

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ФОТО- И ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИИ ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

В.В.Котляр, Ю.П.Мельник, А.В.Шебеко

Национальный научный центр
Харьковский физико-технический институт, Харьков, Украина

Изучаются асимметрии мишени и поляризация нуклонов в электрорасщеплении поляризованных и неполяризованных дейтронов, а также асимметрии пучка в расщеплении ядра ${}^3\text{He}$ линейно поляризованными фотонами в зависимости от выбора модели электромагнитного тока ядра (в частности, мезонных обменных токов (МОТ)). Большое внимание уделяется роли эффектов взаимодействий в конечных состояниях (ВКС) np -пары для $d(e, e'n)$ p -реакции. Исследовано влияние спин-орбитального электромагнитного взаимодействия нуклонов и других релятивистских поправок к плотности электромагнитного тока ядра на формирование угловых и энергетических зависимостей поляризационных наблюдаемых в указанных процессах. Рассматриваются возможности извлечения электрического формфактора нейтрона из неупругого рассеяния продольно-поляризованных электронов на дейтроне и ядре ${}^3\text{He}$ в инклюзивных и эксклюзивных реакциях. Определяются кинематические области, в которых поляризационные наблюдаемые принимают значения, доступные для измерений на ускорителях электронов непрерывного действия типа CEBAF. Обсуждаются различные предложения для разделения (в частности, в кумулятивной области) структурных функций, характеризующих отклик адронной системы на ее взаимодействия с электромагнитными зондами. В этой связи проводится теоретический анализ расщепления легчайших ядер продольно-поляризованными электронами в экспериментах в МИТ-Бейтсе. Результаты вычислений сравниваются с данными, полученными в Амстердаме, Бонне, МИТ-Бейтсе, Новосибирске, Фраскати, Сакле и Харькове. В заключение рассматривается ряд идей, которые могут быть полезными для развития ковариантного и градиентно-независимого описания электромагнитного взаимодействия с ядрами.

Dependences are studied of the target asymmetry and nucleon polarization in the electrodisintegration of a polarized and an unpolarized deuteron, and of the beam

asymmetry in the disintegration of the nucleus ${}^3\text{He}$ by linearly polarized photons on the choice of the nuclear electromagnetic current (in particular, mesonic exchange currents). Great attention is paid to the investigation of the final-state interaction effects in the final np pair in $d(e, e'n)p$ reaction. The influence of the nucleon spin-orbital EM interaction and other relativistic corrections to the EM current density of nuclei on forming the angular and energy dependences of polarization observables in the above processes is investigated. The possibilities of extraction of the neutron electrical form factor from inelastic scattering of longitudinally polarized electrons off the deuteron and the nucleus ${}^3\text{He}$ in inclusive and exclusive reactions are considered. The kinematical regions are determined where the polarization observables take values acceptable for measurements at the accelerators with continuous beams (the so-called c.w. accelerators like CEBAF). Different proposals for separation (in particular, in the cumulative region) of the structure functions characterising the response of a hadron system to the interaction with the EM probes are discussed. In this connection, theoretical analysis of the disintegration of the lightest nuclei by longitudinally polarized electrons in the MIT-Bates experiments is carried out. The results of calculations are compared with the data obtained in Amsterdam, Bonn, MIT-Bates, Novosibirsk, Frascati, Saclay, and Kharkov. In conclusion several ideas are discussed which can be useful for development of the covariant and gauge independent description of the EM interaction with nuclei.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение поляризационных явлений в электромагнитных взаимодействиях с ядрами находится на переднем крае современных исследований [1—21]. Оно предусмотрено программами сооружаемых ускорителей электронов непрерывного действия, таких как MAMI (Майнц), ELSA (Бонн), AmPS (Амстердам), SHR (МИТ-Бейтс) и CEBAF (Ньюпорт Ньюс), о которых можно получить достаточно полное представление из докладов [22—28]. Проблемы и достижения в измерениях, возможности теоретического описания поляризационных наблюдаемых для фоторасщепления малонуклонных систем при промежуточных энергиях фотонов обсуждались в [29—31]. Различные аспекты спиновой физики в электромагнитных взаимодействиях ядер (в частности, в электрорасщеплении поляризованных мишеней поляризованными электронами) рассматривались в докладах [32—35] и лекции [36].

Соответствующие спиновые наблюдаемые (например, асимметрии пучка и мишени) содержат более богатую информацию о механизмах реакций и ядерной структуре, чем та, которая приобретается с неполяризованными частицами. Они зависят от интерференции различных амплитуд реакции (так называемых структурных функций), и поэтому весьма чувствительны к вкладам ненуклонных степеней свободы и эффектам ВКС. Результаты исследований роли ВКС в $(e, e'N)$ -реакции на ядрах обсуждались в [37,38].

Большое внимание уделяется изучению поляризации выбиваемых нуклонов в электрорасщеплении простейшей ядерной системы, дейтрона [4—7, 11—13, 15, 16, 18, 20, 21]. Эта наблюдаемая в $d(e, e'\vec{N})N$ -реакции с неполяризованными электронами и дейтронами выражается через структурные функции, которые не встречаются в сечении. Только одна из них выживает, если импульсы виртуального фотона и выбиваемого нуклона являются коллинеарными (случай так называемой параллельной кинематики). Такое свойство дает возможность извлекать интерференцию определенных амплитуд реакции, не обращаясь к сложным процедурам разделения структурных функций (например, в экспериментах с некомпланарной геометрией [33]). Отметим также, что эта поляризация полностью определяется ВКС, т.е. она исчезает, если пренебречь этим взаимодействием (по крайней мере, в описаниях без нарушения P - и T -инвариантности). Следовательно, можно ожидать, что исследование этой наблюдаемой в зависимости от угла нуклонной эмиссии при различных относительных энергиях в np -паре может принести дополнительно информацию о np -взаимодействиях.

В отличие от предыдущего случая в реакции $d(\vec{e}, e'\vec{N})N$ с поляризованными электронами наряду с нуклонной поляризацией, индуцированной ВКС, имеет место передача поляризации благодаря $\vec{e}d$ -взаимодействию во входном канале реакции [5, 11]. Это различие отражается в появлении новых структурных функций. Благодаря слабой связи нуклонов в дейтроне можно ожидать, что для квазисвободного $\vec{e}d$ -рассеяния передача поляризации будет пропорциональна (подобно нуклонной поляризации в $\vec{e}N$ -рассеянии) произведению электрического и магнитного формфакторов нуклона $G_E^N G_M^N$. Таким образом, возникает идея получения дополнительной информации об электрическом формфакторе нейтрона G_E после анализа этой наблюдаемой в $d(\vec{e}, e'\vec{n})p$ -реакции [4—6, 11]. Конечно, информация об электромагнитных свойствах связанного нуклона может искажаться эффектами ВКС и МОТ [7, 12, 13, 15, 18]. Совместное влияние этих искажающих факторов детально обсуждается в данном обзоре.

Следует подчеркнуть, что истинную роль ВКС и МОТ трудно понять без определенной согласованности МОТ с NN -взаимодействием. В самом деле, как показано в [39] (см. также [12]), вклады ВКС и МОТ по отдельности могут быть значительными, но только вместе взятые они позволили получить (благодаря деструктивной интерференции между ними) удовлетворительное описание данных [40, 41]. Этот результат отражает общее утверждение [42] (см. также [7, 43, 44]) о том, что выполнение уравнения непрерывности для оператора плотности электромагнитного тока системы заряженных частиц не является достаточным, чтобы обеспечить градиентную независимость амплитуд электромагнитных переходов в системе. Ниже мы

коснемся вопросов, связанных с калибровочно-независимым описанием электромагнитных процессов на ядрах.

Асимметрии в $d(e, e'p)n$ -реакции с тензорно-поляризованными дейтронами могут быть источником дополнительной информации о структуре дейтрона (в частности, на малых расстояниях). В самом деле, соответствующие структурные функции, вычисленные в импульсном приближении, определяются интерференцией S - и D -волн дейтронной волновой функции (ВФ). Этот факт стал важной мотивацией для измерения сечений $\vec{D}(e, pn)e'$ -реакции вблизи фотонной точки [8].

Эксперимент [8] был выполнен в Новосибирске на накопителе ВЭПП-2, где электроны с энергией $E = 180$ МэВ рассеивались на внутренней мишени — поляризованной дейтериевой струе. Затем эти исследования были продолжены на накопителе ВЭПП-3, $E = 2$ ГэВ [45], для извлечения высокоимпульсных компонент ВФ дейтрона. Отметим, что в СЕВАФ предполагается измерить асимметрии в реакции $\vec{D}(\vec{e}, e'p)n$ с векторно-поляризованными дейтронами и продольно-поляризованными электронами.

Разумеется, предсказания, основанные на импульсном приближении, нуждаются в коррекции за счет более сложных механизмов реакции (например, ВКС в np -системе). Кроме того, с увеличением передач энергии импульса приходится принимать во внимание вклады ненуклонных степеней свободы, в частности, изобарные конфигурации в дейтроне, а также МОТ и другие релятивистские эффекты [13,17,19].

Поиск релятивистских эффектов в расщеплении легчайших ядер фотонами и электронами и их проявлений в спиновых наблюдаемых представляет большой интерес для более глубокого понимания механизмов электромагнитных процессов и ядерной динамики. В матричных элементах от электромагнитного тока между начальным и конечным адронными состояниями различают релятивистские поправки к операторам тока и волновым функциям, причем для последнего случая подразумевают вклады двух типов, а именно происходящие от внутренней динамики ВФ в системе покоя и бустов, трансформирующих эту систему в движущуюся систему. Показано (см. [30,47—53,20,21] и ссылки там), что даже при умеренных передачах энергии-импульса релятивистские поправки могут оказывать существенное влияние на различные наблюдаемые в фоторасщеплении дейтрона и ядра ${}^3\text{He}$, в инклюзивном и эксклюзивном рассеянии электронов на дейтроне. Соответствующие вычисления [47,52,53] продольно-поперечной (d, T) структурной функции подтверждаются данными по измерению азимутальной асимметрии (см. ниже) сечений $D(e, e'p)n$ -реакции в NIKHEF (Нидерланды) [54] и Сакле [55].

Среди теоретических методов, учитывающих требования специальной теории относительности, выделим три подхода. В приложениях к описанию фото- и электрорасщепления дейтрона один из них развивается в рамках формализма Бете — Солпитера [53,56—60], с учетом в практических расчетах различных квазипотенциальных версий этого уравнения (в частности, трехмерной редукции Бланкенбеклера — Шугара [53,56]) и упрощенных ядер уравнения.

Другой, S -матричный подход оперирует с инвариантными функциями, через которые могут быть выражены элементы t -матрицы. В принципе эти функции определяются соответствующими дисперсионными соотношениями [61], но обычно можно ограничиться рассмотрением некоторого избранного класса диаграмм. Примером применений этого метода является работа [62], где используется $(p/m)^2$ -разложение для вычисления амплитуд электрорасщепления дейтрона вблизи порога.

Наконец, весьма привлекательным представляется переход от теоретико-полевого описания в терминах *in*- и *out*-векторов из полного фоковского пространства адронных состояний и операторов, действующих в нем, к традиционному для ядерной физики. Этот переход, осуществляемый с помощью унитарного преобразования Окубо [63] (см. также [64]), ведет к трехмерному формализму с векторами состояний и эффективными операторами, имеющими правильные свойства преобразования относительно группы Пуанкаре. В отличие от амплитуд Бете — Солпитера эти векторы сохраняют вероятностную интерпретацию, поскольку, в конечном счете, приходится иметь дело только с частицами на их массовых оболочках. Мы покажем направление развития идей, заложенных в работах [65,66] (в частности, определенные предписания для построения внеоболочечной γNN -вершины).

Структура данного обзора такова. В разд.2 систематизированы определения рассматриваемых наблюдаемых относительно одной и той же системы ортов. Подчеркиваются следствия общих и дополнительных свойств симметрии. В разд.3 изложен метод Окубо, чтобы, во-первых, помочь читателю (особенно не работающему в данной области) проследить путь от описания с некоторым лагранжианом для взаимодействующих нуклонного и мезонного полей к формулировке теории с многочастичными операторами (гамильтонианами, токами и бустами), и во-вторых, чтобы дать рецепты для учета внеоболочечных эффектов в поглощении фотона связанным нуклоном, а также чтобы указать эффективные способы удовлетворения требованиям калибровочной и релятивистской инвариантности. В разд.4 обсуждаются различные аспекты спиновой физики взаимодействий малонуклонных систем в широких кинематических условиях как в области квазисвободного пика, так и вдали от него, включая результаты наших

вычислений [67] для $(e, e'N)$ -реакции с кумулятивными нуклонами. В приложениях можно найти полезные кинематические соотношения.

В обзоре не обсуждаются спиновые явления в фоторасщеплении дейтрона, поскольку это уже было сделано в отдельной работе [30] с атласом поляризационных наблюдаемых [68] ниже порога рождения пионов.

2. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И СООТНОШЕНИЯ

Мы будем изучать сечения эксклюзивного и инклюзивного рассеяния электронов на дейтроне и ядре ^3He , а также двухчастичный развал ^3He линейно поляризованными фотонами. Однако многие наши результаты будут сохранять силу и для других реакций, например, для $A(e, e'X)B$, в которой рассеянный электрон детектируется на совпадение с фрагментом X , причем последний может быть совокупностью нуклонов, мезоном и т.д.

2.1. Угловые распределения и поляризация протонов в реакции $d(e, e'p)n$. В приближении однофотонного обмена (рис.1) сечение реакции $d(e, e'p)n$ с неполяризованными частицами в л.с. может быть записано в виде

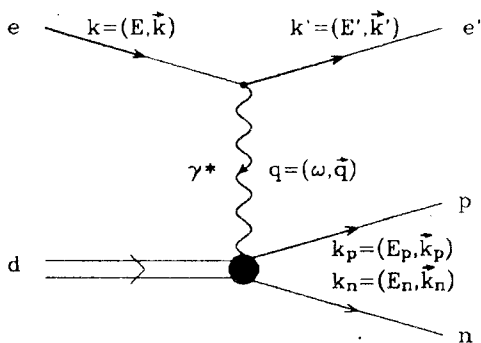


Рис.1. Диаграмма однофотонного обмена

$$\sigma_0 \equiv \frac{d^3\sigma}{dE' d\Omega_e d\Omega_p} = \frac{4\alpha^2 E'^2 l^{\mu\nu} W_{\mu\nu} R}{(q_\lambda^2)^2}, \quad (2.1)$$

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{3} \text{Sp} [F_\mu(\mathbf{p}_0, \mathbf{q}) F_\nu^+(\mathbf{p}_0, \mathbf{q})], \quad (2.2)$$

где $l_{\mu\nu} = (k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu - g_{\mu\nu} k'k)/2E'E$ — лептонный тензор, $k = (E, \mathbf{k})$ и $k' = (E', \mathbf{k}')$ — 4-импульсы падающего и рассеянного электронов, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ — переданный 3-импульс, α — постоянная тонкой структуры.

Кинематический фактор R равен

$$R = k_p E_p \left[1 - E_p \left(\frac{q}{k_p} \cos \hat{\mathbf{q}} \mathbf{k}_p - 1 \right) / E_n \right]^{-1}.$$

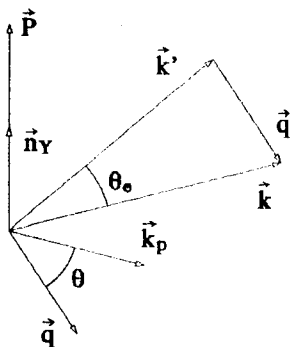


Рис.2. Вектор поляризации протонов в реакции $d(e, e' p^+)$ для компланарной геометрии

Входящие сюда энергии и импульсы показаны на рис.1.

Величина $F_\mu(\mathbf{p}_0, \mathbf{q})$ обозначает матричный элемент

$$F_\mu(\mathbf{p}_0, \mathbf{q}) = \langle \Psi_{\mathbf{p}_0 S M_S}^{(-)} | J_\mu(\mathbf{q}) | \Psi_{1 M_d} \rangle \quad (2.3)$$

от оператора $J_\mu = (J_0, \mathbf{J})$ электромагнитного тока дейтрона между начальным $|\Psi_{1 M_d}\rangle$ и конечным $|\Psi_{\mathbf{p}_0 S M_S}^{(-)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_T |\Psi_{\mathbf{p}_0 S M_S T O}^{(-)}\rangle$ состояниями np -пары со спином S (его проекцией M_S), изоспином T и импульсом относительного движения \mathbf{p}_0 .

Рассмотрим случай компланарной геометрии* и введем ортонормированный базис:

$$\mathbf{n}_Z = \frac{\mathbf{q}}{q}, \quad \mathbf{n}_Y = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|}, \quad \mathbf{n}_X = \mathbf{n}_Y \times \mathbf{n}_Z,$$

полагая, что \mathbf{n}_X и \mathbf{n}_Z образуют плоскость рассеяния (рис.2). Согласно [69] имеем

$$\frac{4\alpha^2 E'^2 l^{\mu\nu} W_{\mu\nu}}{(q_\lambda^2)^2} = \sigma_M \left\{ \xi^2 W_C + \left(\frac{1}{2} \xi + \eta \right) W_T + (\xi + \eta) W_S + \xi \sqrt{\xi + \eta} W_I \right\},$$

$$\xi = q_\mu^2 / q^2, \quad \eta = \text{tg}^2 \frac{\theta_e}{2}, \quad (2.4)$$

где σ_M — моттовское сечение, θ_e — угол рассеяния электрона, $q_\mu^2 = \mathbf{q}^2 - \omega^2 \geq 0$, $\omega = E - E'$ — переданная энергия. W_i ($i = C, T, S, I$) представляют собой билинейные комбинации амплитуд (2.3): кулоновская функция $W_C = W_{00}$ определяется продольной компонентой тока,

* Более общая ситуация с некомпланарным расположением векторов \mathbf{k} , \mathbf{k}' и \mathbf{k}_p рассмотрена в п.2.3.

$W_T = 2W_{YY}$ и $W_S = W_{XX} - W_{YY}$ зависят только от его поперечных компонент, в то время как $W_I = -W_{X0} - W_{0X}$ является интерференционной и поэтому часто обозначается R_{LT} (см., например, [3]).

Важно подчеркнуть, что при выводе (2.4) было использовано условие градиентной независимости:

$$q_\mu F^\mu(\mathbf{p}_0, \mathbf{q}) = 0, \tag{2.5}$$

чтобы исключить матричные элементы с продольной компонентой тока.

В компланарной кинематике вектор поляризации протонов

$$\mathbf{P} = \text{Sp} \{ \sigma(1) FF^+ \} / \text{Sp} FF^+ \tag{2.6}$$

в реакции $d(e, e'\vec{p})n$ с неполяризованными электронами и дейтроном перпендикулярен к плоскости реакции (рис.2):

$$\mathbf{P} = P \mathbf{n}_Y. \tag{2.7}$$

Снова используя условие (2.5), можно показать, что

$$\begin{aligned} \sigma_0 P &= 4\alpha^2 E^2 l^{\mu\nu} \Sigma_Y^{\mu\nu} R / (q_\mu^2)^2 = \\ &= \sigma_M \left\{ \xi^2 \Sigma_C + \left(\frac{1}{2} \xi + \eta \right) \Sigma_T + (\xi + \eta) \Sigma_S + \xi \sqrt{\xi + \eta} \Sigma_I \right\}, \end{aligned} \tag{2.8}$$

где поляризационные структурные функции Σ_i ($i = C, T, S, I$) связаны с компонентами спинового адронного тензора

$$\Sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{3} \text{Sp} \{ \sigma(1) F_\mu(\mathbf{p}_0, \mathbf{q}) F_\nu^+(\mathbf{p}_0, \mathbf{q}) \} \tag{2.9}$$

теми же соотношениями, что и W_i с $W_{\mu\nu}$. Очевидно, что новые структурные функции содержат вклады переходов с переворотом спина и, тем самым, отличаются от W_i .

Далее, в теории без нарушений P - и T -инвариантности, когда

$$U_P (U_T) J_\mu(\mathbf{q}) (U_T^{-1}) U_P^{-1} = -g_{\mu\mu} J_\mu(-\mathbf{q}), \tag{2.10}$$

можно показать, что поляризация протонов исчезает при выключении ВКС. Другими словами, для тока со свойствами (2.10), где $U_P (U_T)$ — преобразование в пространстве адронных состояний, отвечающее пространственной (временной) инверсии координат, вектор \vec{P} обращается в нуль при замене искаженной волны $|\Psi_{\mathbf{p}_0 S M_S}^{(-)}\rangle$ плоской $|\mathbf{p}_0 S M_S\rangle$.

Таким образом, ненулевое значение P , которое могло быть измерено, прежде всего принесло бы информацию о свойствах np -взаимодействия (точнее, об эффектах схода наполовину с энергетической оболочки). В са-

мом деле, наши исследования обнаружили, что ВКС в S , P , D и более высоких парциальных состояниях оказывают заметное влияние на величину поляризации (детали можно найти в [7,12,15], см. также разд.4).

2.2. Реакция $d(\vec{e}, \vec{e}'\vec{p}')n$ с поляризованными электронами. Передача поляризации. Вектор поляризации протонов в реакции $d(\vec{e}, \vec{e}'\vec{p}')n$

$$\mathbf{P}_e = \text{Sp} \{ \sigma(1) F \rho_e F^+ \} / \text{Sp} F \rho_e F^+ \quad (2.11)$$

зависит от матрицы плотности ρ_e падающих электронов. В компланарной кинематике при расщеплении неполяризованных дейтронов продольно-поляризованными электронами этот вектор приобретает компоненту, связанную со спиральностью пучка λ :

$$\mathbf{P}_\lambda = \mathbf{P} + \lambda \mathbf{P}', \quad (2.12)$$

где \mathbf{P} — вектор поляризации протонов в $d(e, e'\vec{p}')n$.

Как уже отмечалось, вектор \mathbf{P} перпендикулярен плоскости реакции, тогда как вектор передачи поляризации \mathbf{P}' лежит в этой плоскости. Согласно [18] имеем

$$\sigma_0 P'_{X,Z} = \sigma_M \sqrt{\eta} \{ \xi \Sigma'_I{}^{X,Z} + \sqrt{\eta + \xi} \Sigma'_T{}^{X,Z} \} R, \quad (2.13)$$

$$\sigma_0 P_Y = \sigma_M R \left\{ \xi^2 \Sigma_C + \left(\frac{1}{2} \xi + \eta \right) \Sigma_T + (\xi + \eta) \Sigma_S + \xi \sqrt{\xi + \eta} \Sigma_I \right\}, \quad (2.14)$$

$$P'_Y = 0, \quad P_{X,Z} = 0, \quad (2.15)$$

где по определению

$$\Sigma'_I = i [\Sigma_{0Y} - \Sigma_{Y0}], \quad (2.16)$$

$$\Sigma'_T = i [\Sigma_{YX} - \Sigma_{XY}], \quad (2.17)$$

или

$$\Sigma'_I = -\frac{2}{3} \text{Im Sp} \{ \sigma F_0(\mathbf{p}_0, \mathbf{q}) F_Y^+(\mathbf{p}_0, \mathbf{q}) \}, \quad (2.18)$$

$$\Sigma'_T = -\frac{2}{3} \text{Im Sp} \{ \sigma F_X(\mathbf{p}_0, \mathbf{q}) F_Y^+(\mathbf{p}_0, \mathbf{q}) \}. \quad (2.19)$$

Таким образом, рассматриваемая наблюдаемая зависит от комбинаций амплитуд реакции, которые не встречаются в так называемой индуцированной поляризации \mathbf{P} . В отличие от последней передача поляризации \mathbf{P}' , вообще говоря, не обращается в нуль, если ВКС выключено. Это обстоятельство может быть использовано для получения дополнительной информации об электромагнитных свойствах связанного нуклона (например, нейтрона) в ситуациях, когда эффекты ВКС пренебрежимо малы (ср.

мотивации эксперимента [4]* для извлечения электрического формфактора нейтрона из $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$.

2.3. Электрорасщепление поляризованных дейтронов (случай эксклюзивного и инклюзивного рассеяния). Асимметрии мишени и пучка.

Рассмотрим теперь реакцию $\vec{d}(e, e'p)n$ с поляризованной мишенью. Соответствующий адронный тензор

$$W_{\mu\nu} = F_{SM_S \mu M_d'} \rho_{M_d' M_d} F_{SM_S \nu M_d}^* \tag{2.20}$$

где явно указана спиновая зависимость амплитуд

$$F_{SM_S \nu M_d} = \langle \Psi_{\mathbf{p}_0 SM_S}^{(-)} | J_\nu(\mathbf{q}) | \Psi_{1 M_d} \rangle,$$

содержит матрицу плотности мишени, которая может быть выражена через так называемые ориентационные параметры P_{JM} , характеризующие степень векторной ($J = 1$) и тензорной ($J = 2$) поляризации дейтронов [13] (см. также [19]):

$$\begin{aligned} \rho_{M_d' M_d} &= \sum_{JM} C_{M_d' M_d}^{JM} P_{JM}^*, \\ C_{M_d' M_d}^{JM} &= (-1)^{M_d'+1} (1M_d 1 - M_d' | JM) / \sqrt{3}, \\ P_{00} &= 1, P_{JM}^* = (-1)^M P_{J-M}. \end{aligned} \tag{2.21}$$

Обычно поляризованные дейтроны получают путем заселения атомных уровней с различными проекциями M_d на направление внешнего магнитного поля \mathbf{H} (ось Z). При этом матрица ρ диагональна в базисе, образованном векторами $|\Psi_{1 M_d}\rangle$,

$$\rho_{M_d' M_d} = n_{M_d} \delta_{M_d' M_d}, \tag{2.22}$$

где n_{M_d} — заселенность уровня с заданной проекцией на ось квантования, причем

$$n_{+1} + n_{-1} + n_0 = 1.$$

Тогда только два параметра в (2.21) являются независимыми:

$$P_1 \equiv P_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}} (n_1 - n_{-1}), \quad P_2 \equiv P_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - 3n_0).$$

Если \mathbf{H} имеет произвольную ориентацию с углами θ_H и ϕ_H , тогда

*Насколько известно, соответствующие измерения завершены в МИТ-Бейтсе.

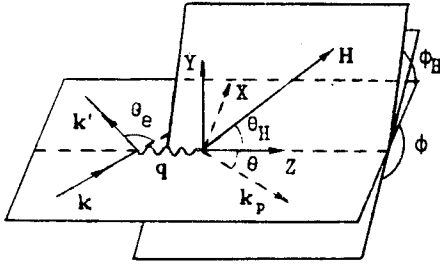
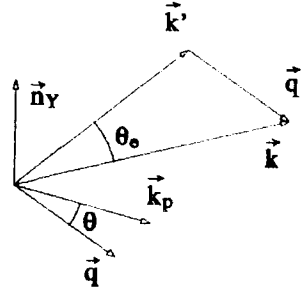
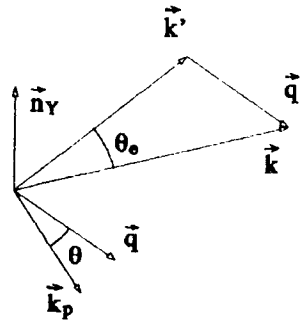


Рис.3. Взаимное расположение векторов в $d(e, e'p)$ реакции для экспериментов с некопланарной геометрией и направлением поляризирующего магнитного поля \mathbf{H}



L ($\phi=0$)

Рис.4. Левосторонний (L) и правосторонний (R) варианты для реакции $d(e, e'p)n$



R ($\phi=\pi$)

$$P_{JM} = P_J e^{iM\phi_H} d_{M0}^J(\theta_H), \quad (2.23)$$

где $d_{M0}^J(\theta)$ — функция Вигнера.

Общий случай некопланарной кинематики изображен на рис.3, где плоскость рассеяния электронов совпадает с плоскостью XZ . Угол между этой плоскостью и плоскостью реакции, образованной векторами \mathbf{q} и \mathbf{k}_p , обозначен ϕ .

Подставляя (2.21) и (2.23) в (2.20) после выделения зависимости $F_{SM_S \mu M_d}$ от азимутального угла ϕ , получаем

$$W_{\mu\nu} = \sum_{JM} e^{iM(\phi - \phi_H)} P_J w_{\mu\nu}^{JM} d_{M0}^J(\theta_H), \quad (2.24)$$

$$w_{\mu\nu}^{JM} = C_{M_d' M_d}^{JM} f_{SM_S \mu M_d}^* f_{SM_S \nu M_d}, \quad (2.25)$$

где $f_{SM_S \mu M_d}$ обозначены амплитуды реакции для копланарной геометрии при $\phi=0$ (вектор \mathbf{k}_p лежит слева от \mathbf{q} , если смотреть сверху на плоскость XZ (рис.4)).

Используя свойство симметрии этих амплитуд, можно показать, что дифференциальное сечение реакции $\bar{d}(e, e'p)n$

$$\sigma(\mathbf{H}) = d^3\sigma / dE' d\Omega_e d\Omega_p = K \sum_J \sigma^{(J)}, \quad K = R\sigma_M, \quad (2.26)$$

где слагаемые $\sigma^{(J)}$ определяют вклады в это сечение, обусловленные расщеплением неполяризованных ($J = 0$), векторно ($J = 1$)- и тензорно ($J = 2$)-поляризованных дейтронов [19]:

$$\sigma^{(0)} = S^{00}, \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \sigma^{(1)} = P_1 \sum_{M \geq 0} \{ S^{1M} \sin [M(\phi - \phi_H)] + \\ + \bar{S}^{1M} \cos [M(\phi - \phi_H)] \} d_{M0}^1(\theta_H), \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \sigma^{(2)} = P_2 \sum_{M \geq 0} \{ S^{2M} \cos [M(\phi - \phi_H)] + \\ + \bar{S}^{2M} \sin [M(\phi - \phi_H)] \} d_{M0}^2(\theta_H). \end{aligned} \quad (2.29)$$

Величины S^{JM} и \bar{S}^{JM} выражаются через структурные функции W_i^{JM} : ($i = L, LT, T, TT$) и \bar{W}_i^{JM} ($i = LT, TT$):

$$\begin{aligned} S^{JM} = \xi^2 W_L^{JM} + \left(\frac{1}{2} \xi + \eta \right) W_T^{JM} + \frac{1}{2} \xi W_{TT}^{JM} \cos 2\phi + \\ + \xi \sqrt{\xi + \eta} W_{LT}^{JM} \cos \phi, \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$\bar{S}^{JM} = \frac{1}{2} \xi \bar{W}_{TT}^{JM} \sin 2\phi + \xi \sqrt{\xi + \eta} \bar{W}_{LT}^{JM} \sin \phi, \quad (2.31)$$

где введены следующие обозначения:

$$W_T^{JM} = W_{XX}^{JM} + W_{YY}^{JM}, \quad W_{TT}^{JM} = W_{XX}^{JM} - W_{YY}^{JM}, \quad \bar{W}_{TT}^{JM} = \bar{W}_{XY}^{JM},$$

$$W_L^{JM} = W_{00}^{JM}, \quad W_{LT}^{JM} = -2W_{X0}^{JM}, \quad \bar{W}_{LT}^{JM} = -\bar{W}_{Y0}^{JM}.$$

Другими словами, структурные функции W_{LT} (\bar{W}_{LT}) определяются интерференцией продольной и поперечной компонент тока.

В свою очередь, имеем

$$W_{\mu\nu}^{JM} = b_{JM} \operatorname{Re} (i^J w_{\mu\nu}^{JM}), \quad (2.32)$$

$$\bar{W}_{\mu\nu}^{JM} = \bar{b}_{JM} \operatorname{Im} (i^J w_{\mu\nu}^{JM}), \quad (2.33)$$

где

$$b_{JM} = (1 - 2\delta_{J2}) [2 - \delta_{M0}(1 + \delta_{J1})],$$

$$\bar{b}_{JM} = -2 [2 - \delta_{M0}(1 + \delta_{J2})].$$

Для реакции $\vec{d}(\vec{e}, \vec{e}'p)$ n с поляризованными пучком и мишенью подобно (2.12) можно написать

$$\sigma_{\lambda}(\mathbf{H}) \equiv d^3\sigma / dE' d\Omega_e d\Omega_p = K \sum_J (\sigma^{(J)} + \lambda \sigma'^{(J)}). \quad (2.34)$$

При этом появляются величины:

$$S'^{JM} = \xi \sqrt{\eta} W'_{LT}{}^{JM} \sin \phi, \quad (2.35)$$

$$\bar{S}'^{JM} = \xi \sqrt{\eta} \bar{W}'_{LT}{}^{JM} \cos \phi + \sqrt{\eta (\xi + \eta)} \bar{W}'_{TT}{}^{JM}, \quad (2.36)$$

через которые вклады $\sigma'^{(J)}$ ($J = 0, 1, 2$) выражаются с помощью (2.27) — (2.29) после замены S^{JM} на S'^{JM} и \bar{S}^{JM} на \bar{S}'^{JM} . Новые структурные функции W'_{LT} и \bar{W}'_i ($i = LT, TT$) определяются следующим образом:

$$W'_{LT}{}^{JM} = -2W_{X0}{}^{JM}, \quad \bar{W}'_{LT}{}^{JM} = -\bar{W}_{Y0}{}^{JM}, \quad \bar{W}'_{TT}{}^{JM} = \bar{W}_{YX}{}^{JM}.$$

Компоненты $W'_{\mu\nu}{}^{JM}$ получаем из $W_{\mu\nu}{}^{JM}$, вычисляя в (2.32) мнимую часть вместо вещественной и в (2.33) вещественную часть вместо мнимой.

Здесь отметим, что структурные функции, дающие вклады в $\sigma^{(0)}$, $\sigma^{(1)}$ и $\sigma^{(2)}$, обращаются в нуль при выключении ВКС. Таким же свойством обладают структурные функции Σ_i , определяющие поляризацию протонов в реакции $d(e, e'p)n$ с неполяризованными дейтронами. Это сходство является отражением общей связи между этой наблюдаемой и асимметрией для векторно-поляризованной дейтериевой мишени.

В отличие от этого, вклады $\sigma^{(1)}$ и $\sigma^{(2)}$, вообще говоря, не равны нулю даже без учета ВКС, так что поляризационные свойства мишени и пучка передаются тем наблюдаемым, которые зависят от соответствующих структурных функций $W_i'^{1M}$, $\bar{W}_i'^{1M}$, $W_i'^{2M}$ и $\bar{W}_i'^{2M}$.

Определим асимметрию пучка A'_e , а также асимметрии мишени $A'_{v,t}$ и асимметрии смешанного типа $A'_{v,t}$, соответственно, для векторно- и тензорно-поляризованных дейтронов:

$$A'_e = \sigma'(0) / \sigma^{(0)}, \quad A'_{v,t} = \sigma^{(1,2)} / P_{1,2} \sigma^{(0)}, \quad A'_{v,t} = \sigma^{(1,2)} / P_{1,2} \sigma^{(0)}.$$

В этих обозначениях

$$\sigma_{\lambda}(\mathbf{H}) = \sigma_0 [1 + P_1 A'_v + P_2 A'_t + \lambda (A'_e + P_1 A'_{v,t} + P_2 A'_{t,t})]. \quad (2.37)$$

Используя свойства преобразования

$$\sigma^{(J)}(-\mathbf{H}) = (-1)^J \sigma^{(J)}(\mathbf{H}),$$

$$\sigma^{(J)}(-\mathbf{H}) = (-1)^J \sigma^{(J)}(\mathbf{H}), \quad (J = 1, 2), \quad (2.38)$$

относительно инверсии поляризующего магнитного поля, получаем

$$A_v = [\sigma(\mathbf{H}) - \sigma(-\mathbf{H})] / 2P_1 \sigma_0, \quad (2.39)$$

$$A_t = [\sigma(\mathbf{H}) + \sigma(-\mathbf{H}) - 2\sigma_0] / 2P_2 \sigma_0, \quad (2.40)$$

$$A'_{v(t)} = \{[\sigma_\lambda(\mathbf{H}) - \sigma_{-\lambda}(\mathbf{H})] - (+) [\sigma_\lambda(-\mathbf{H}) - \sigma_{-\lambda}(-\mathbf{H})]\} / 4\lambda P_{1(2)} \sigma_0. \quad (2.41)$$

На этом пути появляются возможности разделения отдельных вкладов (более подробно об этом и других способах разделения структурных функций см. п.4.2).

Поляризация нуклонов в $\vec{d}(\vec{e}, e'\vec{N})N$ рассчитана недавно в [47], где показаны ее зависимости от основных ингредиентов теории (ВКС, МОТ и других релятивистских эффектов).

В заключение этого раздела рассмотрим рассеяние поляризованных электронов на поляризованных дейтронах с регистрацией только рассеянных электронов. Соответствующее дважды дифференциальное сечение может быть получено интегрированием эксклюзивного сечения (2.37) по телесному углу $d\Omega_p$ (разумеется, с учетом двух ветвей зависимости импульса выбитого нуклона от полярного угла θ):

$$\begin{aligned} d^2\sigma_\lambda/dE' d\Omega' &= \sigma_{\text{inc}} [1 + P_1 a_v + P_2 a_t + \lambda (P_1 a'_v + P_2 a'_t)], \\ P_1 a_v &= \xi \sqrt{\xi + \eta} \text{Im } P_{11} R_{LT}^{11} \sigma_M / \sigma_{\text{inc}}, \\ P_1 a'_v &= [\sqrt{\eta} (\xi + \eta) P_{10} R_T'^{10} + \xi \sqrt{\eta} \text{Re } P_{11} R_{LT}'^{11}] \sigma_M / \sigma_{\text{inc}}, \\ P_2 a_t &= \left[\left(\xi^2 R_L^{20} + \left(\frac{1}{2} \xi + \eta \right) R_T^{20} \right) P_{20} + \right. \\ &\quad \left. + \xi \sqrt{\xi + \eta} \text{Re } P_{21} R_{LT}^{21} + \frac{1}{2} \xi \text{Re } P_{22} R_T^{22} \right] \sigma_M / \sigma_{\text{inc}}, \\ P_2 a'_t &= \xi \sqrt{\eta} \text{Im } P_{21} R_{LT}'^{21} \sigma_M / \sigma_{\text{inc}}, \end{aligned} \quad (2.42)$$

с инклюзивным сечением для неполяризованных частиц

$$\sigma_{\text{inc}} = \sigma_M [\xi^2 R_L + \left(\frac{1}{2} \xi + \eta \right) R_T], \quad (2.43)$$

где введены функции отклика R_L , R_T , R_i^{JM} и R_i^{IJM} . Различные способы разделения этих функций обсуждаются в [16].

2.4. Неупругое рассеяние продольно-поляризованных электронов на поляризованных ядрах ${}^3\text{He}$. В интересующем нас случае двухчастичного развала ядра продольно-поляризованными электронами сечение в л.с. может быть записано в виде

$$\sigma \equiv d^3\sigma/dE'd\Omega' d\Omega_p = \sigma_0 [1 + \mathbf{S}\mathbf{A}^0 + \lambda (A^e + \mathbf{S}\mathbf{A}')], \quad (2.44)$$

\mathbf{S} — вектор, характеризующий ориентацию спина ${}^3\text{He}$, \mathbf{A}^0 — асимметрия мишени, когда пучок неполяризован, $\mathbf{A}'(A^e)$ — асимметрия пучка в реакции ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, \vec{e}'p) d$ (${}^3\text{He}(\vec{e}, \vec{e}'p) d$) с поляризованной (неполяризованной) мишенью.

Входящее сюда сечение σ_0 реакции ${}^3\text{He}(e, e'p)d$ выражается в терминах соответствующих структурных функций W_i ($i = C, T, S, I$) с учетом (2.4). В отличие от (2.1) фактор R теперь равен

$$R = k_p E_p \left[1 - E_p \left(\frac{Q}{k_p} \cos \hat{\mathbf{Q}}\mathbf{k}_p - 1 \right) / E_d \right]^{-1},$$

где $E_d = [(\mathbf{Q} - \mathbf{k}_p)^2 + m_d^2]^{1/2}$ — энергия дейтрона отдачи. Здесь и ниже в формулах, относящихся к расщеплению ${}^3\text{He}$, импульс, переданный адронной системе, обозначен $\mathbf{Q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, чтобы избежать пересечений с обозначениями для импульсов Якоби \mathbf{p} и \mathbf{q} в теории малонуклонных систем.

В данном случае амплитуда реакции

$$F_\mu(\mathbf{P}_0, \mathbf{Q}) = \langle \Psi_{\mathbf{P}_0}^{(-)} | J_\mu(\mathbf{Q}) | \Psi \rangle \quad (2.45)$$

представляет собой матричный элемент от оператора тока $J_\mu(\mathbf{Q})$ ядра ${}^3\text{He}$ между начальным $|\Psi\rangle$ и конечным $|\Psi_{\mathbf{P}_0}^{(-)}\rangle$ состояниями ${}^3\text{He}$ и pd -системы с импульсом относительного движения \mathbf{P}_0 соответственно.

Для компланарной геометрии, когда векторы \mathbf{k}_p и $\mathbf{k}_d = \mathbf{Q} - \mathbf{k}_p$ лежат в плоскости XZ (см. рис.2), отличны от нуля только компоненты A_Y^0, A'_X и A'_Z . Снова используя условие градиентной независимости для амплитуды (2.45), можно показать (ср. (2.13)), что

$$\sigma_0 A'_{X,Z} = \sigma_M \sqrt{\eta} \{ \xi \Sigma_I'^{X,Z} \cos \phi + \sqrt{\eta + \xi} \Sigma_T'^{X,Z} \} R \quad (2.46)$$

с $\phi = 0, \pi$. Структурные функции $\Sigma_{I,T}'^{X,Z}$ связаны с тензором

$$\Sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{Sp} \{ \sigma F_\mu(\mathbf{P}_0, \mathbf{Q}) F_\nu^+(\mathbf{P}_0, \mathbf{Q}) \} \quad (2.47)$$

таким же образом, как и структурные функции с тензором (2.2) в формуле (2.13) для передачи поляризации в реакции $d(\vec{e}, \vec{e}'\vec{p})n$. Поэтому мы сохраняем прежние обозначения для других структурных функций.

Продолжая параллели между спиновыми наблюдаемыми для реакций $d(\vec{e}, \vec{e}'\vec{p})n$ и ${}^3\text{He}(\vec{e}, \vec{e}'p)d$, хотелось бы отметить, что если пренебречь ВКС в pd -системе, то независимо от взаимного расположения плоскости рассеяния и плоскости реакции имеем $A^0 = A^e = 0$.

Конечно, указанное сходство, будучи следствием определенных свойств симметрии рассматриваемых амплитуд, справедливо для инклюзивного канала с полным развалом ядра ${}^3\text{He}$. В этом отношении партнерами являются реакции $d(\vec{e}, \vec{e}'\vec{n})p$ и ${}^3\text{He}(\vec{e}, \vec{e}'n)pp$, в которых рассеянный электрон детектируется на совпадение с выбиваемым нейтроном. Первое измерение асимметрий $A'_{X,Z}$ в ${}^3\text{He}(\vec{e}, \vec{e}'n)pp$ было выполнено недавно на микротроне в Майнце [70]. Результаты этого и других экспериментов, предпринятых для извлечения электрического формфактора нейтрона, обсуждаются в разд.4.

В этой связи, следуя [71—73], введем асимметрию

$$A = \frac{\sigma(+)-\sigma(-)}{\sigma(+)+\sigma(-)} = \frac{\Delta(\theta_H, \phi_H)}{\Sigma} \quad (2.48)$$

для сечения инклюзивной реакции ${}^3\text{He}(\vec{e}, \vec{e}')X$

$$\sigma(\lambda) \equiv \frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega'} = \Sigma + \lambda\Delta(\theta_H, \phi_H), \quad (2.49)$$

которые содержат вклады, зависящие и не зависящие от спиральности пучка:

$$\Delta = -\sigma_M[v_{T'}R_T(Q^2, \omega) \cos \theta_H + v_{TL'}R_{TL}(Q^2, \omega) \sin \theta_H \cos \phi_H], \quad (2.50)$$

$$\Sigma = \sigma_M[v_L R_L(Q^2, \omega) + v_T R_T(Q^2, \omega)], \quad (2.51)$$

$$v_L = \xi^2, \quad v_T = \frac{1}{2} \xi + \eta, \quad v_{T'} = \sqrt{\eta(\xi + \eta)}, \quad v_{TL'} = -\xi \sqrt{\eta}/\sqrt{2}.$$

Определения функций отклика $R_i(Q^2, \omega)$ с $Q^2 = -q_\mu^2 < 0$ можно найти в [3].

2.5. Двухчастичное расщепление ядра ${}^3\text{He}$ линейно поляризованными фотонами. Амплитуда реакции

$$\vec{\gamma} + {}^3\text{He} \rightarrow p + d \quad (2.52)$$

для поглощения фотона с вектором поляризации ϵ_λ и импульсом \mathbf{k}_γ в кулоновской калибровке имеет вид

$$T_{\lambda} = -e (2\pi/E_{\gamma})^{1/2} \epsilon_{\lambda} \langle \Psi_{pd}^{(-)} | \mathbf{J}(\mathbf{k}_{\gamma}) | \Psi \rangle, \quad (2.53)$$

здесь опущены дискретные индексы.

Соответствующее дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma_{\lambda}}{d\Omega_p} = \frac{d\sigma}{d\Omega_p} [1 + P \Sigma(\theta_p) \cos 2\phi_{\lambda}], \quad (2.54)$$

где P — степень поляризации фотонного пучка, $d\sigma/d\Omega_p$ — сечение для неполяризованных фотонов, $\Sigma(\theta_p)$ — так называемый коэффициент асимметрии, $\theta_p(\phi_{\lambda})$ — угол протонной эмиссии (угол между вектором ϵ_{λ} ($\epsilon_{\lambda} \cdot \mathbf{k}_{\gamma} = 0$) и плоскостью реакции, образованной вектором \mathbf{k}_{γ} и вектором \mathbf{k}_p импульса испускаемого протона).

Коэффициент Σ определяется формулой:

$$\Sigma(\theta_p) = (d\sigma_{\parallel} - d\sigma_{\perp}) / (d\sigma_{\parallel} + d\sigma_{\perp}), \quad (2.55)$$

где $d\sigma_{\parallel} \equiv d\sigma_{\parallel} / d\Omega_p$ ($d\sigma_{\perp} \equiv d\sigma_{\perp} / d\Omega_p$) — угловое распределение протонов при $\phi_{\lambda} = 0$ ($\pi/2$) для полностью поляризованного фотонного пучка.

Наши вычисления [9,10,31,51,74—76] сечений $d\sigma_{\parallel}$ и $d\sigma_{\perp}$ были стимулированы в значительной степени первыми измерениями [77,78] с квазимонохроматическим фотонным пучком в ХФТИ (Харьков, Украина). Цель этих работ состояла в изучении механизмов двухчастичного расщепления ядра ${}^3\text{He}$ фотонами с энергиями выше гигантского резонанса ($E_{\gamma} \sim 10$ МэВ) вплоть до энергии образования Δ -изобары ($E_{\gamma} \approx 300$ МэВ). В этой связи исследовалась относительная роль прямого выбивания протонов и механизма отдачи, конкуренция одночастичного и двухчастичного механизмов фотопоглощения, обусловленных МОТ (см. разд.4).

Большое внимание уделялось нами эффектам ядерной структуры, в частности, из-за расхождения результатов расчетов в [79] и [80] сечений реакции ${}^3\text{He}(\gamma, p)d$ с неполяризованными фотонами, выполненных на базе фаддеевских волновых функций ядра ${}^3\text{He}$ для потенциала Рейда с мягким кором (РМК) [81]. Двухчастичные взаимодействия типа РМК (ср., например, парижский потенциал [82]) часто используются (см. [83] и ссылки там) в нерелятивистской задаче на собственные значения для ядерного гамильтониана:

$$H = K + V, \quad K = \sum_{\alpha=1}^3 \mathbf{p}_{\alpha}^2 / 2m, \quad V = \sum_{\alpha < \beta = 1}^3 V(\alpha, \beta), \quad (2.56)$$

где \mathbf{p}_α — оператор импульса нуклона с номером α , $V(\alpha, \beta)$ — оператор NN -взаимодействия, m — масса нуклона. В этом подходе волновые функции $\Psi_{pd}^{(-)}$ и Ψ являются собственными функциями H . Из-за больших вычислительных трудностей в [79,80] и в наших работах ВКС не учитывалось, т.е. функция pd -системы выбиралась в виде симметризованного произведения двух плоских волн. Конечно, при сравнении теории с экспериментом трудно заранее предугадать роль ВКС, однако можно надеяться, что она не столь велика при вычислении коэффициента Σ , поскольку он определяется отношением сечений (2.55) и эффекты ВКС «вычитаются». Существенным продвижением в решении этой сложной проблемы для непрерывного спектра являются результаты строгих численных расчетов в импульсном представлении, полученные в Бохуме [84] с реалистическими NN -силами (в частности, при описании двухчастичного расщепления ядра ${}^3\text{He}$ электронами [85]). Действительно, как подчеркивалось в [85], всякого рода приближения связаны с обрезанием расходящегося ряда* теории многократного рассеяния для конечного состояния $\langle \Psi_{pd}^{(-)} |$, что едва ли можно оправдать. В этом отношении не внушают доверия результаты работы [86] (ср. обсуждение в [87]). В таком же контексте следует рассматривать замену в рамках диаграммного подхода [88] матрицы перехода для pd -канала, включающую все перерассеяния в $3N$ -системе с испусканием протона и дейтрона в конечном состоянии, на амплитуду упругого pd -рассеяния на энергетической оболочке с некоторыми внеоболочечными продолжениями. Таким способом в теорию вводятся неконтролируемые факторы с параметрами для фитирования экспериментальных данных.

Наряду с проблемой ВКС весьма актуальным представляется изучение трехчастичных механизмов фотопоглощения в реакции ${}^3\text{He}(\gamma, p)d$. Строго говоря, соответствующие вклады в электромагнитный ток ядра должны быть согласованы в смысле уравнения непрерывности для этого тока с $3N$ -силами, которые следует добавить к гамильтониану (2.56) (ср. [89]). Как известно, введение таких сил содержит много неопределенностей (см., например, [90,91]).

Излагаемый ниже формализм показывает возможный путь для получения различных n -частичных вкладов в ядерные силы и электромагнитный ток ядра.

*Этот ряд генерируется итерациями соответствующего интегрального уравнения по t -матрице для заданного $V(\alpha, \beta)$.

3. ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ ФОРМАЛИЗМ

Часто употребляется тезис о том, что электромагнитные зонды являются точными инструментами для изучения ядерной структуры. На самом же деле теории электромагнитных взаимодействий с ядрами присущи многие трудности теории сильных взаимодействий [92]. Неотъемлемым атрибутом современных разработок в этой области является включение МОТ или токов взаимодействия. В нем находит отражение идея Юкавы о том, что ядерные силы обусловлены мезонным обменом. Электромагнитные зонды должны реагировать на обмены заряженными мезонами на расстояниях между нуклонами, меньшими или равными комптоновской длине волны пиона (наиболее легкого из мезонов). Принцип градиентной инвариантности, одним из следствий которого является закон сохранения электромагнитного тока для системы заряженных частиц (ядра), оказывается важным регулятором в установлении связей между мезонным обменом в NN -взаимодействии и МОТ.

Статусу МОТ в ядерной физике посвящена обширная литература (см. обзоры в [93,94], доклад [7] и [95,96]). Обычно эти токи вводятся либо в рамках S -матричного подхода (см. обзоры Чемптоба и Риски в [93]), либо с помощью метода Окубо [65]. Существуют другие способы построения двухчастичных и более сложных токов, согласованных с NN -взаимодействием (ср. [97,98] и нашу работу [99], в которой развивается подход Сакса [100] в феноменологической теории токов взаимодействия в ядрах). Отметим также наши работы [101,102], в которых идеи Окубо были распространены на случай одиночного фото- и электророждения пионов на ядрах.

3.1. Метод унитарного преобразования. Эффективные операторы.

Для иллюстрации этого метода рассмотрим поглощение фотона (реального или виртуального) адронной системой, состоящей из взаимодействующих мезонов и нуклонов. Соответствующая амплитуда для перехода системы из состояния i в состояние f может быть записана в виде:

$$T_{if} = \langle f | H_{\gamma MN} | i \rangle, \\ H_{\gamma MN} = \langle 0_{\gamma} | \mathcal{H}_{\gamma MN} | 1_{\gamma} \rangle, \quad (3.1)$$

где $\mathcal{H}_{\gamma MN}$ — оператор взаимодействия электромагнитного поля с нуклонным и мезонными полями. Векторы $|i\rangle$ и $|f\rangle$, будучи собственными векторами гамильтониана \mathcal{H}_S :

$$\mathcal{H}_S = \mathcal{H}_N + \mathcal{H}_M + \mathcal{H}_{MN}, \quad (3.2)$$

где \mathcal{H}_N , \mathcal{H}_M и \mathcal{H}_{MN} — гамильтонианы нуклонного, мезонных полей и их взаимодействия, принадлежат фоковскому пространству R_{MN} -состояний системы.

Следуя [63], представим R_{MN} в виде прямой суммы подпространства R_0 без мезонов и дополнения к нему, т.е. для любого $|\Psi\rangle \in R_{MN}$ полагаем

$$|\Psi\rangle = P_0|\Psi\rangle + Q_0|\Psi\rangle,$$

где P_0 — проектор на R_0 , $Q_0 = 1 - P_0$.

Вектору $|\Psi\rangle$ сопоставляется вектор $|\chi\rangle \in R_0$, такой, что

$$|\Psi\rangle = \Omega_0 \{P_0 \Omega_0^+ \Omega_0 P_0\}^{-1/2} |\chi\rangle, \quad \Omega_0 = 1 + A_0, \quad (3.3)$$

где искомым оператором A_0 имеет структуру $A_0 = Q_0 A'_0 P_0$ и удовлетворяет соотношению Окубо:

$$Q_0 \{ \mathcal{H}_S - [A_0, \mathcal{H}_S] - A_0 \mathcal{H}_S A_0 \} P_0 = 0. \quad (3.4)$$

Это нелинейное уравнение дает условие диагонализации \mathcal{H}_S с помощью унитарного преобразования:

$$U_0 = \left\{ \begin{array}{l} (1 + A_0^+ A_0)^{-1/2} - A_0^+ (1 + A_0 A_0^+)^{-1/2} \\ A_0 (1 + A_0^+ A_0)^{-1/2} - (1 + A_0 A_0^+)^{-1/2} \end{array} \right\}. \quad (3.5)$$

Очевидно, имеем сохранение скалярного произведения

$$\langle \chi' | \chi \rangle = \langle \Psi' | \Psi \rangle \quad (3.6)$$

для двух пар (Ψ, χ) и (Ψ', χ') . Таким образом, сужение пространства состояний, осуществляемое в соответствии с (3.3), не нарушает вероятностной интерпретации, характерной для теоретико-полевого описания в более широком пространстве R_{MN} . Эта особенность подхода Окубо выгодно отличает его от метода проектирования (см. обзор Чемптоба в [93]).

В рамках такой алгебраической процедуры каждому оператору O в R_{MN} сопоставляется эффективный оператор O^{eff} в R_0 :

$$O^{\text{eff}} = \Gamma_0^+ O \Gamma_0, \quad (3.7)$$

$$\Gamma_0 = \Omega_0 \{P_0 \Omega_0^+ \Omega_0 P_0\}^{-1/2}. \quad (3.8)$$

Этот оператор является эрмитовым ($O^{\text{eff}+} = O^{\text{eff}}$), коль скоро таким свойством обладает O .

Далее, если $|\Psi\rangle$ является решением задачи на собственные значения в R_{MN} , т.е., например, $\mathcal{H}_S |\Psi\rangle = E |\Psi\rangle$, то для соответствующего вектора $|\chi\rangle$ имеем

$$H^{\text{eff}} |\chi\rangle = E |\chi\rangle \quad (3.9)$$

с эффективным гамильтонианом

$$H^{\text{eff}} = \Gamma_0^+ \mathcal{H}_S \Gamma_0, \quad (3.10)$$

действующим в R_0 . Разумеется, R_0 содержит нуклонные и антинуклонные компоненты. Последние можно исключить эффективным способом, используя снова процедуру Окубо.

Подход Окубо позволяет установить связи с квантово-механическим описанием, традиционным для ядерной физики. Но самое главное, он дает возможность избежать эмпиризма феноменологической теории, и уже известно несколько примеров его применений для развития трехмерного (ковариантного) формализма в теории взаимодействующих нуклонов [65,66,101—104]. Центральное место в нем занимает построение эффективных операторов (генераторов группы Пуанкаре и токов). Эти операторы являются многочастичными. Например,

$$H^{\text{eff}} = H^{[1]} + H^{[2]} + \dots, \quad (3.11)$$

где $H^{[n]}$ обозначает n -частичный вклад (ср. (2.56)):

$$H^{[1]} = \sum_{\alpha=1}^A H_N(\alpha), \quad H^{[2]} = \sum_{\alpha < \beta} V(\alpha, \beta), \quad (3.12)$$

где $H_N(\alpha)$ — гамильтониан свободного нуклона, $V(\alpha, \beta)$ — потенциал NN -взаимодействия. Последний может быть рассчитан (по крайней мере, для простейших механизмов мезонного обмена) на основе существующих моделей мезон-нуклонного взаимодействия. На этом пути естественным образом появляются $3N$ -силы и более сложные взаимодействия.

То же самое относится к эффективному току

$$J_\mu^{\text{eff}}(\mathbf{x}) = \Gamma_0^+ J_\mu(\mathbf{x}) \Gamma_0, \quad (3.13)$$

где $J_\mu(\mathbf{x})$ — затравочный (нетеровский) ток, входящий в каноническую форму записи:

$$\mathcal{H}_{MN} = \int \langle 0 | A_\mu(\mathbf{x}, 0) | 1 \rangle J^\mu(\mathbf{x}) dx. \quad (3.14)$$

Ток $J^\mu(\mathbf{x}) \equiv J^\mu(\mathbf{x}, 0)$ сохраняется:

$$i [J^0(\mathbf{x}), \mathcal{H}_S] = \text{div } \mathbf{J}(\mathbf{x}) \quad (3.15)$$

и состоит из неминимальной части, сохраняющейся в отдельности, и части, которая получается из адронного лагранжиана с помощью рецепта минимальной подстановки. Например, в схеме псевдоскалярной связи для нуклонного (Ψ) и пионного (ϕ) полей эта последняя часть равна

$$\begin{aligned}
 J^\mu(\mathbf{x}) &= J_N^\mu(\mathbf{x}) + J_\pi^\mu(\mathbf{x}), \\
 J_N^\mu(\mathbf{x}) &= e \bar{\Psi}(\mathbf{x}) \gamma^\mu \pi_p \Psi(\mathbf{x}), \\
 J_\pi^\mu(\mathbf{x}) &= e [\phi(\mathbf{x}) \times \partial^\mu \phi(\mathbf{x})]_3,
 \end{aligned}
 \tag{3.16}$$

где π_p — проектор на протонное состояние.

Операторы $J^{[n]}(\mathbf{x})$, входящие в разбиение

$$J^{\text{eff}}(\mathbf{x}) = J^{[1]}(\mathbf{x}) + J^{[2]}(\mathbf{x}) + \dots,
 \tag{3.17}$$

могут быть классифицированы по количеству мезонов, участвующих в обмене, по типу промежуточных состояний для виртуальных процессов в адронной системе, и другим физическим признакам. Таким образом, возникает целая иерархия МОТ (см. [93]).

Сохранение тока $J^{\text{eff}}(\mathbf{x})$ является следствием (3.15):

$$i [J_0^{\text{eff}}(\mathbf{x}), H^{\text{eff}}] = \text{div } \mathbf{J}^{\text{eff}}(\mathbf{x}).
 \tag{3.18}$$

Для амплитуды фотопоглощения с безмезонными каналами находим:

$$T_{if} = \int \langle 0_\gamma | A^\mu(\mathbf{x}, 0) | 1_\gamma \rangle \langle \chi_f | J_\mu^{\text{eff}}(\mathbf{x}) | \chi_i \rangle d\mathbf{x},
 \tag{3.19}$$

где по определению $|i\rangle = \Gamma_0 | \chi_i \rangle$ и $|f\rangle = \Gamma_0 | \chi_f \rangle$, или для фотонных состояний, удовлетворяющих условию Ферми,

$$T_{if} = [2 (2\pi)^3 E_\gamma]^{-1/2} \langle \chi_f | \epsilon(\mathbf{k}_\gamma) J^{\text{eff}}(\mathbf{k}_\gamma) | \chi_i \rangle,
 \tag{3.20}$$

где $\epsilon(\mathbf{k}_\gamma)$ — вектор поляризации фотона с импульсом \mathbf{k}_γ и энергией E_γ (ср. (2.53)).

Мы видим, что независимость интересующей нас амплитуды радиационного перехода от выбора калибровки электромагнитного поля, т.е. обращение (3.20) в нуль при замене $\epsilon \rightarrow k_\gamma$, обеспечивается в том случае, когда, во-первых, выполняется (3.18), и, во-вторых, состояния χ_i и χ_f являются собственными состояниями эффективного гамильтониана H^{eff} . Более общее обсуждение вопросов, связанных с обеспечением градиентной инвариантности и градиентной независимости в теории электромагнитных взаимодействий с ядрами, дано в п. 3.3.

К сожалению, точное решение уравнения (3.4) до сих пор получить не удалось и удовлетворить первому требованию можно лишь приближенно. Эту проблему принято решать в рамках теории возмущений, т.е. путем разложения оператора A_0 по степеням констант сильного взаимодействия

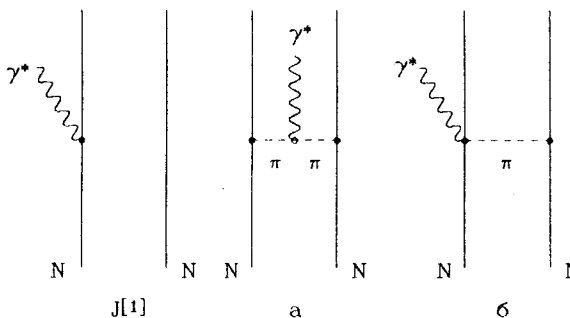


Рис.5. Различные вклады в электромагнитный ток ядра

[65]*. Однако даже после построения операторов H^{eff} и J^{eff} , согласованных в смысле (3.18), остаются вычислительные трудности с решением уравнения на собственные значения (3.9).

Исключение составляет двухнуклонная задача, для которой разработан эффективный метод численного решения уравнения Липпмана — Швингера с нелокальным взаимодействием (см., например, [106] и ссылки там).

3.2. Модель электромагнитного тока ядра. Внеоболочечные эффекты. Простейшие МОТ. Эффекты МОТ, генерируемых π - и ρ -обменами, изучаются нами в течение ряда лет [7,9,10,12,15,18,19,31,38,67, 74—76]. Используемый оператор тока

$$J_{\mu}(\mathbf{q}) \equiv \int \exp(i \mathbf{q}\mathbf{x}) J_{\mu}^{eff}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \tag{3.21}$$

состоит из одночастичного тока $J_{\mu}^{[1]}(\mathbf{q})$ и двухчастичного МОТ $J_{\mu}^{[2]}(\mathbf{q})$:

$$J_{\mu} = J_{\mu}^{[1]} + J_{\mu}^{[2]}. \tag{3.22}$$

Обычно нуклонный ток $J^{[1]}(\mathbf{x}) = \sum_{\alpha=1}^A J_{\alpha}(\mathbf{x})$ (рис.5), включающий кулоновский, конвекционный, спиновый и спин-орбитальный вклады, получают, применяя преобразование Фолди — Ваутхойзена к уравнению Дирака для нуклона во внешнем электромагнитном поле. Результирующие выражения [107,108] содержат дираковский $F_1(q_{\mu}^2)$ и паулиевский $F_2(q_{\mu}^2)$ форм-факторы нуклона. Сходом с массовой оболочки нуклона, поглощающего фотон, пренебрегают. Хотя расчеты, которые обсуждаются ниже, сделаны в этом приближении, следует отметить, что в рамках процедуры Окубо проблема учета внеоболочечных эффектов имеет простое решение.

*В приложении А задача диагонализации «сильного» гамильтониана исследуется в рамках точно решаемой модели теории поля [105].

В самом деле, следуя п.3.1, находим для матричного элемента от оператора плотности тока $J_\mu(x)$ при $x = (\mathbf{x}, 0) = 0$ между *in* (*out*)-состояниями нуклона в R_{MN} :

$$\langle p', out | J_\mu(0) | p; in \rangle = \langle \mathbf{p}' | J_\mu^{[1]}(0) | \mathbf{p} \rangle, \quad (3.23)$$

где $|\mathbf{p}\rangle \equiv |\chi_{\mathbf{p}}\rangle$ и $|\mathbf{p}'\rangle \equiv |\chi_{\mathbf{p}'}\rangle \in R_0 \subset R_{MN}$ (спиновые и изоспиновые индексы опущены). Другие пояснения, касающиеся различий между *in* (*out*)-векторами и их Окубо-партнерами можно найти в приложении А.

По определению (см., например, [109], с.242) для левой части (3.23) имеем

$$\langle p'; out | J_\mu(0) | p; in \rangle = \bar{u}'(p') \Gamma_\mu(p', p) u(p) \quad (3.24)$$

с γNN -вершинной функцией на массовой оболочке $p'^2 = p^2 = m^2$:

$$\Gamma_\mu(p', p) = F_1[(p' - p)^2] \gamma_\mu + iF_2[(p' - p)^2] \sigma_{\mu\nu}(p' - p)^\nu / 2m. \quad (3.25)$$

Дираковские спиноры в (3.24) выражаются через двухкомпонентные паулиевские спиноры φ :

$$u(p) = \left[\frac{E_{\mathbf{p}} + m}{2E_{\mathbf{p}}} \right]^{1/2} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}}{E_{\mathbf{p}} + m} \end{pmatrix} \varphi, \quad E_{\mathbf{p}} = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}. \quad (3.26)$$

В сочетании с (3.24) — (3.25) соотношение (3.22) дает рецепт построения искомого одночастичного вклада во всех порядках по константам сильного взаимодействия (ср. процедуру внеоболочечного продолжения в [69]). Это построение лишено каких-либо неоднозначностей и его логично использовать в расчетах с ядерными волновыми функциями. Оно достаточно конструктивно, поскольку для нуклонов на массовой оболочке имеем $(p' - p)^2 = \mathbf{q}^2 - (E_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - E_{\mathbf{p}})^2 \geq 0$, т.е. формфакторы $F_{1,2}$ определены в физической (пространственноподобной) области.

Результаты нерелятивистской редукции выражения (3.24) сравниваются с теми, которые были получены в [107,108], а также в нашей работе [110]. Различия между ними могут оказаться существенными вдали от квазисвободной области, когда разность $E_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - E_{\mathbf{p}}$ может заметно отличаться от значения $\omega_{\max} = q_\mu^2 / 2m$. Поскольку эта редукция основана на предположениях, что $p'/m \ll 1$ и $p'/m \ll 1$, то по мере зондирования высокоимпульсных компонент волновых функций и продвижения в область больших переданных импульсов, когда приходится рассматривать не столь сильные неравенства, полезными могут быть формулы приложения Б для коэффициентов

разложения (3.24) по полному набору матриц $\{1, \vec{\sigma}\}$ в спиновом пространстве нуклона.

Отметим, что закон сохранения

$$(p' - p)_\mu \bar{u}'(p') \Gamma^\mu(p', p) u(p) = 0 \quad (3.27)$$

равносилен четырем независимым условиям для этих коэффициентов. При нерелятивистской редукции (3.27) порождает цепочку соотношений для компонент $\langle p' | J(0) | p \rangle = (\rho, \mathbf{J})$:

$$\mathbf{q} \mathbf{J}^{(l)} = \sum_{m+n=l} (E_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - E_{\mathbf{p}})^{(m)} \rho^{(n)} \quad (l = 1, 3, \dots), \quad (3.28)$$

где верхние индексы обозначают порядок вклада в разложение по обратным степеням массы нуклона. Например,

$$E' - E = (E' - E)^{(1)} - (E' - E)^{(3)} + \dots, \\ (E' - E)^{(1)} = \mathbf{P} \mathbf{q} / 2m, \quad (E - E')^{(3)} = -\mathbf{P} \mathbf{q} (\mathbf{P}^2 + \mathbf{q}^2) / 16m^3,$$

где $\mathbf{P} = \mathbf{p}' + \mathbf{p} = 2\mathbf{p} + \mathbf{q}$.

Очевидно, каждое из соотношений (3.28) выполняется в отдельности для F_1 - и F_2 -частей тока. Кроме того, конвекционная и спин-орбитальная части тока, а также его часть, отвечающая взаимодействию Дарвина — Фолди, сохраняются независимо.

Ядерные матричные элементы от оператора $J^{[1]}$ не удовлетворяют условию градиентной независимости, т.е., вообще говоря,

$$\omega \langle f | J_0^{[1]}(0) | i \rangle \neq \mathbf{q} \langle f | \mathbf{J}^{[1]}(0) | i \rangle. \quad (3.29)$$

Исключения обсуждаются в [111].

Рассмотрим теперь МОТ, порождаемые однопионным обменом:

$$J^{[2]}(\mathbf{q}) = J_{\pi NN}(\mathbf{q}) + J_{\pi CC}(\mathbf{q}),$$

где $J_{\pi CC}$ — пионный ток (рис.5,а), $J_{\pi NN}$ — так называемый контактный ток (рис.5,б) («seagull current»).

После нерелятивистской редукции находим, что

$$J_0^{[2]}(\mathbf{q}) = 0, \quad (3.30)$$

$$\mathbf{J}_{\pi NN} = \sum_{\alpha < \beta} \mathbf{J}_{SG}(\alpha, \beta), \quad (3.31)$$

где в импульсном представлении

$$\langle \mathbf{p}'_\alpha, \mathbf{p}'_\beta | \mathbf{J}_{SG}(\alpha, \beta) | \mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta \rangle = \delta(\mathbf{p}'_\alpha + \mathbf{p}'_\beta - \mathbf{p}_\alpha - \mathbf{p}_\beta - \mathbf{q}) \mathbf{J}_{SG}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta),$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{J}_{SG}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta) = & \frac{i}{2} \left(\frac{f}{\pi m_\pi} \right)^2 [\boldsymbol{\tau}(\alpha) \times \boldsymbol{\tau}(\beta)]_3 F_1^V(q_\mu^2) \times \\
 & \times \left\{ \frac{\boldsymbol{\sigma}(\alpha) \mathbf{k}_1}{\omega_\alpha^2} \boldsymbol{\sigma}(\beta) F_{\pi NN}^2(\mathbf{k}_\alpha^2) - \boldsymbol{\sigma}(\alpha) \frac{\boldsymbol{\sigma}(\beta) \mathbf{k}_2}{\omega_\beta^2} F_{\pi NN}^2(\mathbf{k}_\beta^2) \right\}, \quad (3.32) \\
 \omega_{\alpha,\beta}^2 = & \mathbf{k}_{\alpha,\beta}^2 + m_\pi^2, \quad \mathbf{k}_{\alpha,\beta} = \mathbf{p}'_{\alpha,\beta} - \mathbf{p}_{\alpha,\beta},
 \end{aligned}$$

где f — константа псевдовекторной πN -связи, m_π — масса пиона, $\boldsymbol{\tau}(i)$ — изоспиновый вектор Паули, $F_1^V(q_\mu^2)$ — изовекторный формфактор нуклона. Мы видим также, что (3.32) содержит «сильный» πNN -формфактор, введение которого позволяет учесть эффекты конечности размера нуклона. Для этого формфактора использовалась монополярная форма параметризации:

$$F_{\pi NN}(\mathbf{k}^2) = (\Lambda^2 - m_\pi^2) / (\Lambda^2 + \mathbf{k}^2), \quad (3.33)$$

где \mathbf{k} — импульс пиона.

Оператор $J_{\pi CC}$ удовлетворяет уравнению непрерывности (см. [112] и ссылки там):

$$\mathbf{q} (\mathbf{J}_{\pi CC}(\mathbf{k}) + \mathbf{J}_{\pi NN}(\mathbf{q})) = [J_0^{[1]}(\mathbf{q}), V_{OPEI}], \quad (3.34)$$

где взаимодействие V_{OPEI} получается из потенциала однопионного обмена путем введения формфактора (3.33) в πNN -вершины. Как подчеркивалось в [112], при некотором оптимальном выборе $\Lambda = 4m_\pi$ радиальная зависимость V_{OPEI} напоминает поведение потенциала Рейда с мягким котром (РМК) (особенно его тензорной части) на расстояниях $r \geq (4m_\pi)^{-1}$. Более тщательно свойства V_{OPEI} изучались в [51]. Таким образом, используемый в наших расчетах электромагнитный ток ядра удовлетворяет уравнению непрерывности с NN -взаимодействием, близким к реалистическому потенциалу РМК.

3.3. Критерий Вейля. Условия градиентной инвариантности теории. Градиентная независимость S -матрицы. Обобщенное тождество Уорда — Такахаши. Говоря о трудностях, присущих теории электромагнитных взаимодействий ядер, хотелось бы выделить две проблемы, которым в последнее время уделяется все большее внимание:

- 1) обеспечение градиентной инвариантности и градиентной независимости электромагнитных процессов на ядрах;
- 2) удовлетворение требованиям специальной теории относительности.

Свойства градиентной инвариантности для системы заряженных частиц (полей), взаимодействующих с электромагнитным полем, можно сформулировать, обращаясь к критерию Вейля [113]:

$$H\{A'_\mu\} = UH\{A_\mu\}U^+ + iU\frac{\partial U}{\partial t}, \quad (3.35)$$

где функционал $H\{A_\mu\}$ — гамильтониан системы (ядра) в электромагнитном поле с потенциалом

$$A_\mu(\mathbf{x}, t) = (A^0(\mathbf{x}, t), \mathbf{A}(\mathbf{x}, t)).$$

Условие (3.35) выражает инвариантность уравнения Шредингера

$$i\frac{\partial\Psi}{\partial t} = H\{A_\mu\}\Psi$$

при градиентном преобразовании

$$A'_\mu(\mathbf{x}, t) = A_\mu(\mathbf{x}, t) + \partial_\mu G(\mathbf{x}, t) \quad (3.36)$$

с произвольной функцией $G(\mathbf{x}, t)$, которому, по определению, может быть сопоставлено некоторое унитарное преобразование U : $\Psi' = U\Psi$.

Существование U доказывается прямым построением (см., например, [42], где это демонстрируется в задачах нерелятивистской квантовой механики и квантовой теории поля). Так, для системы взаимодействующих нерелятивистских нуклонов, когда $H\{A_\mu\}$ получают из ядерного гамильтониана с помощью рецепта минимальной подстановки $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ieA_\mu$, искомого преобразование может быть определено следующим образом:

$$U = e^{i\chi}, \quad \chi = \int \rho(\mathbf{x}) G(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x}, \quad (3.37)$$

где $\rho(\mathbf{x})$ — оператор зарядовой плотности. Выделим в H невозмущенную часть H_0 и взаимодействие H_I ядра с электромагнитным полем:

$$H = H_0 + H_I, \quad H_I = H^{(1)}\{A_\mu\} + H^{(2)}\{A_\mu\} + \dots \quad (3.38)$$

Здесь верхний индекс обозначает порядок по e . В канонической форме имеем:

$$H^{(1)}\{A_\mu\} = \int A_\mu(\mathbf{x}) J^\mu(\mathbf{x}) d\mathbf{x},$$

где $J^\mu(\mathbf{x}) = (\rho(\mathbf{x}), \mathbf{J}(\mathbf{x}))$ — оператор плотности электромагнитного тока ядра.

Выражение для H_I без разложения по степеням заряда e в случае NN -сил, произвольным образом зависящих от скорости, можно найти в [99].

Соответствующий ток* представляет собой сумму одночастичного $J^{[1]}$ и двухчастичного $J^{[2]}$ токов:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{x}) &= \mathbf{J}^{[1]}(\mathbf{x}) + \mathbf{J}^{[2]}(\mathbf{x}), \\ \mathbf{J}^{[1]}(\mathbf{x}) &= (2m)^{-1} \sum_{\alpha=1}^A \{ \mathbf{p}_\alpha \rho_\alpha(\mathbf{x}) + \rho_\alpha(\mathbf{x}) \mathbf{p}_\alpha \}, \\ \mathbf{J}^{[2]}(\mathbf{x}) &= -\frac{i}{2} \sum_{\alpha < \beta} \int d\mathbf{y} \int_0^1 ds \left[\rho_\alpha \left(\mathbf{x} + \frac{1}{2} \mathbf{y} s \right) - \rho_\beta \left(\mathbf{x} - \frac{1}{2} \mathbf{y} s \right) \right] \times \\ &\quad \times \exp \left[-\frac{i}{2} (\mathbf{p}_\alpha - \mathbf{p}_\beta) \mathbf{y} \right] V(\mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta + \mathbf{y}, \mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta), \end{aligned} \quad (3.39)$$

где $\mathbf{r}_\alpha(\mathbf{p}_\alpha)$ — оператор координаты (импульса) нуклона с номером α , оператор $\rho_\alpha(\mathbf{x}) = e(\alpha) f(\mathbf{x} - \mathbf{r}_\alpha)$ с функцией $f(\mathbf{y})$, характеризующей распределение

заряда в нуклоне, $\rho(\mathbf{x}) = \sum_{\alpha=1}^A \rho_\alpha(\mathbf{x})$. Операторная функция $V(\mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta + \mathbf{y}, \mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta)$ определяет NN-взаимодействие:

$$V(\alpha, \beta) = \int \exp \left[-\frac{i}{2} (\mathbf{p}_\alpha - \mathbf{p}_\beta) \mathbf{y} \right] V(\mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta + \mathbf{y}, \mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta) d\mathbf{y}.$$

Тем самым устанавливается непосредственная связь между свойствами тока $J^{[2]}$ (в частности, его поведением на малых расстояниях) и свойствами NN-сил. Особенно наглядной эта связь становится в случае сил майорановского типа:

$$V_M(\alpha, \beta) = P_M(\alpha, \beta) V(\mathbf{r}_{\alpha\beta}),$$

для которых

$$V(\mathbf{r} + \mathbf{y}, \mathbf{r}) = V(\mathbf{r}) \delta(2\mathbf{r} + \mathbf{y}).$$

Более детально этот случай рассмотрен в [99] (см. также [38]).

Критерий Вейля важен с практической точки зрения, т.к. налагает определенные ограничения на $H^{(n)}\{A_\mu\}$. Например, для калибровочных преобразований, не зависящих от времени, он дает

$$H^{(1)}\{A'_\mu\} = i[\chi, H_0] + H^{(1)}\{A_\mu\}, \quad (3.40)$$

$$H^{(2)}\{A'_\mu\} = \frac{i^2}{2!} [\chi, [\chi, H_0]] + H^{(2)}\{A_\mu\} + i[\chi, H^{(1)}\{A_\mu\}]. \quad (3.41)$$

*Для простоты мы опускаем неминимальные вклады.

Из первого соотношения следует уравнение непрерывности для тока

$$\operatorname{div} \mathbf{J}(\mathbf{x}) = i [\rho(\mathbf{x}), H_0] \quad (3.42a)$$

или, в эквивалентной форме,

$$[\mathbf{P}, \mathbf{J}(0)] = [H_0, \rho(0)], \quad (3.42b)$$

а второе может быть полезным при изучении роли МОТ в процессах с участием двух (комптоновское рассеяние) и более фотонов.

Итак, мы показали, что критерий Вейля порождает условия градиентной инвариантности в разных порядках по e на операторном уровне. Важно подчеркнуть, следуя [42], что даже при выполнении соответствующих операторных соотношений типа (3.40), (3.41) приходится заботиться о независимости амплитуды какого-либо электромагнитного перехода от выбора калибровки.

В самом деле, условие градиентной независимости для однофотонного процесса с передачей энергии ω и импульса \mathbf{q} дает

$$\omega \langle f | \rho(0) | i \rangle = \mathbf{q} \langle f | \mathbf{J}(0) | i \rangle. \quad (3.43)$$

Очевидно, это соотношение является следствием (3.42b) для матричных элементов между точными состояниями системы:

$$H_0 | i \rangle = E_i | i \rangle, \quad H_0 | f \rangle = E_f | f \rangle$$

на энергетической оболочке; $\omega = E_f - E_i$ для фотопоглощения.

Другими словами, выполнение (2.7) не является достаточным для градиентной независимости амплитуд электромагнитных переходов: его следует дополнить требованием, чтобы начальная и конечная волновые функции были собственными функциями гамильтониана H_0 . Ясно, что удовлетворить этому условию в практических расчетах (особенно ядерных) с многочастичными волновыми функциями весьма затруднительно.

Интересно отметить, что условия (3.42), (3.43) можно объединить в одном операторном обобщении тождества Уорда — Такахаши, если, используя уравнение непрерывности для тока, написать

$$q^\mu J_\mu(\mathbf{q}) = \omega \rho(\mathbf{q}) - [H, \rho(\mathbf{q})] = G(z_p) \rho(\mathbf{q}) - \rho(\mathbf{q}) G^{-1}(z_p), \quad (3.44)$$

где $G(z)$ есть пропагатор $G(z) = (z - H)^{-1}$ для заданного гамильтониана H^* , а произвольные параметры z_i и z_f подчинены условию $z_f - z_i = \omega$.

Усредняя теперь обе части (3.44) по собственным состояниям H и полагая $z_i = E_i$ и $z_f = E_f$, немедленно получим условие градиентной независимости;

$$q^\mu \langle f | J_\mu(\mathbf{q}) | i \rangle = 0. \quad (3.45)$$

3.4. Об эффективных способах обеспечения градиентной независимости. Расширение теоремы Зигерта. Используя уравнение непрерывности, можно выразить вклад продольной части тока через матричный элемент от зарядовой плотности $\rho(\mathbf{x})$, которая подвержена влиянию МОТ в меньшей степени по сравнению с другими компонентами тока (см. обсуждение в [7]). Благодаря этому такой прием является одним из эффективных средств включения МОТ в описание инклюзивных и эксклюзивных реакций, вызываемых электронами (см., например, [115]).

В контексте кажется полезным следующее обобщение теоремы Зигерта [116], которое по существу было сделано давно в работах Сакса [100] и Фолди [117] и переоткрыто сравнительно недавно [118]. Как показано в [118], амплитуда радиационного процесса с испусканием (поглощением) одного фотона может быть записана следующим образом в терминах напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей:

$$T_{if} = \mathbf{E}(\mathbf{k}_\gamma) \langle f | \mathbf{D}(\mathbf{k}_\gamma) | i \rangle + \mathbf{H}(\mathbf{k}_\gamma) \langle f | \mathbf{M}(\mathbf{k}_\gamma) | i \rangle, \quad (3.46)$$

где $\mathbf{D}(\mathbf{k}_\gamma)$ ($\mathbf{M}(\mathbf{k}_\gamma)$) — обобщенный дипольный электрический (магнитный) момент ядра:

$$\mathbf{D}(\mathbf{k}) = \int_0^1 d\lambda \int e^{i\lambda \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \mathbf{x} \rho(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (3.47)$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{k}) = \int_0^1 \lambda d\lambda \int \mathbf{x} \times \mathbf{J}(\mathbf{x}) e^{i\lambda \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x}. \quad (3.48)$$

Очевидно, выражение (3.46) является явно калибровочно-независимым. Отметим также, что $\mathbf{D}(\mathbf{k} = 0)$ ($\mathbf{M}(\mathbf{k} = 0)$) совпадает с оператором дипольного электрического (магнитного) момента системы. Нетрудно видеть, что в длинноволновом пределе ($\mathbf{k}_\gamma \rightarrow 0$) формула (3.46) дает результат Зигерта,

*В отличие от [114], где результат (3.44) был получен с акцентом на нерелятивистскую задачу ($H = K + V$), мы видим, что он справедлив в более общем случае (например, для нетеровского тока и соответствующего \mathcal{H}).

широко используемый в теории фотоядерных реакций. В отличие от его обобщения на уровне различных форм разложения электромагнитного тока по мультиполям (см. [119] и ссылки там) соотношение (3.46) позволяет обойтись без таких разложений, что упрощает рассмотрение в области промежуточных энергий, когда начинают давать вклады сразу много мультиполей.

В нашей работе [120] выражение, подобное (3.46), было установлено без традиционного разбиения электромагнитного тока на конвекционный ток, связанный с движением ядра как целого, и внутренний ток. Соответствующий результат на импульсной оболочке выглядит следующим образом:

$$T_{if}^{0b} = \mathbf{E}(\mathbf{k}_\gamma) \mathbf{D}_{if}(\mathbf{k}_\gamma) + \mathbf{H}(\mathbf{k}_\gamma) \mathbf{M}_{if}(\mathbf{k}_\gamma), \quad (3.49)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_{if}(\mathbf{k}) = & (E_{\mathbf{P}_f}^f - E_{\mathbf{P}_i}^i) \int_0^1 \nabla_{\mathbf{k}} \times \{ (E_{\mathbf{P}_i + \lambda \mathbf{k}}^f - E_{\mathbf{P}_i}^i) \times \\ & \times \langle \mathbf{P}_i + \lambda \mathbf{k}, f | \mathbf{J}(0) | \mathbf{P}_i, i \rangle \} \frac{d\lambda}{\lambda}, \end{aligned} \quad (3.50)$$

$$\mathbf{M}_{if}(\mathbf{k}) = i \int_0^1 \nabla_{\mathbf{k}} \times \langle \mathbf{P}_i + \lambda \mathbf{k}, f | \mathbf{J}(0) | \mathbf{P}_i, i \rangle d\lambda, \quad (3.51)$$

где $E_{\mathbf{P}}^i$ ($E_{\mathbf{P}}^f$) — энергия начального (конечного) состояния адронной системы с импульсом \mathbf{P} .

Соотношение (3.44) пригодно для обеспечения градиентно-независимых вычислений как в нерелятивистском описании, так и в релятивистских подходах (например, в формализме Бете — Солпитера).

3.5. Условия ковариантности описания электромагнитных взаимодействий адронной системы. Локальный аналог теоремы Зигерта. Выше уже использовалось свойство преобразования оператора $J_\mu(x)$ относительно трансляций системы отсчета. Свойства преобразования этого оператора относительно группы Лоренца можно сформулировать с помощью соотношения:

$$U^\dagger(\Lambda) J_\mu(0) U(\Lambda) \Lambda_\nu^\mu = J_\nu(0), \quad (3.52)$$

где $U(\Lambda)$ — оператор, отвечающий преобразованию Лоренца:

$$x' = \Lambda x \quad (x'_\mu = \Lambda_\mu^\nu x_\nu).$$

Из (3.52) следуют также соотношения с генераторами группы Лоренца $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ (ср. [121]):

$$i [\mathcal{M}^{\mu\nu}, J_\lambda(0)] = I_\lambda^{\mu\nu\rho} J_\rho(0),$$

$$I_{\rho}^{\mu\nu\lambda} = g^{\nu\lambda}\delta_{\rho}^{\mu} - g^{\mu\lambda}\delta_{\rho}^{\nu}, \quad (3.53)$$

где метрический тензор $g_{\mu\nu}$, как и всюду в данной работе (см., например, (2.10)), имеет компоненты

$$g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1.$$

Отсюда для генератора бустов $\mathcal{K} = (\mathcal{M}^{10}, \mathcal{M}^{20}, \mathcal{M}^{30})$ находим

$$i\mathbf{J}(0) = [\mathcal{K}, J^0(0)] \quad (3.54)$$

или

$$\langle f | J^l(0) | i \rangle = \frac{\partial}{\partial \beta_l} \langle f' | J^0(0) | i' \rangle \Big|_{\beta=0} \quad (l = 1, 2, 3), \quad (3.55)$$

где преобразованные состояния при движении системы отсчета вдоль l -й оси со скоростью v зависят от параметра $\beta_l = v/c$.

Сравнивая (3.55) с условием градиентной независимости (3.43), мы видим, что в то время, как это условие позволяет выразить матричный элемент от продольной компоненты тока через матричный элемент от его временной компоненты, пространственная часть тока с правильными свойствами преобразования относительно группы Лоренца может быть целиком восстановлена по этой компоненте.

Соотношение (3.54) позволяет получить локальный аналог теоремы Зигерта [122]:

$$\mathbf{J}(0) = i [\mathcal{H}_S(0), \mathbf{D}], \quad (3.56)$$

где $\mathbf{D} = \int \mathbf{x} J^0(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ есть оператор дипольного электрического момента системы. Напомним, что, как в п.3.1, рукописные буквы используются здесь для операторов, действующих в фокковском пространстве состояний системы взаимодействующих полей.

Доказательство (3.56) может быть основано на канонической форме записи для нетеровского углового момента:

$$\mathcal{K} = \int \mathbf{x} \mathcal{H}_S(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (3.57)$$

где гамильтонова плотность $\mathcal{H}_S(\mathbf{x})$ равна компоненте $\tau^{00}(\mathbf{x})$ симметризованного тензора энергии-импульса $\tau^{\mu\nu}(\mathbf{x}) = \tau^{\nu\mu}(\mathbf{x})$ (тензора Белинфанте).

Подставляя (3.57) в (3.54) и замечая, что

$$\left[\int \mathbf{x} \mathcal{H}_S(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, J^0(0) \right] = - \int \mathbf{x} e^{-i\mathcal{P}\mathbf{x}} [\mathcal{H}_S(0), J^0(\mathbf{x})] e^{-i\mathcal{P}\mathbf{x}} d\mathbf{x},$$

для собственных векторов импульса \mathcal{P} находим

$$\langle f | \mathbf{J}(0) | i \rangle = i \langle f | [\mathcal{H}_S(0), \mathbf{D}(\mathbf{q})] | i \rangle,$$

$$\mathbf{D}(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{x}} \mathbf{J}^0(\mathbf{x}) d\mathbf{x},$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{P}_f - \mathbf{P}_i.$$

Далее, можно показать, что для любого \mathbf{q}

$$i [\mathcal{H}_S(0), \mathbf{D}(\mathbf{q})] = i [\mathcal{H}_S(0), \mathbf{D}] = \mathbf{J}(0).$$

Ряд следствий (3.56) для ковариантного и градиентно-инвариантного описания электромагнитных взаимодействий с ядрами рассматривается в [122]. В частности, имеем в нуклонном секторе R_0

$$\mathbf{J}^{\text{eff}}(0) = [\mathcal{H}^{\text{eff}}(0), \mathbf{D}^{\text{eff}}]. \quad (3.58)$$

Эта формула справедлива, если выполняется условие диагонализации для $\mathcal{H}_S(0)$, т.е.

$$Q_0(\mathcal{H}_S(0) - [A_0, \mathcal{H}_S(0)] - A_0 \mathcal{H}_S(0) A_0) P_0 = 0, \quad (3.59)$$

что равносильно (3.4), коль скоро искомым оператор A_0 обладает свойством трансляционной инвариантности (см. обсуждение в [66]).

Не менее важно то, что при выполнении (3.59) некоммутирующие операторы одновременно приводятся к квазидиагональной форме, например

$$U_0^+ \mathcal{K} U_0 = \begin{Bmatrix} \mathcal{K}_{P_0 P_0} & 0 \\ 0 & \mathcal{K}_{Q_0 Q_0} \end{Bmatrix},$$

$$U_0^+ \mathcal{H}_S U_0 = \begin{Bmatrix} H_{P_0 P_0} & 0 \\ 0 & H_{Q_0 Q_0} \end{Bmatrix}.$$

Генератор $\mathbf{K}^{\text{eff}}_{P_0 P_0}$ определяет преобразования относительно бустов векторов $\in R_0$.

Далее, комбинируя (3.59) и (3.426), получаем соотношение

$$[H_S^{\text{eff}}, \rho(0)] = i [\mathbf{P}, [H_S^{\text{eff}}(0), \mathbf{D}^{\text{eff}}]]$$

или

$$\omega \langle f | \rho(0) | i \rangle = i \mathbf{q} \langle f | [H_S^{\text{eff}}(0), \mathbf{D}^{\text{eff}}] | i \rangle,$$

которые накладывают определенные ограничения на оператор плотности $\rho(\mathbf{x})$ зарядового распределения нуклонов в ядре, входящий в

$$\mathbf{D}^{\text{eff}} = \int \mathbf{x} \rho(\mathbf{x}) d\mathbf{x}.$$

Приложение результатов, полученных в пп.3.4 и 3.5, будет сделано в других работах.

4. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

4.1. Реакция $d(e, e'p)n$. Поляризация протонов в кинематиках Сакле. Наши вычисления отличаются от тех, которые были выполнены Аренховелом и др. [13,39]. В частности, мы обходимся без стандартных разложений тока по мультиполям, электрическая часть которых рассчитывалась этими авторами посредством рецепта Зигерта*. Благодаря этому нам не приходится вычислять и контролировать одновременно вклады многих парциальных переходов между начальным и конечным состояниями. Кроме того, наше рассмотрение проводилось в импульсном представлении. Не останавливаясь на всех деталях, которые можно найти в [12,15], отметим, что парциальные волны $\Psi_{p_0 l l'}^{(-)JST}(p)$ в разложении конечного состояния были рассчитаны с использованием так называемого метода обращения матрицы [106,123]. Характерная черта этого метода — отделение «радиальной» зависимости искаженной волны:

$$\Psi_{l l'}^a(p) = \sum_{k=1}^{k=N+1} B_{l l'}^a(k) \delta(p-p_k)/p_k^2, \quad (4.1)$$

где коэффициенты $B_{l l'}^a(k)$ являются решениями системы алгебраических уравнений, приближенно эквивалентной исходному интегральному уравнению задачи рассеяния (в данном случае для R -матрицы np -рассеяния), N — размерность этой системы, $\{p_k\}$ — совокупность точек в p -пространстве, связанных с узлами Гаусса в области $[-1, 1]$.

Структура (4.1) позволяет существенно продвинуться в аналитическом вычислении амплитуд (2.3) (например, свести шестикратные интегралы перекрытия с МОТ к однократным интегралам [12,15]).

В [12,15] угловые распределения и поляризация протонов в $d(e, e' \vec{p})n$ были рассчитаны, прежде всего, вдали от квазисвободного пика в сечениях инклюзивной (e, e') -реакции на дейтроне (рис.6). В такой кинематике можно ожидать, что ВКС и МОТ играют важную роль. Эти расчеты были выполнены с парижским потенциалом [82]. ВКС искажения были учтены в парциальных np -состояниях со значениями полного углового момента

* На наш взгляд, такой прием не является необходимым, поскольку при выводе рабочих формул (2.4) и (2.8) продольная компонента тока исключалась дважды.



Рис.6. Схематическое изображение характерных областей в энергетических спектрах электронов для инклюзивной $d(e,e')$ -реакции (КСП — квазисвободный пик)

$J \leq J_{\text{max}} = 2$. Сходимость результатов относительно включения ВКС в более высоких парциальных волнах обсуждается в [15].

Были рассмотрены прямой механизм выбивания протонов (импульсное приближение с плоскими волнами (PWIA)) и механизм отдачи, обусловленный электромагнитным взаимодействием с нейтроном-спектатором (борновское приближение — ВА).

На рис.7—8 результаты наших вычислений показаны вместе с данными Сакле [40,41]. Мы видим, что влияние механизма отдачи увеличивается с ростом импульса n' спектатора. В кинематике Сакле III соответствующий вклад становится сравнимым с тем, который происходит от прямого механизма. Как видно на рис.7, результаты борновского приближения отличаются (иногда заметно) от данных Сакле. Те же самые тенденции наблюдались в предыдущих нерелятивистских вычислениях [39].

Сопоставляя эти работы с исследованиями [124], выполненными в рамках так называемого релятивистского импульсного приближения (RIA), отметим, что сечения* из [124] отличаются от наших и рассчитанных в [39]: кривые на рис.1 [124], отвечающие t -полюсному вкладу в амплитуду реакции $d(e,e'p)n$, лежат гораздо ниже PWIA кривых на рис.7 при $n' > 200$ МэВ/с. Кроме того, конкуренция вкладов прямого механизма и механизмов отдачи, установленная в [124], противоположна показанной на рис.7, а именно согласно [124] учет u -полюсного вклада, т.е. взаимодействия виртуального фотона с нейтроном-спектатором, уменьшает вычисленные сечения.

Пожалуй, главной причиной этих расхождений является процедура вычитания

$$J_{\mu} \rightarrow J_{\mu} - q_{\mu}(qJ/q_{\mu}^2), \quad (4.2)$$

*Поляризация нуклонов в RIA обращается в нуль (ср. обсуждение после (2.10)).

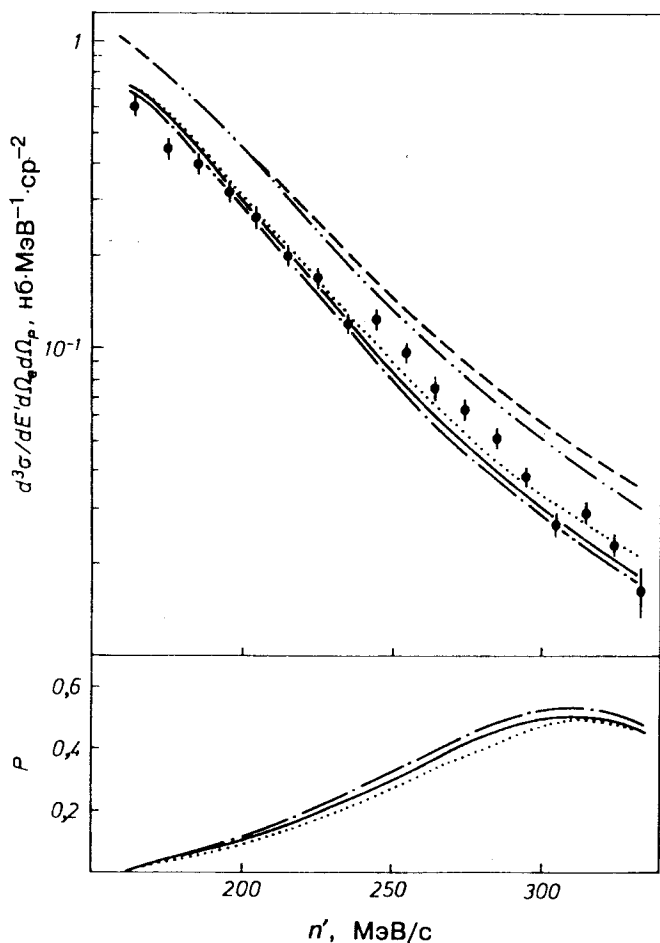


Рис. 7. Зависимость дифференциальных сечений (вверху) и поляризации протонов (внизу) для $d(e, e'p)n$ -реакции от импульса нейтрон-спектратора для кинематики Сакле II. Расчеты в PWIA (- · · -), BA (- - -), DWBA (- · -), с включением ВКС и MOT для двух значений параметра обрезания $\Lambda = 4m_\pi$ и ∞ (— и · · ·)

использованная авторами [124] в их попытке дать градиентно-независимое описание ed -взаимодействия. Очевидно, эта процедура не свободна от недостатков:

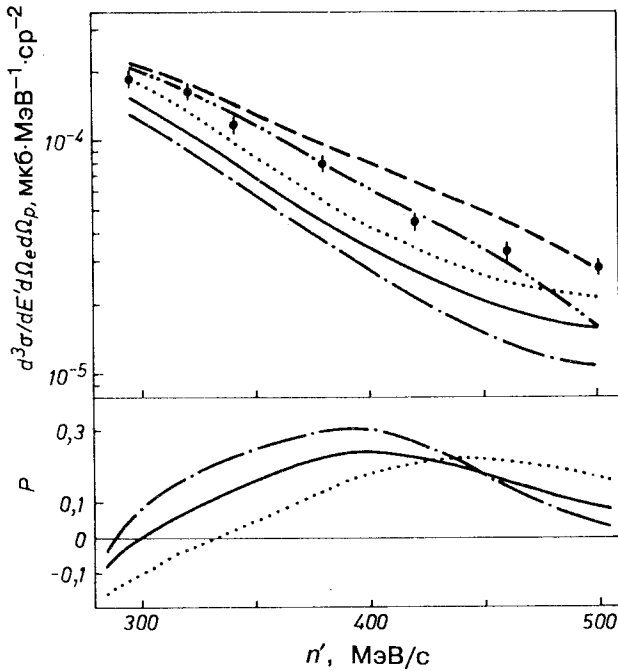


Рис.8. То же, что на рис.7, для кинематики Сакле III

а) она не является однозначной, поскольку вычитание $p_\mu(qJ/pq)$ с любым вектором p_μ , для которого $pq \neq 0$, ведет к сохраняющемуся току;

б) ее применение к некоторому одночастичному оператору снова дает одночастичный оператор, тогда как упомянутая выше согласованность ядерного тока с NN -взаимодействием подразумевает введение, по меньшей мере, двухчастичных вкладов в оператор электромагнитного взаимодействия.

Прием, основанный на замене (4.2), является слишком искусственным для того, чтобы заменить истинное решение сложной проблемы, стоящей перед теорией.

Включение ВКС в рамках борновского приближения с искаженными волнами (DWBA) уменьшает сечения по сравнению с борновским приближением, благодаря чему получается удовлетворительное описание данных для кинематики Сакле II. Видно также, что поляризация протонов для этих условий может быть значительной. Следует подчеркнуть, что ВКС играет важную роль в кинематике Сакле III, хотя энергия относительного движения в конечных состояниях является довольно большой ($E_{пр} = 179$ МэВ в с.д.м.).

Далее, учет МОТ приводит к увеличению сечений реакции $d(e,e'p)n$ для этих кинематик. Интерференция вкладов в сечения МОТ и ВКС носит деструктивный характер, и это подтверждает заключение, сделанное в [39]. На рис.8 показано, что предсказания моделей МОТ с модифицированными πNN -вершинами и точечными нуклонами заметно отличаются (в частности, поляризация протонов изменяется качественно). Это обстоятельство может быть полезным при тестировании различных моделей электромагнитного тока дейтрона.

Остающиеся расхождения в условиях кинематики III могут быть уменьшены, если принять во внимание МОТ, порождаемые ρ -обменом и возбуждением Δ -изобары в промежуточных состояниях. Последний механизм дает вклады в поперечные структурные функции. Имеющийся опыт [96], однако, показывает, что здесь требуется изучение взаимно компенсирующих вкладов от токов j_{Δ}^{π} и j_{Δ}^{ρ} с сильными формфакторами. Конечно, релятивистские эффекты, о которых речь шла во введении, также необходимо учитывать.

Вероятно, следует отметить, что описание данных Сакле III, достигнутое уже в борновском приближении, ухудшается при включении более сложных механизмов реакции. Чтобы понять их истинную роль в подобных ситуациях, измерения спиновых наблюдаемых являются крайне желательными.

4.2. Разделение структурных функций. Параллельная кинематика.

Одной из важных задач анализа поляризационных явлений в электрорасщеплении ядер является разделение структурных функций. Полное разделение может быть сделано в экспериментах с некомпланарной геометрией (см., например, [33]). Однако частично эта цель может быть достигнута в компланарном случае, когда некоторые структурные функции определяются сравнительно простым образом.

Рассмотрим параллельную кинематику, когда импульсы виртуального фотона и выбитого протона коллинеарны ($\mathbf{p}_0 \parallel \mathbf{q}$). Тогда число структурных функций уменьшается, поскольку теперь

$$\sigma_0 = \sigma_M \left\{ \xi^2 W_C + \left(\frac{1}{2} \xi + \eta \right) W_T \right\} R, \quad (4.3)$$

$$\sigma_0 P = \sigma_M \xi \sqrt{\xi + \eta} \Sigma_T R. \quad (4.4)$$

Таким образом, во-первых, измеряя сечения $e'p$ -совпадения в такой кинематике, можно разделить продольную W_C и поперечную W_T структурную функцию (the Rosenbluth plot), и во-вторых, измеряя $P_Y \parallel \mathbf{k}' \times \mathbf{k}$, можно

извлечь интерференционную структурную функцию Σ_f . Последнюю процедуру уместно сравнить с измерением азимутальной лево-правой асимметрии сечений (см. рис.4):

$$A_\phi \equiv [\sigma_0(\phi=0) - \sigma_0(\phi=\pi)][\sigma_0(\phi=0) + \sigma_0(\phi=\pi)]^{-1} = \\ = \xi \sqrt{\xi + \eta} W_f \left[\xi^2 W_C + \left(\frac{1}{2} + \eta \right) W_T + (\xi + \eta) W_S \right]^{-1}, \quad (4.5)$$

которая пропорциональна W_f , зависящей от интерференции тех же самых компонент тока J_0 и J_X , что и Σ_f . В отличие от A_ϕ величина P_Y несет информацию о переходах с переворотом спина в np -системе.

Разделение структурных функций $W_L = W_C$ и W_T в сечениях реакции $d(e, e'p)n$ было осуществлено недавно в NIKHEF [125]. Измерения были сделаны в параллельной кинематике, в интервале $0,05 \leq q_\mu^2 \leq 0,27$ (ГэВ/с)² для значений недостающего импульса $p_m \lesssim 100$ МэВ/с. Подобные эксперименты были выполнены также в Сакле [55,126], где изучалась q -зависимость ($200 \leq q \leq 670$ МэВ/с) тех же структурных функций для двух значений $p_m = 20$ и 100 МэВ/с.

Следующим продвижением было разделение трех структурных функций в компланарной геометрии W_L , W_T и $W_{LT} = W_I$ для реакции $d(e, e'p)n$ в [54,127] при значении $q_\mu^2 = 0,21$ (ГэВ/с)² для более широкого интервала $p_m \lesssim 200$ МэВ/с и в [126] при $q = 400$ МэВ/с и $p_m = 50, 100$ и 150 МэВ/с. Эти исследования были проведены в условиях квазисвободной кинематики, когда бьеркеновская переменная $x = q_\mu^2 / 2m\omega = 1$, т.е. вблизи максимума квазисвободного пика (рис.6). Азимутальная асимметрия A_ϕ была измерена в Бонне [128] и Стэнфорде [129]. Некоторые результаты этих измерений мы обсудим в п.4.8.

На рис.9—10 приведены результаты наших вычислений [15] при энергиях падающих электронов $E = 1$ ГэВ. Значения других переменных указаны в табл.1. Из рисунков видно, что сечения $e'p$ -совпадений имеют ярко выраженную азимутальную асимметрию. Заметной азимутальной асимметрией обладает также поляризация выбитых протонов.

Это нетрудно объяснить, рассматривая свойства преобразования

$$R_Z(\pi) J_{X,Y}(\mathbf{q}) R_Z^{-1}(\pi) = -J_{X,Y}(\mathbf{q}) \quad (4.6)$$

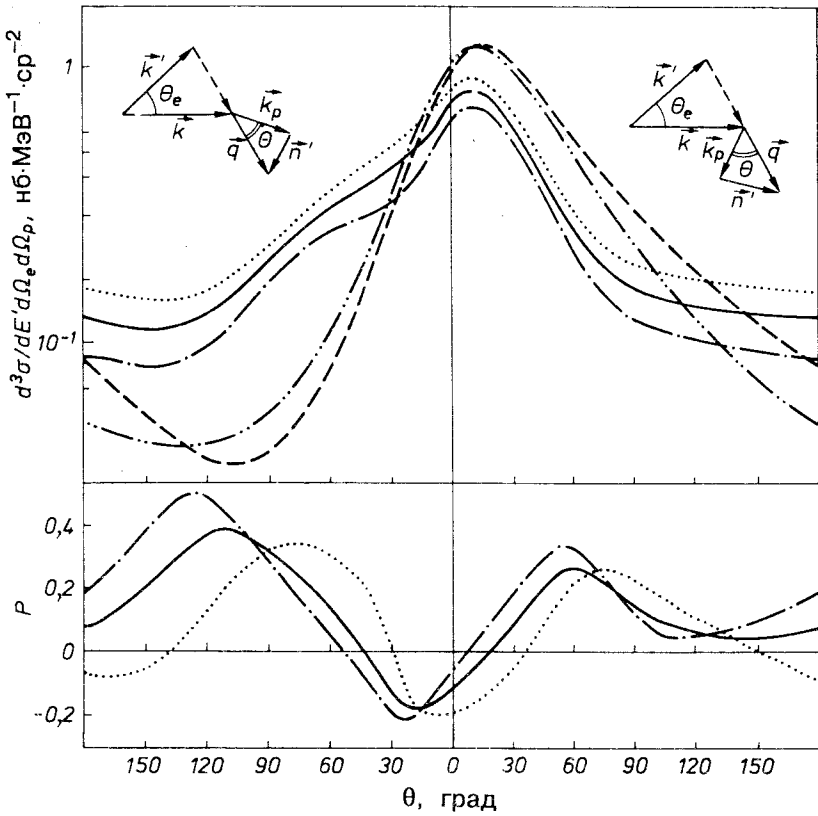


Рис.9. То же, что на рис.7, но при углах θ между векторами \mathbf{k}_p и \mathbf{q} для правого крыла квазисвободного пика

Таблица 1. Значения кинематических параметров при $E = 1$ ГэВ

	E' , МэВ	θ_e , град	q , МэВ/с	E_{np}^* , МэВ	T_p , МэВ	θ , град	n' , МэВ/с
Правое крыло	830	10	233	154,5	128,4	0	274,8
					39,45	180	507,5
Левое крыло	827	50	788	13,2	131,8	0	273,4
					71,1	16,58	444,2

В этой таблице указаны только крайние значения для θ , импульса нейтрона n' и кинетической энергии протона T_p .

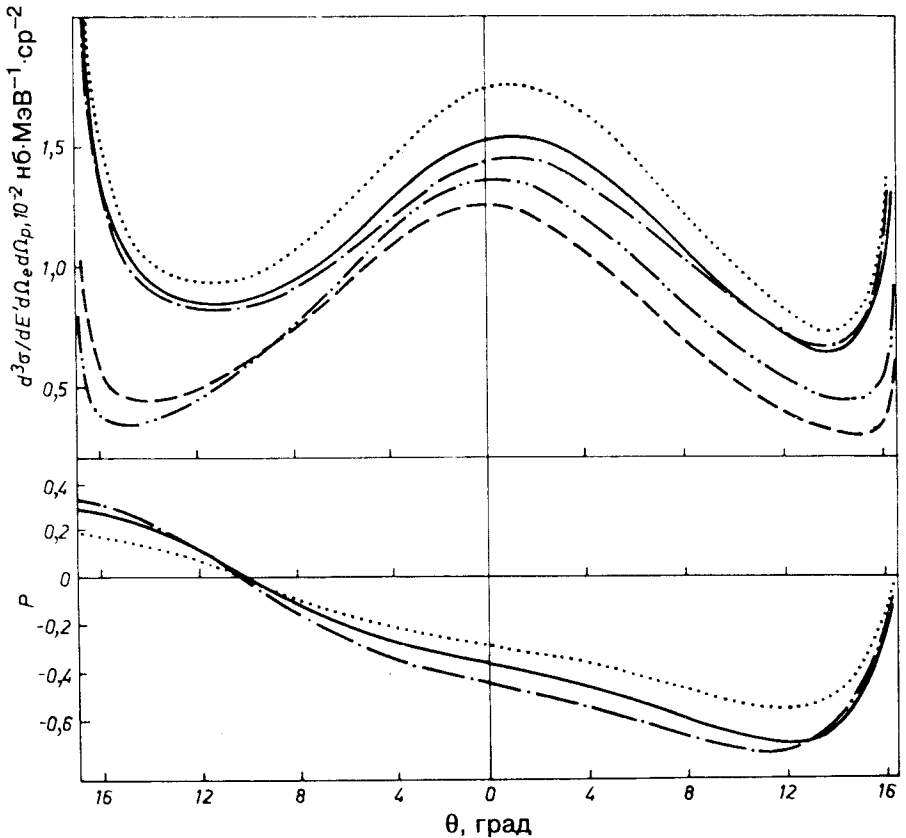


Рис.10. То же, что на рис.9, для левого крыла квазисвободного пика

с поворотом системы отсчета $R_Z(\pi)$ вокруг вектора \mathbf{n}_Z на 180° . Из (4.6) следует, что

$$W_{C,T,S}(\phi = 0) = W_{C,T,S}(\phi = \pi), \quad W_I(\phi = 0) = -W_I(\phi = \pi) \quad (4.7)$$

и

$$\Sigma_{C,T,S}(\phi = 0) = -\Sigma_{C,T,S}(\phi = \pi), \quad \Sigma_I(\phi = 0) = \Sigma_I(\phi = \pi) \quad (4.8)$$

Значения поляризации более чувствительны к выбору модели тока. При переходе от одной к другой мы наблюдаем качественные изменения в угловой зависимости поляризации.

На левом крыле квазисвободного пика вылет протонов возможен только в переднюю полусферу. Предельный угол протонной эмиссии определяется формулой

$$\cos \theta_{\text{lim}} = \left\{ (\omega + m_d)^2 - [(\omega + m_d)^2 + m_p^2 - m_n^2 - q^2]^2 / 4m_p^2 \right\}^{1/2} / q, \quad (4.9)$$

где m_p (m_n) — масса протона (нейтрона).

Соответствующее сечение (рис.10) имеет характерную особенность: при $\theta \rightarrow \theta_{\text{lim}}$ (в данном случае $\theta_{\text{lim}} \simeq 16,6^\circ$) происходит резкое возрастание сечения. Этот рост обусловлен поведением кинематического фактора R : $R \rightarrow \infty$, если $\theta \rightarrow \theta_{\text{lim}}$. Однако эта особенность является достаточно слабой, так что в эксперименте (с конечным угловым разрешением) сечение принимает конечное значение.

Кривые, отвечающие различным моделям тока, сближаются при $\theta \rightarrow \theta_{\text{lim}}$. Наиболее заметные различия между ними видны при $\theta = 0$.

Как видно на рис.10, поляризация протонов, вылетающих в направлении вектора \mathbf{q} , достигает заметной величины $\simeq 40\%$. Зависимость поляризации от θ существенно изменяется при переходе от $\phi = 0^\circ$ к $\phi = 180^\circ$.

Соотношения (4.7), (4.8) позволяют определить θ -зависимость структурных функций Σ_I :

$$\Sigma_I = \frac{\sigma_0(\phi = 0)P(\phi = 0) + \sigma_0(\phi = \pi)P(\phi = \pi)}{2\sigma_M R \xi \sqrt{\xi + \eta}}. \quad (4.10)$$

Результаты вычислений [130] по формуле (4.10) представлены на рис.11,12. По нашему мнению, измерения этой азимутальной асимметрии могли бы быть хорошим тестом на понимание механизмов электрорасщепления дейтрона.

4.3. Поляризационные наблюдаемые для реакции $d(\vec{e}, e'\vec{p})n$. Передача поляризации. Эксперименты в МИТ-Бейтсе. Рассмотрим расщепление неполяризованных дейтронов продольно-поляризованными электронами в условиях, когда бьеркеновская переменная $x = 1$. Теоретические исследования [6,18,131] в такой постановке были стимулированы в известной степени предложениями [4,11] для программы МИТ. Предполагается, что измерения [11] передачи поляризации в реакции $d(\vec{e}, e'\vec{p})n$ будут выполнены при начальной энергии электронов $E = 880$ МэВ. Другие параметры можно найти в табл.2.

Прежде чем комментировать наш расчет (рис.13), отметим, что в параллельной кинематике из двух структурных функций для каждой компоненты $P'_{X,Z}$ выживает только одна, поскольку

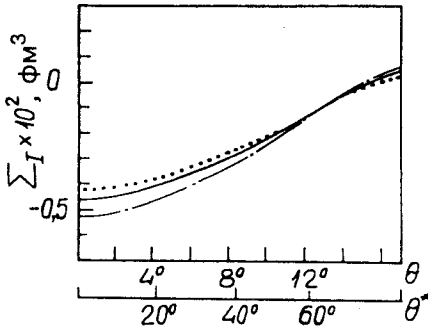


Рис.11. Угловая зависимость интерференционной (продольно-поперечной) структурной функции для поляризации протонов в реакции $d(e, e'p^+)n$ на левом крыле квазисвободного пика, θ^* — угол между импульсом выбитого протона и переданным импульсом в с.ц.и.

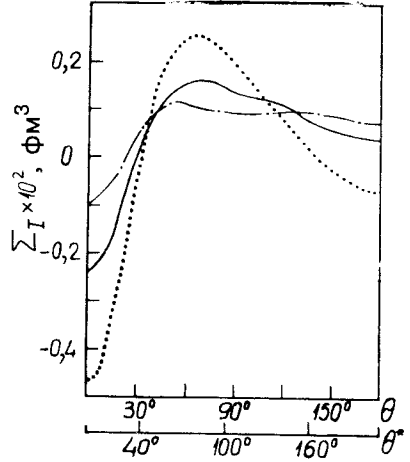


Рис.12. То же, что на рис.11, для правого крыла квазисвободного пика

$$\Sigma_I^Z = \Sigma_I^X = 0. \tag{4.11}$$

Угловые зависимости структурных функций в (2.13), (2.14) можно изучать, построив функции асимметрии передачи поляризации, подобные (4.10) [18].

Как показано на рис.13, компоненты вектора поляризации протонов могут принимать большие значения, доступные для измерений. В параллельной кинематике эффекты ВКС и МОТ оказываются незначительными. То же самое справедливо вблизи $\theta_{\text{lim}} = 90^\circ$ (параллельная кинематика для нейтронов с $\mathbf{k}_n = \mathbf{q}$). В области промежуточных углов влияние ВКС является существенным, вклады МОТ малы.

Таблица 2. Кинематические условия эксперимента в МИТ-Бейтс

	ω , МэВ	θ_e , град	q , МэВ/с	E_{np}^* , МэВ	T_p , МэВ	θ_p , град
I	142	-56,8	531	69	140	37,0
II	210	-49,1	659	101	208	48,0
III	282	-41,6	779	136	281	60,1

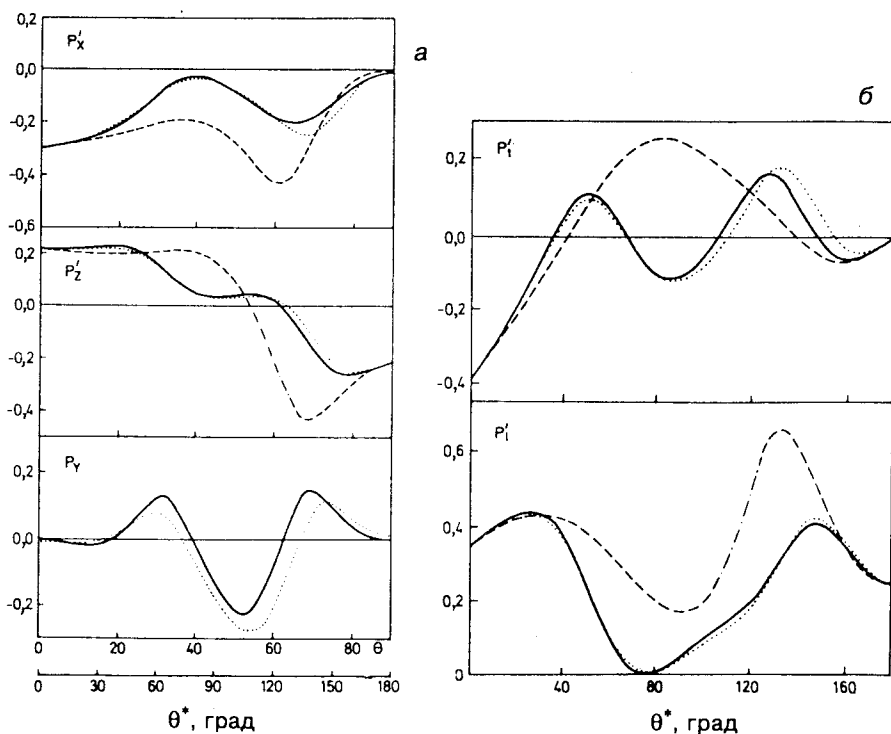


Рис.13. Поляризация наблюдаемые в реакции $d(e, e'p)n$ для кинематики МИТ. Кривые взяты из [18]: (---) — расчет в борновском приближении, (—) — с включением ВКС и МОТ для $\Lambda = 4m_\pi$ и (•••) — с ВКС без МОТ. Кривые б получены из кривых а с использованием (4.12)

Детальный анализ показывает, что при углах эмиссии протонов $\theta \leq 45^\circ$ доминирующий вклад в сечения $e'p$ -совпадений вносит механизм прямого выбивания протонов (например, для кинематики МИТ-1, когда $\theta = 45^\circ$, этот вклад соответствует $\approx 75\%$). С увеличением θ все возрастающую роль играет электромагнитное взаимодействие с нейтроном, так что при значениях $\theta \approx \theta_{\text{lim}}$ сечения полностью определяются вкладом этого механизма отдачи (ср. наши результаты [132] в изучении реакций ${}^4\text{He}(\vec{\gamma}, p){}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}(\vec{\gamma}, p){}^3\text{He}$ с линейно поляризованными фотонами). То же самое относится к наблюдаемым $P'_{x,z}$. Без учета этого механизма они слабо зависят от θ .

Требуют пояснений соотношения между величинами в л.с. ($\mathbf{P}_d = 0$) и системе центра масс конечной np -пары (с.ц.м.), в которой, в соответствии с

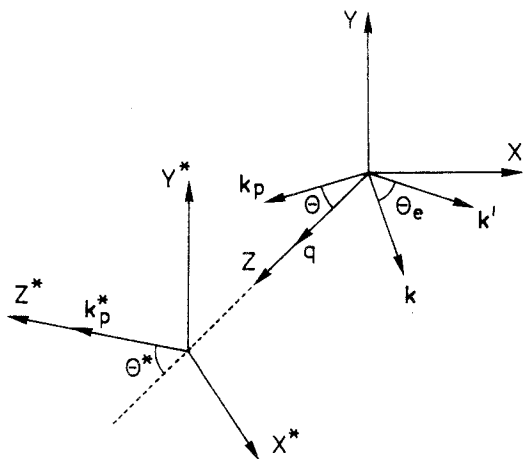


Рис.14. Импульсы частиц $d(\vec{e}, \vec{e}'p)n$ для компланарной геометрии. Все обозначения со звездочкой (без нее) относятся к с.ц.м. (л.с.). Для данного расположения векторов угол $\phi(\phi^*)$ равен 180°

мэдисоновским соглашением, ось Z^* направлена вдоль импульса \mathbf{k}_p^* (рис.14, приложения Б и Г).

В частности, как показано в приложении Г, с точностью до членов порядка q/m_d имеем при $\phi^* = 180^\circ$

$$\begin{aligned} P'_l &= P'_Z \cos \theta^* - P'_X \sin \theta^*, \\ P'_t &= P'_Z \sin \theta^* - P'_X \cos \theta^*, \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$P_n = P_Y,$$

где P'_p , P'_t и P_n — продольная (вдоль \mathbf{k}_p^*), поперечная (вдоль оси X^* , т.е. перпендикулярная \mathbf{k}_p^* и лежащая в плоскости реакции) и нормальная (вдоль $\mathbf{k}_p^* \times \mathbf{q}$) компоненты вектора \mathbf{P}_λ^* поляризации в с.ц.м. Эти определения эквивалентны часто используемым [11]. Соображения в пользу представления результатов в л.с. (особенно при больших передачах импульса) можно найти в [18].

4.4. Извлечение электрического формфактора нейтрона из поляризационных экспериментов. Эксклюзивные и инклюзивные реакции.

Известно, что имеющаяся информация об электромагнитных свойствах нейтрона весьма скудна. Как подчеркивалось в наших работах [7,12,15], изучение индуцированной поляризации P может установить ее зависимость от электрического формфактора нейтрона G_E^n . В самом деле, как видно на рис.15, эта наблюдаемая заметно изменяется при переходе от модели тока с $G_E^n = 0$ к модели с масштабной версией [133] для G_E^n : $G_E^n = \tau \kappa_n G_E^p$, где $\tau = q_{\mu}^2 / 4m^2 < 0$, κ_n — аномальный магнитный момент нейтрона. Соответст-

Рис. 15. Зависимость поляризации протонов в $d(e, e'p^{\rightarrow})n$ от выбора G_E^n на правом крыле квазисвободного пика (табл.1). Кривые рассчитаны в модели МОТ с $\Lambda = 4m_\pi$; сплошные — для G_E^n из [133], пунктирные — $G_E^n = 0$

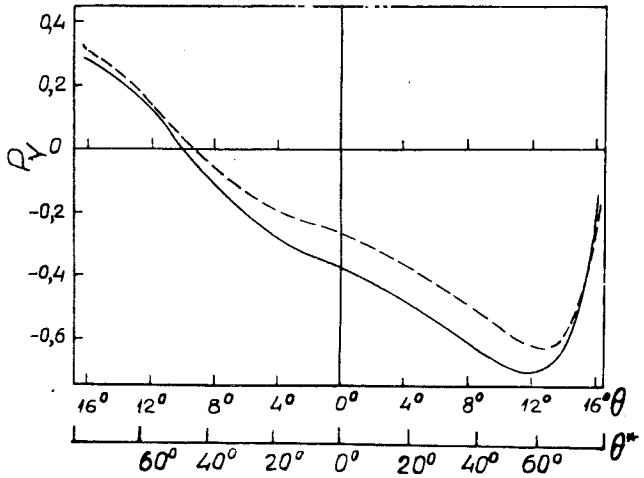
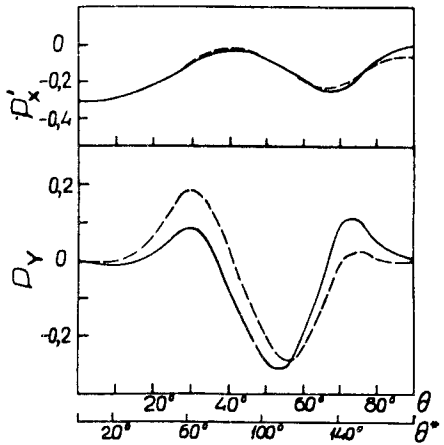


Рис. 16. То же, что на рис.15, для кинематики МИТ-1

вующие вариации особенно велики в параллельной кинематике, где они составляют почти 30%. Еще один расчет (рис.16) демонстрирует качественные изменения в угловой зависимости $P_y(\theta)$ для реакции $d(\vec{e}, e'p^{\rightarrow})n$ при замене $G_E^n = 0$ на G_E^n из [133].

Как показано в [18], компонента P'_x передачи поляризации протону также чувствительна к такой замене при углах, близких к $\theta_{lim} = 90^\circ$. Это обусловлено усилением относительной роли механизма отдачи, о котором шла речь в п.4.3. В этом отношении предпочтительным является измерение передачи поляризации непосредственно нейтрону в реакции $d(\vec{e}, e'n^{\rightarrow})p^*$.

Действительно, в приближении PWIA, которое хорошо выполняется в кинематике $\mathbf{k}_n \parallel \mathbf{q}$, находим (подобно случаю $\vec{e}n \rightarrow e'n^{\rightarrow}$ рассеяния):



*Насколько нам известно, данные соответствующего эксперимента в МИТ-Бейтсе в настоящее время анализируются (R.Madey, частное сообщение).

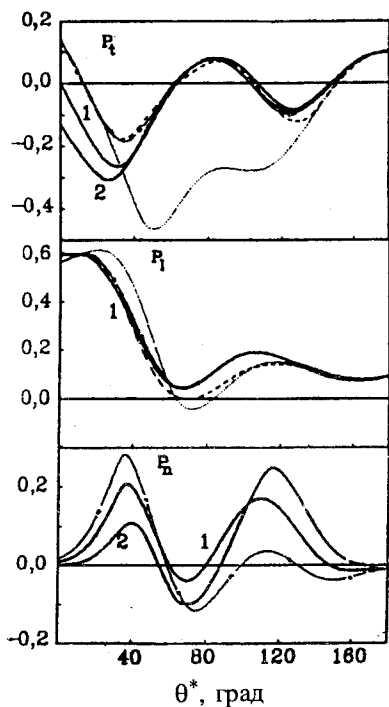


Рис. 17. Угловая зависимость компонент вектора поляризации нейтронов в $d(\vec{e}, e'\vec{n})p$. Показаны расчеты [21] в PWBA (точечные), DWBA (пунктирные), DWBA+MOT+PP (штрихпунктирные) с $F_1^n = 0$, т.е. G_E^n из [133], DWBA+MOT+PP (сплошные 1) и DWBA+MOT (сплошные 2) с $F_1^n = -\tau_n G_E^n (1 - \tau)^{-1}$, т.е. $G_E^n = 0$

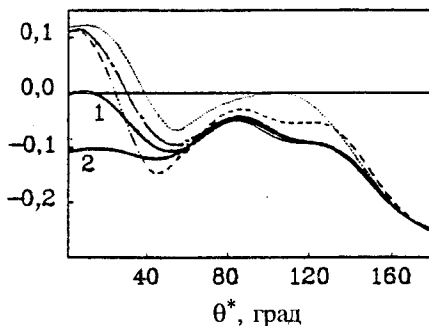
$$\begin{aligned}
 I_0 P'_X &= -\xi \sqrt{\eta} G_E^n G_M^n \frac{q}{m}, \\
 I_0 P'_Z &= \sqrt{\eta(\xi + \eta)} [G_M^n]^2 \frac{q^2}{2m^2}, \\
 I_0 &= \xi^2 [G_E^n]^2 + \left(\frac{1}{2} \xi + \eta \right) [G_M^n]^2 \frac{q^2}{2m^2}.
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

Другими словами, наблюдаемая P'_X в этом приближении определяется произведением $G_E^n G_M^{n*}$. Отметим также, что эти компоненты вектора поляризации в данном случае не зависят от эффектов ядерной структуры (волновой функции дейтрона).

Смешанная асимметрия $A'_v \left(\theta_H = \frac{\pi}{2}, \phi_H = 0 \right)$ для реакции $d(\vec{e}, e'n)p$, которая в параллельной кинематике зависит от одной структурной функции:

*Предварительные результаты первых измерений поляризации нейтронов (протонов) в реакции $d(\vec{e}, e'\vec{n})p(d(\vec{e}, e'p)n)$ на микротроне в Майнце были представлены в Амстердаме [134].

Рис. 18. Смешанная асимметрия $A'_v(\frac{\pi}{2}, 0)$ в $\vec{d}(\vec{e}, e'n)p$ для случая с $\phi = 0$. Обозначения те же, что на рис. 17



$$\sigma_0 A'_v\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) = -\sigma_M \sqrt{\eta/2} \xi W_{LT}^{\prime 11} R, \tag{4.14}$$

в PWIA связана с P'_X простым соотношением

$$A'_v\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) = \sqrt{\frac{2}{3}} P'_X \tag{4.15}$$

Таким образом, она зависит от такой же комбинации формфакторов нейтрона.

Компоненты вектора поляризации нейтрона P'_t , P'_l и P_n и асимметрия $A'_v\left(\frac{\pi}{2}, 0\right)$ из [21], рассчитанные для кинематических условий эксперимента в МИТ [4] (табл.3), показаны на рис.17,18. Из рисунков видно, что наблюдаемые P'_t и A'_v сильно зависят от модели электрического формфактора нейтрона при углах вылета нейтронов, близких к $\theta^* = 0$ (ср. штрихпунктирные и сплошные кривые 1). Мы наблюдаем также их слабую чувствительность к эффектам ВКС для нейтронов, вылетающих вдоль \mathbf{q} . Что касается вкладов МОТ, то их влияние в рассматриваемом случае с $x = 1$ является незначительным во всем угловом интервале.

Сильные зависимости от G_E^n демонстрируют (рис.19,20) расчеты [20] передачи поляризации нейтрону $P_{1z}(n)$ в реакции $\vec{d}(\vec{e}, e'n)p$ и двойной пере-

Таблица 3. Значения кинематических параметров для $d(e, e'n)p$

E , МэВ	E' , МэВ	θ_e , град	q , МэВ/с	E_{np}^* , МэВ
868	730	37	524	68

E_{np}^* — относительная энергия np -пары в с.ц.м.

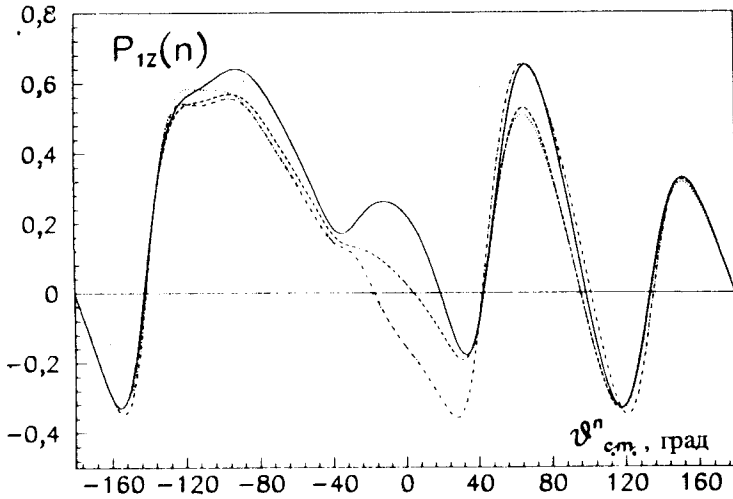


Рис. 19. Передача поляризации в $\vec{d}(e, e'p)n$. Представлены результаты [20], полученные в DWBA (штрихпунктирная кривая), DWBA+MOT+вклады изобарных конфигураций (ИК) (точечная), DWBA+MOT+ИК+РП (сплошная) в модели [135] и DWBA+MOT+ИК+РП (штриховая) с $G_E^n = 0$

дачи поляризации протону $P_{2x}^n(p)$ в реакции $\vec{d}(\vec{v}, e'p)n$. Снова соответствующие структурные функции зависят от G_E^n через произведение $G_E^n G_M^n$.

Это произведение входит в одну из формул импульсного приближения для спиновых функций отклика в (2.50) [72]:

$$R_{TL}(Q^2, \omega_{\max}) = -2\sqrt{2\xi^{-1}(\xi^{-1}-1)} \left\{ P_n G_E^n G_M^n + 2P_p G_E^p G_M^p \right\} F(\omega_{\max}), \quad (4.16)$$

$$R_T(Q^2, \omega_{\max}) = 2(\xi^{-1}-1) \left\{ P_n [G_M^n]^2 + 2P_p [G_M^p]^2 \right\} F(\omega_{\max}), \quad (4.17)$$

где $F(\omega_{\max})$ — скейлинговая функция для квазисвободного рассеяния на ядре ${}^3\text{He}$ в максимуме квазисвободного пика с $x=1$. Нуклонная поляризация $P_p(P_n)$ есть усредненная по импульсам разность вероятностей того, что нуклон имеет спин «вверх» и спин «вниз».

Если, следуя [73], считать, что в поляризованном ${}^3\text{He}$ спины нуклонов выстраиваются таким образом, что спин нейтрона направлен в среднем вдоль спина ${}^3\text{He}$, а спины двух протонов почти компенсируют друг друга

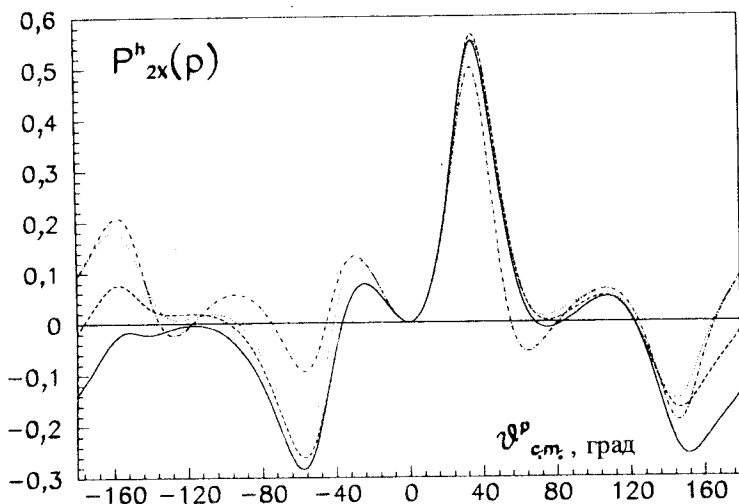


Рис. 20. Двойная передача поляризации в $\vec{d}(\vec{e}, \vec{e}'\vec{p})$ и. Различия между кривыми указаны в подписи к рис. 19

($|P_p| \ll |P_n|$), то можно создать благоприятные условия для выделения нейтронных вкладов (4.16) и (4.17). Такая аргументация была главной для экспериментов «одного плеча» [71,72].

Как и выше, привлекательным объектом исследований является функция R_{TL} , зависящая линейно от G_E^n , т.е. не только от модуля этого формфактора, но и его знака.

В отличие от этого, в продольную и поперечную функции отклика для неполяризованных частиц

$$R_T(Q^2, \omega_{\max}) = 2(\xi^{-1} - 1) \left\{ [G_M^n]^2 + 2[G_M^p]^2 \right\} F(\omega_{\max}) \quad (4.18)$$

$$R_L(Q^2, \omega_{\max}) = \xi^{-1} \left\{ [G_E^n]^2 + 2[G_E^p]^2 \right\} F(\omega_{\max}) \quad (4.19)$$

нуклонные формфакторы входят квадратично.

Для разделения различных вкладов измерены [72] две величины: асимметрия $A_T \sim R_T$ (для $\theta_H = 0, \pi$) и асимметрия $A_{TL} \sim R_{TL}$ (для $\theta_H = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$).

Значение $A_{TL} = (+1,75 \pm 1,2 \pm 0,3) \%$ при $Q^2 = -0,2(\text{ГэВ}/c)^2$ не обладает большой точностью. Используя предсказание [73] для поляризации протона и нейтрона в поляризованном ${}^3\text{He}$ и принимая во внимание существующие

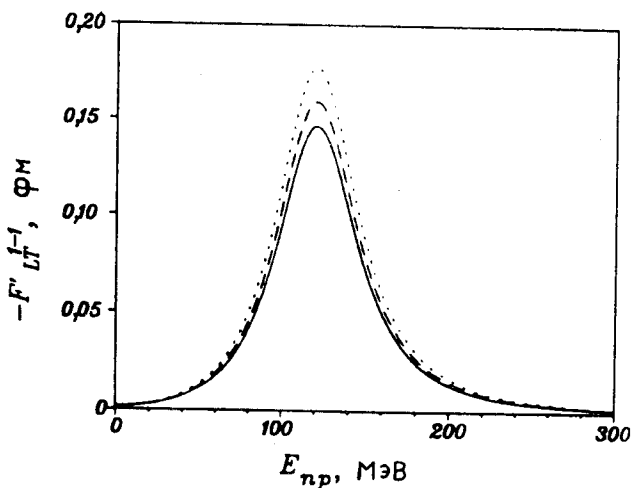


Рис. 21. Продольно-поперечная функция отклика для реакции $\vec{d}(e, e')np$ при $q^2 = 12 \text{ фм}^{-2}$. Кривые рассчитаны [16]: с $G_E^n = 0$ (точечная), [135] (пунктирная) и G_E^n [136] (сплошная). Остальные пояснения можно найти в [16]

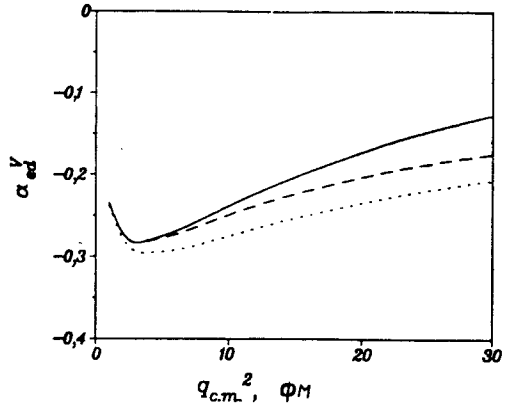
неопределенности (например, для G_M^n), авторы [72] приходят к результату: $G_E^n = 0,44 \pm 0,074$, который, разумеется, нельзя считать удовлетворительным. Точность измерения G_E^n может возрасти по мере увеличения $|Q^2|$, когда в (4.16) следует ожидать уменьшения относительного вклада слагаемого, пропорционального P_p .

Некоторые неопределенности, упомянутые выше, происходят из предположений, сделанных при выводе формул (4.16)—(4.19). Наряду с импульсным приближением, среди них:

- 1) пренебрежение ВКС выбитого нуклона в реакции ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')N$ с остаточной системой*;
- 2) использование условия полноты для векторов конечных $2N$ -состояний после введения средней (подгоночной) массы (приближение замкнутости);
- 3) ограничение только одночастичным механизмом поглощения виртуального фотона без включения МОТ.

* Адронный тензор в [73] получают интегрированием спектральной функции для этой эксклюзивной реакции по телесному углу выбитого нуклона.

Рис. 22. Влияние G_E^n на смешанную асимметрию $\alpha_{ed}^v(\frac{\pi}{2}, 0)$ в $\vec{d}(\vec{e}, \vec{e}')$ *np* для квазисвободной кинематики при $\theta_l = 60^\circ$. Различия между кривыми такие же, как на рис.21



Эти приближения дают скейлинговое поведение инклюзивных сечений относительно так называемой переменной y_1 , отличной от переменной Веста (см. [137]).

Выход за рамки такого упрощенного подхода был предметом последующих исследований [35, 138].

Безусловно, большим достижением в изучении спиновой физики для ядра ^3He был эксперимент в Майнце [70]. Там при $\bar{q}_\mu^2 = 0,31$ (ГэВ/с) 2 две асимметрии $\bar{A}_\perp(\mathbf{S}_{\text{He}} \perp \mathbf{q})$ и $\bar{A}_\parallel(\mathbf{S}_{\text{He}} \parallel \mathbf{q})$ были измерены со значениями $\bar{A}_\perp = \bar{A}'_x = (0,89 \pm 0,30) \%$ и $\bar{A}_\parallel = \bar{A}'_z = (-7,40 \pm 0,73) \%$. Отношение $\bar{A}_\perp / \bar{A}_\parallel$ не зависит от степени поляризации пучка электронов и мишени и дает $G_E^n = 0,035 \pm 0,012 \pm 0,005$. Конечно, следует иметь в виду, что анализ данных и в этом случае был сделан в импульсном приближении, которое далеко не безупречно с теоретической точки зрения. Для получения более надежной информации о роли эффектов ядерной структуры и электромагнитных свойствах связанного нейтрона ориентиром могут служить работы бохумской группы [84,85].

Укажем на еще одно предложение [16] для извлечения G_E^n в инклюзивном рассеянии поляризованных электронов на поляризованных дейтронах. Как видно из рис.21, в максимуме квазисвободного пика структурная функция F_{LT}^{1-1*} изменяется на 10% и 17% при переходе от модели с $G_E^n = 0$ к параметризациям [135] и [136] соответственно. На фоне слабой зависимости от вкладов ненуклонных степеней свободы и моделей *np*-взаимодействия этот результат делает реакцию $\vec{d}(\vec{e}, \vec{e}')\text{np}$ весьма перспективной для решения рассматриваемой проблемы.

*Связь F_{LT}^{1-1} с R_{LT}^{11} , через которую выражается асимметрия $a'_v(\theta_H = \frac{\pi}{2}, \phi_H = 0)$, и другие соотношения между различными обозначениями можно найти в приложении Д.

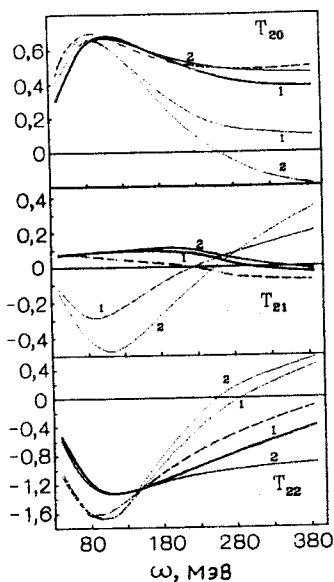


Рис. 23. Тензорные асимметрии для ${}^2\vec{H}(e, pn)e'$ в условиях ВЭПП-3. Кривые представляют наши результаты [19] в приближениях РВВА (РВВА) — точечные 1(2), DWBA — пунктирные, DWBA+МОТ ($\Lambda = 4m_\pi$) — сплошные

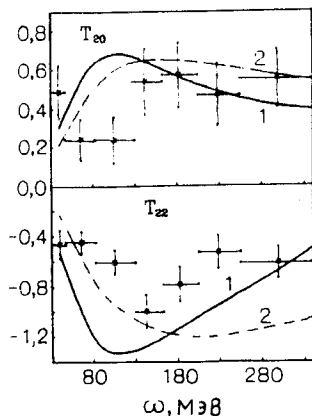
Из рис.22 видно, что даже при небольших значениях q^* выбор G_E^n оказывает заметное влияние на асимметрию α_{ed}^V . С ростом q^* этот эффект становится еще более сильным.

В этой связи отметим, что согласно нашим расчетам [139] сечения реакции $d(e, e')np$ у порога, т.е. вдали от квазисвободного пика, при $q_\mu^2 \geq 20 \text{ фм}^{-2}$ изменяются в несколько раз при переходе от одной модели электрического формфактора нейтрона к другой. Правда, значение этого наблюдения несколько снижается из-за доминирующих вкладов МОТ, которые могут быть рассчитаны модельно-зависимыми методами.

4.5. Эффекты МОТ и ВКС в электрорасщеплении поляризованных дейтронов. Эксперимент ВЭПП-3 в Новосибирске. Результаты наших исследований асимметрий мишени и азимутальных асимметрий для реакции $\vec{d}(e, e')p$ в зависимости от модели электромагнитного тока дейтрона и эффектов ВКС были представлены на конференции в Аделаиде [140] и опубликованы в [19]. Там было показано, что ВКС в np -паре играет важную роль в формировании угловых и энергетических зависимостей этих асимметрий. Наши расчеты были выполнены как вблизи максимума квазисвободного пика, так и вдали от него. Некоторые из асимметрий существенно зависят от G_E^n и спин-орбитального электромагнитного взаимодействия с нуклонами.

На рис.23—24 наши результаты показаны для условий эксперимента [45] с тензорно-поляризованной (внутренней) дейтериевой мишенью при энергии электронов в кольце накопителя $E = 2 \text{ ГэВ}$. В этом эксперименте рассеянный электрон не детектировался, а регистрировались np -совпадения. При этом отбирались события, когда электроны рассеиваются на нулевой угол, т.е. для значений $\theta_e \simeq 0^\circ$. Другими словами, измерялись сечения реакции $\vec{d}(e, pn)e'$ вблизи фотонной точки ($q_\mu^2 = 0, q = \omega$). В [45] была

Рис. 24. Сравнение вычисленных асимметрий T_{20} и T_{22} с данными [45]. Сплошные (пунктирные) кривые рассчитаны с учетом эффектов ВКС и МОТ с $\Lambda = 4m_\pi$ ($\Lambda = 1,2$ ГэВ)



достигнута средняя степень тензорной поляризации дейтериевой струи $P_{ZZ} = \pm(0,778 \pm 0,075)$. Заметим, что $P_2 = P_{ZZ}/\sqrt{2}$. Другие детали и пояснения можно найти в [19] и [45].

В рассматриваемом случае из формул (2.27)—(2.29) следует, что

$$\sigma^{(0)} = W_T,$$

$$\sigma^{(2)} = P_2 \sum_{M \geq 0} W_T^{2M} \cos [M(\phi - \phi_H)] d_{MO}^2(\theta_H).$$

Интересующие нас величины определяются как отношения

$$T_{2M} = W_T^{2M}/W_T \quad (4.20)$$

поперечных структурных функций.

В приближении PWIA получаем

$$T_{20} = 2u(k_n)d_{00}^2(\theta_H), \quad T_{22} = 4u(k_n)d_{20}^2(\theta_H), \quad (4.21)$$

$$u(k_n) = [u_0(k_n) - \frac{1}{\sqrt{8}} u_2(k_n)] \frac{u_2(k_n)}{u_0^2(k_n) + u_2^2(k_n)}, \quad (4.22)$$

где $u_0(u_2) - S(D)$ -компоненты волновой функции дейтрона, θ_n — угол эмиссии нейтрона в л.с. по отношению к \mathbf{q} .

В известной степени формулы (4.21), (4.22) были основой для мотиваций подобных измерений, открывая прямой путь к зондированию свойств дейтрона. Однако, как видно на рис.23, простые предсказания PWIA сильно искажаются эффектами ВКС и МОТ (особенно с увеличением импульса нейтрона в дейтроне). В то же время эти факторы необходимо учитывать при описании экспериментальных данных (рис.24). Конечно, данные [45] содержат большие неопределенности. Будущие изме-

рения на ускорителях электронов с высокой скважностью позволят обеспечить качественно новый уровень исследований.

4.6. Механизмы реакции ${}^3\text{He}(\vec{\gamma}, p)d$. Расчет с фаддеевскими волновыми функциями. Важным элементом, определяющим амплитуду (2.53), является выбор волновой функции ядра ${}^3\text{He}$. Эта функция может быть выражена через фаддеевскую компоненту $\Psi^{(1)}$:

$$|\Psi\rangle = [1 - (1,2) - (1,3)]|\Psi^{(1)}\rangle, \quad (4.23)$$

где (α, β) — оператор перестановки нуклонов с номерами α и β .

В наших расчетах вектор $|\Psi\rangle$ проектируется на базис из векторов $|\mathbf{p}, \mathbf{q}; SM_S m; (Tt)TT_Z\rangle$ (см. [9,10]). Каждый такой вектор есть произведение пространственной, спиновой и изоспиновой частей. Относительные импульсы \mathbf{p} и \mathbf{q} связаны с импульсами нуклонов в ${}^3\text{He}$ соотношениями

$$\mathbf{p} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3), \quad \mathbf{q} = \frac{1}{3}(2\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3).$$

Спиновая часть базисного вектора является собственным состоянием коммутирующих операторов

$$S^2 = (s_2 + s_3)^2, \quad s_1^2, s_2^2, s_3^2, \quad S_Z \text{ и } s_{1Z},$$

а изоспиновая часть — операторов

$$T^2 = (\mathbf{t}_2 + \mathbf{t}_3)^2, \quad t_1^2, t_2^2, t_3^2, \quad T^2 = (\mathbf{T} + \mathbf{t})^2 \text{ и } T_Z,$$

где s_α (t_α) — оператор спина (изоспина) нуклона. Волновая функция ядра ${}^3\text{He}$ в таком базисе определяется совокупностью из 16 комплексных чисел в каждой точке фазового пространства

$$\Psi_{SMmT}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \langle \mathbf{p}, \mathbf{q}; SMsm; (Tt) TT_Z | \Psi_{J=J_z=\frac{1}{2}} \rangle,$$

где $J(J_Z)$ — полный момент (его проекция на ось Z) ядра ${}^3\text{He}$.

Значения волновой функции $\Psi_{SMmT}(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ вычислялись по формулам [10], с использованием параметризации [141] для решений уравнений Фаддеева с потенциалом Рейда с мягким кором. Хорошее согласие между значениями зарядового формфактора $F_{ch}(Q)$ ядра ${}^3\text{He}$, полученными с точными и параметризованными функциями в области переданных импульсов $Q \leq 8 \text{ фм}^{-1}$, т.е. до второго минимума (см. рис.1 в [141]), говорит о достаточно высоком качестве этой параметризации. Расчеты, выполненные нами, подтверждают это заключение.

Амплитуда (2.53) без учета ВКС имеет вид:

$$T_{\lambda}(m_p M_d J_Z) = -e (6\pi/E_{\gamma})^{1/2} \epsilon_{\lambda} \times \\ \times \langle \Phi_{k_p m_p}^{(1)} \Phi_{k_d M_d} (2, 3) | \mathbf{J}(\mathbf{k}_{\gamma}) | \Psi_{1/2 J_Z} \rangle, \quad (4.24)$$

где плоская волна $\Phi_{k_p m_p}^{(1)}$ ($\Phi_{k_d M_d} (2,3)$) относится к испускаемому протону (дейтрону).

Используя свойства тока (2.10), нетрудно видеть, что

$$T_{\lambda} = (-m_p, -M_d, -J_Z) = (-1)^{m_p + M_d + J_Z} T_{\lambda}^* (m_p M_d J_Z). \quad (4.24')$$

Другими словами, для каждого λ только шесть матричных элементов из (4.24) являются независимыми.

Далее, принимая во внимание свойство симметрии амплитуд при отражении относительно плоскости реакции, находим [9]

$$T_{\parallel}(m_p M_d J_Z) = T_{\parallel}^*(m_p M_d J_Z), \quad (4.25)$$

$$T_{\perp}(m_p M_d J_Z) = -T_{\perp}^*(m_p M_d J_Z). \quad (4.26)$$

Таким образом, в случае, когда ϵ_{λ} лежит в плоскости реакции (перпендикулярен к ней) амплитуды реакции (2.52) без учета ВКС являются вещественными (чисто мнимыми). В частности, эти соотношения являются хорошими тестами для сложных численных расчетов с фаддеевскими волновыми функциями.

Из (4.24') следует, что

$$\sigma_{\lambda} \equiv d\sigma_{\lambda}/d\Omega_p = R \sum_{m_p M_d} |T_{\lambda}(m_p M_d)|^2, \quad (4.27)$$

$$\text{где } T_{\lambda}(m_p M_d) = T_{\lambda} \left(m_p M_d J_Z = +\frac{1}{2} \right).$$

Более того, в плосковолновом приближении сечение есть сумма двух некогерентных частей:

$$\sigma_{\lambda} = \sigma_{\lambda}(\text{КТ} + \text{МОТ}) + \sigma_{\lambda}(\text{ТН} + \text{СО}), \quad (4.28)$$

где введены обозначения КТ (ТН) для вкладов конвекционного тока (тока намагнитченности), СО — спин-орбита. Эти свойства упрощают не только вычисления, но и оценки различных вкладов в сечения.

Наши результаты сравниваются с экспериментом и расчетами других авторов (см. рис.25—30). Все расчеты были выполнены с фаддеевскими волновыми функциями ядра ${}^3\text{He}$ для потенциала РМК [31,51,75,76,79, 110,148] и парижского потенциала [89]. Количественные расхождения между результатами наших вычислений и [79] обусловлены, скорее всего,

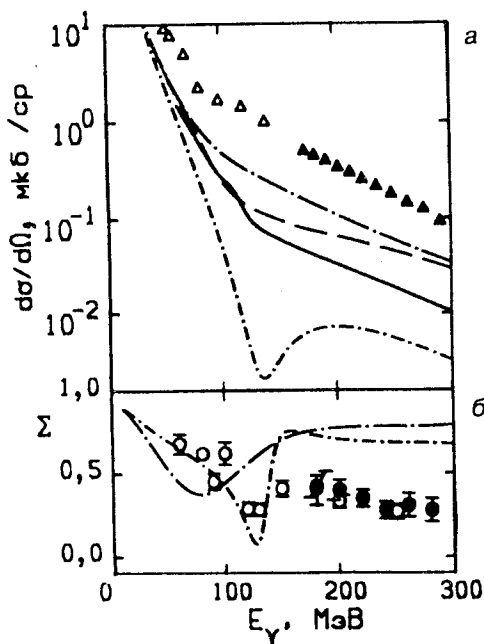


Рис. 25. Дифференциальное сечение и коэффициент асимметрии для двухчастичного фоторасщепления ядра ${}^3\text{He}$ для энергий фотонов при угле протонной эмиссии в с.д.м. $\theta_p^* = 90^\circ$. Показаны результаты вычислений только с КТ и ТН (см. текст). Сплошная (штриховая) кривая взята из [79] ([89]). Штрихпунктирные кривые с короткими (длинными) штрихами рассчитаны в [75,110] с $S(S+D)$ -волнами в $\Psi^{(1)}$ и $S+D$ -волнами в волновой функции дейтрона. (Δ), (\blacktriangle), (\circ) и (\bullet) — данные из [142], [143], [144] и [145] соответственно

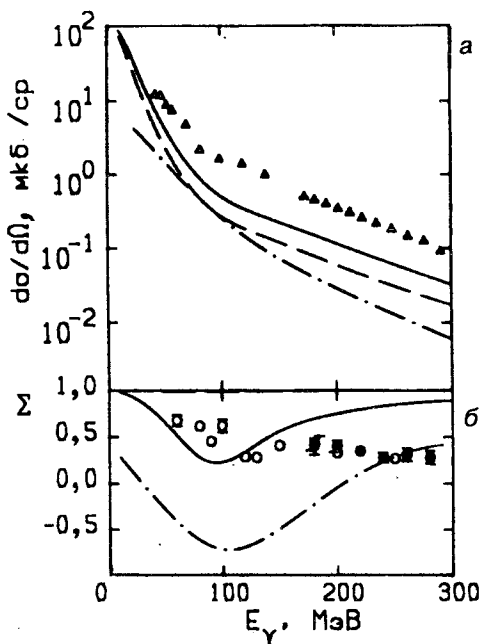


Рис. 26. То же, что на рис.25. Штриховая (штрихпунктирная) кривая рассчитана с КТ (МОТ), сплошные — с КТ+МОТ

Рис. 27. Угловые зависимости дифференциального сечения при $E_\gamma = 240$ МэВ и коэффициента асимметрии при $E_\gamma = 200$ МэВ. Вычисления с теми же токами, что на рис.26. Точки Δ , \blacktriangle и \circ взяты из [146], [147] и [144] соответственно

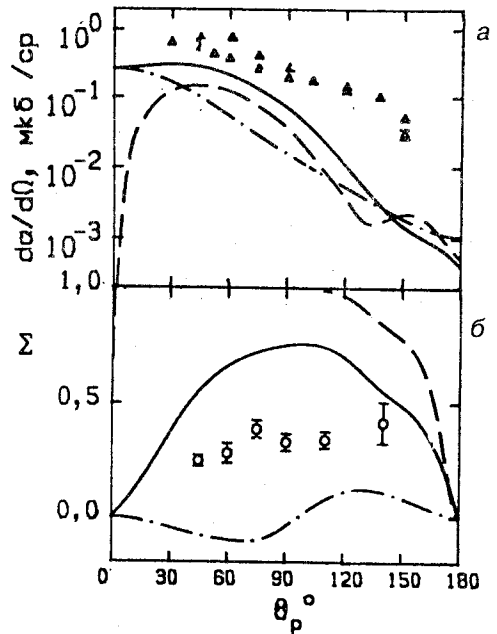
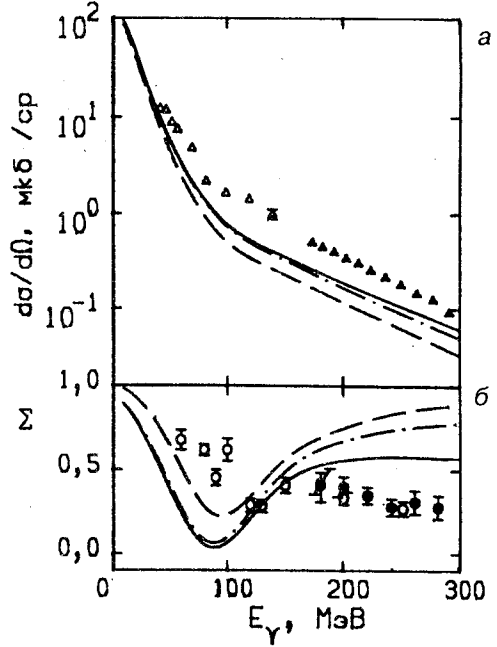


Рис. 28. То же, что на рис. 26. Штриховые (штрихпунктирные) кривые рассчитаны с КТ+МОТ (КТ+МОТ+ТН), сплошные — с КТ+МОТ+ТН+СО током

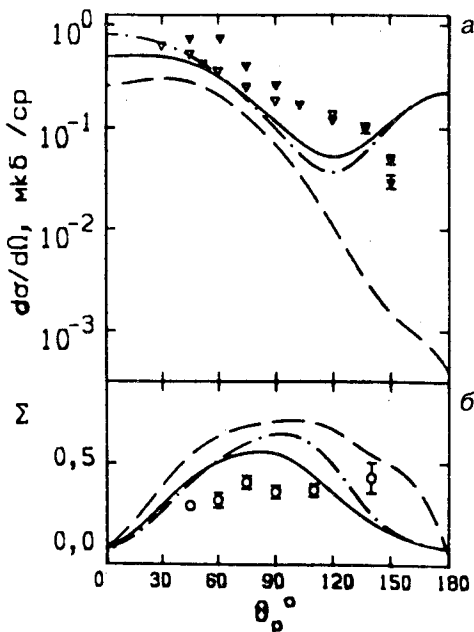


Рис. 29. То же, что на рис. 27. Различия между кривыми указаны в подписи к рис. 28

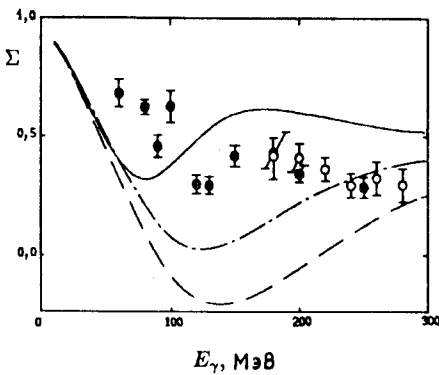


Рис. 30. То же, что на рис. 25,б. Сплошная кривая рассчитана с КТ+ТН+СО током, штриховая (штрихпунктирная) — с π -МОТ ($\pi + \rho$ -МОТ) при значениях $\Lambda_\pi = 1,2$ ГэВ, $\Lambda_\rho = 1,5$ ГэВ и тензорного связующего параметра $\chi_\rho = 6,6$ [96]

различиями в используемых волновых функциях ядра ${}^3\text{He}$: если в [79] эта волновая функция содержит 11 компонент с относительными угловыми моментами $L, l \leq 3$, то в нашем подходе Ψ конструируется по формуле (4.23) для пяти парциальных компонент $\Psi^{(1)}$ [141] с $L, l \leq 2$. Отметим, что в [79] ([141]) были использованы решения уравнений Фаддеева, полученные в [149] ([150]).

Из рис.25 видно, что добавление трех D -волн к двум S -волнам в парциальном разложении $\Psi^{(1)}$ [141] значительно увеличивает сечение в области $E_\gamma \geq 100$ МэВ, делая энергетические зависимости и асимметрии более плавными, и приводит к заполнению провала, положение которого определяется линией узлов в волновой функции ${}^3\text{He}$ (ср. [10]). Причина больших расхождений с вычислениями Лаже [89] остается неясной.

Вклады МОТ почти всегда увеличивают дифференциальное сечение. Как показано на рис.26,а, это усиление составляет около 50%, начиная с $E_\gamma = 30$ МэВ*. Включение МОТ примерно так же влияет на угловое распределение протонов вплоть до углов $\theta_p \simeq 120^\circ$ (рис.27,а). В области $\theta_p \geq 150^\circ$ наблюдается деструктивная интерференция вкладов КТ и МОТ, приводящая к уменьшению значений сечения. Кроме того, более детальный анализ (см., например, [110]) обнаруживает сильное взаимное сокращение вкладов от контактного и пионного токов. Их суммарный вклад может быть усилен посредством увеличения значения Λ (например, полагая $\Lambda = 1,2$ ГэВ). Однако, как показывают наши вычисления, это изменение приводит к еще большим расхождениям между теорией и экспериментом для асимметрии. Еще раз мы приходим к выводу о необходимости определенного согласования МОТ и NN -взаимодействия и важности совместных исследований с неполяризованными и поляризованными частицами.

Что касается конкуренции вкладов контактных токов (КТ) и МОТ, то следует отметить, что всюду выполняется неравенство $\sigma_{\parallel}(\text{КТ}) \gg \sigma_{\perp}(\text{КТ})$ за исключением некоторых интервалов углов протонной эмиссии вперед и назад, где асимметрия быстро падает от единицы до нуля, поскольку мы приближаемся к коллинеарной кинематике. Как видно на рис.27,б, соответствующий интервал в передней полусфере является весьма узким. Вклады МОТ вызывают заметные отклонения Σ от единицы за пределами показанных интервалов. При $\theta_p = 90^\circ$ асимметрия Σ (МОТ) является знакопеременной функцией E_γ (рис.26,б).

Добавление к КТ и МОТ тока намагниченности увеличивает дифференциальное сечение, поскольку его вклад, рассчитанный без ВКС, является, как уже отмечалось, некогерентным по отношению к этим токам. Как следовало ожидать, магнитное взаимодействие наиболее сильно проявляет себя при углах θ_p , близких к 0° и 180° . При углах вылета протонов в заднюю полусферу доминирует механизм отдачи, который отвечает погло-

*Наши результаты на рис. 25—29 приведены для модели МОТ из п.3.2 с параметром $\Lambda = 4m_\pi$.

щению фотона нуклонами-спектаторами. Аналогичный результат был получен при изучении реакций ${}^4\text{He}(\bar{\gamma}, p){}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}(\bar{\gamma}, n){}^3\text{He}$ [132].

Отметим, что в то время, как вклад механизма отдачи, связанный с КТ, определяется компонентами волновой функции Ψ со значениями $S = 1$ и $T = 0, 1^*$, в случае с током намагниченности (ТН) соответствующая амплитуда зависит от всей совокупности компонент этой волновой функции. Наш анализ формирования угловой зависимости сечения на рис.28,а показал, что вклад механизма отдачи для ТН зависит от компоненты ВФ ядра ${}^3\text{He}$ с $T = 1, 0$. Однако, благодаря неравенству $(\mu_p - \mu_n)^2 \gg (\mu_p + \mu_n)^2$, где μ_p (μ_n) — магнитный момент протона (нейтрона), относительная роль переходов через промежуточные состояния с $T = 1$ заметно усиливается. Таким образом, этот результат не соответствует представлениям о кваздейтронном механизме фотоядерных реакций при промежуточных энергиях [151].

Ток намагниченности оказывает заметное влияние на коэффициент асимметрии. Взаимодействие фотонов с магнитными моментами нуклонов увеличивает значения σ_{\perp} , так что $\sigma_{\perp}(\text{ТН}) > \sigma_{\parallel}(\text{ТН})$ при $10 \leq E_{\gamma} \leq 110$ МэВ. Равенство $\sigma_{\perp}(\text{ТН}) = \sigma_{\parallel}(\text{ТН})$ имеет место, если ограничиться рассмотрением только S -волн в $\Psi^{(1)}$, и нарушается при включении D -волн в $\Psi^{(1)}$ или в волновую функцию ${}^3\text{He}$.

Стремясь улучшить согласие между теорией и экспериментом, мы исследовали другие механизмы поглощения фотонов ядром ${}^3\text{He}$, т.е. включили π -мезонный ток с возбуждением Δ -изобары в промежуточном состоянии, ρ -мезонный обменный ток (ρ -МОТ) и спин-орбитальное электромагнитное взаимодействие нуклонов. Роль последнего обсуждается в п.4.7, а здесь отметим, что включение Δ -изобарного тока [96] не отражается сколько-нибудь заметно на энергетических зависимостях на рис.25. Это связано с тем, что его вклад подавлен, например, по отношению к контактному току фактором $\sim k/m$, где k — импульс виртуального пиона. Эффекты ρ -МОТ демонстрирует рис.30.

4.7. Релятивистские поправки в электрорасщеплении дейтрона и двухчастичном развале ${}^3\text{He}$ линейно поляризованными фотонами. Обсуждение роли релятивистских поправок (РП) в этих процессах начнем с определения спин-орбитального тока, о котором говорилось в пп.3.2 и 4.6. Ранее было показано [152,153], что включение спин-орбитального тока улучшает описание сечений и поляризационных наблюдаемых для фоторасщеп-

*Здесь $S(T)$ — спин (изоспин) np -пары, из которой в конечном состоянии образуется дейтрон.

ления дейтрона ниже и выше порога рождения пионов. Обычно этот вклад рассматривается в результате нерелятивистской редукции одночастичного тока $J_{\mu}^{[1]}(\mathbf{q})$:

$$\rho_{SO}^{[1]}(\mathbf{q}) = \mathbf{q}g(\mathbf{q}), \quad (4.29)$$

$$\mathbf{J}_{SO}^{[1]}(\mathbf{q}) = [K, g(\mathbf{q})], \quad (4.30)$$

$$\mathbf{g}(\mathbf{q}) = -\frac{i}{4m^2} \sum_{\alpha} (F_{1\alpha} + 2F_{2\alpha}) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_{\alpha}} [\boldsymbol{\sigma}_{\alpha} \times \mathbf{p}_{\alpha}].$$

Следуя [153], определим пространственные компоненты спин-орбитального тока:

$$\mathbf{J}_{SO}(\mathbf{q}) = \mathbf{J}_{SO}^{[1]}(\mathbf{q}) + \mathbf{J}_{SO}^{[2]}(\mathbf{q}) = [H, g(\mathbf{q})]. \quad (4.31)$$

Ток $\mathbf{J}_{SO}(\mathbf{q}) = (\rho_{SO}^{[1]}(\mathbf{q}), \mathbf{J}_{SO}(\mathbf{q}))$ сохраняется, поскольку

$$\mathbf{q}\mathbf{J}_{SO}(\mathbf{q}) = [H, \rho_{SO}^{[1]}(\mathbf{q})], \quad (4.32)$$

т.е. такое включение спин-орбитального электромагнитного взаимодействия не нарушает градиентной инвариантности.

Можно убедиться, что матричный элемент на энергетической поверхности от $\mathbf{J}_{SO}(\mathbf{q})$ совпадает с известным результатом [107] для спин-орбитального вклада.

Отметим также, что ток (4.31) по классификации, принятой в [154], имеет порядок m^{-3} и является, таким образом, релятивистской поправкой к КТ и ТН, которые пропорциональны m^{-1} . Как показано на рис.28,а, вклад \mathbf{J}_{SO} в дифференциальное сечение при $\theta_p = 90^\circ$ мал по сравнению с МОТ при $E_{\gamma} \lesssim 300$ МэВ. Относительная роль этого тока возрастает с энергией фотонов.

В угловом распределении протонов вклад спин-орбитального тока сосредоточен в передней полусфере, причем $\sigma_{CO}(\theta_p = 0^\circ) \gg \sigma_{CO}(\theta_p = 180^\circ)$. Это объясняется тем, что вклад механизма отдачи, обусловленный \mathbf{J}_{SO} , не проявляет себя сколько-нибудь заметно на фоне прямого выбивания протонов во всем интервале углов θ_p .

Спин-орбитальное взаимодействие оказывает гораздо большее влияние на Σ -асимметрию. В частности, значения Σ на рис.28,б заметно уменьшаются при $E_{\gamma} > 150$ МэВ. При $E_{\gamma} = 300$ МэВ этот релятивистский эффект достигает примерно 30%, приближая рассчитанную энергетическую зависи-

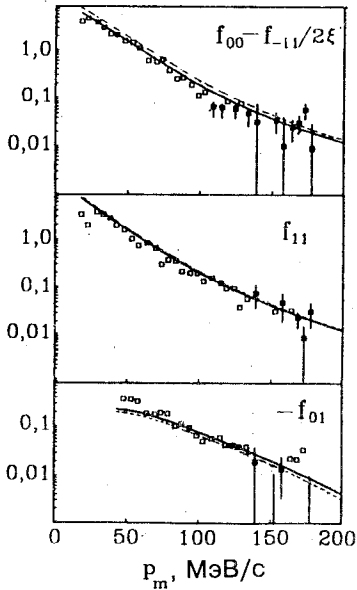


Рис. 31. Зависимость структурных функций, разделенных в эксперименте [54], от потерянного импульса. Сплошные (пунктирные) кривые рассчитаны с ВКС+МОТ ($\Lambda = 1,2$ ГэВ), включая (пренебрегая) релятивистские поправки

Рис. 33. Отношения S_L/S_T (а) и S_{TL}/S_T (б) относительно p_m при $q = 400$ МэВ/с. Различия между кривыми указаны на рис.31. Точки взяты из [157]

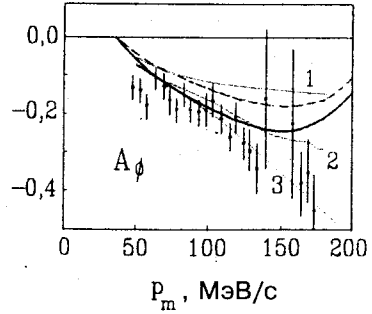
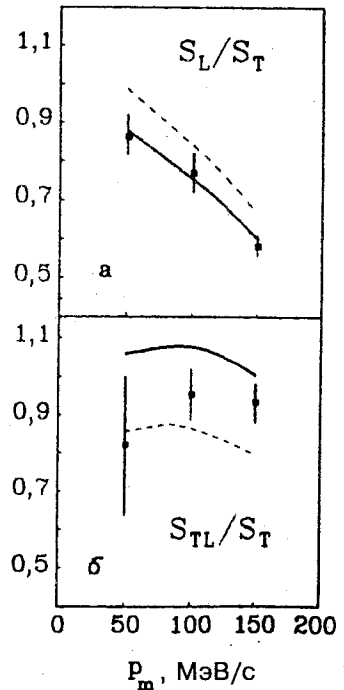


Рис. 32. Азимутальная (лево-правая) асимметрия относительно p_m . Пунктирные кривые 1, 2 и 3 представляют результаты вычислений в подходах [39], [53] и [156] соответственно. Различия между пунктирной и сплошной кривыми такие же, как на рис. 31. Точки взяты из [54]



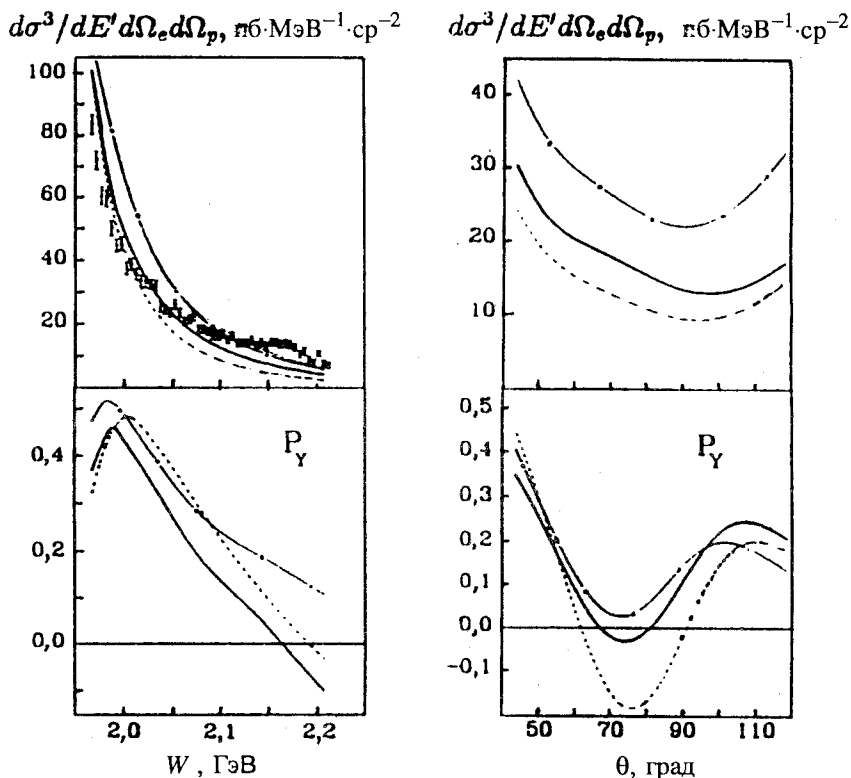


Рис. 34. Дифференциальные сечения (вверху) и поляризация протонов (внизу) для реакции $H(e, e'\bar{p})n$ в зависимости от инвариантной массы W конечной np -пары (слева) и угла θ между \vec{k}_p и \vec{q} при $W = 2,03$ ГэВ (справа). Пунктирные, сплошные и штрихпунктирные кривые представляют наши вычисления [155] в рамках DWBA, DWBA+MOT+ПП и DWBA+MOT соответственно. Экспериментальные данные получены в Бонне [158]

мость Σ к экспериментальным данным. Как показано на рис.31—34, релятивистские поправки могут влиять на различные наблюдаемые в электрорасщеплении дейтрона. В частности, наши вычисления A_ϕ , в которых наряду со спин-орбитальным взаимодействием учитывались поправки Дарвина — Фолди к оператору зарядовой плотности, улучшают согласие теории с экспериментом (ср. пунктирную и сплошную кривые на рис.32). Рассчитанная нами зависимость A_ϕ практически не отличается при небольших $p_m \leq 150$ МэВ/с от кривой, полученной в релятивистском описании [53]. Основными ингредиентами последнего являются:

а) использование полного тока $J_{\mu}^{[1]}(q)$ на массовой оболочке с дираковскими формфакторами F_1 и F_2 (ср. (3.25));

б) решения квазипотенциальных уравнений для начального и конечных состояний np -пары с релятивистским np -взаимодействием, генерируемым π -, ρ -, ε -, ω -, η - и δ -обменами.

Мезонные обменные токи в [53] не рассматривались.

В целом заметное расхождение результатов различных групп, с одной стороны, предъявляет к теории высокие требования и, с другой стороны, требует более прецизионных измерений с продвижением в область больших p_m .

Расчеты на рис.33 отношений

$$S_L/S_T = W_L w_T / W_T w_C, \quad S_{TL}/S_T = W_{LT} w_T / W_T w_I,$$

где величины w_C , w_T и w_I определены согласно СС1-приближению из [69], обнаруживают различные тенденции в их поведении после учета РП. В частности, включение РП на рис.32,б ведет к переоценке данных Сакле [157]. Такое превышение наблюдалось также другими авторами (см. рис.5 из [126]).

Отличительная черта измерений в Бонне [158] состоит в том, что в них зондировались высокоимпульсные компоненты волновой функции дейтрона, $314 \leq p_m \leq 653$ МэВ/с. В этих условиях релятивистские эффекты играют все возрастающую роль, улучшая, как показывают наши расчеты (сплошная кривая на верхней части рис.34,а), согласие теории с экспериментом, и вызывая качественные изменения поляризации выбитых протонов (особенно в области больших W). Конечно, чтобы понять истинную роль релятивистской динамики при таких значениях инвариантной массы, необходимо согласованное ковариантное описание механизмов реакции и структуры дейтрона.

Релятивистские эффекты отчетливо видны в условиях, близких к параллельной кинематике (ср. сплошные линии 1 и 2 на рис.17,18), когда затрагиваются небольшие импульсы нуклонов внутри дейтрона. При этом, как показывает наш анализ, доминирующий вклад происходит от РП Дарвина — Фолди.

4.8. Угловые распределения и поляризация кумулятивных протонов в реакции $d(e, e'\vec{p})n$.

Изучение поляризационных явлений в электрорасщеплении дейтрона для больших углов вылета ($\geq 90^\circ$) нуклонов по отношению к направлению падающего пучка электронов, т.е. в так называемой кумулятивной кинематике, запрещенной для eN -рассеяния на свободном нуклоне в покое, мо-

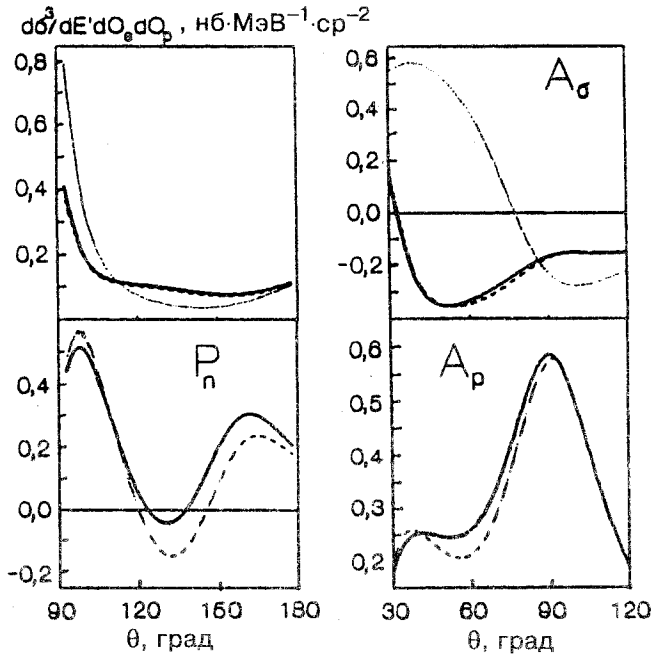


Рис. 35. Угловые зависимости дифференциального сечения σ_0 в $d(e, e'p)n$ и поляризации P в $d(e, e'p)n$ относительно угла θ_p между \vec{k}_p и \vec{k} для случая с $\phi = \pi$ (A_σ и A_p относительно угла θ между \vec{k}_p и \vec{q}) показаны слева (справа). Расчеты в PWBA (DWBA) — точечные кривые (штриховые). DWBA+ π -MOT с $\Lambda = 4m_\pi$ — сплошные

жет быть дополнительным тестом для механизмов рождения частиц под большими углами (см., например, обзоры [159,160] и ссылки там).

Здесь представлены (рис.35) результаты наших первых расчетов [67] угловых зависимостей сечений и поляризации кумулятивных протонов в случае электрорасщепления дейтрона. Показаны также лево-правые асимметрии $A_\sigma \equiv A_\phi$ и A_p :

$$A_i = [F_i(\pi) - F_i(0)] [\sigma_0(\pi) + \sigma_0(0)]^{-1}, \quad (4.33)$$

где $F_\sigma(\phi) = \sigma_0(\phi)$, $F_p = \sigma_0(\phi) P(\phi)$. Эти исследования представляют не только самостоятельный интерес, поскольку кумулятивные процессы на простейшей связанной системе нуклонов являются чувствительными инструментами в поисках проявлений короткодействующих корреляций в мало-

частичных кластерах, погруженных в ядерную среду [161,162]. Мы предпочитаем использовать мезон-нуклонную картину, полагая, что ее возможности далеко не исчерпаны.

Расчеты на рис.35 выполнены при фиксированных значениях энергии $E = 1,8$ ГэВ и $E' = 1,64$ ГэВ падающего и рассеянного электронов и угле рассеяния $\theta_e = 15^\circ$. Эта ситуация соответствует так называемой области провала с $x < 1$, где можно ожидать проявлений ненуклонных степеней свободы.

Как видно, эффекты ВКС играют важную роль в формировании угловых распределений кумулятивных протонов. Вероятно, искажения ВКС можно имитировать, добавляя ненуклонные примеси в волновую функцию дейтрона. Однако при одновременном рассмотрении поляризации кумулятивных протонов такая процедура подвергается серьезным испытаниям. Включение MOT, порождаемых π -обменом, слегка изменяет предсказания DWBA.

Работа по изучению внеоболочечных и релятивистских эффектов в этой области продолжается.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Завершая этот обзор проблем и достижений в современных исследованиях поляризационных явлений в фото- и электрорасщеплении малонуклонных систем, отметим следующее.

1) Измерения с поляризованными дейтериевой и гелиевой мишенями и пучками поляризованных фотонов и электронов высокой интенсивности представляют одно из главных направлений в исследовательских программах многих научных центров. Фронт таких исследований, которые уже принесли богатую информацию о свойствах связанных нуклонов, неуклонно расширяется (особенно с вводом в эксплуатацию ускорителей электронов с малой скважностью).

2) Имеющиеся теоретические результаты в изучении спиновой физики легчайших ядер с помощью неполяризованных и поляризованных фотонов и электронов (в частности, в реакциях с регистрацией рассеянных электронов на совпадение с ядерными фрагментами) создают солидный базис для будущих, еще более информативных поляризационных экспериментов. Это объединение усилий теоретиков и экспериментаторов может дать более глубокое понимание влияния ядерного окружения на электромагнитные взаимодействия связанного нуклона (например, внеоболочечных эффектов в γNN -вершине, которые до сих пор слабо изучены), роли мезонного обмена в формировании спиновых функций отклика малонуклонных систем и

поведения ядерных волновых функций на малых расстояниях по мере продвижения к значениям переданного импульса ~ 1 ГэВ/с.

3) Важное значение для достижения этих целей имеет удовлетворение требованиям градиентной независимости. В частности, как показывают наши расчеты, поляризация протонов для реакции $d(e, e' \vec{p}^{\rightarrow}) n$, тензорные асимметрии мишени для $\vec{d}(e, e' p) n$ и асимметрия пучка в реакции ${}^3\text{He}(\vec{\gamma}, p) d$ с линейно поляризованными фотонами, весьма чувствительны к несогласованностям электромагнитного тока ядра и модели NN -взаимодействия (особенно при зондировании высокоимпульсных компонент дейтрона и ядра ${}^3\text{He}$).

4) Сильное взаимодействие продуктов расщепления ядер фотонами (реальными или виртуальными) является существенным ингредиентом описания различных спиновых наблюдаемых. В частности, в теории без нарушений P - и T -инвариантности поляризация протонов в реакциях $d(e, e' \vec{p}^{\rightarrow}) n$ и ${}^3\text{He}(\gamma, \vec{p}^{\rightarrow}) d$ тождественно равна нулю, если ВКС выключено. Поэтому сравнение соответствующих теоретических предсказаний и результатов измерений могло быть источником дополнительной информации о зависимостях функций непрерывного спектра $2N$ - и $3N$ -систем от модели ядерных сил. Во многих случаях искажения, вносимые ВКС, необходимо учитывать для надежного тестирования механизмов электромагнитного взаимодействия нуклонов и эффектов ядерной структуры. Они могут быть весьма заметными не только вдали от квазисвободной кинематики (ср. наш анализ асимметрий сечений расщепления тензорно-поляризованных дейтронов электронами вблизи фотонной точки с $q_{\mu}^2 = 0$), но и в области квазисвободного пика, когда бьеркеновская переменная $x \equiv 1$. Как мы видели, эффекты ВКС ярко проявляют себя в формировании угловых распределений и поляризации кумулятивных протонов в реакции $d(e, e' \vec{p}^{\rightarrow}) n$. Для фото- и электрорасщепления $3N$ -ядер при промежуточных энергиях проблема включения ВКС в расчетах с реалистическими NN -потенциалами остается открытой для теоретиков.

5) Спиновые наблюдаемые в электрорасщеплении дейтерия и ядра представляют большой интерес для извлечения электрического формфактора нейтрона. Среди предложений в этом направлении, которые либо осуществлены недавно, либо предназначены для машин нового поколения (AmPS, SHR, ELSA, SEBAF), выделим измерения передач поляризации нуклону в реакциях $\vec{d}(\vec{e}, \vec{e}' \vec{n}^{\rightarrow}) p$, $\vec{d}(e, e' \vec{n}^{\rightarrow}) p$ и $\vec{d}(\vec{e}, \vec{e}' \vec{p}^{\rightarrow}) n$, смешанной асимметрии в реакции $\vec{d}(\vec{e}, \vec{e}' n) p$ с векторно-поляризованной мишенью, асимметрии пучка для реакций ${}^3\text{He}(\vec{e}, \vec{e}' n) pp$ (эксперименты в Майнце) и ${}^3\text{He}(\vec{e}, \vec{e}')$ (эксперименты в лаборатории МИТ-Бейтс). Как показывают обширные теоретические исследования, наиболее благоприятные кинематические условия

для эксклюзивных реакций такого типа реализуются в параллельной кинематике, где эффекты ВКС и МОТ малы, так что приходится иметь дело с квазисвободным $eN-e'N'$ рассеянием. Поляризация протонов, индуцированная ВКС в реакции $d(e, e'p^{\rightarrow})n$, испытывает качественные изменения при переходе от одной модели к другой, что делает эту реакцию (без поляризованного пучка электронов) еще одним кандидатом для извлечения этой фундаментальной величины.

6) Мы находим две области, отвечающие левому и правому крыльям квазисвободного пика, где поляризация протонов в реакции $d(e, e'p^{\rightarrow})n$ принимает значения, доступные для измерений на ускорителях типа СЕБАФ. С физической точки зрения было бы интересно осуществить такие измерения в параллельной кинематике, когда эта поляризация описывается наиболее простым образом, т.е. одной структурной функцией, зависящей от ЛТ-интерференции компонент тока дейтрона.

7) Заметные расхождения между результатами теоретических исследований двухчастичного развала ядра ${}^3\text{He}$ фотонами с энергией $E_{\gamma} > 100$ МэВ делают необходимыми дополнительные (может быть, более тщательные) вычисления высокоимпульсных компонент волновой функции этой $3N$ -системы. Следует подчеркнуть, что все эти результаты, полученные без учета ВКС в pd -системе, не дают удовлетворительного описания данных о сечениях реакции ${}^3\text{He}(\gamma, p)d$ и коэффициенте асимметрии. Включение МОТ улучшает описание сечений, но в то же время увеличивает различия между рассчитанными и измеренными значениями асимметрии.

8) Как показывают расчеты, некоторые наблюдаемые в рассматриваемых процессах сильно зависят от релятивистских поправок к электромагнитному току ядра и ядерных ВФ. Так, в условиях квазисвободной кинематики соответствующие эффекты в угловых зависимостях A_{ϕ} -асимметрии, передачи поляризации $P'_t(n)$, $P'_{1Z}(n)$, $P'_{2X}(p)$ и смешанной асимметрии $A'_{\nu}(\pi/2, 0)$ для эксклюзивного расщепления дейтрона проявляются при сравнительно небольших q_{μ}^2 . Поскольку в таких ситуациях эти наблюдаемые определяются продольно-поперечными структурными функциями, разделение структурных функций может дать новую информацию о роли релятивистских эффектов в ядрах.

Разумеется, при зондировании высокоимпульсных компонент ядерных ВФ необходима дальнейшая релятивизация теории, включающая, например, эффекты запаздывания в МОТ и решения релятивистских уравнений для состояний адронной системы либо в подходе Окубо, который оперирует с частицами на массовых оболочках, либо в рамках формализма Бете — Солпитера с частицами вне массовых оболочек в промежуточных состояниях.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Покажем, что метод Окубо, описанный в п.3.1, является примером решения общей алгебраической задачи о диагонализации эрмитовской матрицы с помощью унитарного преобразования.

С этой целью обратимся к модели взаимодействующих полей, нейтрального скалярного поля (скалярного мезонного поля) и бесспинового фермионного поля, в которой пренебрегают отдачей «тяжелого» фермиона:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I, \quad (\text{A.1})$$

$$\mathcal{H}_0 = m_0 \int \psi^+(\mathbf{p}) \psi(\mathbf{p}) d\mathbf{p} + \int \omega(\mathbf{k}) a^+(\mathbf{k}) a(\mathbf{k}) d\mathbf{k}, \quad (\text{A.2})$$

$$\mathcal{H}_I = \frac{g}{(2\pi)^{3/2}} \int d\mathbf{p} \int d\mathbf{k} \frac{f(\mathbf{k}^2)}{\sqrt{2\omega(\mathbf{k})}} \psi^+(\mathbf{p} + \mathbf{k}) \psi(\mathbf{p}) [a(\mathbf{k}) + a^+(-\mathbf{k})], \quad (\text{A.3})$$

где $\omega(\mathbf{k}) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + \mu^2}$, μ — масса мезона, $f(\mathbf{k}^2)$ — обрезывающий фактор и m_0 — затравочная («голая») масса фермиона.

Нетривиальные соотношения коммутации для фермионных полей $\psi^+(\mathbf{p})$ ($\psi(\mathbf{p})$) и $a^+(\mathbf{k})$ ($a(\mathbf{k})$) операторов рождения (уничтожения) выглядят обычным образом:

$$\begin{aligned} \{\psi(\mathbf{p}), \psi^+(\mathbf{p}')\} &= \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}'), \\ [a(\mathbf{k}), a^+(\mathbf{k}')] &= \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}'). \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Рассмотрим унитарное преобразование

$$V = \exp(iS), \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{aligned} iS &= \frac{g}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{f(\mathbf{k}^2)}{\sqrt{2\omega^3(\mathbf{k})}} \{B(\mathbf{k}) a(\mathbf{k}) - B^+(\mathbf{k}) a^+(\mathbf{k})\} \equiv \\ &\equiv g(X - X^+), \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

где введено обозначение $B(\mathbf{k})$ для фурье-преобразования барионной плотности:

$$B(\mathbf{k}) = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \psi^+(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \int \psi^+(\mathbf{p} + \mathbf{k}) \psi(\mathbf{p}) d\mathbf{p}. \quad (\text{A.7})$$

Используя соотношения коммутации, в частности, тождество

$$[AB, CD] = A[B, C]D + C[A, D]B,$$

которое справедливо, когда $[A, C] = [B, D] = 0$, находим

$$[X, X^+] = \int \frac{f^2(\mathbf{k}^2)}{2\omega^3(\mathbf{k})} \frac{B(\mathbf{k}) B^+(\mathbf{k})}{(2\pi)^3} d\mathbf{k}, \quad (\text{A.8})$$

$$[X, [X, X^+]] = 0. \quad (\text{A.9})$$

Но при выполнении (A.9) можно показать, что

$$V = e^{g(X - X^+)} = e^{-gX^+} e^{gX} e^{g^2/2 [X, X^+]}. \quad (\text{A.10})$$

Отсюда получаем

$$V^+ a(\mathbf{k}) V = a(\mathbf{k}) - g \frac{f(\mathbf{k}^2)}{\sqrt{2} (2\pi)^3 \omega^3(\mathbf{k})} B^+(\mathbf{k}) \quad (\text{A.10})$$

и

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_V \equiv V^+ \mathcal{H} V = m B(0) - \delta m B(0) - \int \omega(\mathbf{k}) a^+(\mathbf{k}) a(\mathbf{k}) d\mathbf{k} - \\ - \frac{g^2}{(2\pi)^3} \int \frac{f^2(\mathbf{k}^2)}{2\omega^2(\mathbf{k})} B^+(\mathbf{k}) B(\mathbf{k}) d\mathbf{k}. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

В (A.11) выделен массовый контрчлен с $\delta m = m - m_0$. Он возникает естественным образом, коль скоро нас интересует потенциальная часть без самодействия:

$$\begin{aligned} \int \frac{f^2(\mathbf{k}^2)}{2\omega^2(\mathbf{k})} B^+(\mathbf{k}) B(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \int \frac{f^2(\mathbf{k}^2)}{2\omega^2(\mathbf{k})} d\mathbf{k} B(0) - \\ - \int d\mathbf{k} \frac{f^2(\mathbf{k}^2)}{2\omega^2(\mathbf{k})} \int d\mathbf{p} \int d\mathbf{p}' \psi^+(\mathbf{p} + \mathbf{k}) \psi^+(\mathbf{p}') \psi(\mathbf{p}) \psi(\mathbf{p}' + \mathbf{k}), \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

откуда

$$\delta m = - \frac{g^2}{(2\pi)^3} \int \frac{f^2(\mathbf{k}^2)}{2\omega^2(\mathbf{k})} d\mathbf{k}. \quad (\text{A.13})$$

Второе слагаемое в (A.12) может быть записано в канонической форме для потенциальной энергии (двухчастичный оператор):

$$V = \int d\mathbf{x} \int d\mathbf{x}' \psi^+(\mathbf{x}) \psi^+(\mathbf{x}') V(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \psi(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}'), \quad (\text{A.14})$$

$$V(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = - \frac{g^2}{(2\pi)^3} \int \frac{f^2(\mathbf{k}^2)}{2\omega^2(\mathbf{k})} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')} d\mathbf{k}. \quad (\text{A.15})$$

Итак,

$$\mathcal{H}_V = m B(0) + H_M + V,$$

$$H_M = \int \omega(\mathbf{k}) a^+(\mathbf{k}) a(\mathbf{k}) d\mathbf{k}. \quad (\text{A.16})$$

Мы видим, что существенным отличием \mathcal{H}_V от \mathcal{H} является разделение его на часть H_M , действующую в мезонном секторе, и остальную, в фермионном секторе R_0 . Тогда получаем:

$$H^{\text{eff}} \equiv P_0 \mathcal{H}_V P_0 = m P_0 B(0) P_0 + P_0 V P_0, \quad (\text{A.17})$$

где, следуя обозначениям п.3.1, введен оператор проектирования на подпространство P_0 без мезонов:

$$P_0 = |0\rangle \langle 0| + |N; 0\rangle \langle N; 0| + |NN; 0\rangle \langle NN; 0| + \dots$$

По определению имеем

$$a(\mathbf{k}) |0\rangle = 0, \quad \psi(p) |0\rangle = 0 \quad (\text{A.18})$$

для «голового» вакуума и

$$|N; 0\rangle = \psi^\dagger(p) |0\rangle \quad (\text{A.19})$$

для однофермионных состояний. Отсюда следует, что

$$\mathcal{H}_0 |0\rangle = 0.$$

Кроме того, в данной модели $\mathcal{H} |0\rangle = 0^*$, но

$$\mathcal{H} |N; 0\rangle \neq \lambda |N; 0\rangle.$$

В этой связи отметим, что решению задачи на собственные значения

$$H^{\text{eff}} |\chi\rangle = E |\chi\rangle \quad (\text{A.20})$$

сопоставляется унитарный партнер

$$\mathcal{H} |\Psi\rangle = E |\Psi\rangle, \quad |\Psi\rangle = V |\chi\rangle. \quad (\text{A.21})$$

Мы видим, что

$$H^{\text{eff}} |0\rangle = 0, \quad (\text{A.22})$$

т.е. голый вакуум является собственным состоянием H^{eff} с нулевой энергией. Далее, согласно (A.20)—(A.21), имеем

$$\mathcal{H} |\Psi_0\rangle = 0, \quad |\Psi_0\rangle = V |0\rangle.$$

Но в данной модели

$$V |0\rangle = |0\rangle,$$

*. Это было бы не так, если бы в модель были включены антифермионы.

т.е.

$$|\Psi_0\rangle = |0\rangle. \quad (\text{A.23})$$

Из

$$H^{\text{eff}} |N; 0\rangle = m |N; 0\rangle \quad (\text{A.24})$$

получаем, что

$$\mathcal{H} |\Psi_N\rangle = m |\Psi_N\rangle, \quad (\text{A.25})$$

$$|\Psi_N\rangle = V |N; 0\rangle = \psi_d^+(\mathbf{p}) |\Psi_0\rangle = \psi_d^+(\mathbf{p}) |0\rangle, \quad (\text{A.26})$$

где $\psi_d^+(\mathbf{p}) = V \psi^+(\mathbf{p}) V^+$ — «одетый» фермионный оператор. Заметим также, что

$$H^{\text{eff}} |N; 0\rangle = H_0(m) |N; 0\rangle,$$

$$H_0(m) = m B(0),$$

в то время как

$$\mathcal{H}_0 |N; 0\rangle = m_0 |N; 0\rangle. \quad (\text{A.27})$$

Другими словами, можно положить

$$|\Psi_N\rangle = |N; m\rangle = |N; \text{out}\rangle = V |N; 0\rangle. \quad (\text{A.28})$$

Это соотношение подчеркивает различия между описаниями фермионных состояний в *in (out)*-формализме (вектора в фокковском пространстве R) и подходе Окубо (вектора в секторе $R_0 \subset R$). Точно таким образом можно построить эффективный генератор бустов \mathbf{K}^{eff} с иллюстрацией утверждения о том, что два некоммутирующих эрмитовых оператора \mathcal{H} и \mathbf{K} приводятся одним унитарным преобразованием (в данном случае (A.5)) к квазидиагональному виду (см. обсуждение в [122]).

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Коэффициенты разложения

$$\bar{u}(p') \Gamma_\mu(p', p) u(p) = \varphi^+(A_\mu + \mathbf{B}_\mu \sigma) \varphi \quad (\text{B.1})$$

определяются соотношениями

$$A_\mu = \frac{1}{2} \text{Sp} \left\{ (\not{p}' + m) \Gamma_\mu(p', p) (\not{p} + m) \frac{1 + \gamma_0}{2} \right\}, \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{B}_\mu = \frac{1}{2} \text{Sp} \left\{ (\not{p}' + m) \Gamma_\mu(p', p) (\not{p} + m) \frac{1 + \gamma_0}{2} \boldsymbol{\gamma} \gamma_5 \right\}. \quad (\text{B.3})$$

После несложных вычислений находим

$$A_{\mu} = N_{\mathbf{p}'} N_{\mathbf{p}} \left\{ G_M [m^2 + p'p] \delta_{\mu 0} - i [p'_{\mu} (E_{\mathbf{p}} + m) + p_{\mu} (E_{\mathbf{p}'} + m)] + \right. \\ \left. + \frac{i}{2m} F_2 (p' + p)_{\mu} [m^2 - pp' + m (E_{\mathbf{p}'} + E_{\mathbf{p}})] \right\}, \quad (\text{Б.4})$$

$$\mathbf{B}_{\mu} = N_{\mathbf{p}'} N_{\mathbf{p}} \left\{ -\frac{F_2}{2m} (p' + p)_{\mu} [\mathbf{p}' \times \mathbf{p}] + G_M \left[i [\mathbf{p}' \times \mathbf{p}] \delta_{\mu 0} - \right. \right. \\ \left. \left. - (1 - \delta_{\mu 0}) \left([\hat{\mathbf{n}}^{(\mu)} \times \mathbf{p}'] (E_{\mathbf{p}} + m) - [\hat{\mathbf{n}}^{(\mu)} \times \mathbf{p}] (E_{\mathbf{p}} + m) \right) \right] \right\},$$

$$N_{\mathbf{p}} = [2E_{\mathbf{p}} (E_{\mathbf{p}} + m)]^{-1/2}, \quad G_M = F_1 + F_2, \quad (\text{Б.5})$$

где $\hat{\mathbf{n}}^{(k)}$ ($k = 1, 2, 3$) обозначены единичные векторы с компонентами: $\hat{n}_i^{(k)} = \delta_{ik}$. Аргументы $(p' - p)^2$ в формфакторах F_1 , F_2 и G_M опущены.

Из (3.27) следует, что

$$(p' - p)^{\mu} A_{\mu} = 0, \quad (\text{Б.6})$$

$$(p' - p)^{\mu} \mathbf{B}_{\mu} = 0. \quad (\text{Б.7})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ В

Рассмотрим более детально выражение

$$x = \frac{\mathbf{q}^2 - \omega^2}{2m\omega} = 1. \quad (\text{В.1})$$

В этом случае, полагая $m_p = m_n = m$, имеем для инварианта $s = (\omega + m_d)^2 - \mathbf{q}^2$:

$$s = 4m^2 \left(1 + \frac{\omega}{2m} \right) \left[1 - \frac{\varepsilon_d}{m} + O \left(\frac{\varepsilon_d^2}{m^2} \right) \right], \quad (\text{В.2})$$

где $\varepsilon_d > 0$ — энергия связи дейтрона. Предельный угол θ_{lim} определяется соотношением

$$\sin^2 \theta_{\text{lim}} = \left(\frac{\gamma_p^* v_p^*}{\gamma v} \right)^2 = \frac{sk^*{}^2}{m^2 q^2} \leq 1, \quad (\text{В.3})$$

где $v (v_p^*)$ — скорость с.ц.м. относительно л.с. (выбитого протона в с.ц.м.).

γ и γ_p^* — соответствующие лоренц-факторы.

Из (В.2) находим

$$\sin^2 \theta_{\text{lim}} = \left(1 - \frac{\varepsilon_d}{m} \right) \left[1 - \frac{2\varepsilon_d}{\omega} \left(1 + \frac{\omega}{2m} \right) \right]. \quad (\text{В.4})$$

Таким образом, при условии (В.1) $\theta_{\text{lim}} = \pi/2$ с точностью до членов $\sim \varepsilon_d/m$ и $\varepsilon_d/\omega \ll 1$. Более того, используя преобразование Лоренца

$$\mathbf{k}_p^* = \mathbf{k}_p + \left[\frac{\mathbf{k}_p \mathbf{q}}{\omega + m_d + \sqrt{s}} - E_p \right] \frac{\mathbf{q}}{\sqrt{s}} \quad (\text{В.5})$$

и пренебрегая членами $\sim \varepsilon_d/m_d$, ε_d/ω и $\omega^2/m^2 \ll 1$, можно показать, что

$$\cos \theta^* = \cos 2\theta - \frac{\omega}{4m} \sin^2 2\theta, \quad (\text{В.6})$$

т.е. в хорошем приближении $\theta^* = 2\theta$, если бьеркеновская переменная $x = 1$ и $\omega/4m \ll 1$.

ПРИЛОЖЕНИЕ Г

Здесь нас будут интересовать свойства преобразования вектора

$$\mathbf{P} = \frac{\text{Sp} \{ \sigma (1) T_{\rho_e} T^+ \}}{\text{Sp} \{ T_{\rho_e} T^+ \}}, \quad (\text{Г.1})$$

где ρ_e — поляризационная матрица плотности для электронов, относительно группы Лоренца.

По определению T -матрица имеет следующие свойства:

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{k}_p \sigma_p \mathbf{k}_n \sigma_n \mathbf{k}' \sigma' | T | \mathbf{k} \sigma \mathbf{k}_d \sigma_d \rangle = \\ & = \langle \mathbf{k}_p \sigma_p \mathbf{k}_n \sigma_n \mathbf{k}' \sigma' | V^+(\Lambda) T V(\Lambda) | \mathbf{k} \sigma \mathbf{k}_d \sigma_d \rangle. \end{aligned}$$

Соответствие $\Lambda \rightarrow V(\Lambda)$ реализует некоторое унитарное представление группы Лоренца. Имея в виду известную независимость следа матриц от выбора базиса, удобно выбрать канонический базис $|p\sigma\rangle \equiv |[ms] p\sigma\rangle$. Каж-

дый из векторов последнего описывает состояние частицы с массой m , спином s , импульсом \mathbf{p} и проекцией спина σ на ось квантования.

По определению

$$V(\Lambda) |\mathbf{p}\sigma\rangle = D_{\sigma\sigma}^{(s)}(R(\Lambda, \mathbf{p}, \mathbf{p})) |\Lambda \mathbf{p} \sigma\rangle, \quad (\Gamma.3)$$

где вигнеровское вращение $R(\Lambda, \mathbf{p}, \mathbf{p})$ может быть записано в виде

$$R(\Lambda, \mathbf{p}, \mathbf{p}) = L^{-1}(\Lambda, \mathbf{p}) \Lambda L(\mathbf{p}). \quad (\Gamma.4)$$

Буст $L(\mathbf{p})$ преобразует $m(1, 0, 0, 0)$ в $p = (\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}, \mathbf{p})$. Теперь можно показать, что

$$\mathbf{P} = R(\Lambda, \mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p) \mathbf{P}(\Lambda), \quad (\Gamma.5)$$

$$\mathbf{P}(\Lambda) = \frac{\text{Sp} \{ \sigma(1) T(\Lambda) \rho_e(\Lambda) T^+(\Lambda) \}}{\text{Sp} \{ T(\Lambda) \rho_e(\Lambda) T^+(\Lambda) \}}, \quad (\Gamma.6)$$

где $\rho_e(\Lambda) = V(\Lambda) \rho_e V^+(\Lambda)$ и $T(\Lambda)$ обозначает T -матрицу, в которой 4-импульсы всех частиц заменены трансформированными: $k_p \rightarrow \Lambda k_p$, $k' \rightarrow \Lambda k'$ и т.д.

Итак, при переходе от одной системы отсчета к другой вектор поляризации (Г.1) подвергается вигнеровскому повороту (Г.5).

Если Λ есть буст L со скоростью v , то соответствующее преобразование $R(L, \mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p)$ есть вращение вокруг $\mathbf{v} \times \mathbf{k}_p$ — направления на угол Ψ , который определяется соотношением

$$\left(1 + \gamma + \frac{E_p^*}{m} + \frac{E_p}{m} \right) \text{tg} \frac{\Psi}{2} = \frac{\gamma |\mathbf{v} \times \mathbf{k}_p|}{m}. \quad (\Gamma.7)$$

В рассматриваемом случае, когда

$$\gamma v = \mathbf{q} / \sqrt{s}, \quad (\Gamma.8)$$

получаем

$$\text{tg} \frac{\Psi}{2} < \frac{1}{4} \frac{q}{\sqrt{s}} \frac{k_p}{m} \sin \theta. \quad (\Gamma.9)$$

Другими словами, компоненты поляризации протонов заметно изменяются при вращении (Г.5) в ультрарелятивистском пределе, когда 3-импульс k_p сравним с массой протона. Этот эффект становится более существенным с возрастанием θ . Кроме того, в компланарной геометрии компонента P_Y остается неизменной.

Тщательное рассмотрение преобразования $\rho_e \rightarrow \rho_e(\Lambda)$ можно найти в нашей статье [18].

ПРИЛОЖЕНИЕ Д

Структурные функции W_i^{JM} и \bar{W}_i^{JM} в л.с. связаны со структурными функциями f_i^{JM} из [13] следующим образом:

$$\begin{aligned} W_i^{JM} &= d_i f_i^{JM} & (i = L, T), & \quad (Д.1) \\ W_k^{JM} &= d_k f_k^{JM(+)}, & \bar{W}_k^{JM} &= d_k (1 - 2\delta_{y_2}) f_k^{JM(-)}, \\ f_k^{JM(\pm)} &= \frac{1}{2} (2 - \delta_{MO}) [f_k^{JM} \pm (-1)^{J-M} f_k^{J, -M}], & & \\ & & (k = LT, TT). & \quad (Д.2) \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения

$$d_i = \frac{c \bar{\rho}_i}{\sigma_M R} \frac{d\Omega_{np}^*}{d\Omega_p}, \quad (Д.3)$$

$$\bar{\rho}_L / \beta^2 = \bar{\rho}_T = -\bar{\rho}_{TT} = \sqrt{2} \bar{\rho}_{LT} / \beta = q_\mu^2 / 2\eta, \quad (Д.4)$$

где кинематический фактор C определен в [13], $\beta = |\mathbf{q}'| / |\mathbf{q}^*|$.

Якобиан перехода из с.ц.м. в л.с. равен

$$\frac{d\Omega_{np}^*}{d\Omega_p} = k_p \left[k_p^* \gamma \left(1 - \frac{E}{k_p} v \cos \theta \right) \right]^{-1}. \quad (Д.5)$$

Инклюзивная функция отклика $R_{LT}^{\prime 11}$ в (2.42) пропорциональна функции отклика $F_{LT}^{\prime 1-1}$ из [16]:

$$R_{LT}^{\prime 11} = -\frac{6c}{\sigma_M} \bar{\rho}_{LT} F_{LT}^{\prime 1-1}. \quad (Д.6)$$

Что касается асимметрий (2.39)—(2.41), то имеют место равенства:

$$A_{v,t} = A_d^{V,T}, \quad (Д.7)$$

$$A'_{v,t} = A_{ed}^{V,T}, \quad (Д.8)$$

где величины в правых частях определены в [17].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meyer W. — Nucl. Phys., 1985, vol.A446, p.381.
2. Andresen H.G. — Proc. 6th Seminar Electr. Interactions Nuclei at Low and Medium Energies, Moscow, 1986, p.318.
3. Donnelly T.W., Raskin A.S. — Ann Phys., 1986, vol.169, p.247.
4. Madey R., Kowalski S. — Proposal 85-05 to MIT-Bates Research Program, 1985.
5. Рекало М.П., Гах Г.И., Рекало А.П. — УФЖ, 1986, т.31, с.1293.
6. Arenhövel H. — Phys. Lett., 1987, vol.B199, p.13.
7. Шебеко А.В. — Proc. Int. Conf. Theory of Few-Body and Quark-Hadronic Systems, JINR, Dubna, 1987, p.183.
8. Mostovoy M.V., Nikolenko D.M., Ospanov K.T. et al. — Phys. Lett., 1987, vol.B188, p.181.
9. Котляр В.В., Шебеко А.В. — ЯФ, 1987, т.45, с.984.
10. Kotlyar V.V., Shebeko A.V. — Z. Phys., 1987, vol.A327, p.301.
11. Finn J.M., Lourie R.W., Perdrisat C.F., Ulmer P.E. — Proposal 88-21 to MIT-Bates Research Program, 1988.
12. Корчин А.Ю., Мельник Ю.П., Шебеко А.В. — ЯФ, 1988, т.48, с.387.
13. Arenhövel H., Leidemann W., Tomusiak E.L. — Z. Phys., 1988, vol.A331, p.123; 1989, vol.A334, p.363 (E).
14. Буров В.В., Достовалов В.Н., Суськов С.Э. — ЭЧАЯ, 1992, том 23, вып.3, с.721.
15. Korchin A.Yu., Mel'nik Yu.P., Shebeko A.V. — Few-Body Systems, 1990, vol.9, p.211.
16. Leidemann W., Tomusiak E.L., Arenhövel H. — Phys. Rev., 1991, vol.C43, p.1022.
17. Arenhövel H., Leidemann W., Tomusiak E.L. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.455.
18. Mel'nik Yu.P., Shebeko A.V. — Few-Body Systems, 1992, vol.13, p.59.
19. Mel'nik Yu.P., Shebeko A.V. — Phys. Rev., 1993, vol.C48, p.1259.
20. Mosconi B., Pauschenwein J., Ricci P. — Phys. Rev., 1993, vol.C48, p.332.
21. Mel'nik Yu.P. — Proc. Nat. Conf. Physics of Few-Body and Quark-Hadronic Systems. Eds. Boldyshev V., Kotlyar V., Shebeko A. (Kharkov, 1992), 1994, p.293.
22. Walcher Th. — Proc. 13th European Conf. Few-Body Problems in Physics. Eds. Ciofi degli Atti C., Pace E., Salme G., Simula S. (Isola d'Elba, 1991), Few-Body Systems, Suppl.6, Springer-Verlag, 1992, p.393.
23. de Witt Huberts P.K.A. — ibid, p.408.
24. Mougey J. — ibid, p.421.
25. Bernstein A. — ibid, p.485.
26. Hersman W.F. — ibid, p.499.
27. Gilman R. — Proc. Nat. Conf. Physics of Few-Body and Quark-Hadronic Systems. Eds. Boldyshev V., Kotlyar V., Shebeko A. (Kharkov, 1992), 1994, p.273.
28. Saha A. — ibid, p.416.
29. Sorokin P.V. — Proc. 6th Seminar Electr. Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies, Moscow, 1986, p.318.
30. Arenhövel H., Sanzone M. — Few-Body Systems, Suppl.3, Springer-Verlag, 1991.

31. **Kotlyar V.V., Shebeko A.V.** — Proc. 10th Int. Seminar of High Energy Physics Problems. Eds. Baldin A.M., Burov V.V., Kaptari L.P. (Dubna, 1990). World Scientific Publ. Co., 1991, p.392.
32. **Boffi S.** — Proc. CEBAF Summer Workshop. Eds. Gross F., Mineghart R. Newport News, SURA 1986, p.133.
33. **Gross F.** — Research Program at CEBAF (III), Newport News, SURA 1988, p.183.
34. **McKeown R.D.** — Proc. 14th European Conf. Few-Body Problems in Physics. Eds. Bakker B.L.G., van Dantzig R. (Amsterdam, 1993). Springer-Verlag, 1994, p.104.
35. **Ciofi degli Atti C., Scopetta S., Pace E., Salme G.** — *ibid*, p.458.
36. **Шебеко А.В.** — В сб.: Материалы XXVII Зимней школы ПИЯФ. Санкт-Петербург, 1993, с.89.
37. **Shebeko A.V.** — Proc. 6th Seminar Electr. Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies, Moscow, 1986, p.200.
38. **Шебеко А.В.** — Лекция на всесоюзной Школе по теоретической ядерной физике им. В.М.Галицкого. М.: МИФИ, 1991, с.56.
39. **Arenhövel H.** — Nucl. Phys., 1982, vol.A384, p.287.
40. **Bernheim M., Bussiere A., Mougey J. et al.** — Nucl. Phys., 1981, vol.A365, p.349.
41. **Turk-Chieze S., Barreau P., Bernheim M. et al.** — Phys. Lett., 1984, vol.B142, p.145.
42. **Kazes E., Feuchtwang T.E., Cutler P.H. et al.** — Ann. Phys. 1982, vol.142, p.80.
43. **Шебеко А.В.** — Лекция на всесоюзной Школе по теоретической ядерной физике им. В.М.Галицкого М.: МИФИ, 1991, с.40.
44. **Шебеко А.В.** — ВАНТ, серия: Ядерно-физические исследования (теория и эксперимент), вып. 2/20/, Харьков, 1991, с.3.
45. **Mishnev S.I., Nikolenko D.M., Popov S.G. et al.** — Phys. Lett., 1993, vol.B302, p.23.
46. **Day D.** — CEBAF proposal 89-018, 1989.
47. **Mosconi B., Pauschenwein J., Ricci P.** — Few-Body Systems. 1992, Suppl. 6, p.223.
48. **Tamura K., Niwa T., Sato T., Ohtsubo H.** — Nucl. Phys., 1992, vol.A536, p.597.
49. **Beck G., Arenhövel H.** — Few-Body Systems, 1992, Suppl. 13, p.165.
50. **Arenhövel H., Göller H., Beck G.** — Proc. Nat. Conf. Physics of Few-Body and Quark-Hadronic Systems. Eds. Boldyshev V., Kotlyar V., Shebeko A. (Kharkov, 1992), 1994, p.132.
51. **Kotlyar V.V.** — *ibid*, p.145.
52. **Wilbois T., Back G., Arenhövel H.** — Preprint-T-93-10, Mainz, 1993.
53. **Hummel E., Tjon J.A.** — Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.21.
54. **van der Schaar M., Arenhövel H., Block H.P. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.68, p.776.
55. **Ducret J.E.** — PhD thesis, Orsay: Univ. de Paris — Sud, 1992.
56. **Jaus W., Woolcock W.S.** — Helv. Phys. Acta., 1984, vol.57, p.644.
57. **Gross F., Riska D.O.** — Phys. Rev., 1987, vol.C36, p.1928.
58. **Korchin A.Yu., Shebeko A.V.** — Preprint KFTI 88-56, Kharkov, 1988.
59. **Корчин А.Ю., Шебеко А.В.** — ЯФ, 1991, т.54, с.357.
60. **Korchin A.Yu.** — Proc. Nat. Conf. Physics of Few-Body and Quark-Hadronic Systems. Eds. Boldyshev V., Kotlyar V., Shebeko A. (Kharkov, 1992), 1994, p.105.

61. Renard F.M., Tran Thanh Van, Bellac M. — Nuovo Cim., 1965, vol.38, p.565,1688.
62. Adam Jr.J., Truhlik E., Adamova D. — Nucl. Phys., 1989, vol.A492, p.556.
63. Okubo S. — Progr. Theor. Phys., 1954, vol.12, p.603.
64. Fukuda N., Sawada K., Taketani M. — *ibid.*, p.156.
65. Gari M., Hyuga H. — Nucl. Phys., 1976, vol.A274, p.333.
66. Glöckle W., Müller L. — Phys. Rev., 1981, vol.C23, p.1183.
67. Mel'nik Yu.P., Shebeko A.V. — PANIC XIII, Perugia (Italy), 1993, Book of Abstracts vol.1, p.322.
68. Schmitt K.-M., Arenhövel H. — Few-Body Systems, Suppl.4, Springer-Verlag, 1991.
69. de Forest T. — Nucl. Phys., 1983, vol.A392, p.232.
70. Meyerhoff M.E., Eyl D., Frey A. et al. — Phys. Lett., 1994, vol.B327, p.201.
71. Jones-Woodward C.E., Beise E.J., Belz J.E. et al. — Phys. Rev., 1991, vol.C44, p.R571;
Jones C.E., Beise E.J., Belz J.E. et al. — Phys. Rev., 1993, vol.C47, p.110.
72. Thompson A.K., Bernstein A.M., Chupp T.E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.68, p.2901.
73. Blankleider B., Woloshyn R.M. — Phys. Rev., 1984, vol.C29, p.538.
74. Kotlyar V.V., Shebeko A.V. — Contr. P4 to Europhysics Conference Nuclear Physics with Electromag. Probes, Paris, 1985, Conf. Abstracts, p.290.
75. Котляр В.В., Шебеко А.В. — ЯФ, 1990, т.51, с.1008.
76. Котляр В.В., Шебеко А.В. — ЯФ, 1990, т.52, с.1320.
77. Беляев А.А., Гетьман В.А., Горбенко В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.448.
78. Беляев А.А., Гетьман В.А., Горбенко В.Г. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.289.
79. Craver V.A., Kim Y.E., Tubis A. — Nucl. Phys., 1977, vol.A276, p.237.
80. Aufleger S., Drechsel D. — Nucl. Phys., 1981, vol.A364, p.81.
81. Reid R.V. — Ann. Phys., 1968, vol.50, p.411.
82. Lacombe M., Loiseau B., Richard J.M. et al. — Phys. Rev., 1980, vol.C21, p.861.
83. Sasakawa T. — Few-Body Systems, Suppl.1, Springer-Verlag, 1986, p.558.
84. Glöckle W., Kamada H., Witala H. — Proc. Nat. Conf. Physics of Few-Body and Quark-Hadronic Systems. Eds. Boldyshev V., Kotlyar V., Shebeko A. (Kharkov, 1992), 1994, p.132.
85. Ishikawa S., Kamada H., Glöckle W. et al. — Preprint of Institut für Theoretische Physik II, Ruhr-Universität Bochum, 1992.
86. Laget J.M. — Phys. Lett., 1985, vol.B151, p.325; *ibid*, 1987, vol.B199, p.493.
87. van Meijgaard E., Tjon J.A. — Phys. Rev. Lett., 1986, vol.57, p.3011 11; Phys. Rev., 1990, vol.C42, p.74; *ibid*, p.96.
88. Нагорный С.И., Касаткин Ю.А., Золенко В.А., Кириченко И.К. — ЯФ, 1992, т.55, с.2835.
89. Laget J.M. — Phys. Rev., 1988, vol.C38, p.2993.
90. Coon S.A. — Few-Body Systems, Suppl. 1, Springer-Verlag, 1986, p.41.
91. Stadler A., Glöckle W., Sauer P.U. — Phys. Rev., 1991, vol.C44, p.2319.
92. Шебеко А.В. — ВАИТ, Серия: Общая и ядерная физика, вып. 2/271, Харьков, 1984, с.6.

93. Mesons in Nuclei. Rho M., Wilkinson D.H. (eds.), North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1979.
94. Proc. the XIth Europhys. Conf. Nucl. Phys. with Electr. Probes. Gerard A., Samour C. (eds.), North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1985.
95. Mathiot J.-F. — Phys. Rep., 1989, vol.173, p.63.
96. Riska D.O. — Phys. Rep., 1989, vol.181, p.207.
97. Brown V.R., Franklin J. — Phys. Rev., 1973, vol.C8, p.1706.
98. Ohta K. — Nucl. Phys., 1989, vol.A495, p.564.
99. Корчин А.Ю., Шебеко А.В. — ЯФ, 1984, т.40, с.1114.
100. Sachs R.G. — Phys. Rev., 1948, vol.74, p.433.
101. Левчук Л.Г., Шебеко А.В. — ЯФ, 1989, т.50, с.974.
102. Левчук Л.Г., Шебеко А.В. — ВАНТ, Серия: Ядерно-физические исследования (теория и эксперимент), вып. 2/20/, Харьков 1991, с.66; Доклад на межд. симп. «Мезоны-94», ОИЯИ, Дубна, 1984; ЯФ, 1995 (в печати).
103. Deister S., Garl M.F., Krumpelmann W., Mahlke M. — Few-Body Systems, 1991, vol.10, p.1.
104. Корчин А.Ю., Шебеко А.В. — ЯФ, 1993, т.56, с.77.
105. Greenberg O.W., Schweber S.S. — Nuovo Cim., 1958, vol.8, p.378.
106. Корчин А.Ю., Шебеко А.В. — Препринт ХФТИ 77-35, Харьков, 1977.
107. McVoy K.W., van Hove L. — Phys. Rev., 1962, vol.125, p.1034.
108. Giusti C., Rasati F.D. — Nucl. Phys., 1980, vol.A336, p.247.
109. Бьеркен Дж., Дрелл С.Д. — Релятивистская квантовая теория поля. М.: Наука, 1978, т.1.
110. Котляр В.В., Шебеко А.В. — ВАНТ, Серия: Ядерно-физические исследования (теория и эксперимент), вып. 2/20/, Харьков, 1991, с.83.
111. Burov V.V., Dorkin S.M., Korchin A.Yu. et al. — JINR Preprint E2-93-467, Dubna, 1993.
112. Maize M.A., Kim Y.E. — Nucl. Phys., 1984, vol.A420m, p.365.
113. Weyl H. — Gruppentheorie and Quantenmechanik, Leipzig, 1928.
114. Friar J.L., Fallieros S. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.2393.
115. Arenhövel H. — Nuovo Cim., 1983, vol.76A, p.256.
116. Siegert A.J.F. — Phys. Rev., 1937, vol.52, p.787.
117. Foldy L.L. — Phys. Rev., 1953, vol.92, p.178.
118. Friar J.L., Fallieros S. — Phys. Rev., 1984, vol.C29, p.1645; *ibid*, 1986, vol.C34, p.2029.
119. Шебеко А.В. — ЯФ, 1989, т.49, с.46.
120. Левчук Л.Г., Шебеко А.В. — ЯФ, 1993, т.56, с.145.
121. Close F.E., Osborn H. — Phys. Lett., 1971, vol.34B, p.400.
122. Шебеко А.В. — ЯФ, 1990, т.52, с.1535.
123. Браун Дж.Е., Джексон А.Д. — Нуклон-нуклонные взаимодействия. М.: Атомиздат, 1979.
124. Рекало М.П., Гах Г.И., Рекало А.П. — УФЖ, 1985, т.30, с.1125.
125. van der Schaar M., Arenhövel H., Bauer Th.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, vol.66, p.2855.
126. Ducret J.E., Bernheim M., Danel J.F. et al. — Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.1783.

127. **de Witt Huberts P.K.A.** — Proc. 8th Seminar Electr. Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies, Moscow, 1991, p.96.
128. **Schoch B.H.** — Proc. 14th European Conf. Few-Body Problems in Physics. Eds, Bakker B.L.G., van Dantzig R. (Amsterdam, 1993), Springer-Verlag, 1994, p.144.
129. **van den Brand J.F.J.** — *ibid.*, p.151.
130. **Korchin A.Yu., Mel'nik Yu.P., Shebeko A.V.** — Contr. T-43 to PANIC XII, MIT, Cambridge, 1990.
131. **Korchin A.Yu., Mel'nik Yu.P., Shebeko A.V.** — Coll. de Physique, 1990, vol.51, p.6-499.
132. **Мельник Ю.П., Шебеко А.В.** — Препринт ХФТИ 84-27, М.: ЦНИИ Атоминформ, 1984.
133. **Barut A.O., Corrigan D., Kleinert H.** — Phys. Rev. Lett., 1968, vol.20, p.167.
134. **Walcher Th.** — Invited talk at the 14th European Conf. Few-Body Problems in Physics, Few-Body XIV Conference Handbook. Ed. Kok L.P. Amsterdam, 1993, p.46.
135. **Galster S., Klein H., Moritz J.** — Nucl. Phys., 1971, vol.B32, p.221.
136. **Gari M., Krümpelmann W.** — Z. Phys., 1985, vol.A322, p.689.
137. **Korchin A.Yu., Shebeko A.V.** — Z. Phys., 1985, vol.A321, p.687.
138. **Schülze R.-W., Sauer P.U.** — Phys. Rev., 1993, vol. C48, p.38.
139. **Корчин А.Ю., Шебеко А.В.** — ЯФ, 1984, т.39, с.12.
140. **Mel'nik Yu.P., Shebeko A.V.** — Contr. to the XIII Intern. Conf. on Few-Body Problems, Book of Contributions, Flinders Univ., Adelaide, 1992, pp. 212,214,218.
141. **Hajduk Ch., Green A.M., Sainio M.E.** — Nucl. Phys., 1980, vol.A337, p.13.
142. **O'Fallon N.M., Koester L.J., Smith J.H.** — Phys. Rev., 1972, vol.C5, p.1926.
143. **Argan P.E., Audit G. de Botton N. et al.** — Nucl. Phys., 1975, vol.A237, p.447.
144. **Ганенко В.В., Гетьман В.А., Гуцин В.А. и др.** — ВАНТ, сер.: ИЯФ, 1988, вып. 1(41), с.17.
145. **Fabbri F.L., Picozza, P., Schaerf C.** — Lett. Nuovo Cim., 1972, vol.3, p.63.
146. **Gassen H.J., Hegerath A., Loers W. et al.** — Z. Phys., 1981, vol.A303, p.35.
147. **Cameron J.M., Kitching P., McDonald W.J. et al.** — Nucl. Phys., 1984, vol.A424, p.549.
148. **Kotlyar V.V., Shebeko A.V.** — Proc. IV Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, 1991, p.346.
149. **Brandenburg R.A., Kim Y.E., Tubis A.** — Phys. Rev., 1975, vol.C12, p.1368.
150. **Hajduk Ch., Sauer P.U.** — Nucl. Phys., 1979, vol.A322, p.329.
151. **Ricco J.** — Proc. 6th Seminar Electr. Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies, Moscow, 1986, p.78.
152. **Cambi A., Mosconi B., Ricci P.** — Phys. Rev. Lett., 1982, vol.48, p.462.
153. **Wilhelm P., Leidemann W., Arenhövel H.** — Few-Body Systems, 1988, vol.3, p.111.
154. **Friar J.** — Phys. Rev., 1983, vol.C27, p.2078.
155. **Mel'nik Yu.P.** — Preprint KFTI 93-40, Kharkov, 1993.
156. **Nagorny S.I., Kasatkin Yu.A., Zolenko V.A.** — Preprint KFTI 92-46, Kharkov, 1992.
157. **Ducret J.E., Bernheim M., Brussel M.K. et al.** — INPC 92, Book of Abstracts, Wiesbaden, 1992, p.2.2.15.

158. **Breuker H., Burkert V., Ehses E. et al.** — Nucl. Phys., 1986, vol.A455, p.641.
159. **Lukyanov V.K., Titov A.I.** — Phys. of Elem. Part. and Atomic Nuclei, 1979, vol.10, p.815/
160. **Frankfurt L.L., Strikman M.I.** — Phys. Rep., 1988, vol.160, p.235.
161. **Leksin G.A. et al.** — CEBAF Proposal 89-036, 1989.
162. **Egiyan K. et al.** — CEBAF Proposal 89-032, 1989.