Юкавы для волновой функции связанной системы

$$\Psi_D(\bar{n}^2) \approx \frac{G(n, p)}{p^2 - m^2} = \frac{Const}{\bar{n}^2 + \alpha_0^2} \rightarrow Const \frac{e^{-\alpha_0 r}}{r},$$

где $\alpha_0^2 = m\epsilon_{cs}$ – вклад петель отсутствует. Это означает, что петлевые диаграммы учитывают в амплитуде отличие от асимптотики Юкавы реалистических вершинных функций $G(n, p)$, которые являются решениями квазипотенциальных уравнений с учетом многомезонных обменов в потенциале. Во-вторых, присутствующий множитель $\left(\frac{1}{2} - \frac{n_0}{E}\right)$ есть результат усреднения относительного 4-импульса $k_L = (n - p)/2 = n - D/2$, который

одновременно обеспечивает динамическую зависимость вершинной функции. Следовательно, вид и вклад второго слагаемого в фигурных скобках выражения (6) является функцией выбора относительного 4-импульса. Чтобы выявить последствия этой неоднозначности выберем другое представление относительного 4-импульса,

например, $k_{L\mu} = \frac{(e^{(0)}p)}{(e^{(0)}D)} n_\mu - \frac{(e^{(0)}n)}{(e^{(0)}D)} p_\mu = n_\mu - \frac{n_0}{E} D_\mu = \left(0; \bar{n} + \frac{\bar{q}}{2} \frac{n_0}{E}\right)$, т.е. движение составляющих происходит

таким образом, что относительный 4-импульс, остается все время на пространственно-подобной гиперповерхности. В результате интегрирования по азимутальному углу, что сводится к замене под интегралом

$n_\mu \rightarrow D_\mu \frac{n_0}{E}$, это выражение будет иметь вид $\langle k_{L\mu} \rangle_\varphi = \frac{n_0}{E} D_\mu - \frac{n_0}{E} D_\mu = 0$. Это означает, что динамика на

пространственно-подобной гиперповерхности за счет выбора относительного 4-импульса приводит к возможности полного подавления вклада многочастичных эффектов и одновременного их учета лишь через треугольную диаграмму, но уже с другим относительным импульсом в вершинах. Наблюдается аналогия с рассмотрением процессов в динамике на световом фронте: картина эволюции системы на гиперповерхности светового фронта становится нерелятивистской, а виртуальные состояния (обмены мезонами) вымирают (см. статью-обзор Wilson K. [7,8]).

Нерелятивистский предел подынтегрального выражения (6) при $q^2 = 0$ и $|\bar{n}| \leq m$ имеет вид:

$$\frac{G^2(\bar{n}^2)}{(\bar{n}^2 + \alpha_0^2)^2} \left[1 - \frac{\bar{n}^2}{2m^2} + \frac{\bar{n}^2}{m^2} \frac{\partial \ln G(\bar{n}^2)}{\partial \ln(\bar{n}^2)} \right].$$

Первые два слагаемые в квадратных скобках отвечают вкладу треугольной диаграммы и соответствуют релятивистской нормировке вершинной функции. Оставшееся слагаемое соответствует вкладу от петлевых диаграмм. Следует отметить, что учет спиновой структуры составной системы и ее фрагментов не внесет принципиальных изменений в характере выражения (6) для зарядового формфактора, при этом вся аргументация и принципиальная сторона вычислений останется прежней.

Для иллюстрации дальнейших численных вычислений поведения формфактора в зависимости от вершинных функций выберем их в виде

$$G_1(\vec{p}^2) = N_1 e^{-\frac{\vec{p}^2}{25\alpha_0^2}}, \quad G_2(\vec{p}^2) = N_2 \vec{p}^2 e^{-\frac{\vec{p}^2}{25\alpha_0^2}}.$$

Неизвестные константы N_1 и N_2 находятся из условия нормировки выражения (6) на единицу. Выбор данных параметризаций обусловлен структурой выражения (6), в котором добавочный вклад от петлевых диаграмм содержит производную от вершинной функции. Поэтому выбранные параметризации для вершинной функции, наиболее ярко характеризуют роль нового механизма в структуре выражения зарядового формфактора.

На рисунках 4а и 4б сплошными линиями показаны зависимости вершинных функций от квадрата относительного импульса (в ГэВ/с), которые отличаются поведением в области малых и больших значений импульсов.

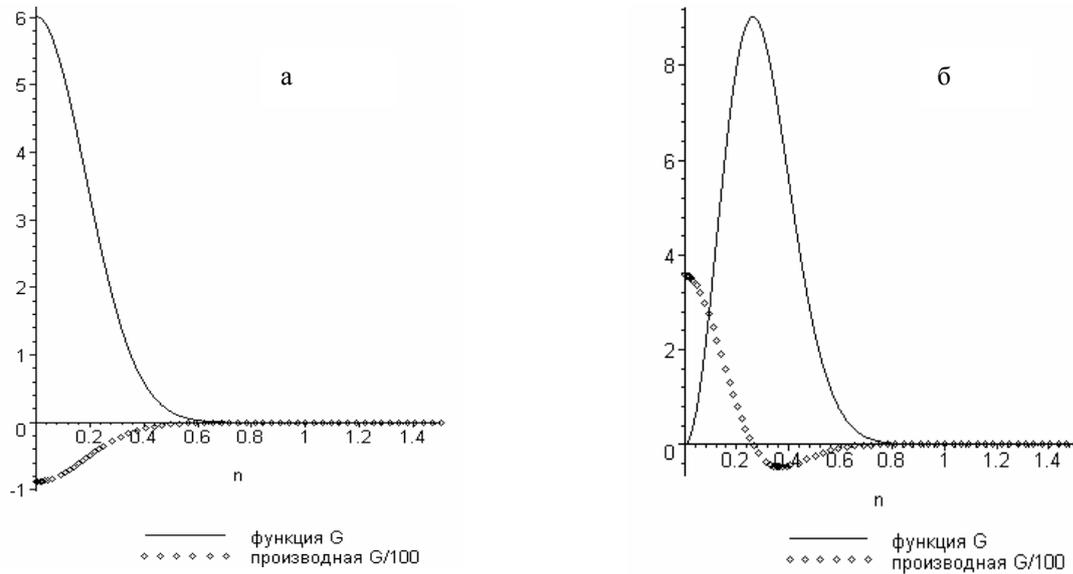


Рис.4. Зависимости вершинных функций и их производных от квадрата относительного импульса (в ГэВ/с).

а) вершинная функция $G_1(p^2)$, б) вершинная функция $G_2(p^2)$.

Это обусловлено тем, что выражение (6) содержит производную, поведение которой на рисунках показано ромбиками (в масштабе, уменьшенном в сто раз). Соответствующие этим параметризациям вершинных функций значения формфакторов $F(q^2)$ показаны на рисунке 5а и 5б в зависимости от квадрата переданного 4-импульса виртуального фотона (ГэВ/с)².

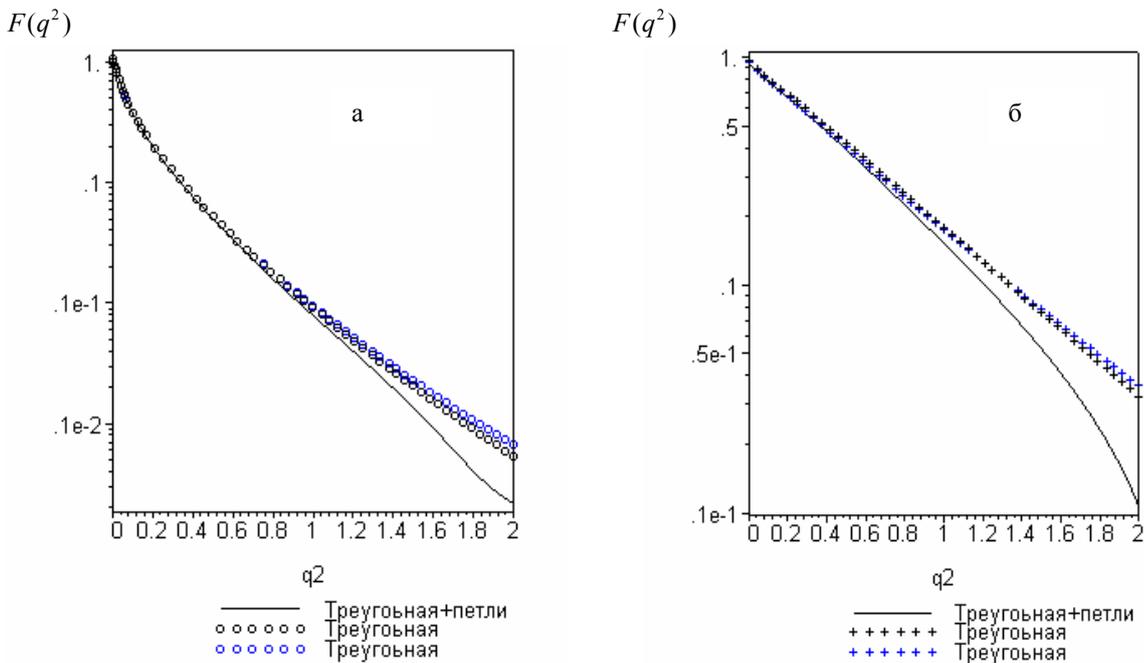


Рис.5. Зависимости формфакторов $F(q^2)$ от квадрата переданного 4-импульса виртуального фотона (ГэВ/с)².

а) вершинная функция $G_1(p^2)$, б) вершинная функция $G_2(p^2)$.

На обеих позициях рис. 5 сплошной линией показаны расчеты, выполненные на основе формулы (6) для параметризаций функции рис. 4 соответственно. Вклады, соответствующие учету только треугольной диаграммы, изображены в позиции а) кружечками, а в позиции б) – крестиками. На обеих позициях кружечками и крестиками показано по две линии, что соответствует вкладам только треугольных диаграмм для случаев различного выбора относительного импульса: $(n-p)/2 = n - D/2$ и $n_\mu - \frac{n_0}{E} D_\mu$. Как видно из рис. 5, различие между ними не является существенным, и поэтому не будем останавливаться на его обсуждении подробно. Для выявления конкретных различий поведения зарядового формфактора требуются расчеты на основе реального атомного ядра, например, дейтрона, с учетом реалистических параметризаций вершинной функции, что предполагается выполнить авторами в последующих работах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Структура выражения зарядового формфактора составной сильносвязанной системы формируется, с одной стороны, за счет величины вклада от учета одночастичных механизмов (треугольная диаграмма), которые определяются выражением свертки двух вершинных функций сильного взаимодействия и соответствующих пропагаторов. Аргументы волновых функций – вершинная функция, деленная на пропагатор виртуальной частицы, – “смещены” на величину $|\vec{q}|$ - возмущения, вносимого в составную систему виртуальным фотоном. В фотонной точке ($q^2 = 0$), значение зарядового формфактора $F(q^2 = 0)$ определяется нормировкой одночастичной функции импульсного распределения фрагментов. С другой стороны, только в подходе [1-6], где использовано точное согласование трансляций в конфигурационном и зарядовом пространствах, в выражениях для зарядового формфактора эффективно учитываются многочастичные обмены (петлевые диаграммы с производной от вершинной функции по её аргументу – квадрату относительного 4-импульса). Малая величина вклада от петлевых диаграмм по отношению к вкладу треугольной диаграммы в области малых импульсов ($|\vec{n}| < m$) в подынтегральном выражении связана с присутствием в нем множителя

$$\left(\frac{1}{2} - \frac{n_0}{E} \right) \sim - \frac{\vec{n}^2}{m_d^2},$$

который зависит от выбора вида релятивистского относительного 4-импульса. В жестком диапазоне импульсов ($|\vec{n}| \gg m$), вклад петлевых диаграмм носит фоновый деструктивный характер и уменьшает вклад от треугольной диаграммы. Выбор вида относительного 4-импульса позволяет “подавить” долю вклада в амплитуде от многочастичных механизмов.

Описанная тенденция структуры и поведения выражения зарядового формфактора является следствием и отражением общей закономерности изначально присутствующей в основе подхода [1-6]. Амплитуда процесса ЭМ расщепления сильносвязанных составных систем на уровне полюсного рассмотрения описывается калибровочно- замкнутым набором диаграмм и содержит полюсную часть - s -, t -, u - диаграммы, в которых вершина сильного взаимодействия зависит от соответствующей виртуальности промежуточной частицы. Полюсная часть амплитуды соответствует учету одночастичных механизмов процесса расщепления. Контактная диаграмма (регулярная часть обобщенного полюсного набора диаграмм) содержит “информацию” о многочастичных механизмах – мезонных обменных токах, которые эффективно учитываются производной от вершины и, единственно возможным образом, согласованы с полюсной частью амплитуды требованием калибровочной и релятивистской инвариантности. Отсутствие в калибровочно-замкнутой амплитуде сингулярности, при стремлении квадрата 4-импульса виртуального фотона к нулю ($q^2 \rightarrow 0$), позволяет на её основе проводить исследования процессов расщепления атомных ядер, как электронами, так и фотонами.

В заключение отметим, что сложный характер зависимости зарядового формфактора от вершинной функции $G(p, n)$ не позволяет её прямое “извлечение” в экспериментальных измерениях. Поэтому сохраняется пока лишь традиционная схема изучения свойств сильного взаимодействия – решение соответствующих уравнений для вершинной функции, в которых моделируется NN – потенциал с заданным поведением на больших расстояниях (асимптотика Юкавы) и тестирование этих решений в процессах сильного и ЭМ расщепления сильносвязанных систем в широких энергетических диапазонах. Наибольшей информативностью, в получении информации о сильных взаимодействиях являются ЭМ взаимодействия. Это процессы фоторасщепления и электрорасщепления атомных ядер в инклюзивной и эксклюзивной постановках эксперимента, а также процессы упругого рассеяния электронов.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Нагорный С.И., Касаткин Ю.А., Инопин Е.В., Кириченко И.К. // ЯФ. – 1989. – Т. 49. – С. 749-762.
2. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Солдатов С.А. Построение калибровочно-инвариантной полной амплитуды в электромагнитных процессах // Вісник Харківського університету, серія фізична “Ядра, частинки, поля”. – 2000. – № 469, вып. 1(9). – С. 7-11.
3. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К. Локальная калибровочная инвариантность функций Грина и точное сохранение полного электромагнитного ядерного тока // Вісник Харківського університету, серія фізична “Ядра, частинки, поля”. – 2001. – № 522, вып. 2(14). – С. 25-28.
4. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Корж А.П. Теоретико-полевое описание фоторасщепления малонуклонных систем // Вісник Харківського університету, серія фізична “Ядра, частинки, поля”. – 2001. – № 510, вып.1(13). – С. 3-10.
5. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К. // ЯФ. – 2004. – Т. 67, № 4. – С. 748-763.
6. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Пташный О.Д. Локальная U(1)- калибровочная инвариантность и расщепление легких атомных ядер // Вісник Харківського університету, серія фізична “Ядра, частинки, поля”. – 2003. – № 601, вып. 2(22). – С. 8-20.
7. Wilson K.G. // Phys. Rev. – 1974. – V. D10. – P. 2445.
8. Wilson K.G. at al. // Phys. Rev. – 1994. – V. D49. – P. 6720-6766.
9. Schwinger J. // Phys. Rev. – 1951. – V. 82. – P. 664.
10. Seiler E. Gauge Theories as a Problem of Constructive Quantum Field Theory and Statistical Mechanics. Lecture Notes in Physics. 159. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York. 1982.

**COMMON PROPERTIES OF THE CHARGING FORM FACTOR HARD COUPLED SYSTEM IN
CONSERVATION STRUCTURAL CURRENT APPROACH**

Yu.A. Kasatkin, I.K. Kirichenko*, A.P. Korzh, O.D. Ptashniy***

Electro-Physical Scientific & Technical Centre National Academy of Sciences of Ukraine,

61002, Ukraine, Kharkov, Chernyshevsky St, 28.

** Ukraine Engineer-Pedagogical Academy,*

61003, Ukraine, Kharkov, University St, 16.

*** Kharkov State Academy of Technology and Food Management,*

61127, Ukraine, Kharkov, Klochkovskaya St, 333.

Gauge invariant objects of type gauge strings and gauge invariant “star” in which translations in charging space are coordinated with requirements of transmitting invariance in configuration space, allow to enter into consideration of vertex and the amplitudes of processes adequate to interaction gauge of a field with compound fields of a matter without attraction лагранжева of a formalism. The correct account of redistribution of a charge between fragments in the field of interaction is solved on a background of the requirement covariance. The received amplitudes of processes take into account not only the contribution from topmost functions of strong interaction, but also their derivatives. It results in the balanced account in amplitude as one-partial mechanisms brought by function of pulse distribution of components, and to the account of multiparty mechanisms through a derivative from it, that corresponds to the effective account mesons exchange currents. The opportunity of suppression in amplitude charging forms of the factor of the contribution of multiparty mechanisms in relation to the contribution one-partial is shown due to a choice of a kind of a relative 4-pulse.

KEY WORDS: covariance, gauge invariance, vertex function, charge form factor.