

АКСИАЛЬНЫЕ ОБМЕННЫЕ ТОКИ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

М. Кирхбах

Центральный институт ядерных исследований АН ГДР, Россендорф

Э. Труглик

Институт ядерной физики АН ЧССР, Ржеж под Прагой

Исходя из кирально-инвариантного лагранжиана системы, содержащей нуклоны, π -, ρ - и A_1 -мезоны, строится оператор аксиального обменного тока в S -матричном подходе. Анализируется его связь с мягкопионным обменным током, полученным из низкоэнергетических теорем. Показано, что в области легких ядер существуют переходы, для которых учет вклада аксиального обменного тока приводит к удовлетворительному согласию теории с экспериментальными данными.

On the basis of the chiral-invariant Lagrangian of a system consisting of nucleons, π -, ρ - and A_1 -mesons, we construct an operator of the axial exchange current in the S -matrix approach. Analysed is its connection with a soft-pion exchange current found from low-energy theorems. It is shown that in the region of light nuclei there exist transitions for which the contribution of axial exchange current being taken into account provides a satisfactory agreement of theory with experiment.

ВВЕДЕНИЕ

Нуклон-нуклонное взаимодействие на больших ($r \gtrsim 1,5$ фм) и средних ($0,8 \text{ фм} \lesssim r \lesssim 1,5$ фм) расстояниях можно описать, исходя из картины многопионного обмена [1—3]. Это хорошо демонстрирует пример парижского потенциала [4], который в области $r \gtrsim 0,8$ фм представлен суммой $\pi + 2\pi + \omega$ потенциалов. Более того, в области кора парижской группой явно выделяется вклад трехпионного резонанса с квантовыми числами $J^P = 1^+$, $T = 1$ (A_1 -мезон). Остальная часть потенциала, описывающая вклад кора, подгонялась по экспериментальным данным нуклон-нуклонного (NN)-рассеяния вплоть до энергий ~ 350 МэВ. Еще более последовательно гипотеза механизма многопионного обмена между двумя нуклонами как источника NN -взаимодействия используется боннской группой при построении современного варианта своего потенциала [5].

Таким образом, картина пионного обмена как источника ядерных сил, предложенная 50 лет назад Юкавой, развивается и в настоящее время, поскольку пока нет возможности полностью описать ядерное взаимодействие в рамках более фундаментальной теории — квантовой хромодинамики.

Однако принимая во внимание основной механизм взаимодействия между фундаментальными частицами, предлагаемый квантовой хромодинамикой, мы приходим к выводу, что, вообще говоря, картина ядра может оказаться совершенно другой, чем та, к которой мы привыкли. Поэтому проверка наших представлений о ядре представляет собой весьма важную задачу, основной частью которой является выяснение роли виртуального пиона в ядерной физике. Недавно эта проблема подробно обсуждалась Эриксоном [6]. В частности, он рассмотрел возможность, насколько точно можно описать квадрупольный момент дейтрона Q и отношение D - и S -волн $\eta \equiv D/S$ для его волновой функции, исходя из потенциального описания NN -взаимодействия, о котором только что шла речь. Эти две величины заслуживают особого внимания, поскольку согласно [6] они измерены очень точно*

$$Q = 0,2859 \text{ (3) фм}^2, \eta = 0,0271 \text{ (4)} \quad (1)$$

В результате подробного анализа было показано [6], что в рамках картины пионного обмена эти данные можно воспроизвести с большой точностью. Следовательно, нет необходимости вносить какие-либо поправки к нашим знаниям о структуре дейтрона на средних и больших расстояниях ($r \gtrsim 0,8$ фм).

Заметим, что здесь говорилось только о некоторых статических свойствах дейтрона — самой простой ядерной системы. Магнитный момент дейтрона в рамках потенциальной модели до сих пор не удавалось описать удовлетворительно [9], так как для его расчета необходимо знать волновую функцию на малых расстояниях.

Изучение статических характеристик более сложных ядер, таких как магнитные моменты, является трудной проблемой, решение которой в настоящее время хотя и далеко от завершения, но уже дает ценную информацию о проявлении виртуальных мезонов [10].

Богатую информацию о ядерной структуре можно получить, изучая взаимодействие ядерной системы с лептонами. Классическое описание такого процесса основано на суммировании амплитуд рассеяния (реакций) для пробной частицы на отдельных нуклонах (импульсное приближение). При этом существование мезонов в ядре учитывается лишь через ядерную волновую функцию. На самом деле, частица-лептон взаимодействует также и с виртуальными пионами, которые удерживают ядро в связанном состоянии. Таким образом, мы имеем здесь возможность непосредственно изучать мезонные степени свободы (обменные токи) в ядрах. Эта часть физики стала интенсивно развиваться только с начала 70-х годов, когда появился достаточно развитый аппарат для описания взаимодействия лептонов с ядерной системой, явно содержащей кроме нуклонов также и мезоны [11].

* Отметим, что согласно [7] погрешность в определении η заметно больше и модельная зависимость η сильнее, чем предполагалось в [8]. Однако точное значение одного Q достаточно для обоснования выводов, сделанных в [6].

Наиболее подробно изучены электромагнитные обменные токи изовекторного типа в легких ядрах. Этот факт является следствием нескольких благоприятных обстоятельств.

а. Имеется много довольно точных данных, полученных в реакциях электронов и фотонов на легких ядрах.

б. Оператор перехода в основном определяется пространственной компонентой изовекторного электромагнитного тока. Эта компонента порядка $O(1/M)$ (M — масса нуклона) как для одночастичного, так и для обменного тока [12]. Другими словами, амплитуда обменного тока и амплитуда импульсного приближения имеют одинаковую «силу».

в. Основная часть вклада обменного тока определяется низкоэнергетической теоремой и, следовательно, она модельно независима.

Наиболее четко можно наблюдать проявление мезонных степеней свободы в реакции электрорасщепления дейтрона [13, 14]



В кинематической области, где передаваемая энергия мала (несколько мегаэлектрон-вольт), а передаваемый импульс большой, вклад пионных обменных токов в дифференциальное сечение может на порядок превышать вклад импульсного приближения. В целом теория очень хорошо описывает сечение во всей области передаваемых импульсов, в которой имеются данные ($k^2 \leq 18 \text{ фм}^{-2}$). Релятивистские поправки, обменные токи с возбуждением $\Delta(1236)$ -изобары и с обменом ρ -мезона, а также учет формфакторов в BNN -вершинах ($B = \pi, \rho$) не могут существенно исказить качество описания [15].

Имеются еще и другие, довольно убедительные примеры проявления эффекта виртуальных пионов, индуцированного изовекторным электромагнитным током в легчайших ядрах, подробное обсуждение которых можно найти в [10, 12, 16, 17].

В рассмотренном случае реакции (2) удивляет то, что теория правильно описывает данные, хотя она явно используется вне области ее применимости. Обсуждая этот пункт, Ро выдвинул гипотезу кирального фильтра [18].

Если амплитуда рождения пиона π током J_μ на нуклоне N , $J_\mu + N \rightarrow \pi + N$ усилена по отношению к амплитуде вершины без пиона, то вклад мягких пионов преобладает. В обратном случае эффект мягких пионов полностью экранирован вкладом всех остальных возможных процессов.

Напомним, что именно вершина для рождения пиона током на нуклоне входит в оператор обменного тока [11, 16]. В случае, когда J_μ — изовекторный электромагнитный ток, пространственная часть амплитуды рождения пиона током является величиной порядка $O(1)$, а пространственная часть амплитуды обменного и одночастичного токов $\sim O(1/M)$.

Предсказательную силу гипотезы кирального фильтра можно проверить для реакции фоторасщепления дейтрона,

$$\gamma + d \rightarrow n + p, \quad (3)$$

когда энергия падающих фотонов невелика ($20 \lesssim E_\gamma \lesssim 100$ МэВ) и протоны вылетают на нулевой угол. Оператор перехода задается в основном временной компонентой тока. В силу запрета по четности основной переход $E1$ в импульсном приближении сильно подавлен. Тогда проявляются как релятивистские поправки к одночастичной плотности заряда, так и вклад обменной плотности. Оба вида поправок порядка $O(1/M^2)$, в то время как одночастичная плотность заряда порядка $O(1)$ — см. [12]. В данном случае расчет дифференциального сечения для протонов, рассеянных вперед, является более сложным и неопределенным [19—21] по сравнению с уже обсуждавшимся случаем реакции (2).

Кроме электромагнитного, существует и другой вид фундаментального взаимодействия, ответственного за медленно протекающие процессы с несохранением четности. Оно получило название слабого взаимодействия. Плотность лагранжиана слабого взаимодействия без изменения странности имеет вид [22]

$$\mathcal{L}(x) = \frac{G \cos \theta_C}{2\sqrt{2}} [Y_\lambda^\dagger(x) Y_\lambda(x) + \text{h. c.}], \quad (4)$$

где универсальная константа слабого взаимодействия $G \approx 10^{-5}/M^2$ и экспериментальное значение угла Кабиббо $\theta_C \approx 15^\circ$. Заряженный слабый ток $Y_\lambda(x)$ разбит на две части: лептонную $l_C(x)$ и адронную $J_\lambda(x)$. Лептонный ток строится из фундаментальных полей лептонов как

$$l_\lambda(x) = \sum_l i \bar{\psi}_{\nu_l}(x) \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_l(x),$$

ψ_l — оператор поля свободного лептона ($l = e, \mu, \dots$).

В соответствии с теорией Фейнмана — Гелл-Мана заряженный слабый адронный ток является линейной комбинацией полярного (V) и аксиального (A) векторных токов вида

$$J_\lambda(x) = (V_\lambda^\dagger + iV_\lambda^3) - (A_\lambda^\dagger + iA_\lambda^3). \quad (5)$$

Для нейтрального нейтрино-адронного взаимодействия [23]

$$\mathcal{L}(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} l_\lambda(x) J_\lambda^0(x). \quad (6)$$

Теперь

$$l_\lambda(x) = \sum_l i \bar{\psi}_{\nu_l}(x) \gamma_\lambda (1 \pm \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x);$$

$$J_\lambda^0(x) = V_\lambda^0 - A_\lambda^0 - 2 \sin \theta_W J_\lambda^3. \quad (7)$$

В (7) знак $+$ ($-$) относится к нейтрино (антинейтрино); $V_\lambda^0(x)$, $A_\lambda^0(x)$ — токи, которые получают из $V_\lambda^j(x)$, $A_\lambda^j(x)$ ($j = 1, 2$) поворотом в изотопическом пространстве; $J_\lambda^{\text{э.м.}}$ — электромагнитный ток; угол Вайнберга $\theta_W \approx 35^\circ$.

Поскольку часть ядерного адронного тока $J_\lambda(x)$ или $J_\lambda^0(x)$ относится к мезонным степеням свободы, присутствующим в ядре, то посредством взаимодействия (4) или (6) их можно возбуждать. Это возбуждение может проявиться в изменении некоторых ядерных характеристик. В настоящем обзоре мы ставим себе задачу критически пересмотреть и подытожить результаты, которые получены за последнее время при изучении проявления виртуальных мезонов в ядрах с использованием именно слабозаимодействующих пробных частиц — лептонов e , μ , ν_l , $\hat{\nu}_l$. Все выкладки, которые мы до сих пор проводили, должны способствовать более глубокому пониманию обсуждаемой в обзоре проблематики.

В случае слабого взаимодействия обстоятельства менее благоприятны, чем для изовекторного электромагнитного тока, по следующим причинам.

1. Точные данные на легчайших ядрах пока немногочисленны. Более того, слабые реакции в этих ядрах определяются пространственной частью аксиального тока, но теперь она порядка $O(1)$ для одночастичного и порядка $O(1/M^2)$ для обменного тока. Роль обменного тока с возбуждением Δ -изобары здесь заметно выше, чем в случае изовекторного электромагнитного тока, что затрудняет анализ.

Однако уже существует теоретический анализ целого ряда реакций на легчайших ядрах, цель которого в основном состоит в количественном изучении амплитуды обменного эффекта и, значит, в отыскании переходов, где этот эффект можно четко наблюдать.

2. Имеются данные для нескольких переходов в области легких ядер ($A = 12, 14, 16, 18$), при описании которых существенным образом проявляется временная компонента аксиального обменного тока. Для нее имеем ситуацию, аналогичную пространственной части изовекторного электромагнитного тока, поскольку она $\sim O(1/M)$. Амплитуда импульсного приближения также порядка $O(1/M)$, и согласно гипотезе кирального фильтра эффект мягкокионных обменных токов должен сильнее сказаться в реакциях, индуцированных временной компонентой аксиального тока [24]. Вообще говоря, из-за неопределенностей, имеющих в волновой функции ядер с $A > 3$, анализ является более сложным и получение достоверных выводов затруднено. Однако, проследив за тем, что уже сделано, можно утверждать, что существование эффекта виртуальных мезонов доказано и для возбуждения ядер слабым взаимодействием. Эффект сильнее проявляется в реакциях, в которых основным оператором перехода является временная компонента аксиального обменного тока, и может достигать значения, сравнимого с вкладом импульсного приближения.

Настоящий обзор состоит из трех разделов.

В разд. 1 изложена теория построения оператора аксиального обменного тока. Поскольку построение этого оператора с использованием низкоэнергетической теоремы уже было рассмотрено в [1, 10, 16], мы проведем его построение только в рамках метода жестких пионов [25]. В разд. 2 обсуждается проявление мезонных степеней свободы при возбуждении легчайших ядер слабым взаимодействием. В разд. 3 рассматривается аналогичная проблема в области легких ядер.

1. ОПЕРАТОР АКСИАЛЬНОГО ОБМЕННОГО ТОКА

Основные принципы. Общие критерии, которым должен удовлетворять оператор аксиального тока A_{μ}^j , можно сформулировать по аналогии со случаем электромагнитного взаимодействия [26].

а. Ток и гамильтониан системы должны удовлетворять ограничениям, наложенным специальной теорией относительности.

б. Ток и гамильтониан системы должны удовлетворять ограничениям, наложенным киральной инвариантностью.

в. Ток должен удовлетворять условию частичного сохранения аксиального тока (ЧСАТ)

$$\partial_{\mu} A_{\mu} = m_{\pi}^2 f_{\pi} \pi, \quad (8)$$

где $f_{\pi} = 92$ МэВ; π — оператор пионного поля.

В отличие от [26] мы явно исходим из того, что киральная инвариантность, нарушаемая ненулевой массой пиона, является хорошей симметрией системы, сильновзаимодействующих частиц [27]. Точная киральная инвариантность обладает замечательным свойством — она спонтанно нарушена. Это означает, что оператор собственно кирального преобразования (аксиальный заряд) не уничтожает вакуум (основное состояние системы), а превращает его в другое основное состояние, содержащее любое число безмассовых частиц (голдстоуновских бозонов), которые можно отождествить с пионами. В действительности, масса пиона конечна, но мала в шкале адронных масс, и поэтому ситуация не сильно отличается от идеальной [22]. Идея спонтанно нарушенной киральной симметрии оказалась весьма плодотворной для описания внешнего электромагнитного и слабого взаимодействий с ядром [11], где существенным образом используются низкоэнергетические теоремы для амплитуды рождения мягкого пиона током. Структура амплитуды рождения мягкого пиона слабым током рассмотрена в [16]. Амплитуда этого типа была использована для построения оператора слабого обменного тока в [11, 28].

Феноменологические киральные лагранжианы. Другой способ построения оператора тока основан на использовании феноменологических киральных лагранжианов (КЛ) [22, 29]. На этом языке оператор обменного тока соответствует набору всех беспетлевых графи-

ков Фейнмана, которые допустимы в рамках КЛ рассматриваемой системы.

Обсудим на примере КЛ для системы, состоящей из пионов и нуклонов, один важный момент, позволяющий правильно понять значение киральной симметрии в применении к расчетам в ядерной физике. Лагранжиан πN -системы [30]

$$\mathcal{L}(\psi, \pi) = -\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi - M\bar{\psi}e^{-i\gamma_5\bar{\pi}\cdot\tau}\psi + \mathcal{L}(\pi) \quad (9)$$

является инвариантным относительно преобразования

$$\psi' = e^{i\gamma_5\frac{\tau}{2}\alpha}\psi, \quad (10)$$

если одновременно поле $\bar{\pi} \equiv \pi/f_\pi$ изменяется по нелинейному закону

$$e^{-i\gamma_5\bar{\pi}'\cdot\tau} = e^{-i\gamma_5\frac{\tau}{2}\alpha} e^{-i\gamma_5\bar{\pi}\cdot\tau} e^{-i\gamma_5\frac{\tau}{2}\alpha}. \quad (11)$$

Член $\mathcal{L}(\pi)$ в (9) — лагранжиан свободного пионного поля

$$\mathcal{L}(\pi) = -\frac{1}{2}(D_\mu\pi^i)(D_\mu\pi^i), \quad (12)$$

где ковариантная производная пионного поля [22, 29]

$$D_\mu\pi^i = \partial_\mu\pi^i + \partial_\mu\pi^k\left(\delta_{ik} - \frac{\pi^i\pi^k}{\pi^2}\right)\left(\frac{\sin z}{z} - 1\right), \quad z^2 \equiv \pi^2. \quad (13)$$

Разлагая в (9) второй член по степеням в $1/f_\pi$, имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\psi, \pi) = & -\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi - M\bar{\psi}\psi + i\frac{M}{f_\pi}\bar{\psi}\gamma_5(\tau\cdot\pi)\psi + \\ & + \frac{M}{f_\pi^2}\bar{\psi}\psi\pi^2 + \mathcal{L}(\pi) + \dots \end{aligned} \quad (14)$$

Мы видим, что второй член в (9) содержит кроме нуклонного массового члена не только псевдоскалярное πN -взаимодействие (когда киральная симметрия является точной, аксиальная константа связи $g_A = 1$ и соотношение Гольдбергера — Треймана принимает вид $M = gf_\pi$), но и бесконечный ряд контактных членов. Контактный член, который мы в (14) оставили, является необходимым для правильного описания πN -взаимодействия в s -волне.

Преобразованием эквивалентности

$$N = \exp\left(-i\gamma_5\frac{\tau}{2}\cdot\pi\right)\psi \quad (15)$$

приведем КЛ (9) к следующему виду:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(N, \pi) = & -\bar{N}\gamma_\mu\left\{\partial_\mu + \left[\exp\left(-i\gamma_5\frac{\tau}{2}\cdot\pi\right)\right] \times \right. \\ & \left. \times \partial_\mu \left[\exp\left(i\gamma_5\frac{\tau}{2}\cdot\pi\right)\right]\right\} N - M\bar{N}N + \mathcal{L}(\pi). \end{aligned} \quad (16)$$

Разлагая второй член в квадратных скобках по генераторам группы $SU(2) \times SU(2)$,

$$e^{-i\gamma_5 \frac{\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}}{2}} \partial_\mu e^{i\gamma_5 \frac{\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}}{2}} \equiv \frac{i}{2} \left[\frac{1}{f_\pi} D_\mu \pi^j \gamma_5 \tau^j + \theta_\mu^j(\pi) \tau^j \right], \quad (17)$$

вместо (16) имеем

$$\mathcal{L}(N, \pi) = -\bar{N} \gamma_\mu D_\mu N + \frac{i}{2f_\pi} \bar{N} \gamma_5 \gamma_\mu \tau^j D_\mu \pi^j N - M \bar{N} N + \mathcal{L}(\pi), \quad (18)$$

где ковариантная производная нуклонного поля $D_\mu N$ определяется равенством

$$\left. \begin{aligned} D_\mu N &\equiv \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} \theta_\mu^j(\pi) \tau^j \right) N; \\ f_\pi^2 \theta_\mu^j(\pi) &= \varepsilon_{ijk} \pi^i \partial_\mu \pi^k \frac{\cos z - 1}{z^2}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Уравнение (17) служит для определения ковариантных производных полей π^i и N . В низшем приближении по пионному полю

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(N, \pi) &= -\bar{N} \gamma_\mu \partial_\mu N + \frac{i}{4f_\pi^2} \bar{N} \gamma_\mu (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} \times \partial_\mu \boldsymbol{\pi}) N - \\ &- \frac{i}{2f_\pi} \bar{N} \gamma_\mu \gamma_5 (\boldsymbol{\tau} \cdot \partial_\mu \boldsymbol{\pi}) N - M \bar{N} N - \frac{1}{2} (\partial_\mu \boldsymbol{\pi})^2 + \dots \end{aligned} \quad (20)$$

Теперь πN -связь является псевдовекторной и ряд контактных членов другой. Можно проверить, что КЛ (20) описывает πN -взаимодействие в s -волне так же хорошо, как и КЛ (14).

Такая ситуация является общей — физическое содержание двух унитарно эквивалентных КЛ одно и то же. Осознание этого момента является решающим для проверки согласованности ядерно-физических расчетов [9].

Для описания лептонного взаимодействия с ядерной системой нужно знать адронные (векторный и аксиальный) токи. Их можно получить из (9) или (18), используя метод Гелл-Мана—Леви [22]. Мы этого пока делать не будем, а обсудим следующий важный момент с точки зрения применения обсуждаемого формализма к физическим задачам.

Метод алгебры токов и эквивалентный ему метод КЛ применимы, строго говоря, только в режиме мягких пионов. Однако реальная ситуация, которая возникает при описании взаимодействия частиц с ядром, может оказаться далекой от этого режима, ибо частицы могут быть высокоэнергетические и передаваемый импульс может достигать больших значений. Поэтому наш формализм должен быть изменен соответствующим образом. Такое обобщение теории неоднозначно, и его можно провести по крайней мере двумя способами.

1. Исходить из результата алгебры токов для амплитуды рождения мягкого пиона током и принять всерьез ту зависимость от передаваемого импульса, которая внесена через формфакторы токов и вер-

пин. Такая процедура применяется, например, в [31] для определения массы аксиального мезона из данных по электророждению пиона.

2. Использовать модель жестких пионов [32]. Она содержит в себе идеи алгебры токов, гипотезы ЧСАТ и векторной доминантности [33]. В таком подходе фиксированы не только связи пиона, но и более тяжелых мезонов (ρ , A_1 , ω). Тем самым корректно определены диаграммы с их участием. Этот метод можно также сформулировать на языке КЛ [34, 35].

В случае рождения пиона электромагнитным током амплитуды подходов 1 и 2 различаются в той мере, насколько отличаются аксиальный формфактор $F_A [(k - q)^2]/g_A$ и пионный формфактор $F_\pi^V(k^2)$ от формфактора $F_1^V(k^2)$ [36].

Жесткие пионы. Модель жестких пионов используется для трактовки слабого обменного тока в [25] и для электромагнитного изовекторного тока в [36]. При построении ковариантных производных удобно исходить из нуклонной части канонической формы КЛ (18), дополненной членом, описывающим аномальное нуклонное взаимодействие,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_N^{\text{str}} = & -\bar{N}\gamma_\mu D_\mu N - M\bar{N}N - i\frac{g_A}{f_\pi}\bar{N}\gamma_\mu\gamma_5\tau ND_\mu\pi - \\ & -\frac{\kappa_V}{8M}g_\rho\bar{N}\sigma_{\mu\nu}\tau N\tilde{\rho}'_{\mu\nu} - \frac{g_{A_1}g_T}{2}\bar{N}\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\tau N\tilde{a}'_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (21)$$

В уравнении (21) $g_A = 1,25$, $\kappa = 3,7$, g_ρ (g_{A_1}) — универсальная константа связи ρ (A_1)-мезона и g_T — константа слабого тензорного взаимодействия. Вместо (17) теперь ковариантные производные нуклонного и пионного полей определяются процедурой [37]

$$\begin{aligned} \exp\left(-i\gamma_5\frac{\tau}{2}\cdot\pi\right)\left[\partial_\mu + \frac{i}{2}(g_\rho\rho_\mu\cdot\tau + g_{A_1}\gamma_5 a_\mu\cdot\tau)\right] \times \\ \times \exp\left(i\gamma_5\frac{\tau}{2}\cdot\pi\right) \equiv \frac{i}{2}\left[\frac{1}{f_\pi}D_\mu\pi\cdot\tau\gamma_5 + \theta_\mu\cdot\tau\right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь ρ_μ и a_μ — поля ρ - и A_1 -мезонов. Из (22) можно получить ковариантные производные до любого желаемого порядка по пионному полю [25, 36]. Теперь они содержат также поля тяжелых мезонов. Подобным образом можно получить и выражения для $\tilde{\rho}'_{\mu,\nu}$, $\tilde{a}'_{\mu,\nu}$ [25, 36].

Чтобы полностью описать взаимодействие внешнего поля с ядром, нужно рассмотреть еще лагранжиан $A_1\rho$ -системы [34, 35]. При конструкции оператора обменных токов в [25, 36] был заимствован минимальный лагранжиан этой системы, построенный в [35]. Так как не только $g_\rho^2 = g_{A_1}^2$ [38], но и $g_\rho = g_{A_1}$, полный лагранжиан взаи-

модействия $N\pi\rho A_1$ -системы имеет вид [36]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{N\pi\rho A_1} = & -\bar{N}\gamma_\mu\partial_\mu N - M\bar{N}N - (i/2)g_\rho\bar{N}\gamma_\mu\tau N \left(\rho_\mu + \frac{1}{f_\pi} \pi \times \mathbf{a}_\mu \right) - \\ & - i(g_A/2f_\pi)\bar{N}\gamma_\mu\gamma_5\tau N \cdot [\partial_\mu\pi - g_\rho\rho_\mu \times \pi + 2f_\pi g_\rho\mathbf{a}_\mu] - \\ & - (\kappa_V/8M)g_\rho\bar{N}\sigma_{\mu\nu}\tau N \cdot \tilde{\rho}'_{\mu\nu} - (g_\rho g_T/2)\bar{N}\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\tau N \cdot \tilde{\mathbf{a}}'_{\mu\nu} + O(\pi^2). \end{aligned} \quad (23)$$

Подобным образом можно включить и взаимодействие с Δ -изобарой [25].

Допуская нарушение киральной инвариантности массами мезонов и используя метод Гелл-Мана — Леви, можно получить адронные токи и их дивергенции в модели жестких пионов [35]:

$$\mathbf{V}_\mu = (m_\rho^2/g_\rho)\rho_\mu; \quad \mathbf{A}_\mu = (m_\rho^2/g_\rho)\mathbf{a}_\mu - f_\pi\partial_\mu\pi + f_\pi g_\rho\rho_\mu \times \pi + O(\pi^2); \quad (24)$$

$$\partial_\mu\mathbf{V}_\mu = 0, \quad \partial_\mu\mathbf{A}_\mu = m_\pi^2 f_\pi\pi. \quad (25)$$

Лагранжиан (23) содержит псевдовекторную πN -связь и целый ряд контактных членов. Четвертый член играет важную роль в описании рождения пиона аксиальным током, а шестой член выполняет в случае s -волнового πN -рассеяния ту же роль, что и второй член в КЛ (20).

Переход в КЛ (23) к псевдоскалярной πN -связи можно осуществить преобразованием, обратным (14). В результате получим КЛ с тем же физическим содержанием

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{N\pi\rho A_1} = & -N\gamma_\mu\partial_\mu N - M\bar{N}N - (i/2)g_\rho\bar{N}\gamma_\mu\tau N \cdot \rho_\mu + ig\bar{N}\gamma_5\tau N \cdot \pi - \\ & - i(g_\rho/2f_\pi)(1 - 2g_A^2)\bar{N}\gamma_\mu\tau N \cdot (\pi \times \mathbf{a}_\mu) - ig_A g_\rho\bar{N}\gamma_\mu\gamma_5\tau N \cdot \mathbf{a}_\mu - \\ & - (\kappa_V/8M)g_\rho\bar{N}\sigma_{\mu\nu}(\tau - i(g_A/f_\pi)\gamma_5\tau)N \cdot \tilde{\rho}'_{\mu\nu} - \\ & - (g_\rho g_T/2)\bar{N}\sigma_{\mu\nu}(\gamma_5\tau + i(g_A/f_\pi)\pi)N \cdot \tilde{\mathbf{a}}'_{\mu\nu} + O(\pi^2). \end{aligned} \quad (26)$$

Отметим здесь перенормировку контактного $(N N \pi A_1)$ -взаимодействия, исчезновение нормального контактного $(N N \pi \rho)$ -взаимодействия и появление аномального контактного $(N N \pi A_1)$ - и $(N N \pi \rho)$ -взаимодействий. Роль последнего при построении оператора электромагнитного заряда обсуждалась в [36].

Анализ амплитуды рождения пиона аксиальным током, полученной в модели жестких пионов, был проведен в [25], где показано, что только корректный учет вклада A_1 -мезона приводит к результатам, совместимым с алгеброй токов, а рассмотрение вклада одного ρ -мезона недостаточно.

Обменный ток. Оператор слабого аксиального обменного тока представлен суммой возможных древесных графиков Фейнмана, допустимых вершинами (23) и (24), или (26) и (24). На рисунке представлена только та часть оператора, которая важна для практических приложений. Соответствующая формула для тока в нерелятивистском

приближении имеет вид

$$\begin{aligned}
 A^\pm(2) = & \frac{g^2 m_\pi (1 + \kappa_V)}{32 \pi g_A M^3} \sum_{i < j} \{ (\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} [\boldsymbol{\sigma}_i \times (\nabla - i\mathbf{k})] \times \\
 & \times (\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) Y_0(x_\pi^{ij}) + (i \leftrightarrow j) \} + \frac{g^2 m_\rho^2 (1 + \kappa_V)}{64 \pi g_A M^3} \times \\
 & \times \sum_{i < j} \{ (\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} [\boldsymbol{\sigma}_i \times (\nabla - i\mathbf{k})] \left[1 + \frac{(\nabla - i\mathbf{k})^2}{m_\rho^2} \right] \times \\
 & \times (\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) J(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + (i \leftrightarrow j) \}; \quad (27)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_4^\pm(2) = & i \frac{g^2 m_\pi}{16 \pi g_A M^2} \sum_{i < j} \{ (\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} (\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) Y_0(x_\pi^{ij}) + (i \leftrightarrow j) \} + \\
 & + i \frac{g^2 m_\rho^2}{32 \pi g_A M^2} \sum_{i < j} \{ (\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} [1 + C(\nabla - i\mathbf{k})^2 + \\
 & + D(\nabla - i\mathbf{k})^4] (\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) J(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + (i \leftrightarrow j) \}; \quad (28)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Y_0(x_\pi^{ij}) = & e^{-x_\pi^{ij}} / x_\pi^{ij}; \quad x_\pi^{ij} = m_\pi r_{ij}; \quad C = \frac{1}{m_\rho^2} + \frac{\kappa_V}{4M^2}; \quad D = \frac{\kappa_V}{4m_\rho^2 M^2}; \\
 (\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm = & \frac{1}{2} [(\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^1 \pm i(\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^2]; \quad (29)
 \end{aligned}$$

$$J(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \pi^2 \int_0^1 \frac{dt}{a} e^{-ar + it\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}; \quad a = [t(1-t)\mathbf{k}^2 + t(m_\rho^2 - m_\pi^2) + m_\pi^2]^{1/2}. \quad (30)$$

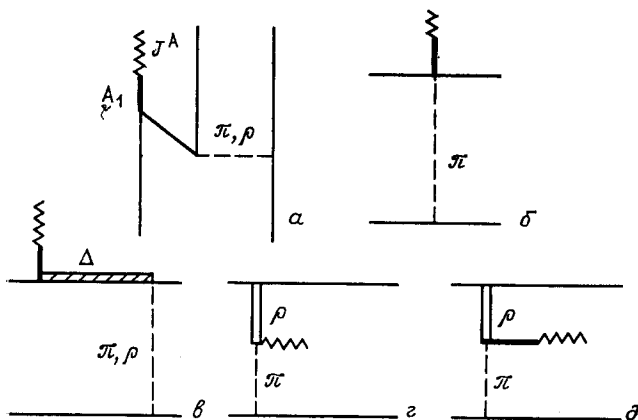


Рис. 1. Графическое представление оператора аксиального обменного тока модели жестких пионов:

a — парный член; *б* — контактный член; *в* — ток с возбуждением Δ -изобары; *г* — ток слабого распада ρ мезона; δ — ток $(A_1, \pi\rho)$

В случае мягкого тока ($k \rightarrow 0$) формулы (27) и (28) упрощаются:

$$\begin{aligned}
 A^\pm(2) = & \frac{g^2 m_\pi (1 + \kappa_V)}{32\pi g_A M^3} \sum_{i < j} \{(\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} (\boldsymbol{\sigma}_i \times \nabla) (\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) \times \\
 & \times Y_0(x_\pi^{ij}) + (i \leftrightarrow j)\} + \frac{g^2 (1 + \kappa_V)}{32\pi g_A M^3} \times \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - m_\pi^2} \sum_{i < j} (\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm \times \\
 & \times e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} (\boldsymbol{\sigma}_i \times \nabla) \left(1 + \frac{\nabla^2}{m_\rho^2}\right) (\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) [m_\pi Y_0(x_\pi^{ij}) - \\
 & - m_\rho Y_0(x_\rho^{ij})] + (i \leftrightarrow j)\}; \quad (31)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_4^\pm(2) = & i \frac{g^2 m_\pi}{16\pi g_A M^2} \sum_{i < j} \{(\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} (\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) Y_0(x_\pi^{ij}) + (i \leftrightarrow j)\} + \\
 & + \frac{g^2}{16\pi g_A M^2} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - m_\pi^2} \sum_{i < j} \{(\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} \left(1 + \frac{\kappa_V}{4M^2} \nabla^2\right) \times \\
 & \times \left(1 + \frac{\nabla^2}{m_\rho^2}\right) (\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) [m_\pi Y_0(x_\pi^{ij}) - m_\rho Y_0(x_\rho^{ij})] + (i \leftrightarrow j)\}. \quad (32)
 \end{aligned}$$

Скоростные члены мы здесь не приводим. Именно форма записи (31) и (32) для $A^\pm(2)$ и $A_4^\pm(2)$ нам понадобится в дальнейшем. Вторая сумма в (27) и (28) и также в (31) и (32) происходит от графиков рисунков, z и δ . Первая сумма в этих формулах является суммой парного (рис. 1, a) и контактного (рис. 1, b) членов. В приближении $m_\pi/M \ll 1$, $m_\pi/m_\rho \ll 1$, а также пренебрегая в (31) и (32) вкладом членов $\sim Y_0(x_\rho^{ij})$, получаем соответствующую часть оператора мягкопionного аксиального обменного тока [28].

Приведем также пространственную компоненту оператора аксиального обменного тока, которая отвечает возбуждению Δ -изобары (рисунок, e). Она имеет вид

$$\begin{aligned}
 A_\Delta^\pm(2) = & -\frac{2g_A}{g m_\pi (M_\Delta - M)} \frac{\hbar^2}{4\pi} \sum_{i < j} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} [4\boldsymbol{\tau}_j^\pm \nabla - (\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm (\boldsymbol{\sigma}_i \times \nabla)] \times \\
 & \times (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \nabla) Y_0(x_\pi^{ij}) + (i \leftrightarrow j)\} - \frac{\hbar}{72\pi} g_\rho^2 G_1 \kappa_V \frac{f_\pi m_\rho}{m_\pi M^2 (M_\Delta - M)} \times \\
 & \times \sum_{i < j} \{e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} [4(\nabla^2 \boldsymbol{\sigma}_j - (\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) \nabla) \boldsymbol{\tau}_j^\pm + ((\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \nabla) (\boldsymbol{\sigma}_i \times \nabla - \\
 & - (\boldsymbol{\sigma}_i \times \boldsymbol{\sigma}_j) \nabla^2) (\boldsymbol{\tau}_i \times \boldsymbol{\tau}_j)^\pm] Y_0(x_\rho^{ij}) + (i \leftrightarrow j)\}. \quad (33)
 \end{aligned}$$

Здесь $\hbar^2/4\pi = 0,35$; $G_1 = 2,6$ [25].

Первая сумма в (33) происходит от обмена пионом, вторая — от обмена ρ -мезоном. Вклад обмена A_1 -мезоном мал, и мы его не приводим. Вклад второй суммы может повлиять на результат, компенсируя вклад обмена пионом. Мера сокращения зависит от входящих в

суммы констант связи, в значении которых имеется неопределенность. Значение $h^2/4\pi = 0,35$ получено из ширины распада для процесса $\Delta \rightarrow N + \pi$ [39]. Однако в кварковой модели $h^2/4\pi = 0,23$ [39]. Отметим, что формула (33) получена в статическом приближении для пропагатора Δ -изобары (импульсной зависимостью пропагатора пренебрегается). Более точный учет этой зависимости приводит к подавлению вклада обменного тока с возбуждением Δ -изобары на 25—50% [40—43]. Ток вида (33), но с несколько другими константами используется в [44, 45].

В отличие от случая изовекторного электромагнитного тока относительный вклад тока (33) по сравнению с вкладом тока (31) в расчетах обменных эффектов оказывается больше. Из сказанного выше видно, что расчеты эффектов пространственной части аксиального тока более модельно зависимы, чем в случае изовекторного электромагнитного тока.

Мы не приводим поправку от тока возбуждения Δ -изобары к временной компоненте оператора обменного тока, потому что в статическом приближении она составляет 1—2% [46]. В работе [47] была предпринята попытка улучшить это приближение учетом импульсной зависимости числителя пропагатора Δ -изобары. Полученная в [47] численная оценка вклада около 10% для перехода $0^+ \rightarrow 0^-$ в ядрах с $A=16$ явно завышена. Действительно, в [47] не принималась во внимание импульсная зависимость пропагатора Δ -изобары и не был учтен вклад тока с ρ -обменом. Как мы только что видели, оба эффекта сильно уменьшают общий вклад компоненты A_{Δ}^{\pm} . Очевидно, те же аргументы сохраняют свою силу и для $A_{4,\Delta}^{\pm}$.

В [48, 49], исходя из КЛ, содержащего кроме пиона только ρ -мезон, строится оператор аксиального обменного тока в пределе мягкого тока. Пространственная часть этого оператора совпадает с (31), а временная часть отличается от (32) членом, пропорциональным

$$(\kappa_V m_\rho^2 / 4M^2) \approx 0,6,$$

что является следствием необоснованного в [48, 49] пренебрежения вклада аномальной связи ρ -мезона с нуклоном. Совпадение результатов теории Ченга с более общей теорией [25] в пределе $k \rightarrow 0$ следует ожидать, исходя из анализа амплитуды слабого рождения пиона [25].

Эффект жестких пионов численно исследовался как в слабых реакциях на дейтерии [50], так и на ядрах с $A=16$ [46, 51—53]. В случае дейтрона он составляет 15—20% общего обменного эффекта. Как и следовало ожидать, для реакций на ядрах с $A=16$ этот эффект зависит от качества использованных ядерных волновых функций: реалистические волновые функции и учет перенормировки вершин и пропагаторов его уменьшают. Более подробно мы обсудим эти результаты в последней части.

Во всех подходах к построению оператора обменного тока, которые мы до сих пор обсуждали, используется метод S -матрицы.

Этот метод является частным случаем более общей схемы описания проблемы взаимодействия ядерной системы с внешним возмущением, которая интенсивно развивалась для случая электромагнитного взаимодействия [10, 16, 54]. Вообще говоря, для последовательного учета мезонных степеней свободы нужно одновременно строить оператор обменного тока и ядерный потенциал. Этот процесс однозначен только в статическом пределе. Так как пространственная часть аксиального обменного тока является релятивистской поправкой к импульсному приближению, то с точки зрения достоверности практических расчетов выгодно изучать реакции, индуцированные временной компонентой аксиального обменного тока в легчайших ядрах. Расчеты эффекта от нее [55] в ядре с $A=2$ пока не увенчались успехом. Мы обсудим их позже.

Наконец, мы приводим здесь формулы для компонент одночастичного аксиального тока. Они имеют вид

$$\mathbf{A}^{\pm}(1) = \sum_i \tau_i^{\pm} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} \left[g_A \boldsymbol{\sigma}_i + \frac{g_P}{2M} (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{k}) \mathbf{k} \right]; \quad (34)$$

$$\begin{aligned} A_i^{\pm}(1) &\equiv i\rho A^{\pm}(1) = i \sum_i \tau_i^{\pm} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} \times \\ &\times \left[\frac{g_A}{2M} (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{P}_i) + \frac{g_P}{2M} k_0 \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{k} \pm g_T \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{k} \right]. \end{aligned} \quad (35)$$

Здесь псевдоскалярный формфактор g_P определяется следующим образом:

$$g_P(k^2) = -g_A g_{f\pi} / (k^2 + m_{\pi}^2); \quad g_{f\pi} = M g_A,$$

а $\mathbf{P}_i = \mathbf{P}'_i + \mathbf{P}_i$ — сумма начального и конечного импульсов i -го нуклона.

На этом мы закончим описание оператора аксиального тока и перейдем к изложению формализма, необходимого для проведения практических расчетов. В работах [23, 28, 56] он развивался единым образом для электромагнитного и слабого взаимодействий. Здесь мы следуем изложению Делорма [28]. Именно этот формализм широко используется при анализе данных, полученных в реакциях с ядрами $1p$ -оболочки.

Токи и матричные элементы. По аналогии с током элементарной частицы, амплитуду слабого ядерного тока можно записать независимо от его многонуклонной структуры в самом общем виде, используя модельно независимые лоренц-инвариантные формфакторы. В качестве примера приведем выражение для амплитуды слабого векторного и аксиального токов для разрешенных переходов Гамова — Теллера (ГТ) с изменением спина на единицу $0^+ \rightarrow 1^+$. Переходы такого типа наблюдаются в дублете ${}^6\text{He} - {}^6\text{Li}$, триадах ${}^{12}\text{B} - {}^{12}\text{C} - {}^{12}\text{N}$, ${}^{14}\text{C} - {}^{14}\text{N} - {}^{14}\text{O}$ и являются предметом многократных обсуждений в ли-

температуре. Эти амплитуды имеют вид

$$\langle p', 1^+, T_z = \alpha; M(f) | A_\lambda^\alpha(0) | p, 0^+; M(i) \rangle = F_A^\alpha(k^2) \xi_\lambda^+ + F_P^\alpha(k^2) k_\lambda (\xi^+ k) + F_T^\alpha(k^2) P_\lambda (\xi^+ k), \alpha = \pm; \quad (36)$$

$$\langle p', 1^+, T_z = \alpha; M(f) | V_\lambda^\alpha(0) | p, 0^+; M(i) \rangle = F_M^\alpha(k^2) \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho} P_\mu k_\nu \xi_\rho, \alpha = \pm, 0. \quad (37)$$

Ядерные состояния характеризуются импульсами p и p' ; $M(i)$ и $M(f)$ — массы начального и конечного ядер; $P_\lambda = (p + p')_\lambda$; $k_\lambda = (p - p')_\lambda$; F_M, F_A, F_P и F_T — соответственно магнитный, аксиальный, псевдоскалярный и временной формфакторы; T_z задает измерение изоспина в исследуемом переходе; ξ_λ — поляризационный вектор частицы со спином 1; $\varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho}$ — полностью антисимметричный тензор. В случае точной изотопической инвариантности для изобар-аналоговых ядерных состояний $F_X^+ = F_X^0 = F_X^-$ ($X = V, M, A, P, S, T$).

Формулы (36) и (37) являются частным случаем общего представления амплитуд токов в декартовой системе координат по полному набору K базисных векторов $V_\lambda^{(K, X)}$, преобразующихся как полярные (аксиальные) векторы и построенных из p, p' и билинейных комбинаций поляризационных функций, которые являются собственными функциями оператора спина. Это разложение имеет вид

$$\langle j'm'p' | J_\lambda(0) | jmp \rangle = \sum_{K, X} F_X^K V_\lambda^{(K, X)}(jmp; j'm'p'). \quad (38)$$

Здесь j, j' — угловые моменты начального и конечного состояний ядра с проекциями m, m' на некоторую ось, перпендикулярную 4-импульсу; $X = V, M, A, P, S, T$.

Удобно перейти в (38) к разложению в сферическом базисе, обобщенном на релятивистский случай. В этом базисе выбирают времениподобный вектор $e_\lambda^{(4)}$ по направлению P_λ и три ортогональных ему пространственноподобных вектора $e_\lambda^{(t)}$ ($t = \pm 1, 0$). В системе Брейта ($P = 0$) 4-импульс $\tilde{k}_\lambda = k_\lambda - (P^k/P^2) P_\lambda$ совпадает с трехмерным передаваемым импульсом и базисные векторы направлены по обычным осям координат. Проекция единичного вектора $\hat{\tilde{k}}_\lambda$ на $e_\lambda^{(t)}$ задают сферические гармоники $Y_i^1(k)$

$$\hat{\tilde{k}}_\lambda e_\lambda^{(t)} = (4\pi/3)^{1/2} Y_i^1(\hat{\tilde{\mathbf{k}}}),$$

с помощью которых строится базис из сферических тензоров [57]

$$T_{\lambda,\mu}^{(J)} = Y_\mu^J(\hat{\tilde{\mathbf{k}}}) e_\lambda^J \text{ и } T_{\lambda,\mu}^{(L, J)} = [Y^L(\hat{\tilde{\mathbf{k}}}) \otimes e_\lambda^{(t)}]_\mu^J.$$

Сферический и декартов базисы связаны матрицей k данным соотношением

$$V_{\lambda}^{(K, X)}(j m p; j' m' p') = \sum_J (4\pi/(2j' + 1))^{1/2} (j m j' m' / J m' - m) \times \\ \times [\mathcal{K}_{J; KX} T_{\lambda, m' - m}^{(J)+} + \sum_L \mathcal{K}_{LJ; KX} T_{\lambda, m' - m}^{(L, J)+}]. \quad (39)$$

Подставив (39) в (38), можно получить мультипольное разложение амплитуды тока с инвариантными мультипольными формфакторами $a^{(J)}$ и $a^{(L, J)}$, играющими роль приведенных матричных элементов в соответствии с теоремой Вигнера — Экарта,

$$\left. \begin{aligned} a^{(J)}(k^2) &= \sum_{K, X} \mathcal{K}_{J; KX} F_X^K(k^2); \\ a^{(L, J)}(k^2) &= \sum_{K, X} \mathcal{K}_{LJ; KX} F_X^K(k^2). \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Полные формулы для матрицы \mathcal{K} получены Делормом [28]. Используя эти формулы, можно для временного формфактора в переходе $0^+ \rightarrow 1^+$ получить выражение

$$F_T = \pm \frac{1}{M(i) + M(f)} \left[\frac{1}{|\mathbf{k}|} a_A^{(1)} + \frac{M(f) - M(i)}{k^2} a_A^{(2, 1)} \right]. \quad (41)$$

Здесь индекс A относится к аксиальному току, а верхний и нижний знаки соответствуют переходам $0^+ \rightarrow 1^+$ и $1^+ \rightarrow 0^+$.

Обсуждая формализм, необходимый для практических вычислений, мы пока рассматривали ядро как элементарную частицу. Такой модельно независимый подход к ядру является полезным в том случае, когда предметом исследований является выделение самых общих закономерностей ядерных токов (сохранение векторного тока, гипотеза ЧСАТ, наличие или отсутствие токов второго рода). Однако этот метод оставляет открытым вопрос о ядерной структуре формфакторов как матричных элементов операторов перехода между ядерными волновыми функциями. Ясно, что при таком рассмотрении ядерные формфакторы перестают быть модельно независимыми. Мы будем предполагать, что аксиальная компонента тока, определяющего ядерные матричные элементы, задана формулами (27) — (35).

Теперь конкретное содержание мультипольных формфакторов определяется видом оператора тока. Для одночастичного тока (34), (35) можно определить скобку $[\hat{O}]$ как приведенные матричные элементы в координатном (но не в изоспиновом) пространстве

$$[\hat{O}]^{(L, J)} = (j' \| \sum_i \tau_i^{\pm} V_{4\pi} j_L(kr_i) \{Y^L(\hat{r}_i) \otimes \hat{O}_i^{\dagger J} \| j); \\ [\hat{O}]^{(J)} = (j' \| \sum_i \tau_i^{\pm} V_{4\pi} j_L(kr_i) Y^J(\hat{r}_i) \hat{O}_i \| j), \quad (42)$$

где O — тензорный оператор нулевого ($\hat{O}_i = 1, \delta_i \cdot \mathbf{P}_i$) или первого ($\hat{O}_i = \delta_i, \mathbf{P}_i$) ранга.

Используя это выражение, для нерелятивистской формы мультипольных формфакторов в (39) получаем

$$\begin{aligned}
 a_A^{(1)} &= -\frac{1}{2M} \left\{ g_A [i\sigma \cdot \mathbf{P}]^{(1)} - (g_P k_0 \pm g_T) |k| \times \right. \\
 &\quad \left. \times \sqrt{\frac{1}{3}} ([\sigma]^{(0, 1)} + \sqrt{2} [\sigma]^{(2, 1)}) \right\}; \\
 a_A^{(2, 1)} &= \left\{ g_A [\sigma]^{(2, 1)} + g_P \frac{k^2}{2M} \frac{\sqrt{2}}{3} ([\sigma]^{(0, 1)} + \sqrt{2} [\sigma]^{(2, 1)}) \right\}. \quad (43)
 \end{aligned}$$

Учет мезонных степеней свободы в ядерных формфакторах сводится теперь к перенормировке одночастичных мультиполей (43) за счет добавки обменного тока. Например, часть (32), соответствующая модели мягких пионов, приводит к следующему эффективному мультиполю $[\sigma \cdot \mathbf{P}]^{(J)}$, определяющему плотность аксиального заряда:

$$\begin{aligned}
 \overline{[\sigma \cdot \mathbf{P}]^{(J)}} &= [\sigma \cdot \mathbf{P}]^{(J)} + \frac{g^2 m_\pi}{4\pi g_A^2 M} \left(j' \left\| \sum_{i < j} \{(\tau_i \times \tau_j)^\pm \sqrt{4\pi} j_L(kr_i) \times \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \times Y^J(\hat{r}_i) (\sigma_j \cdot \nabla) Y_0(x_{ij}^2) + (i \leftrightarrow j) \right\| \right). \quad (44)
 \end{aligned}$$

Подобным образом определяются и остальные эффективные мультиполю. Теперь временной формфактор (41) для β -распада ядра ^{12}C в основное состояние ^{12}C будет

$$\begin{aligned}
 F_T &\approx \frac{1}{M(i) + M(f)} \left\{ -\frac{g_A}{2M|k|} [-i\sigma \cdot \mathbf{P}]^{(1)} + \right. \\
 &\quad \left. + g_A \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{M(f) - M(i)}{k^2} [\tilde{\sigma}]^{[2, 1]} \right\}. \quad (45)
 \end{aligned}$$

Вычисление наблюдаемых. Плотность лагранжиана слабого взаимодействия (4) и (6) определяет S -матрицу перехода из начального i в конечное f ядерное состояние

$$S_{fi} = \delta_{fi} - 2\pi i \delta(E_f - E_i) \mathcal{M}_{fi}. \quad (46)$$

где

$$\mathcal{M}_{fi} = \langle f, \beta | \int d\mathbf{x} \mathcal{L}(\mathbf{r}, t = 0) | i, \alpha \rangle.$$

Вероятность ω_{fi} рассматриваемого перехода определяется следующим образом:

$$\omega_{fi} = 2\pi \delta(E_i - E_f) |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (47)$$

Для реакции захвата мюона ядром

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (48)$$

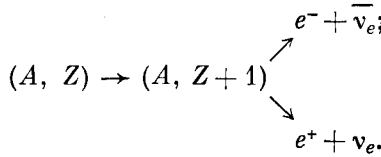
скорость перехода вычисляется согласно формуле

$$\Lambda_{\mu}(i \leftrightarrow f) = \frac{1}{4\pi^2} |p_{\nu}|^2 \int d\hat{p}_{\nu} \frac{1}{(2J_i+1)} \sum_{m_i, m_f} \frac{1}{2} |\mathcal{M}_{fi}|^2; \quad (49)$$

$$\hat{p}_{\nu} \equiv p_{\nu}/|p_{\nu}|, \quad |p_{\nu}| = m_{\mu} + M(i) - M(f);$$

J_i — спин начального ядра. Суммирование в (49) проводится по проекциям спинов начальных и конечных частиц.

С точки зрения ядерной физики обратным процессу захвата мюонов является процесс ядерного β -распада,



Если через p_e обозначить импульс заряженного лептона, то скорость перехода будет

$$\Lambda_{\beta}(i' \rightarrow f') = \frac{1}{(2\pi)^5} \int d\hat{p}_{\nu_e} dp_e (\omega'_0 - \sqrt{p_e^2 + m_e^2})^2 \times$$

$$\times \frac{1}{2J_{i'}+1} \sum_{m_{i'}, m_{f'}} |\mathcal{M}_{f'i'}|^2; \quad (50)$$

$$\omega'_0 = M(i') - M(f').$$

Информация о динамике процесса содержится в величинах \mathcal{M}_{fi} . Так как матричные элементы лептонного и ядерного токов разделяются, то

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{M}_{fi} &\sim \int d\mathbf{r} \langle \beta | l_{\lambda}(r, 0) | \alpha \rangle \langle f | J_{\lambda}^{\dagger}(r, 0) | i \rangle; \\ \mathcal{M}_{f'i'} &\sim \int d\mathbf{r} \langle \beta | l_{\lambda}^{\dagger}(r, 0) | \alpha \rangle \langle f' | J_{\lambda}(r, 0) | i' \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

Захват мюонов ядрами происходит с близко расположенной к ядру K -орбиты мезоатома. Для легких и средних ядер волновая функция мюона слабо меняется внутри ядра, и ее часто заменяют средним значением по объему ядра $\Phi_{\mu}^{\alpha\nu} = [\int d\mathbf{r} |\rho(r) \Phi_{\mu}(r)|^2]^{1/2}$, где $\rho(r)$ — ядерная плотность.

В случае β -распада волновая функция электрона, возмущенная кулоновским полем дочернего ядра с зарядом Z , приближенно равна

$$|\psi_e(0)|^2 = F(Z, E_e) \approx \frac{\pi y}{\text{sh } y} e^{\pi y}; \quad y = \alpha Z E_e / |p_e|; \quad (52)$$

$$E_e = (p_e^2 + m_e^2)^{1/2}.$$

Для неупругого рассеяния нейтрино на ядре дифференциальное сечение определяется следующим образом:

$$d\sigma_{i \rightarrow f} = 2\pi\delta(E_f - E_i) (2J_i + 1)^{-1} \sum_{m_i, m_f} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \Phi(P_f, p_f \dots), \quad (53)$$

где $\Phi(P_f, p_f \dots)$ — фазовый объем для конечных состояний; $P_f(p_f)$ — импульс конечного ядра (лептона). Для случая возбуждения ядерного уровня без вылета нуклонов

$$\Phi(P_f, p_f) = dP_f dp_f (2\pi)^{-6}.$$

Матричный элемент \mathcal{M}_{fi} задается или как в (51) (β относится к заряженному конечному лептону e^\pm, μ^\pm), или для нейтрального процесса $(\nu_e, \nu_e'), (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_e')$ в \mathcal{M}_{fi} входит функция $\mathcal{L}(x)$ из (6) с $l_\lambda(x)$ и $J_\lambda^0(x)$ из (7)

$$\mathcal{M}_{fi} \sim \int dr \langle \beta' | l_\lambda(r, 0) | \alpha' \rangle \langle f' | J_\lambda^0(r, 0) | i' \rangle. \quad (54)$$

Самая трудная часть вычислений наблюдаемых относится к расчету матричного элемента ядерного тока

$$\langle f | \tilde{J}_\lambda(k) | i \rangle \sim \int dre^{ik \cdot r} \langle f | J_\lambda(r, 0) | i \rangle. \quad (55)$$

Используя представление ядерного тока через формфакторы (36), скорость β-распада ядра $^{12}\text{B} (1^+, T = 1) \rightarrow ^{12}\text{C} (0^+, T = 0) + e^- + \bar{\nu}$ запишем в виде

$$\Lambda_\beta(1^+ \rightarrow 0^+) = K_\beta [F_A(0^+)]^2 \left[1 + \frac{2(M(i) + M(f))}{3} \frac{F_T(0)}{F_A(0)} \right]^2. \quad (56)$$

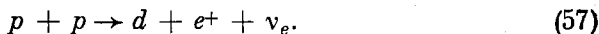
В соответствии с (41) и (43) формфакторы F_X выражаются через матричные элементы мультипольных операторов между ядерными состояниями. Константа K_β дана в [45].

Мы представили уже все элементы, необходимые для проведения расчетов наблюдаемых. В последующих двух частях обсудим результаты, полученные разными авторами для конкретных реакций.

2. АКСИАЛЬНЫЙ ОБМЕННЫЙ ЭФФЕКТ В ЛЕГЧАЙШИХ ЯДРАХ

Во всех известных реакциях на ядрах с $A = 2, 3$ проявляется пространственная компонента аксиального обменного тока.

$A = 2$. Здесь имеется целый ряд интересных процессов. В астрофизике важна реакция



Эффективное сечение для этой реакции прямо связано с предсказанием для потока нейтринов, падающих на поверхность Земли от происходящих на Солнце ядерных процессов. Однако в настоящее время существует явное расхождение между предсказанием 4,66 SNU [58] для скорости поглощения солнечных нейтрино в ^{37}Cl и ее

экспериментальным значением, равным $1,8 \pm 0,4 \text{ SNU}$ [59]. Согласно [60] поток падающих нейтрино связан с эффективным сечением S_{11} для реакции (57) соотношением

$$\text{поток нейтрино} \approx S_{11}^{-2,5}. \quad (58)$$

Поэтому представляет интерес вопрос об изменении S_{11} за счет обменных токов. Так как реакция (57) происходит внутри Солнца вблизи порога (энергия протонов порядка сотен килоэлектрон-вольт), импульсное приближение можно надежно рассчитать в приближении эффективного радиуса [61]. Практически только протоны в начальном 1S_0 -состоянии участвуют в реакции. Поэтому процесс (57) является примером чистого перехода ГТ и аналогом хорошо изученной реакции захвата тепловых нейтронов протонами $n + p \rightarrow d + \gamma$. Известно, что в этой реакции отчетливо проявляется эффект около 10% электромагнитного изовекторного обменного тока [1, 10, 12, 16].

Расчет обменного эффекта для реакции (57) проводится в [62—66]. В [62—65] оператор тока строится с использованием S -матричного формализма. Этот оператор соответствует выражению (31) без члена $\sim Y_0(x_p^{ij})$ и первой сумме в (33). Численно эффект находится в пределах между 6,2 и 8,8% импульсного приближения.

В отличие от [62—65] Барггольц в [66] учитывает в A_Δ (2), кроме тока с π -обменом, также и ток с ρ -обменом, т. е. обе суммы в (33) и полный ток (31). Он также включает монополярные формфакторы типа

$$F_B(k^2) = (\Lambda_B^2 - m_\pi^2) / (\Lambda_B^2 + k^2) \quad (59)$$

в BNN - и BN Δ -вершинах ($B = \pi, \rho$), $\Lambda_\pi = 1,2 \text{ ГэВ}$, $\Lambda_\rho = 1,5 \text{ ГэВ}$. Для константы πN Δ -связи он пользуется значением, предсказываемым кварковой моделью, $h^2/4\pi = 0,23$, а для константы ρNN -связи значением, данным в [67]. Тем самым Барггольц снижает обменный эффект до минимума. Действительно, он получает для него значение, равное 2%, что намного меньше, чем в [62—65]. Однако такое стремление свести к минимуму обменный эффект неоправданно. Например, в аналогичных расчетах для реакции $n + p \rightarrow d + \gamma$ Матио [68] тоже получает эффект, меньший (около 7,6%), чем у других авторов [69], объясняющих установленный $\approx 10\%$ -ный эффект.

Из величины обменного эффекта для реакции (57) ясно, что он не может существенно повлиять на значение S_{11} и тем самым на проблему солнечных нейтрино.

Рассмотрим теперь реакции слабого расщепления дейтрона реакторными антинейтрино

$$\nu_e + d \rightarrow 2n + e^+; \quad (60)$$

$$\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + p + \bar{\nu}_e'. \quad (61)$$

В реакции (61) проявляется нейтральный ток (7). Так как имеем дело с антинейтрино малых энергий, то в реакциях (60) и (61) эффективна опять только аксиальная часть тока. Экспериментально эти

реакции изучались недавно группой Райнса [70]. Эффективное сечение для реакции (60)

$$\sigma_c^{\text{exp}} = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-45} \text{ см}^2/\bar{v}_e. \quad (62)$$

и для реакции с нейтральным током (61)

$$\sigma_N^{\text{exp}} = (3,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-45} \text{ см}^2/\bar{v}_e. \quad (63)$$

Реакции (60) и (61) представляют значительный интерес в связи с проблемой нестабильности нейтрино [71].

Реакторные антинейтрино имеют в основном малые энергии. Их число при энергии около 8 МэВ примерно на три порядка меньше, чем при пороговых значениях энергии [72]. Из-за существования у антинейтрино спектральной функции $n(\epsilon_\nu)$ надо вычислять усредненные по этому спектру величины.

Эффективное сечение для реакций (60) и (61) рассчитано в импульсном приближении целым рядом авторов [72, 73]. Основная трудность состоит в неопределенности, с которой известна спектральная функция $n(\epsilon_\nu)$.

Обменные эффекты для реакций (60) и (61) рассмотрены в [74, 75]. В [74] учитывается полностью вклад тока (31) и вклад тока $A_\Delta(2)$ с ρ -обменом, рассчитанным в нестатическом приближении. Константа $\pi N\Delta$ -связи берется $\hbar^2/4\pi = 0,35$ и константа ρNN -связи — из векторной доминантности. В результате получено значение обменного эффекта около 8%. Включая в $A_\Delta(2)$ вклад тока с ρ -обменом, можно значение эффекта понизить примерно до 6%.

В [75] используются ядерные волновые функции, содержащие компоненты Δ -изобарных конфигураций, поэтому вклад $A_\Delta(2)$ не вычисляется. Кроме графиков с π - и ρ -обменом учитываются и возможные графики с ω -обменом. Полученная поправка за счет обменного эффекта составляет 4%.

Неопределенность в $n(\epsilon_\nu)$ и большая экспериментальная погрешность (около 20%) в измерении сечений (62) и (63) не позволяют сделать определенные выводы о значении обменного эффекта.

Перейдем теперь к следующей важной реакции поглощения отрицательного мюона в дейтерии



До появления данных для реакций (60) и (61) она была единственной измеренной в лабораторных условиях слабой реакцией в двухнуклонной системе [76—78]. Однако точность измерения дублетной скорости перехода Λ_d из сверхтонкого состояния мюонного атома со спином $F = 1/2$ пока невелика [77]:

$$\Lambda_d = 445 \pm 60 \text{ с}^{-1}. \quad (65)$$

Реакция (64) потенциально важна как для извлечения длины нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} , так и для получения информации о константе g_ρ .

В импульсном приближении дублетная и квартетная Λ_q скорости перехода рассчитаны в [79]. В предположении $g_P \sim 7g_A$

$$\Lambda_d \approx 380 \text{ с}^{-1}; \quad \Lambda_q \approx 10 \text{ с}^{-1}. \quad (66)$$

Влияние обменных токов на скорость перехода Λ_d рассмотрено в [64, 80]. В [64] авторы используют тот же самый оператор перехода, как и в случае реакции (57), примерно с тем же результатом — поправка к Λ_d от эффекта аксиальных обменных токов составляет 6%. Это значит, что Λ_d получает добавку около 24 с^{-1} . В результате

$$\Lambda_d \approx 404 \text{ с}^{-1}, \quad (67)$$

что ближе к экспериментальному значению (65). Однако изменение в Λ_d вследствие неопределенности в g_P [64, 79] фактически маскирует эффект обменных токов, и поэтому прямо сопоставлять результаты (65) и (67) нельзя.

Расчет эффекта обменных токов для реакции (64) с использованием оператора тока, полученного в методе жестких пионов, проводится в [80]. По сравнению с расчетом [74] для реакций (60) и (61) зависимость оператора тока от передаваемого импульса учитывается, т. е. вместо (31) используется уравнение (27). Результат также оказывается приблизительно равным 8%. Это означает, что оператор обменного тока в рассмотренной области энергий от передаваемого импульса не зависит.

Влияние эффекта обменных токов на спектры нейтронов в реакции (64) исследуется в [81]. Оказывается, что существует промежуток импульсов нейтрона

$$40 \lesssim p_1 \lesssim 60 \text{ МэВ/с},$$

для которых влиянием обменных токов на извлечение a_{nn} из нормированного дифференциального нейтронного спектра ($d^2\Lambda_d/d\Omega_1 dp_1$) можно пренебречь.

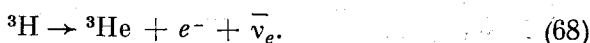
В [81] также рассматривается зависимость отношения $R = \Lambda_q/\Lambda_d$ от значения g_P . Расчет показывает, что пренебрежение обменным эффектом сдвигает значение g_P на значение, приблизительно равное $0,5g_A$, и измерение этого отношения с погрешностью примерно 10% приведет к значительному улучшению наших знаний величины g_P . Напомним, что среднее значение g_P из реакции $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ [82]: $g_P = (6,94 \pm 1,52) g_A$, а из реакции $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + \nu_\mu$ имеем $g_P = (10,1 \pm \begin{smallmatrix} 2,4 \\ 2,6 \end{smallmatrix}) g_A$ [83]. Как показывают расчеты (см. табл. 1), измерение R с погрешностью примерно 10% уменьшит неопределенность в g_P/g_A в 3—4 раза.

Влияние временной компоненты аксиального обменного тока на некоторые характеристики реакций (60) и (64) рассмотрено в [55]. Во всех случаях рассчитанный эффект не более 2%, что по сравнению с ожидаемым из общих соображений (24) значением эффекта (~ 40 —50%) является лишь малой добавкой.

Таблица 1. Отношение $R(R_0) = \Lambda_q/\Lambda_d$ с включением (без включения) аксиального обменного тока как функция g_P/g_A для реакции (64). Расчет выполнен в [81]

g_P/g_A	5	6	7	8	9	10	11	12
$100R$	1,47	1,86	2,33	2,88	3,51	4,23	5,06	6,00
$100R_0$	1,36	1,72	2,14	2,64	3,22	3,88	4,63	5,48

$A = 3$. Единственным пока случаем, когда эксперимент достигает погрешности 1% в слабых реакциях в легких ядрах, является β -распад ядра трития:



Экспериментальное значение приведенного матричного элемента ГТ [84]

$$M_A = \sqrt{3} (0,970 \pm 0,008). \quad (69)$$

Точность в M_A ограничена в основном точностью данных, извлеченных из реакции β -распада нейтрона [85, 86]. Теоретическое предсказание для M_A дается формулой [85]:

$$M_A = \sqrt{3} \left[1 - \frac{2}{3} P(D) - \frac{4}{3} P(S') + \delta \right], \quad (70)$$

где $P(D)$ [$P(S')$] — примесь D [S']-волны в волновой функции связанного состояния трех нуклонов; δ — сумма всех возможных поправок к импульсному приближению.

В случае реалистических волновых функций $P(D) \approx 8 \div 9\%$, $P(S') \approx 1 \div 2\%$. Тогда из (69) и (70) получаем

$$\delta_{\text{exp}} = 4 \div 6\%. \quad (71)$$

Попытки рассчитать δ делались в течение многих лет [39, 41, 43, 44, 85, 87–92] и уже обсуждались в литературе [10, 17, 39, 85]. Поэтому здесь мы рассмотрим только последние расчеты [43, 44].

Следуя [92], Баргхольц в [44] выделяет из δ в импульсное приближение часть, которая соответствует Δ -изобарной компоненте ядерной волновой функции, т. е.

$$M_A = \sqrt{3} \left[1 - \frac{2}{3} P(D) - \frac{4}{3} P(S') - \frac{2}{3} P(\Delta) + \delta' \right], \quad (72)$$

$$\text{где} \quad P(\Delta) = |\langle A_\Delta(2) \rangle|^2 / P(D) \frac{128}{225} \quad (73)$$

и $\langle A_\Delta(2) \rangle$ — матричный элемент тока с возбуждением Δ -изобары. В δ' включены в [44] следующие поправки:

$$\delta' = \delta(\text{rel}) + \delta(\Delta) + \delta(\pi - \rho) + \delta(\text{res} + \text{norm}). \quad (74)$$

Здесь δ (rel) — релятивистская поправка к одночастичному току; δ (Δ) — вклад тока с возбуждением изобары; δ ($\pi - \rho$) — вклад тока слабого распада ρ -мезона; δ (res + norm) — вклад тока отдачи и перенормировки волновой функции.

Фактически Баргхольц рассчитывает обменный эффект, используя тот же самый оператор и те же самые приближения, как и в [66] для реакции (57). Для поправки δ (res + norm) он пользуется результатом [11]. Волновая функция связанного состояния трех нуклонов получена в [93] и является параметризацией решения уравнений

Таблица 2. Результаты вычислений [44] для отдельных слагаемых поправки δ' (74) к импульсному приближению для процесса (68). Первая строка — расчет с формфакторами (59), вторая — с точечными связями

δ (rel)	δ (Δ)	δ ($\pi - \rho$)	δ (res + norm)
-0,009	0,022	0,014	-0,005
-0,009	0,022	0,031	-0,005

Фаддеева с реалистическим потенциалом RSC [94]. Она имеет $P(D) = 8,08\%$, $P(S') = 1,47\%$. Результаты Баргхольца для отдельных слагаемых в (74) представлены в табл. 2. Для приведенного матричного элемента ГТ имеем согласно (72) значение

$$M_A = \sqrt{3} \times \begin{cases} 0,941 \text{ с учетом формфакторов (59);} \\ 0,958 \text{ для точечных связей.} \end{cases} \quad (75)$$

Значения (75) для M_A несколько ниже экспериментальных данных (69).

Аналогичные расчеты приводятся в [43] с обменным оператором (31) и (33), который уже применялся в случае реакций (60) и (61), но на этот раз формфакторы (59) учитываются. Волновая функция трех частиц берется из [95]. Она получена в гиперсферическом базисе решением уравнения Шредингера для трех частиц с потенциалом RSC [94], причем $P(D) = 9,02\%$, $P(S') = 0,84\%$. В расчетах вклада тока $A_\Delta(2)$ используется как $h^2/4\pi = 0,36$, так и $h^2/4\pi = 0,23$; $h^2/4\pi = 0,66$ берется из [67] и учитывается импульсная зависимость Δ -пропэгатора. Поправка δ' представлена в [43] следующим образом:

$$\delta' = \delta(\text{pair}) + \delta(\text{c. t.}) + \delta(\Delta) + \delta(\pi - \rho) + \delta(A_1 - \pi - \rho). \quad (76)$$

Отдельные слагаемые отвечают вкладу токов, изображенных графически на рис. 1, а их численные значения даны в табл. 3.

Теперь

$$M_A = \sqrt{3} \cdot 0,967 \quad (77)$$

Таблица 3. Поправки к импульсному приближению для реакции (68), рассчитанные в [43] согласно (76). Они отвечают обменному току рис. 1

δ (pair)	δ (c. t.)	δ (Δ)	δ (π - ρ)	δ (A_1 - π - ρ)
0,0158	0,0066	0,0265 ^a 0,0411 ^б	0,0130	-0,0130

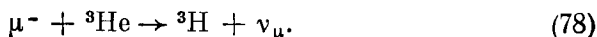
^a $h^2/4\pi = 0,23$, $\kappa_V = 6,66$; ^б $h^2/4\pi = 0,35$, $\kappa_V = 6,66$

независимо от значения h , что является следствием значительного сокращения вкладов P (Δ) и δ (Δ). Результат для δ (Δ) = 0,0265 из табл. 3 согласуется с результатом Баргхольца δ (Δ) = 0,022. Сравнивая вклад остальных слагаемых в табл. 3 с δ (π - ρ) из табл. 2, мы видим, что в [44] он примерно вдвое меньше. Причина этого сокращения пока неясна. Релятивистская поправка к одночастичному току в [43] не вычисляется. Существующие в литературе значения для δ (rel) [41, 44, 89] находятся в пределах $-1,5\% \lesssim \delta$ (rel) $\lesssim -0,24\%$. Очевидно, этот пункт заслуживает особого внимания [96].

Обменный эффект, полученный в [43], составляет 4,9—6,3%. Из этого часть, возникающая как следствие низкоэнергетической теоремы, δ (pair) + δ (c. t.) $\approx 2,2\%$. Вклад δ (Δ) $\approx 2,7 \div 4,1\%$ несколько неопределенный. Однако эта неопределенность скомпенсирована сокращением между δ (Δ) и P (Δ).

Что касается поправки δ (res + norm), то необходим следующий комментарий. В [11] она вычислена в соответствии с проекционным методом построения оператора обменного тока и соответствующего потенциала. Однако эту поправку следует рассматривать лишь как неопределенность расчетов [16, 97], поскольку существуют другие подходы [89, 97—99], в которых с точностью до членов $\sim O(1/M^2)$ включительно δ (res + norm) = 0 для всех значений передаваемого импульса.

Следующей реакцией, которая представляет несомненный интерес с точки зрения изучения обменного эффекта, является захват отрицательного мюона ядром ${}^3\text{He}$



Обобщая опыт расчетов этого эффекта для слабых реакций в двухнуклонных системах, можно утверждать, что его значение будет примерно таким же, как и в случае реакции (68), т. е. примерно равным 5%. Экспериментальные данные пока находятся на том же примерно уровне точности [100].

Обсудим теперь вопрос, касающийся использования в расчетах вершинных формфакторов (59). Для потенциальных обменных токов

из условия ЧСАТ получаем соотношение [16, 101, 102]

$$A_{\text{int}}^j(2) = i \left[V(r_1, r_2), \sum_{s=1}^2 \frac{1}{2} (r_s \rho_s^{Aj} + \rho_s^A r_s) \right], \quad (79)$$

где $V(r_1, r_2)$ — двухчастичный потенциал и ρ_s^{Aj} — одночастичная плотность аксиального тока.

Соотношение (79) представляет собой аналог теоремы Зигерта [103] для электромагнитного тока. Изменение левой части (79) должно сопровождаться соответствующим изменением потенциала. Это обычно не делают, что нарушает, вообще говоря, согласованность расчетов. Более подробно эта проблема пока не исследовалась.

Отметим, что характерной чертой реалистических волновых функций ядер с $A = 2, 3$ является примесь D -состояния. Хотя она составляет малую долю [$P(D) \leq 10\%$], ее присутствие является решающим при вычислении эффекта аксиальных обменных токов в обсуждаемых здесь реакциях.

3. АКСИАЛЬНО-ВЕКТОРНЫЙ ОБМЕННЫЙ ТОК В ПАРЦИАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ μ -ЗАХВАТА И β -РАСПАДА В ЯДРАХ С ПОЛУЗАПОЛНЕННОЙ $1p$ -ОБОЛОЧКОЙ

Скорость переходов в процессах захвата мюонов и β -распада в сложных ядрах определяется в основном слабым аксиально векторным адронным током. Систематический анализ роли аксиального обменного тока в слабых процессах на ядрах с полузаполненной $1p$ -оболочкой проводится в [104—111].

Разрешенные переходы в μ -захвате. Для этого процесса существует 119 разрешенных переходов на ядрах $1p$ -оболочки. Если пренебречь переходами с малой скоростью ($\sim 300 \text{ с}^{-1}$) и переходами, приводящими к возбужденным уровням выше порога испускания нейтронов, останется только 7 измеренных переходов [105, 106] (табл. 4). В [105] изучены стабильные ядра с $A = 6, \dots, 14$. Уровни положительной четности описываются при помощи модели оболочек в ограниченном $1p$ -подпространстве. Аксиальный обменный ток получен на основании низкоэнергетической теоремы Адлера — Дотана [112]. Самый важный результат работы [105] состоит в том, что относительный вклад обменного тока для отдельных переходов мало зависит от ядерной модели и что он плавно изменяется с массовым числом. Так как относительный вклад обменного тока сравним с относительной неопределенностью, происходящей от модельной зависимости импульсного приближения, то в более совершенных расчетах нужно вклад обменного тока учитывать. Обменный ток всегда подавляет скорость перехода, начиная с 2% для $A = 6$ и достигая 20% для $A = 14$.

Величины ft для разрешенных β -переходов. Дальнейшие возможности вскрыть роль аксиального обменного тока дает изучение разрешенных β -переходов в области $1p$ -ядер, для ряда которых надежно

Таблица 4. Парциальные скорости μ -захвата (в с^{-1}), рассчитанные в [105] с волновыми функциями (8—16) POT [133] в импульсном приближении $\Lambda_{(0)}$ и с учетом мягкопионного обменного тока $\Lambda_{(\pi)}$, $\Delta\Lambda^\mu (\%) = 100 \cdot (\Lambda_{(\pi)} - \Lambda_{(0)})/\Lambda_{(0)}$. Сводка данных для Λ_{exp} представлена в [105]

A	Переход	$\Lambda_{\text{exp}}^\mu, \text{с}^{-1}$	$\Lambda_{(0)}^\mu$	$\Lambda_{(\pi)}^\mu$	$\Delta\Lambda^\mu, \%$
6	$\text{Li} (1^+, 0; \text{g. s.}) \rightarrow \text{He} (0^+, 1; \text{g. s.})$	1600^{+330}_{-120}	1566	1526	-2,4
10 ₁	$\text{B} (3^+, 0; \text{g. s.}) \rightarrow \text{Be} (2^+, 1; 3,37 \text{ МэВ})$	~ 1000	914	804	-12
10 ₂	$\text{B} (3^+, 0; \text{g. s.}) \rightarrow \text{Be} (2^+, 1; 5,96 \text{ МэВ})$	~ 4000	5808	5361	-7,7
11	$\text{B} (3/2^-, 1/2; \text{g. s.}) \rightarrow \text{Be} (1/2^-, 3/2; 0,32 \text{ МэВ})$	1000 ± 100	850	764	-10,4
12	$\text{C} (0^+, 0; \text{g. s.}) \rightarrow \text{B} (1^+, 1; \text{g. s.})$	5700 ± 800 или 6000 ± 400	5907	5097	-13,7
13	$\text{C} (1/2^-, 1/2; \text{g. s.}) \rightarrow \text{B} (3/2^-, 3/2; \text{g. s.})$	$10\,000 \pm 300$	6329	5448	-13,9
14	$\text{N} (1^+, 0; \text{g. s.}) \rightarrow \text{C} (2^+, 1, 17,01 \text{ МэВ})$	8000 6000 ± 1500	23 380	18 943	-19,0

измерены ft -величины. Они рассчитаны с учетом обменного тока в [109] для 40 разрешенных переходов ядер — с ${}^6\text{He}$ по ${}^{14}\text{O}$. Для описания ядерных состояний применяется модель Козна и Курата [113] с взаимодействием (8—16) POT. Поправки за счет эффекта однопионного обмена $\Delta ft (\%)$

$$\Delta ft = 100 [ft_{(\pi)} - ft_{(0)}] / ft_{(0)},$$

где $ft_{(0)}$ — результат импульсного приближения, приводятся авторами отдельно для скалярной и тензорной частей пространственной компоненты тока. В случае чистых ГТ-переходов вклад скалярной части в величины ft изменяется плавно с массовым числом, начиная с 2% для системы с $A = 6$ и достигая 10% для ядер с $A = 14$. Вклад тензорной части обменного тока сильно зависит от ядерного состояния. Для переходов с $\log ft < 3,5$ он всегда мал ($\approx 4\%$), причем он положителен для чистых ГТ-переходов и отрицателен для зеркальных переходов. Для $\log ft > 4,0$ вклад тензорной компоненты то положителен, то отрицателен и достигает для некоторых замедленных переходов неожиданно больших значений

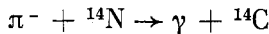
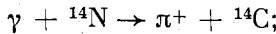
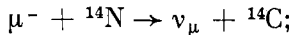
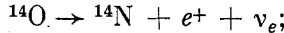
	$\Delta ft, \%$
${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Be} (3/2^-, 1/2)$	+84
${}^2\text{B}$ (или $\text{N}) \rightarrow {}^{12}\text{C} (2^+, 0)$	-54
${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C} (5/2^-, 1/2)$	-76
${}^{13}\text{B} \rightarrow {}^{13}\text{C} (1/2^-, 1/2)^*$	+300
${}^{14}\text{C}$ (или $0) \rightarrow {}^{14}\text{N} (1^+, 0)$	-63

Расчеты с разными вариантами оболочечной модели Коэна и Курата подтверждают вывод, сделанный при изучении процессов захвата мюонов, что относительный вклад обменных поправок существенно меньше зависит от ядерной модели, чем импульсное приближение.

Аксиальный формфактор для слабых переходов в триаде $^{14}\text{C} - ^{14}\text{N} - ^{14}\text{O}$. Особое внимание в литературе уделяется β -распаду ядра ^{14}C с переходом в основное состояние азота



Известно, что этот распад аномально слабый, хотя угловой момент, четность и изоспин уровней соответствуют разрешенному ГТ-переходу. Большое значение $ft = 10^{9,04}$ можно понять в импульсном приближении как следствие малого перекрытия ядерных волновых функций основных состояний углерода и азота в присутствии оператора переворачивания спина, в который переходит оператор аксиального тока при малых передаваемых импульсах. Данные по родственным реакциям



указывают также на аномально медленные переходы, причем последние две реакции протекают при больших передаваемых импульсах.

Представим теперь аксиальный формфактор в импульсном приближении

$$\{F_A^+(0)\}_0 = \langle ^{14}\text{N} | -g_A \sum_{i=1}^{14} \tau_i^+ (\sigma_z)_i | ^{14}\text{C} \rangle = g_A (N_{01}C_{00} - N_{10}C_{11}/V\bar{3}), \quad (81)$$

где $N_{LS} (C_{LS})$ — веса конфигураций $|LST\rangle$ в $^{14}\text{N} (^{14}\text{C})$. Так как все параметризации [114] остаточного взаимодействия в $0\hbar\omega$ -пространстве определяют N_{01} близким $1/V\bar{3}N_{10}C_{11}/C_{00}$, то $\{F_A^+(0)\}_{(0)}$ осциллирует около нуля. Таким образом, остаточные взаимодействия типа [114] можно применять только для качественной оценки поправки $\{F_A^+(0)\}^{\text{MEC}}$ к аксиальному формфактору с целью выявления самых общих тенденций поведения обменного эффекта. Эта поправка определяется следующим образом [107, 108]:

$$\begin{aligned} \{F_A^+(0)\}^{\text{MEC}} &= \langle ^{14}\text{N} | -g_A \sum_{i \neq j} A_{(\pi)}^+(i, j) | ^{14}\text{C} \rangle = \\ &= - \sum_{LS, L'S'} N_{LS} C_{L'S'} h_{LS, L'S'}^{(j)}. \end{aligned} \quad (82)$$

Довольно громоздкие выражения для величин $h_{LS, L'S'}^{(j)}$ приводятся в [107]. Численный расчет показывает, что значение матричного элемента обменного тока определяется в основном ($\approx 90\%$) членом

$\sim h^{(1)}$ и остается стабильным. Главный вклад в него дают графики с возбуждением Δ -изобары и обменом ρ -мезона в промежуточных состояниях. Для волновых функций MIT [115], которые в отличие от других [114] не подбирались для описания β -распада ядра ^{14}C (и поэтому приводят к ненулевому $\{F_A^+(0)\}_{(0)}$), наблюдается деструктивная интерференция между одночастичным и двухчастичным вкладами в аксиальный формфактор

$$\{F_A^+(0)\}_{(0)} + \{F_A^+(0)\}^{\text{MEC}} = +0,055 - 0,032.$$

Таким образом, аномально малая скорость перехода для процесса (80) является следствием когерентной суперпозиции вкладов одночастичного и обменного токов.

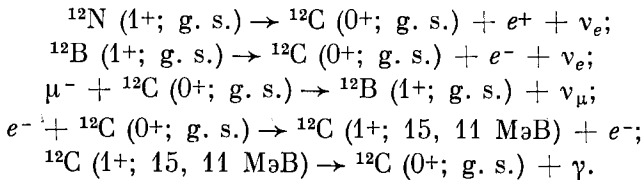
Эффект пространственной компоненты аксиального обменного тока в легких зеркальных ядрах. Экспериментально наблюдаемые скорости β -переходов ГТ в зеркальных ядрах с $A = 15, 17, 39, 41$ меньше, чем можно получить в расчетах, проведенных в рамках простой оболочечной модели с использованием значения аксиальной константы связи g_A , извлеченного из β -распада нейтрона ($g_A = 1,25$). Чтобы объяснить это замедление, Таунер и Ханна проводят в [89] согласованный расчет вкладов поляризации ядерного кора и обменного тока, а также учитывают релятивистские поправки к ядерным волновым функциям. Они получают хорошее согласие с данными для ядер с $A = 15, 17$, однако для ядер с $A = 39, 41$ результат их расчетов меньше данных приблизительно на 25%. Расчеты чувствительны к короткодействующим корреляциям и к длине осцилляторного параметра. Также наблюдается значительное сокращение между вкладом эффекта смешивания конфигураций и обменного тока.

Описание того же подавления скорости β -переходов в рамках теории Ландау — Мигдала примерно с тем же успехом рассмотрено Осетом и Ро [116]. Их подход исходит из предположения, что, по крайней мере, для ядер с замкнутой LS -оболочкой изменение матричного элемента ГТ под влиянием ненуклонных степеней свободы эффективно обусловлено тем же самым механизмом, который доминирует в p -волновом рассеянии пионов на ядрах, т. е. образованием изобардырочных возбуждений. При этом влиянию поляризации ядерного кора и обменных токов отводится второстепенная роль. В пользу такого рассмотрения Осету и Ро служит процесс β -распада трития (68). Для $P(D) = 9,3\%$ и $P(S') = 1,6 \div 2\%$, $M_A = \sqrt{3} \times (0,917 \div 0,914)$, что намного отличается от экспериментальных данных (69). Предполагая, что в (70) $[\delta - 2P(D)/3] \approx 0$, получаем $M_A \approx \sqrt{3} (1 - 4P(S')/3) \approx \sqrt{3} (0,979 \div 0,973)$, что хорошо согласуется с (69). Однако, как показывает детальный расчет [43, 44], сокращение между вкладом $P(D)$ и δ только частичное. Когда значения $P(D)$ и $P(S')$ отличаются от тех, которые предполагают Осет и Ро, учет всех членов в (70) необходим для того, чтобы получить согласие теории с точными данными (69).

Ядерная плотность аксиального заряда — фильтр киральной симметрии. Одна из наиболее интересных задач ядерной физики состоит в поиске общих принципов симметрии поведения элементарных частиц в барионном окружении, свойства которого могут существенно отличаться от пустотных. В свете спонтанного нарушения киральной симметрии пьон явно выделен из семейства прочих мезонов. Это обстоятельство имеет далеко идущие следствия. Рассчитывая плотность аксиального заряда, т. е. генератор собственно киральных преобразований, как сумму вкладов индивидуальных нуклонов ядра (импульсное приближение), неоправданно опускают вклад пионных степеней свободы.

Есть два ядерных процесса, в которых проявляется временная компонента A_4 аксиального тока и которые могут быть экспериментально измерены с достаточно высокой точностью, позволяющей проверить гипотезу кирального фильтра. Первый из них — это разрешенные β -переходы ГТ с $\Delta T = 1$, которые упоминались в предыдущих частях. Второй процесс — это слабые переходы первого запрета, которые рассмотрим позже.

Хотя в разрешенных переходах ГТ преобладает пространственная компонента аксиального тока A , его временную компоненту A_4 можно выделить, измеряя электрон-нейтринные корреляции или используя точно измеренные зеркальные β -спектры ($T = 1$, $T_z = \beta_{\pm} = \pm 1 \rightarrow T = 0$, $T_z = 0$). Низкоэнергетические данные для переходов $0^+ \leftrightarrow 1^+$, $\Delta T = 1$ в триаде $^{12}\text{B} - ^{12}\text{C} - ^{12}\text{N}$ подробно изучают Гишон и Самур в [45]. Они привели анализ следующих реакций:



Экспериментальные данные для β^{\mp} -распада определяют скорости распада $\Lambda_{\beta^{\mp}}$ и корреляционные параметры α^{\pm} , которые содержат информацию о плотности аксиального заряда:

$$\alpha^{\pm} = (\pm F_M^{\pm}(0) - F_T^{\pm}(0)) / (3MF_A^{\pm}(0)). \quad (83)$$

Временной формфактор F_T (45) в работе [45] рассчитан сначала в импульсном приближении для всех вариантов феноменологической модели Коэна — Курата [113] и для эффективного остаточного взаимодействия Хьюджи и Марипу [117]. Сравнение значений $\{F_T(0)\}_{(0)}$, вычисленных для шести разных моделей остаточного взаимодействия, показывает, что для достижения согласия с экспериментом одночастичный формфактор должен быть умножен на $1,26 \pm 0,19$. В [45] систематично проанализирована роль разных источников неточностей в описании исследуемых процессов. Особое внимание уделяется

учету поляризации кора, т. е. вкладу конфигураций, лежащих вне модельного пространства $(1s)^4 (1p)^8$ -конфигураций. Авторы приводят также оценку относительного эффекта ($\Delta^{c.p.}$) учета поляризации кора на уровне частично-дырочного приближения для ядерных состояний. Численный расчет $\Delta^{c.p.}$ показывает, что вклад поляризации кора подавляет матричный элемент тока приблизительно на 13% и тем самым увеличивает разницу между импульсным приближением и экспериментальным значением $F_T(0)$. Проведенные на этом этапе вычисления также показывают, что $\{F_T(0)\}_{(0)}$ ведет себя стабильно по отношению к существенным изменениям в остаточном взаимодействии в $1p$ -модельном пространстве.

Из обычного расчета в рамках модели Нильсона с подходящим для ядра ^{12}C выбором параметров можно получить одночастичные деформированные $1p$ -орбитали

$$\left. \begin{aligned} |1, k=3/2\rangle &= |1p_{3/2}, m=3/2\rangle; \\ |2, k=1/2\rangle &= \alpha |1p_{3/2}, m=1/2\rangle - \beta |1p_{1/2}, m=1/2\rangle; \\ |3, k=1/2\rangle &= \beta |1p_{3/2}, m=1/2\rangle + \alpha |1p_{1/2}, m=1/2\rangle, \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

где $\alpha^2 + \beta^2 = 1$, $\alpha \approx \beta \approx 0,7 \div 0,8$.

В пределе $\alpha \rightarrow 1$, $\beta \rightarrow 0$ получается случай сферического ядра. Матричный элемент перехода $0^+ \rightarrow 1^+$ теперь определяется главным образом матричным элементом $\langle 3, k | A_4^{\alpha}(1) | 2, k \rangle$. Имея в виду свойство эрмитова сопряжения оператора

$$A_4^{\alpha}(1) = \sum_{i=1}^{12} r_i (\sigma_i \cdot P_i) \tau_i^{\alpha},$$

можно легко показать, что

$$\langle 3, k | A_4^{\alpha}(1) | 2, k \rangle = (\alpha^2 + \beta^2) \langle 1p_{1/2}, k | A_4^{\alpha}(1) | 1p_{3/2}, k \rangle. \quad (85)$$

Таким образом, из-за пропорциональности $(\alpha^2 + \beta^2)$ матричный элемент одночастичного оператора плотности аксиального заряда слабо зависит от модели остаточного взаимодействия. Поэтому большая разница между измеренной и рассчитанной в импульсном приближении плотностями аксиального заряда не может быть ядерно-структурного происхождения, а скорее всего отражает специфику оператора перехода. Этим оператором является аксиальный заряд, который в основном состоянии генерирует (в пределе $m_{\pi} \rightarrow 0$) пионы. Они появляются для того, чтобы обеспечить сохранение аксиального заряда.

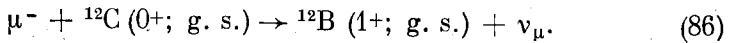
Теперь интуитивно ясно, что $F_T(0)$ не может быть дано суммой одних нуклонных вкладов, а нужно учесть также мезонные степени свободы в ядре. В переходе $^{12}\text{B} (1^+; g. s.) \rightarrow ^{12}\text{C} (0^+; g. s.)$ учет действующего однопионного обмена действительно приводит к увеличению $\langle F_T(0) \rangle_{(0)}$ сразу примерно на 37%; это и есть искомый эффект (табл. 5).

Таблица 5. Временной формфактор $F_T(0)$, рассчитанный в [45] с волновыми функциями (8—16) POT Козна—Курата (СК) [113] и Хьюджи—Марипу (НМ) [117] в импульсном приближении (1) или с включением временной компоненты аксиального обменного тока (11)

СК I	СК II	$\Delta F_T(0)$, %	НМ I	НМ II	$\Delta F_T(0)$, %	Эксперимент
-2,214	-3,025	+36,6	-2,051	-2,821	+37,5	-2,61 ± 0,33

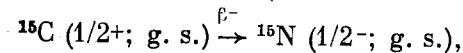
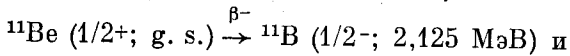
Таким образом, в [45] показано, что экспериментальное значение F_T не может быть объяснено без включения аксиального обменного тока в слабый ядерный гамильтониан.

Отношение g_P/g_A в ядерной среде. Одним из процессов, пригодных для извлечения g_P/g_A , является реакция захвата поляризованных мюонов ядром ^{12}C



Очень чувствительной к g_P/g_A является поляризация остаточного ядра по направлению спина мюонов P_{av} . Извлечение g_P/g_A проводится с учетом вклада одноионного обменного тока и с учетом влияния поляризации кора в [118, 119]. Волновые функции заимствованы из [117]. Полученное значение $g_P/g_A = (10,1 \pm \frac{2,4}{2,6})$ находится в разумном согласии с предсказанием гипотезы ЧСАТ $g_P/g_A \approx 7$. Этот результат подтверждается в [111], где g_P/g_A определено из данных, полученных в реакции захвата мюонов в ядрах ^{11}B , ^{13}C и ^{14}N .

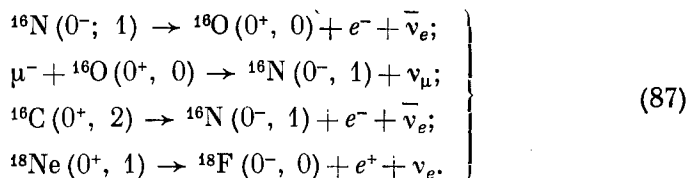
Слабые переходы первого запрета в системах с $A = 16, 18$. В β -переходах первого запрета (или в обратных переходах в μ^- -захвате) временная компонента ядерного тока A_4 является основным оператором перехода. Как показывает расчет [120, 121] ft -величин в процессах



матричный элемент оператора перехода главным образом определяется именно его тензорной компонентой нулевого ранга. В [120, 121] рассчитываются в импульсном приближении вклады нулевого $f^{(0)}$ и первого $f^{(1)}$ рангов в ft -величины. В них подробно обсуждается сильная зависимость $f^{(0)}$ от выбора радиальной зависимости одночастичных волновых функций. Радиальная зависимость, возникающая для потенциала Вудса — Саксона, в отличие от радиальных функций гармонического осциллятора приводит к значениям $f^{(0)}$, меньшим в 2—3 раза.

Слабый изовекторный переход $0^+ \rightarrow 0^-$, $\Delta T = 1$ в системе $A = 16$. Весьма ценную информацию о вкладе мезонных обменных эффектов

в A_4 можно получить, изучая слабые процессы



Здесь возможными являются только два одночастичных оператора (γ_5 и $\sigma \cdot \mathbf{r}$), соответствующие временной и пространственной частям аксиального тока. Переход $0^+ \leftrightarrow 0^-$ в β -распаде характерен тем, что матричные элементы этих операторов стремятся сократить друг друга, таким образом увеличивая относительный вклад обменного тока в скорость перехода Λ_β . В μ -захвате имеем противоположную ситуацию, ибо одночастичные вклады суммируются.

Переход $0^+ \leftrightarrow 0^-$ имеет еще ту особенность, что Λ_μ очень чувствительна к отношению g_P/g_A [122].

Результаты модели мягких пионов. Впервые процессы $0^+ \leftrightarrow 0^-$ с учетом мезонных степеней свободы в системе с $A = 16$ рассмотрены в [123]. Используя самую простую схему описания ядерных состояний (замкнутую $1p$ -оболочку для основного состояния ${}^{16}\text{O}$ и частично-дырочную конфигурацию $2s_{1/2}1p_{1/2}^-$ для состояния 0^- в ${}^{16}\text{N}$), авторы показывают, что мягкопионный обменный ток приводит к увеличению вклада плотности аксиального заряда на 60%. Тем самым отношение $\Lambda_\mu/\Lambda_\beta$ приводится в соответствие с данными для $g_P/g_A \approx 7 \div 8$. Хотя отношение $\Lambda_\mu/\Lambda_\beta$ описывается уже удовлетворительно, значения Λ_μ и Λ_β слишком завышены. В [124] предпринимается попытка улучшить волновую функцию основного состояния ${}^{16}\text{O}$, подключением к замкнутому кору $|0p - 0h\rangle$ еще и $(2p - 2h)$ -примеси по схеме Брауна и Грина [125]. В результате Λ_μ и Λ_β несколько уменьшаются, но одновременно уменьшается и относительный вклад обменного тока. В то же время японской группой [126] выдвигается утверждение, что отношение $\Lambda_\mu/\Lambda_\beta$ можно правильно описать, используя лишь более точное описание лептонной части слабого тока и учитывая корреляции в основном состоянии.

Используя технику разложения по связанным валентным кластерам, Брэндоу, Таунер и Ханна [127] рассмотрели влияние шести различных моделей для эффективного остаточного взаимодействия на Λ_μ и Λ_β . Фактически они вычисляют перенормировку оператора плотности аксиального заряда с учетом мягкопионного обменного тока на языке теории возмущений во втором порядке, расширяя таким образом $0\hbar\omega$ -базис до подпространства $2\hbar\omega$ -возбуждений. В [127] также показано, что последовательное описание $(2p - 2h)$ -примесей в волновой функции состояния 0^+ приводит к устранению деструктивной интерференции $|0p - 0h\rangle$ - и $|2p - 2h\rangle$ -вкладов [124] и восстановлению большого относительного вклада тока однопионного обмена для всех видов взаимодействия. Для одного из них (ОВЕР)

удается описать не только отношение, но и парциальные скорости перехода для $g_p/g_A = 10$. Лептонной части тока при этом отводится второстепенная роль.

Расчет Таунера и Ханни уточняется в [47, 53] путем расширения подпространства $2\hbar\omega$ -возбуждений и включением в рассмотрение процессов с возбуждением Δ -изобары. При этом применяется потенциал ОВЕР из [127]. В итоге результат Таунера и Ханни не изменяется, хотя оценка вклада графика с возбуждением Δ -изобары в [47] явно завышена (см. разд. 1).

В [127] совсем не затрагивается важный вопрос о роли обмена тяжелыми векторными мезонами. Впервые он задается в [48], где оценивается возможный вклад графика с обменом ρ -мезона на уровне около 20% основного парного члена. Перейдем теперь к детальному рассмотрению этого вопроса.

Короткодействующие корреляции и модель жестких пионов. Изучение влияния короткодействующих эффектов на двухчастичную плотность аксиального заряда в переходе $^{16}\text{O} (0^+, 1) \leftrightarrow ^{16}\text{N} (0^-, 0)$ представлено в [46, 51, 52]. Здесь для последовательного описания обмена векторными мезонами ρ и A_1 применяется модель жестких мезонов [25, 32, 34, 35]. Аксиальный ток, построенный в рамках этой модели, представлен в (27) — (33).

Обозначим дальнедействующий однопионный обмен, соответствующий в (32) первой сумме, как $A_{(\pi')}^4$. Обмен тяжелыми мезонами, соответствующий в (32) второй сумме, обозначим $A_{(\rho A_1)}^4$. Тогда полный ток (32) можно записать в виде

$$A_{(\rho A_1, \pi)}^4 = A_{(\pi')}^4 + A_{(\rho A_1)}^4.$$

Для мягкопионного тока сохраним обозначение $A_{(\pi)}^4$.

В [46] матричные элементы тока вычислены с использованием волновых функций модели оболочек со смешиванием конфигураций, полученных в [128] после диагонализации сепарабельного взаимодействия Табакина. Основное состояние ^{16}O содержит все возможные $(0\hbar\omega + 2\hbar\omega)$ -возбуждения. Состояние 0^- содержит две самые сильные (около 1% каждая) $(2p - 2h)$ -компоненты. Расчет показывает, что деструктивная интерференция малых $|2p - 2h\rangle$ -вкладов приводит к простому соотношению

$$\begin{aligned} & (1\hbar\omega + 3\hbar\omega) \langle 0^-, 1 | A^4 | 0^+, 0 \rangle_{(0\hbar\omega + 2\hbar\omega)} \approx \\ & \approx \alpha_0 \beta_0 \langle 2s_{1/2}^1 p_{1/2}^{-1}, 0^-, 1 | A_u | 0p - 0h \rangle, \end{aligned} \quad (88)$$

где входят только главные компоненты волновых функций соответственно с весами α_0 и β_0 . Теперь можно показать чувствительность наблюдаемых к разным частям оператора A^4 , изучая только правую сторону (88).

Относительный вклад обмена тяжелыми мезонами оказывается 10% для μ^- -захвата и 20% для β -распада [46], что довольно много. Однако в модельном $(0\hbar\omega + 2\hbar\omega)$ -подпространстве конфигураций

двухчастичные корреляции, возникающие за счет сердцевин в NN -потенциале, отсутствуют. Их можно ввести, умножая оболочечные волновые функции на множитель Миллера — Спенсера $(1 - \sum_{i < j} f_{ij})$.

Функция f_{ij} выбирается для ядер $1p$ -оболочки в виде [129]

$$f_{ij} = f(r \equiv |r_i - r_j|) = \exp(-\alpha r^2) (1 - \beta r^2), \quad \alpha = 1,1 \text{ фм}^{-2}, \\ \beta = 0,68 \text{ фм}^{-2}.$$

Пересчет ядерных матричных элементов с включением двухчастичных корреляций [51] показывает, что вклад обмена тяжелыми мезонами в Λ_μ и Λ_β падает на порядок, т. е. соответственно до 3 и 6 %

Таблица 6. Вклады в матричный элемент $\langle 0^-, T=1 | A^4 | 0^+, T=0 \rangle$ с учетом и без учета корреляционной функции $f(r)$, адронных формфакторов F и поляризации среды Π для $b=1,7$ фм [52]

Матричный элемент	Член оператора		
	без учета f	с учетом f	с учетом $f + F + \Pi$
$\langle A_{\pi'}^4 \rangle$	-0,151	-0,113	-0,106
$\langle A_{(\rho A_1)}^4 \rangle$	0,037	0,009	0,003
$\langle A_{(\rho A_1 \pi)}^4 \rangle$	-0,114	-0,104	-0,102
$\langle A_{(\pi)}^4 \rangle$	-0,151	—	-0,127

(табл. 6). Одновременно матричный элемент $\langle A_{\pi'}^4 \rangle$ уменьшается под влиянием двухчастичных корреляций приблизительно на 25 %, причем сумма

$$\langle A_{(\rho A_1 \pi)}^4 \rangle > \langle A_{\pi'}^4 \rangle + \langle A_{(\rho A_1)}^4 \rangle$$

остается довольно стабильной по отношению к изменениям в волновых функциях (табл. 6). Отметим, что результаты [51] подтверждают вывод Таунера и Ханны относительно значения g_P/g_A . Оно также равно 10.

В работе [52] короткодействующие эффекты дополнены рассмотрением влияния вершинных формфакторов F . Кроме того, рассматривается влияние поляризации ядерной среды по схеме, предложенной в [130]. В мезонные пропагаторы вводится поляризационный оператор

$$\Pi(q) = \Pi_0(q)/(1 + g'U(q)), \quad \Pi_0(q) = -q^2U(q).$$

Здесь q — импульс виртуального мезона, $g' \approx 0,6$. Пренебрегая q -зависимостью функции $U(q)$ и применяя значения, соответствующие случаю ядерной материи, $U^\pi(0) \approx 0,88$, $U^\rho(0) \approx 1,1$, для монополярных формфакторов получаем выражение [130]

$$F_B(q) = (\Lambda_B^2 - m_B^2)/[(\Lambda_B^2 + q^2)(1 + g'U^B(0))], \quad B = \pi, \rho. \quad (89)$$

В конкретных расчетах применяются значения $\Lambda_\pi = 1,18$ ГэВ, $\Lambda_\rho = 2,0$ ГэВ. В этой схеме двухчастичный оператор плотности аксиального заряда модели жестких пионов получается из (32) заменой

$$\left. \begin{aligned}
 \phi(m_\pi^2) Y_1(m_\pi r) &\rightarrow \frac{m_\pi^{*2}}{m_\pi^2 (1 - (1-g') U^\pi(0))} \times \\
 &\times \left(\frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^{*2}} \right) \left[\phi(m_\pi^{*2}) Y_1(m_\pi^* r) - \frac{\Lambda_\pi^2}{m_\pi^{*2}} \phi(\Lambda_\pi^2) Y_1(\Lambda_\pi r) - \right. \\
 &\left. - \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^{*2}}{2m_\pi^{*2}} \phi(\Lambda_\pi^2) e^{-\Lambda_\pi r} \right]; \\
 C(m_\rho^2) Y_1(m_\rho r) &\rightarrow \frac{m_\pi^2 C(\Lambda_\rho^2) (\Lambda_\rho^2 - m_\rho^2)^2}{2m_\pi^{*2} m_\rho^4 (1 + g' U_\rho(0))} e^{-\Lambda_\rho r}; \\
 m_\pi^{*2} &= \frac{1 + g' U^\pi(0)}{1 - (1-g') U^\pi(0)} m_\pi^2; \quad \phi(y^2) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} C(y^2); \\
 C(y^2) &= \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - m_\pi^2} \left(1 + \frac{\kappa_V y^2}{4m_\rho^2} \right) \left(1 + \frac{y^2}{m_\rho^2} \right).
 \end{aligned} \right\} (90)$$

Из (90) видно, что дальнедействующая часть жесткопионного тока отличается от мягкопионной факторами $\phi(y^2) \neq 1$. Учет поляризации среды и введение адронных формфакторов приводит к возрастанию этой разницы, ибо $\phi(m_\pi^{*2}) \approx 1,1$; $\phi(\Lambda_\pi^2) \approx 5$. Как видно из табл. 6, полный эффект заключается в уменьшении $\langle A_{(\pi^+)}^4 \rangle$ примерно на 30% по сравнению с 15% для $\langle A_{(\pi^+)}^4 \rangle$ и 10% для $\langle A_{(\rho^+ A_1 \pi^+)}^4 \rangle$.

Вычисление абсолютных значений парциальных скоростей перехода и их сравнение с данными (табл. 7) и в этом случае несколько

Таблица 7. Парциальные скорости (c^{-1}) для изовекторного перехода $1^0(0^+, 0) \xrightarrow[\beta^-]{\mu^-} 1^0 N(0^-, 1)$, полученные разными авторами. Экспериментальное значение отношения $(\Lambda_\mu/\Lambda_\beta)_{\text{эксп}} = (3,8 \pm 0,8) \cdot 10^3$ в соответствии с [131a, 133] или $(\Lambda_\mu/\Lambda_\beta)_{\text{эксп}} = (2,62 \pm 0,35) \cdot 10^3$ в соответствии с [132, 133], $R \equiv (\Lambda_\mu/\Lambda_\beta)_{\text{теор}}$. Остаточное взаимодействие приводится в обозначениях авторов.

Для скоростей переходов имеются следующие данные: $\Lambda_\mu = (1,57 \pm 0,10) \cdot 10^3 c^{-1}$ [133], $\Lambda_\beta = (0,45 \pm 0,05) c^{-1}$ [131a], $(0,43 \pm 0,10) c^{-1}$ [131b], $(0,60 \pm 0,07) c^{-1}$ [132]

Литература	Остаточное взаимодействие	$\Lambda_\mu / 10^3$	Λ_β	$R / 10^3$	g_ρ / g_A	b , фм
[127]	$\delta + \pi + \rho$	0,52	0,08	6,4	7,0	1,769
	ОВЕР	2,00	0,42	4,8	7,0	1,769
	G-матрица	1,40	0,26	5,3	7,0	1,769
	ОВЕР	1,58	0,42	3,8	10,0	1,769
[52]	Табакин	1,92	0,53	3,6	10,5	1,769
[53]	ОВЕР	1,8	0,48	3,8	7,0	1,769
[52]	Табакин	2,05	0,64	3,2	10,5	1,7

затруднено из-за неоднозначностей ядерного происхождения. В случае β -распада изменение параметра длины осциллятора b на 10% приводит к изменению Λ_β на 50%. По этой причине на основании расчета в одночастичном осцилляторном базисе трудно отличить данные [131] от результатов измерения [132] для скорости β -перехода, различающиеся между собой на 50%.

Факт стабильности матричного элемента обменного тока по отношению к изменениям в модели ядерной структуры (см. табл. 6) остается вне сомнений, что является сильным аргументом в пользу наличия эффекта виртуальных пионов в слабых процессах, индуцированных временной компонентой аксиального тока, как это предполагается гипотезой кирального фальтона.

Изовекторный переход $0^+ \rightarrow 0^-$, $\Delta T = 1$ в системе $A = 18$. В пользу существования обменного эффекта говорит и рассмотренные вклады плотности аксиального заряда в скорость β^+ -перехода

$$^{18}\text{Ne} (0^+, 1; g. s.) \rightarrow ^{18}\text{F} (0^-, 0; 1,081 \text{ МэВ}),$$

проведенное в [134, 135]. В расчет включены все $(0\hbar\omega + 1\hbar\omega + 2\hbar\omega)$ -конфигурации и двухчастичные корреляции Миллера — Спенсера [129]. Показано, что вклад мягкопионного обменного тока увеличивает скорость перехода $\Lambda_\beta^{th} = 4,8 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ примерно на множитель 2,5 по сравнению с результатом импульсного приближения:

$$\Lambda_\beta^A = 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}.$$

Экспериментальное значение скорости перехода

$$\Lambda_\beta^{\text{экс}} = (8,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1} [135, 136].$$

Отметим, что измеренное в [135] значение скорости β^+ -перехода $^{19}\text{Ne} (1/2^+, 1/2; g. s.) \rightarrow ^{19}\text{F} (1/2^-, 1/2; 110 \text{ кэВ})$

$$\Lambda_\beta^{\text{экс}} = (4,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$$

подавлено на порядок по сравнению с расчетами, выполненными только в $(0\hbar\omega + 1\hbar\omega)$ -подпространстве [135]. По аналогии с переходом в $A = 18$ можно ожидать, что включение $2\hbar\omega$ -конфигураций достаточно уменьшит матричные элементы одно- и двухчастичного операторов аксиального заряда и приведет расчет в разумное согласие с данными.

Изобар-аналоговое состояние основного состояния неона во фторе расположено несколько ниже состояния $(0^-, 0; 1,081 \text{ МэВ})$, а именно при энергии $E_{(0^+,1)} = 1,042 \text{ МэВ}$. При разрядке этого состояния наблюдают на эксперименте асимметрию круговой поляризации γ -квантов, $P_\gamma \sim \langle 0^+, 1; 1,042 \text{ МэВ} | V_{\text{PNC}} | 0^-, 0; 1,081 \text{ МэВ} \rangle$. Используя то обстоятельство, что [134, 135]

$$\begin{aligned} \langle ^{18}\text{F} (0^-, 0; 1,081 \text{ МэВ}) | A_{(\pi)}^A | ^{18}\text{Ne} (0^+, 1; g. s.) \rangle \sim \\ \sim \langle ^{18}\text{F} (0^-, 0; 1,081 \text{ МэВ} | V_{\text{PNC}} | ^{18}\text{F} (0^+, 1; 1,042 \text{ МэВ}) \rangle, \end{aligned}$$

можно из данных для обменного тока в процессе β^+ -распада определить круговую поляризацию для процесса фоторазрядки. Однако в более реалистическом подходе модели жестких пионов ток $A_{(pA_1\pi)}^4$ отличается по своей структуре от мягкопионного тока $A_{(\pi)}^4$. Эта разница становится ощутимой после учета конечных размеров нуклона и поляризации среды. В результате аналогия с матричным элементом несохраняющего четность потенциала V_{PNC} несколько теряется. Применяя матричный элемент тока $A_{(\pi)}^4$ для определения P_γ , можно получить лишь некоторые границы для фундаментальных констант слабого NN -потенциала.

Большой эффект от временной компоненты аксиального обменного тока можно ожидать в переходе $^{16}\text{C} (0^+, 2) \rightarrow ^{16}\text{N} (0^-, 1) + e^- + \bar{\nu}_e$. Простая оценка скорости перехода в импульсном приближении и с использованием простых оболочечных волновых функций воспроизводит [137] только $1/6$ часть экспериментального значения скорости перехода, измеренной в [137].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь мы представим основные выводы, которые получены при критическом анализе обсуждаемого в обзоре материала:

1. В легчайших ядрах существует единственный хорошо изученный случай слабого процесса, в котором отчетливо проявляется пространственная компонента аксиального тока. Точно измеренное значение матричного элемента ΓT в β -распаде ядра трития можно объяснить, только учитывая вклад этой компоненты. Он представляет собой около 5% вклада импульсного приближения. Эффект примерно той же величины можно ожидать и в других слабых реакциях в легчайших ядрах.

2. Изучение влияния пространственной компоненты аксиального обменного тока в разрешенных переходах в μ^- -захвате и β -распаде ядер $1p$ -оболочки ($6 \leq A \leq 14$) с использованием простых оболочечных волновых функций имеет качественный характер. Показано, что относительный вклад этой компоненты в скорости переходов мало зависит от используемой ядерной модели. Вклад обменного тока всегда подавляет скорость перехода, начиная с 2% для $A = 6$ и достигая 20% (10%) для $A = 14$ в случае μ^- -захвата (β -распада).

В более реалистическом расчете подавления скорости β -переходов в зеркальных ядрах с $A = 15, 17, 39, 41$ наблюдается значительное сокращение между вкладом смешивания конфигураций и эффектом обменного тока, причем согласие с данными удовлетворительное. Однако сходные результаты можно получить, используя механизм образования изобар-дырочных возбуждений и смешивание конфигураций в пространстве $2\hbar\omega$ -возбуждений.

3. Временной формфактор, выделенный в измерении электрон-нейтринных корреляций в разрешенных переходах ΓT с $\Delta T = 1$ в триаде $^{12}\text{B} - ^{12}\text{C} - ^{12}\text{N}$, нельзя объяснить без учета вклада 40%

временной компоненты аксиального обменного тока. Эффект той же компоненты проявляется и в слабых переходах первого запрета $1^+ \leftrightarrow 1^-$, $\Delta T = 1$. В μ^- -захвате в ядре ^{16}O ($0^+, 0$) он увеличивает скорость перехода приблизительно на 40%, в обратном процессе μ^- -распада ядра ^{16}N ($0^-, 1$) и в β -распаде ядра ^{18}Ne ($0^+, 1$) этот эффект больше 150%, причем обменная поправка существенно улучшает согласие теории с данными. Во всех рассмотренных случаях относительный вклад обменных поправок ведет себя стабильно по отношению к изменениям в модели ядерной структуры.

4. Как показывают выводы модели жестких пионов, доминирующий вклад в плотность аксиального заряда вносит ток дальнего действия однопионного обмена. Тем самым слабые процессы в ядрах представляют редкую возможность изучать проявление пиона в барионном окружении.

Ток дальнего действия однопионного обмена в модели жестких пионов отличается по своей структуре от мягкопионного тока. Эта разница становится существенной после рассмотрения конечных размеров мезон-нуклонных вершин и поляризации ядерной среды. Она ответственна за несколько меньшую (около 20%) по сравнению с низкоэнергетическими теоремами перенормировку одночастичной плотности аксиального заряда.

5. Учет мезонных степеней свободы необходим для той точности описания процессов, которая позволяет из данных извлекать надежную информацию о константах слабого взаимодействия. Именно выделение отношения g_P/g_A из экспериментов по измерению поляризации ядер отдачи в μ^- -захвате на ядрах ^{12}C , ^{13}C и ^{14}N приводит к значению $g_P/g_A = 10,1 \pm \begin{matrix} 2,4 \\ 2,6 \end{matrix}$, что лишь немного отличается от пустотного значения $g_P/g_A = 7 \div 8$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mesons in Nuclei. Amsterdam, North-Holland, 1979, v. 1, p. 151—434.
2. Браун Дж., Джексон А. Д. Нуклон-нуклонное взаимодействие: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1979. 247 с.
3. Lecture Note in Physics. V. 108. Berlin: Springer-Verlag, 1981, p. 509.
4. Lacombe M. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 861—873.
5. Machleidt R., Holinde K.— In: Lecture Notes in Physics. v. 197. Berlin: Springer-Verlag, 1984, 414 p.
6. Ericson T. E. O.— Nucl. Phys. B, 1984, v. 239, p. 177—200.
7. Londergan J. T., Price C.E., Stephenson E.J.— Phys. Lett. B, 1983, v. 120, p. 270—274.
8. Amado R. D., Locher M. P.— Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 403—405.
9. Friar J. L.— Ibid., 1979, v. 20, p. 325—330.
10. Mesons in Nuclei. Amsterdam, North-Holland, 1979, v. 2, p. 651—755.
11. Chemtob M., Rho M.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 163, p. 1—55.
12. Friar J. L.— In: Studies in High Energy Physics. London, Harwood, 1980, p. 703.
13. Hockert J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 217, p. 14—28.

14. Brown G. E.— In: High Energy Physics and Nuclear Structure. Amsterdam, North-Holland, 1982. 689 p.
15. Mathiot J. F.— Nucl. Phys. A, 1984, v. 412, p. 201—227.
16. Иванов Е. А., Трухлик Э.— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, вып. 2, с. 492—547.
17. Friar J. L., Gibson B. F., Payne G. L. Recent progress in understanding trinucleon properties. Preprint Los Alamos Sci. Lab., 1979, LA-UR-84-554. 47 p.
18. Rho M.— Ann. Rev. Nucl. Part. Science, 1984, v. 34, p. 531—582.
19. Jaus W., Woolcock W. S.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 365, p. 477—504.
20. Cambi A., Mosconi B., Ricci P.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1984, v. 10, p. L11—L15.
21. Friar J. L., Gibson B. F., Payne G. L.— Phys. Rev. C, 1984, v. 30, p. 441—455.
22. Adler S. L., Dashen R. F. Current algebras. N.Y. W.A. Benjamin, Inc., 1968. 394 p; De Alfaro V. e.a. Currents in Hadron Physics. Amsterdam, North-Holland, 1973. 874 p.
23. Donnelly T. W., Peccei R. D.— Phys. Rep., 1979, v. 50, p. 1—85.
24. Kubodera K., Delorme J., Rho M.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 755—758.
25. Ivanov E., Truhlik E.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 316, p. 437—450.
26. Friar J. L.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 796—812.
27. Rho M., Brown G. E.— Comm. Nucl. Part. Phys., 1981, v. 10, p. 201—213.
28. Delorme J.— In: Mesons in Nuclei. Amsterdam, North-Holland, 1979, v. 1, p. 107—147.
29. Weinberg S.— Phys. Rev., 1968, v. 166, p. 1568—1577.
30. Волков М. К., Первушин В. Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. М.: Атомиздат, 1978. 240 с.
31. Olsson M. G., Osypowski E. T., Monsey E. H.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 2938—2954.
32. Schnitzer H. J., Weinberg S.— Phys. Rev., 1967, v. 164, p. 1828—1833.
33. Sakurai J. J. Currents and Mesons. University of Chicago Press, 1967. 167 p.
34. Schwinger J.— Phys. Lett. B, 1967, v. 24, p. 473—476; Wess J., Zimino B.— Phys. Rev., 1967, v. 163, p. 1727—1735; Lee B. W., Nieh H. T.— Ibid., 1968, v. 166, p. 1507—1515.
35. Ogievetsky V. I., Zupnik B. M.— Nucl. Phys. B, 1970, v. 24, p. 612—622.
36. Adam Jr., J., Truhlik E.— Czechosl. J. Phys. B, 1984, v. 11, p. 1157—1178.
37. Coleman S., Wess J., Zumino B.— Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 2239—2247.
38. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 507—509.
39. Green A. M.— Rep. Progr. Phys., 1976, v. 39, p. 1109—1190.
40. Truhlik E.— Czechosl. J. Phys. B, 1980, v. 30, p. 51—55.
41. Jaus W.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 271, p. 495—502.
42. Hajduk Chr., Sauer P. U., Yang S. N.— Ibid., 1983, v. 405, p. 605—619.
43. Ciechanowicz S., Truhlik E.— Ibid., 1984, v. 414, p. 508—516.
44. Bargholtz Chr.— Phys. Lett. B, 1982, v. 112, p. 193—196.
45. Guichon P. A. M., Samour C.— Nucl. Phys. A, 1982, v. 382, p. 461—500.
46. Jaeger H. U., Kirchbach M., Truhlik E.— Ibid., 1983, v. 404, p. 456—466.
47. Kohyama Y. e.a.— Progr. Theoret. Phys., 1983, v. 70, p. 613—615.
48. Cheng W. K., Lorazo B., Goulard B.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 374—383; Cheng W. K., Goulard B.— Ibid., 1981, v. 23, p. 869—872.
49. Cheng W. K.— Ph. D. Thesis. University of Pennsylvania, 1966. 72 p.
50. Adam Jr., J., Truhlik E.— Czechosl. J. Phys. B, 1983, v. 33, p. 558—567.
51. Егер Х. У., Кирхбах М., Трухлик Э. ЯФ, 1984, т. 39, с. 387—394; Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 506—508.
52. Kirchbach M., Kamalov S., Jaeger H. U.— Phys. Lett. B, 1984, v. 144, p. 319—322.

53. Nozawa S., Kohyama Y., Kubodera K.— *Ibid.*, v. 140, p. 11—16.
 54. Friar J. L.— *Phys. Lett. B*, 1975, v. 59, p. 145—149.
 55. Nozawa S., Kohyama Y., Kubodera K.— *Progr. Theoret. Phys.*, 1982, v. 67, p. 1240—1243.
 56. Donnelly T. W., Walecka J. D.— In: *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1979, v. 25, p. 329—405; *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 274, p. 368—412.
 57. Edmonds A. R. *Angular Momentum in Quantum Mechanics*. Princeton University Press, 1960. 45 p.
 58. Bahcall J. M.— *Rev. Mod. Phys.*, 1978, v. 50, p. 881—903.
 59. Davis R. Jr.— *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1979, v. 24, p. 48.
 60. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Ulrich R. K.— *Astrophys. J.*, 1969, v. 159, p. 559—568.
 61. Bahcall J. N., May R. M.— *Ibid.*, v. 155, p. 501—510.
 62. Blin-Stoyle R. J., Papageorgiou S.— *Nucl. Phys.*, 1965, v. 64, p. 1—7.
 63. Gari M., Huffman A. H.— *Astrophys. J.*, 1972, v. 171, p. L151—L153; *Ibid.*, v. 178, p. 543—549.
 64. Dautry F., Riska D. O., Rho M.— *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 264, p. 507—530.
 65. Picker H. S.— In: *Proc. Intern. Topical Conf. on Meson-Nuclear Physics*. Pittsburgh, N. Y.: Carnegie-Mellon University Press, 1976, p. 196—197.
 66. Bargholtz Chr.— *Astrophys. J.*, 1979, v. 233, p. L161—L164.
 67. Höhler G., Pietarinen E.— *Nucl. Phys. B*, 1975, v. 95, p. 210—230.
 68. Mathiot J. E.— *Phys. Lett. B*, 1982, v. 115, p. 174—178.
 69. Riska D. O., Brown G. E.— *Ibid.*, 1972, v. 38, p. 193—195; Colocci M., Mosconi B., Ricci P.— *Ibid.*, 1973, v. 45, p. 224—226; Gari M., Huffman A. H.— *Phys. Rev. C*, 1973, v. 7, p. 994—1005; Thakur J., Foldy L. L.— *Ibid.*, 1973, v. 8, p. 1957—1958; Kermod H. W., McKerrel A.— In: *Lecture Notes in Physics*. V. 82. Berlin, Springer-Verlag, 1978. 442 p.
 70. Pasierb E. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 43, p. 96—99.
 71. Reines F., Sobel H. W., Pasierb E. *Ibid.*, 1980, v. 45, p. 1307—1311; Boehm F. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1980, v. 97, p. 310—314.
 72. Lee H. C.— *Nucl. Phys. A*, 1978, v. 294, p. 473—491.
 73. Fayans S. A., Mikaelyan L. A., Dobrynin Yu. L.— *J. Phys. G, Nucl. Phys.*, 1979, v. 5, p. 209—218; Singh S. K., Khan S. A.— *Z. Phys. A*, 1981, Bd 299, S. 337—340; Lee H. C.— *Phys. Lett. B*, 1979, v. 87, p. 18—20; Avignone III. F. T., Greenwood Z. D.— *Phys. Rev. D*, 1978, v. 17, p. 154—158; Davis B. R. e.a.— *Phys. Rev. C*, 1979, v. 19, p. 2259—2266; Ahrens T., Gallaher L.— *Phys. Rev. D*, 1979, v. 20, p. 2714—2718.
 74. Hošek J., Truhlik E.— *Phys. Rev. C*, 1981, v. 23, p. 665—670.
 75. Müller W., Gari M.— *Phys. Lett. B*, 1981, v. 102, p. 389—392.
 76. Wang I. T. e.a.— *Phys. Rev.*, 1965, v. 139, p. B1529—B1538.
 77. Bertin A. e.a.— *Phys. Rev. D*, 1973, v. 8, p. 3774—3793.
 78. Cargnelli M. e.a.— In: *Particles and Nuclei — Tenth Intern. Conf.*, Books of Abstracts. V. 1. Heidelberg, 1984, p. K6.
 79. Ho-Kim Q., Lavine J. P., Picker H. S.— *Phys. Rev. C*, 1976, v. 13, p. 1966—1973; Dogotar G. E., Salganic Yu. A., Eramzhyan R. A.— *Yad. Fiz.*, 1975, v. 22, p. 472—479; Cremmer E.— *Nucl. Phys. B*, 1967, v. 2, p. 409—423; Pascual P., Tarrach R., Vidal F.— *Nuovo cimento A*, 1972, v. 12, p. 241—248; Dosch H. G.— *Nuovo cimento*, 1965, v. 39, p. 731—738; Sotona M., Truhlik E.— *Nucl. A*, 1974, v. 229, p. 471—483; Truhlik E.— *Nucl. Phys. B*, 1972, v. 45, p. 303—317; Wang I. T.— *Phys. Rev.*, 1965, v. 139, p. B1539—B1544; Švarc A., Bajzer Z., Furic M.— *Z. Phys. A*, 1978, Bd 285, S. 133—137.
 80. Ivanov E., Truhlik E.— *Nucl. Phys. A*, 1979, v. 316, p. 451—460.
 81. Dogotar G. e.a.— *Ibid.*, 1979, v. 326, p. 225—243.
 82. Bardin G. e.a.— *Ibid.*, 1981, v. 352, p. 365—378; *Phys. Lett. B*, 1981, v. 104, p. 320—324.
 83. Kuno Y. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1984, v. 148, p. 270—274.
 84. Budick B.— *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 51, p. 1034—1037.

85. **Blin-Stoyle R. J.** *Fundamental Interactions and the Nucleus*. Amsterdam, North-Holland, 1973. 345 p.
86. **Wilkinson D. H.**— *Nucl. Phys. A*, 1982, v. 377, p. 474—504.
87. **Blomqvist J.** *Phys. Lett. B*, 1970, v. 32, p. 4—5.
88. **Riska D. O., Brown G. E.**— *Ibid.*, 1970, v. 32, p. 662—664.
89. **Towner I. S., Khanna F. C.**— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 51—54.
90. **Kim Y. E. e.a.**— In: *Proc. of the Intern. Conf. on Few Particle Problems in the Nuclear Interaction*. Los Alamos, 1972. Amsterdam, North-Holland, 1973, p. 433—436.
91. **Ohta K., Wakamatsu M.**— University Tokyo, 1975. Preprint UT-Komaba 75-8.
92. **Green A. M., Shucan T. H.**— *Nucl. Phys. A*, 1972, v. 188, p. 289—315.
93. **Hajduk Chr., Green A. M., Sainio M. E.**— *Ibid.*, 1980, v. 337, p. 13—22.
94. **Reid R. V.**— *Ann. Phys.*, 1968, v. 50, p. 441—448.
95. **Demin V. F., Pokrovsky Yu. E.**— *Phys. Lett. B*, 1973, v. 47, p. 394—396; **Demin V. F., Pokrovsky Yu. E., Efros V. D.**— *Ibid.*, 1973, v. 44, p. 227—230; **Базь А. И., Демин В. Ф., Жуков М. Б.**— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, вып. 2, с. 515—563.
96. **Friar J. L.**— *Nucl. Phys.*, 1966, v. 87, p. 407—413.
97. **Chemtob M.**— In: *Mesons in Nuclei*. Amsterdam, North-Holland, 1979, v. 2, p. 495—594.
98. **Gari M., Hyuga H.**— *Z. Phys. A*, 1976, Bd 277, S. 291—297.
99. **Friar J. L.**— *Ann. Phys.*, 1977, v. 104, p. 380—426.
100. **Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эражян Р. А.** *Поглощение мезонов атомными ядрами*. М.: Атомиздат, 1978. 293 с.
101. **Futami Y., Fujita J. I., Ohtsubo H.** *Suppl. Progr. Theoret. Phys.*, 1976, v. 60, p. 83—108.
102. **Ohta K.**— *Nucl. Phys. A*, 1979, v. 314, p. 333—345.
103. **Siegert A. J. F.**— *Phys. Rev.*, 1937, v. 52, p. 787—789.
104. **Guichon P. e.a.**— *Z. Phys. A*, 1978, Bd 285, S. 183—189.
105. **Desgolard P., Guichon P.**— *Phys. Rev. C*, 1979, v. 19, p. 120—128.
106. **Desgolard P., Guichon P., Joseph J.**— *Nuovo cimento*, 1978, v. 43, p. 475—484.
107. **Lorazo B., Goulard B.**— *Canad. J. Phys.*, 1980, v. 58, p. 388—400.
108. **Goulard B. e.a.**— *Phys. Rev. C*, 1977, v. 16, p. 1999—2009.
109. **Desgolard P., Guichon P.**— *Z. Phys. A*, 1979, Bd 290, S. 373—376.
110. **Koshigiri K., Ohtsubo H., Morita M.**— *Progr. Theoret. Phys.*, 1981, v. 66, p. 358—361.
111. **Koshigiri K., Ohtsubo H., Morita M.**— *Progr. Theoret. Phys.*, 1982, v. 68, p. 687—689; In: *Particles and Nuclei — Tenth Intern. Conf., Books of Abstracts. V. 1. Heidelberg, 1984*, p. H3.
112. **Adler S. L., Dothan Y.**— *Phys. Rev.*, 1966, v. 151, p. 1267—1277.
113. **Cohen S., Kurath D.**— *Nucl. Phys.*, 1965, v. 73, p. 1—24.
114. **Barker F. C.**— *Nucl. Phys.*, 1966, v. 83, p. 418—448; **Baer H. W. e.a.**— *Phys. Rev. C*, 1975, v. 12, p. 921—927; **Visscher W. M., Ferrell R. A.**— *Phys. Rev.*, 1957, v. 107, p. 784—796; **Elliot P.**— *Philos. Mag.*, 1956, v. 1, p. 503—507.
115. **Ensslin N. e.a.**— *Phys. Rev. C*, 1979, v. 19, p. 569—573.
116. **Oset E., Rho M.**— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 47—50.
117. **Hauge P. S., Maripuu S.**— *Phys. Rev. C*, 1973, v. 8, p. 1609—1620.
118. **Fukui M. e.a.** *Progr. Theoret. Phys.*, 1983, v. 70, p. 827—839.
119. **Kuno Y. e.a.**— In: *Proc. Intern. Symposium on Electromag. Prop. of Atomic Nuclei*, Tokyo, November 1983, p. 446—450.
120. **Millener D. J. e.a.**— *Phys. Rev. C*, 1982, v. 26, p. 1167—1185; **Warburton E. K., Alburger D. E., Wilkinson D. H.**— *Ibid.*, 1982, v. 26, p. 1186—1197.
121. **Warburton E. K., Alburger D. E., Millener D. J.** Preprint BNL-34237, Brookhaven, 1983.
122. **Шапиро И. С., Блохинцев Л. Д.**— *ЖЭТФ*, 1960, т. 39, с. 1112—1114.
123. **Guichon P., Giffon M., Samour C.**— *Phys. Lett. B*, 1978, v. 74, p. 15—17.

124. Guichon P., Samour C.— Ibid., 1979, v. 82, p. 28—30.
125. Green A. M., Rho M.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 130, p. 112—118; Brown G. E., Green A. M.— Nucl. Phys., 1966, v. 75, p. 401—417.
126. Koshigiri K., Ohtsubo H., Morita M.— Progr. Theoret. Phys., 1979, v. 62, p. 706—712.
127. Towner I. S., Khanna F. C.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 372, p. 331—348.
128. Eramzhyan R. A. e.a.— Ibid., 1977, v. 290, p. 294—314.
129. Miller G. A., Spencer J. E.— Ann. Phys., 1976, v. 100, p. 562—606.
130. Riska D. O., Strüve W.— Nucl. Phys A, 1983, v. 399, p. 406—418; Riska D. O.— Ibid., v. 402, p. 377—396.
- 131a. Gagliardi C. A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 914—917; Phys. Rev. C, 1983, v. 28, p. 2423—2432.
- 131b. Palfy L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 212—217.
132. Minamisono T. e.a.— Phys. Lett. B, 1983, v. 130, p. 1—4.
133. Guichon P. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 987—997.
134. Haxton W. C.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 698—701.
135. Adelberger E. G. e.a.— Phys. Rev. C, 1983, v. 27, p. 2833—2856.
136. Hernandez A. M., Daehnick W. W.— Ibid., 1982, v. 25, p. 2957—2962.
137. Gagliardi C. A. e.a.— Ibid., 1983, v. 27, p. 1353—1355.