

ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ РЕАКЦИИ С УЧАСТИЕМ НУКЛОНОВ И ЛЕГКИХ ИОНОВ ПРИ НИЗКИХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Ф.А.Гареев, Е.А.Строковский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ю.Л.Ратис

Самарский государственный аэрокосмический университет им.С.П.Королева,
Самара

Дальней целью этого обзора является анализ резонансных явлений в зарядово-обменных процессах типа $a + A \rightarrow b + X$ ($a, b = p, \pi, n, {}^3\text{He}, t$) как на свободных адронах, так и на ядрах; наиболее подробно в нем рассматривается неупругая перезарядка протонов и ядер ${}^3\text{He}$. По этим процессам к настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал, нуждающийся в количественной интерпретации в рамках единого «микроскопического» подхода. В обзоре кратко суммируются основные свойства формфакторов, спектроскопических факторов и правил сумм для нуклонов и составных частиц. Обсуждаются типичные методы анализа инклюзивных ядерных реакций в терминах эффективных чисел ядерных кластеров. Приведен формализм, необходимый для описания процессов с участием пионов, нуклонов и Δ -изобар; основное внимание уделено зарядово-обменным реакциям как наиболее простому и типичному примеру. Обсуждаются проблема определения оптимального набора феноменологических параметров $(\pi + \rho + g')$ -модели и проблема интерференции различных диаграмм эффективной теории. Последняя часть обзора посвящена обсуждению реакции перезарядки на ядрах с возбуждением Δ -изобар в терминах эффективных чисел; продемонстрирована важная роль ряда процессов многочастичного типа, которые являются специфическими для реакций на ядрах и отсутствуют в случае реакции на свободных нуклонах. Мы касаемся также ряда общих проблем анализа резонансных реакций в ядерной физике и физике частиц; обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

This review is devoted to resonance phenomena in charge-exchange reactions $a + A \rightarrow b + X$ ($a, b = p, \pi, n, {}^3\text{He}, t$) when A is either a free hadron or a nucleus; as a typical example considered in detail, the inelastic charge-exchange of nucleons and ${}^3\text{He}$ nucleus is taken. For this process a large bulk of experimental information is collected which needs in a quantitative theoretical interpretation within a coherent «microscopical» approach. In the review we summarize in short the main results concerning form-factors and spectroscopic factors as well as their sum rules for nucleons and composite particles. We discuss also typical methods of analysis of inclusive reactions in terms of effective numbers on nuclear clusters. Description of formalism for processes with pions,

and Δ -isobars is given; the attention is focused on charge-exchange reactions as one of the simplest and typical. We discuss a problem of finding the best set of phenomenological parameters of the $\pi + \rho + g'$ model and a problem of interference of various diagrams of the effective theory. The last part of the review is devoted to the discussion of the charge-exchange reaction on nuclei with delta-excitations in terms of effective numbers; the important role of some typical many-body processes, which are absent in the case of this reaction on free nucleons, is shown. We touch on some general problems of analysis of resonance processes in nuclear and particle physics and discuss further perspectives.

ВВЕДЕНИЕ

Дальней целью этого обзора является анализ резонансных явлений в зарядово-обменных процессах типа $a + A \rightarrow b + X$ ($a, b = p, \pi, n, {}^3\text{He}, t$) как на свободных адронах, так и на ядрах; наиболее подробно в нем рассматривается неупругая перезарядка протонов и ядер ${}^3\text{He}$. По этим процессам к настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал (см. обзор [1] и ссылки в нем), нуждающийся в количественной интерпретации в рамках единого «микроскопического» подхода.

Инклюзивные реакции типа (e, e') , (p, p') , (π, π') , (p, n) , $({}^3\text{He}, t)$, $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ являются основным источником информации об эффективных NN - и $N\Delta$ -взаимодействиях, механизмах реакций и ядерной структуре при промежуточных энергиях. Изучение этих реакций привело к открытию гамов-теллеровского и других зарядово-обменных резонансов, углубило наши знания о спиновых силах в ядрах, дало новые сведения о ненуклонных степенях свободы в ядре и т.д. Особый интерес в этом ряду процессов представляют реакции перезарядки с участием Δ -изобары: (p, Δ^{++}) , $(p, n)_{\Delta}$, $({}^3\text{He}, t)_{\Delta}$, $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})_{\Delta}$, так как из их анализа можно получить сведения о роли Δ -изобары в спиновых и изоспиновых компонентах ядерных сил. Появилось большое число работ по реакциям перезарядки, как теоретических, так и экспериментальных (см., например, [1—3] и ссылки в них). Особенно важны сведения о механизме реакций на свободных нуклонах. Дело в том, что из-за относительно небольшой ($\approx 5\%$ при $T_p \approx 1$ ГэВ) перенормировки взаимодействия в ядрах [4—7] информация о свободных процессах в принципе позволяет понять механизмы зарядово-обменных реакций на ядрах и исследовать спин-изоспиновые моды возбуждения в ядерной материи.

Однако целостной картины явления на сегодняшний день нет. В частности, существующие подходы не позволяют корректно отделить эффекты ядерной структуры от механизма реакции $(p, n)_{\Delta}$ при энергиях напе-

тающего протона $T_p \geq 1$ ГэВ [2]. Анализ процесса существенно усложняют коллективные возбуждения типа (ΔN^{-1}) , т.е. Δ -изобара — нуклонная «дырка» [5—8]. Для промежуточных энергий недостаточно исследован вопрос о перенормировке $(NN-N\Delta)$ -взаимодействия при переходе от вакуума к ядру (см. [2,4]). Как всегда, остается дискуссионной техника учета ядерных искажений во входном и выходном каналах в рассматриваемой области энергий [9—11]. Наконец, анализ инклюзивных сечений имеет свою специфику, связанную с нечувствительностью к деталям структуры ядра-мишени [9,10]. Следуя терминологии работ [9,10], будем называть это свойство «универсальностью» инклюзивных сечений. В теоретических расчетах универсальность проявляется как практическая независимость результатов вычислений от выбора базисных функций оболочечной модели. Например, использование вместо волновых функций Вудса — Саксона осцилляторных, квазиклассических или даже волновых функций свободного ферми-газа изменяет значения сечений всего на 5—10% [9,10]. В эксперименте универсальность выражается в том, что сечения процесса перезарядки, содержащие информацию о $(NN-N\Delta)$ -взаимодействиях и механизме реакции, являются плавными функциями своих аргументов — массового числа A и энергии налетающей частицы.

Другой особенностью наиболее распространенных методов анализа сильных процессов [4—8,12—19] (полевые подходы [4—8,12], глуберовское приближение [14] и т.п.) является их ярко выраженный феноменологический характер, проявляющийся в присутствии в расчетных формулах большого числа феноменологических параметров. Это отчасти связано с отсутствием малых параметров типа безразмерной константы связи [12]. Характерные для физики адронных резонансов передачи импульса q также, вообще говоря, не малы по сравнению с импульсом налетающих частиц (P). В области промежуточных энергий не выполняется условие длинноволнового приближения $kR \ll 1$, где k — волновой вектор падающей частицы, R — характерный размер мишени. Следует особо отметить тот факт, что даже наличие естественного малого параметра теории $\langle V \rangle / E \ll 1$, т.е. отношения средней потенциальной энергии нуклона, входящего в состав ядра-мишени в начальном связанном состоянии, к кинетической энергии налетающей частицы далеко не всегда гарантирует выполнение импульсного приближения (DWIA): резонансное возбуждение внутринуклонных степеней свободы в системе сильно-взаимодействующих частиц может приводить, в случае реакций на ядрах, к существенному усилению вклада каналов, запрещенных правилами отбора для процессов на свободных нуклонах [20].

Сказанное выше позволяет понять причины сохраняющейся популярности чисто феноменологических подходов с оптическими потенциалами, но не оправдать их, т.к. в настоящее время они уже не удовлетворяют требованиям эксперимента: ощущается настоятельная необходимость в «микроскопической» теории процессов с участием ядер при промежуточных энергиях. Главная трудность в построении такой теории, которую хотелось бы видеть базирующейся на первых принципах квантовой хромодинамики (КХД) [21], связана с принципиально непертурбативным характером задач КХД, возникающих в физике промежуточных энергий. Именно это обстоятельство феноменологизирует теорию сильных процессов при промежуточных энергиях и порождает «гибридный» характер применяющихся сегодня подходов (кроме чисто кинематических [15—19]). Они основаны на использовании как фундаментальных принципов квантовой теории, так и феноменологических параметризаций некоторых дополнительных формфакторов, присутствующих в расчетах различных наблюдаемых величин.

Наиболее ярким примером такого рода теории является теория конечных ферми-систем (ТКФС). Однако применение ТКФС недостаточно корректно для анализа рассматриваемого класса процессов, происходящих преимущественно у поверхности ядер-мишеней. Поэтому возникает потребность в альтернативных схемах анализа процессов в области промежуточных энергий.

Инклюзивный характер большинства экспериментальных данных, полученных при промежуточных энергиях, отчасти облегчает теоретический анализ, т.к. инклюзивные сечения оказываются нечувствительными к тонким деталям структуры ядра, например, к эффектам сверхтекучего смешивания конфигураций, малым деформациям ядра-мишени и т.п. [9,22]. Именно поэтому инклюзивные реакции можно рассматривать как удобный инструмент для изучения механизмов реакций и ядерного взаимодействия в области промежуточных энергий. Результаты анализа инклюзивных процессов в дальнейшем можно использовать при рассмотрении эксклюзивных и «полуэксклюзивных» реакций.

Перечисленные выше особенности инклюзивных реакций приводят к совершенно естественным требованиям к формализму для описания прямых процессов в области промежуточных энергий.

Во-первых, он должен быть достаточно универсальным, т.е. в рамках единого подхода описывать широкий круг прямых процессов (включая резонансные), таких как квазиупругое выбивание (p, pX), (e, eX), ($\alpha, 2\alpha$), фрагментация, передача кластеров между тяжелыми ионами, поглощение медленных π^- -мезонов (π^-, A) и высокоэнергетических

γ - квантов (γ, A), кумулятивные ядерные реакции с выходом быстрых адронов назад, реакции перезарядки, спин-флипа и т.п.

Во-вторых, он должен быть достаточно простым в расчетном плане для того, чтобы его можно было использовать для эффективного анализа широкого круга экспериментальных данных, и в то же время достаточно информативным в смысле возможности идентификации механизма реакции.

В-третьих, в силу специфики исследуемого диапазона энергий ($T \sim 1$ ГэВ/нуклон) чисто потенциальные приближения типа DWBA становятся недостаточно корректными, и поэтому формализм должен включать в себя как ядерно-физический, так и теоретико-полевой аспекты задачи. В первую очередь, такой формализм должен учитывать связь между возбуждениями «внешних» степеней свободы, описывающих движение нуклонов-конституентов ядра, и «внутренних» степеней свободы этих конституентов, поскольку взаимодействия частиц промежуточных энергий со свободными нуклонами и атомными ядрами с заметной вероятностью возбуждают барионные резонансы, разрешенные законами сохранения энергии-импульса и правилами отбора.

Наконец, последовательная схема анализа инклюзивных реакций при промежуточных энергиях должна включать в себя методы расчета элементарных процессов (т.е. сечений типа $\frac{d\sigma_{a+X \rightarrow X+a}}{d\Omega_X}$, см. ниже формулу (1)).

Таким образом, необходимо искать возможности для синтеза подходов ядерной физики и физики элементарных частиц. Здесь естественным образом возникает ряд вопросов, составляющих основное содержание проблемы; многие из них выходят за рамки нашего обзора.

— Каковы механизмы возбуждения и разрядки барионных резонансов, в первую очередь Δ -изобары и роуперовского резонанса $N(1440)$?

— Различаются ли эти механизмы для свободных нуклонов и для нуклонов в ядрах?

— Чем объясняется высокая селективность возбуждения барионных резонансов в реакциях на ядрах?

— Каковы оптимальные условия наблюдения тех или иных резонансных явлений?

— Какова чувствительность результатов расчетов к выбору модели и как ее минимизировать?

— Какие свойства резонансов определяются первыми принципами квантовой теории, а какие воспроизводятся на основе конкретных моделей?

— Какого сорта эксперименты в физике промежуточных энергий наиболее информативны для идентификации механизма реакции?

Постановка некоторых вопросов из этого перечня может быть отнесена к концу 20-х — началу 30-х годов, т.е. к периоду формулировки основных принципов квантовой теории. Вопросы, касающиеся непосредственно физики барионных резонансов, начали появляться после 1953 г., т.е. после открытия группой Э.Ферми первого и наиболее выдающегося из нуклонных резонансов: $\Delta(1232)$ -изобары.

Несмотря на огромное количество впечатляющих результатов, полученных со времени открытия Δ -изобары, понимание истинной роли этого резонанса в физике промежуточных энергий начало приходить только к началу 80-х годов, когда стало ясно, что многие эффекты, ранее интерпретировавшиеся как проявление короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций, на самом деле связаны с вкладом барионных резонансов (в первую очередь, $\Delta(1232)$ -изобары). В настоящее время имеются веские основания считать, что этот резонанс в пионной ядерной физике промежуточных энергий выживает как отдельная разновидность барионов даже в сильновзаимодействующем ядерном окружении и может рассматриваться как квазичастица точно так же, как и нуклон [4—6, 23—25].

При попытке удовлетворить перечисленным требованиям к формализму возникает вопрос о нахождении единой меры для сопоставления сечений различных прямых ядерных процессов с выходом нуклонов, барионных резонансов и кластеров. По нашему мнению, понятие «эффективных чисел» кластеров в ядре-мишени позволяет найти ответ на этот вопрос.

В работах монографического характера [9, 22, 26, 27] достаточно подробно исследованы и описаны прямые процессы (в основном, на примере реакции квазиупругого выбивания нуклонов и кластеров $X = p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$, в то время как для нас гораздо больший интерес представляют реакции образования резонансов $X = \Delta^{++}, \dots$), для которых с достаточно высокой степенью точности выполняется соотношение типа

$$\frac{d\sigma_{A(a, aX)B}}{d\Omega_X} = \tilde{N} \frac{d\sigma_{a+X \rightarrow X+a}}{d\Omega_X}, \quad (1)$$

где $\frac{d\sigma_{A(a, aX)B}}{d\Omega_X}$ — сечение реакции выбивания конечного кластера X из

ядра A , $\frac{d\sigma_{a+X \rightarrow X+a}}{d\Omega_X}$ — аналогичное свободное сечение, \tilde{N} — эффективное число кластеров X в ядре-мишени A .

Факторизованные соотношения типа (1) естественным образом возникают в рамках импульсного приближения (см. [28]), а также в некоторых других случаях [20] (подробнее см. [27]).

В большинстве исследованных случаев величина \tilde{N} определяется свойствами ядра-мишени A и факторами поглощения налетающей частицы и регистрируемого фрагмента в ядерной среде; она почти не зависит от механизма реакции. Выполнение соотношения (1) фактически означает применимость DWIA. Поэтому расхождение между экспериментальными данными и результатами инклюзивных DWIA-расчетов содержит ценную информацию о механизме реакции.

Результаты исследований эффективных чисел \tilde{N} , суммированные в работах [9,22,26,27,29], свидетельствуют о плавной A - и E -зависимости полных эффективных чисел при переходе от одного ядра-мишени к другому, а также при умеренной вариации энергии налетающей частицы в области $T > 0,6$ ГэВ/нуклон. Подобное поведение эффективных чисел свидетельствует о возможности квазиклассических оценок зависимости $\tilde{N} = \tilde{N}(E, A)$.

Таким образом, рассмотрение резонансных явлений в инклюзивных ядерных реакциях порождает очевидную последовательность задач: 1) изучение комбинаторных свойств эффективных чисел; 2) исследование влияния ядерных искажений; 3) теоретико-полевой анализ свободных процессов; 4) идентификация механизмов реакций; 5) анализ общефизической концепции резонанса.

С этих позиций в обзоре рассматривается неупругая перезарядка протонов и ядер ${}^3\text{He}$ с возбуждением Δ -изобары как наиболее характерный пример зарядово-обменных процессов типа $a + A \rightarrow b + X$. Первые два раздела посвящены основным результатам, полученным в ядерной физике при развитии метода эффективных чисел; $NN \rightarrow N\Delta$ -процессы обсуждаются в разделах 3—5; в разд.6 рассмотрены результаты анализа реакций $A(p, n)_{\Delta}B$ и $A({}^3\text{He}, t)_{\Delta}B$ на языке эффективных чисел.

1. ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ НУКЛОНОВ, ДЕЙТРОНОВ, $t, {}^3\text{He}, \alpha$ -ЧАСТИЦ И ИХ СВОЙСТВА

Рассмотрим реальный или виртуальный процесс распада ядра A на фрагменты X и $A - X$:

$$A \rightarrow X + (A - X). \quad (2)$$

Определим формфактор частицы X в канале c в соответствии с работой [30]:

$$\Psi_{Xc}(R) = \langle \hat{A} \left\{ \frac{\sigma(R - R')}{R'} \mathcal{U}_{Xc}(\mathbf{R}') \right\} | \Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i} \rangle, \quad (3)$$

где $\Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i}$ — волновая функция (ВФ) родительского ядра A , имеющего спин J_i , его проекцию M_i и прочие квантовые числа σ_i ; \mathcal{U}_{Xc} — каналовая функция частицы X , c — полный набор квантовых чисел канала, включая спины и проекции спинов фрагментов, \hat{A} является оператором антисимметризации между нуклонами дочернего ядра ($A - X$) и фрагмента X .

Для нуклонного канала в стандартных обозначениях для сферических и спиновых функций и коэффициентов Клебша — Гордана выражение для каналовой функции $\mathcal{U}_{Nc}(\mathbf{R})$ имеет вид [31]:

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_{Nc}(\mathbf{R}) = \sum_{\substack{m_s, m_l \\ M_f, m}} (J_f, j, M_f, m | J_c, M_c) (l, \frac{1}{2} m_f, m_s | j, m) \times \\ \times Y_{lm_l}(\mathbf{R}) \chi_{\frac{1}{2}, m_s}(\sigma) \Psi_{\sigma_f}^{J_f M_f}, \end{aligned} \quad (4)$$

причем $\Psi_{\sigma_f}^{J_f M_f}$ — ВФ дочернего ядра, \hat{A} — антисимметризатор:

$$\hat{A} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_p (-1)^p \hat{P}\{\dots\}, \quad (5)$$

где сумма по p включает все нетождественные перестановки между отделяемыми нейтронами (для определенности считаем, что отделяется именно нейтрон, и в антисимметризатор вводим нейтронную нормировку $1/\sqrt{N}$) и нейтронами, входящими в состав ядра-остатка.

Для вычисления выражения (3) с каналовой функцией (4) используем оболочечный базис в схеме $(j-j)$ -связи. Введем стандартную спин-орбитальную функцию:

$$\Phi_{jlm}(\mathbf{X}) = \sum_{m_s, m_l} (1, \frac{1}{2}, m_p, m_s | j, m) Y_{lm_l}(\mathbf{r}) \chi_{\frac{1}{2}, m_s}(\sigma) \quad (6)$$

и радиальную оболочечную ВФ $\mathcal{U}_{nlj}(r)$. Тогда полная базисная функция $\varphi_{nljm}(\mathbf{X})$ запишется в форме:

$$\varphi_{nljm}(\mathbf{X}) = \mathcal{U}_{nlj}(r) \Phi_{jlm}(\mathbf{X}). \quad (7)$$

Индекс n в (7) есть радиальное квантовое число. Для состояний дискретного спектра оно принимает целые значения. При переходе к непрерывному спектру мы будем использовать в качестве n асимптотический импульс нуклона p .

Разложим выражение $\frac{\delta(R - R')}{R'}$ $\Phi_{jlm}(\mathbf{X})$ в формуле (3) в ряд по полному набору одночастичных функций $\varphi_{nljm}(\mathbf{X})$:

$$|x_{jlm}(\mathbf{R})\rangle \equiv \left| \frac{\delta(R - R')}{R'} \Phi_{jlm}(\mathbf{X}) \right\rangle = \sum_n \mathcal{U}_{nlj}(R) R \varphi_{nljm}(\mathbf{R}, \sigma) \quad (8)$$

и перейдем в представление вторичного квантования. Тогда согласно [30]:

$$|x_{jlm}(\mathbf{R})\rangle = \sum_n \mathcal{U}_{nlj}(R) R a_\nu^+ |0\rangle, \quad (9)$$

где a_ν^+ — оператор рождения нуклона в оболочечном состоянии с квантовыми числами $\nu \equiv n, l, j, m$.

Подставляя (9) в (3), получаем окончательное выражение для $\Psi_{Nc}(R)$:

$$\Psi_{Nc}(R) = \sum_n G_n^1(J_i, \sigma_i, J_f, \sigma_f, l, j) R \mathcal{U}_{nlj}(R), \quad (10)$$

где

$$G_n^1(J_i, \sigma_i, J_f, \sigma_f, l, j) \equiv \langle \{ \Psi_{\sigma_j}^{JM_j} | a_{nijm} \}_{J_i M_i} | \Psi_{\sigma_i}^{JM_i} \rangle \quad (11)$$

— оболочечный генеалогический коэффициент (ГК) отделения нуклона [32].

Отметим, что использованное в [32] определение ГК совпадает с [33] и несколько отличается от аналогичного определения [34]. Связь между ГК из [32] и [34] дается теоремой Вигнера — Экарта и сводится к появлению дополнительного коэффициента Клебша — Гордана в ГК из [34].

Используя технику работ [33, 34], легко получить явные выражения для одночастичных ГК, отвечающих переходу между основными состо-

яниями родительского и дочернего ядер [32]. В случае простой оболочечной модели:

$$G_n^1(\text{об.}) = \begin{cases} \delta_{j, J_{N_i}} \sqrt{2n_j}, & \text{четная подсистема } N_i \\ \delta_{j, J_{N_i}} \sqrt{1 - n_j/\Omega_j}, & \text{нечетная подсистема } N_i, \end{cases} \quad (12)$$

где $2n_j(2n_j - 1)$ — число частиц в подоболочке j в четной (нечетной) подсистеме N_i родительского ядра, а $\Omega_j = \frac{2j+1}{2}$ — максимальное число пар n_j в подоболочке j , причем δ — символ Кронекера в (12) включает правила отбора по угловому моменту.

Аналогичные ГК в сверхтекучей модели оболочек имеют вид [32]:

$$G_n^1(\text{св.}) = \begin{cases} \delta_{j, J_{N_i}} (-1)^l v_j^i \sqrt{2\Omega_j}, & \text{четная подсистема } N_i \\ \delta_{j, J_{N_i}} u_j^f, & \text{нечетная подсистема } N_i. \end{cases} \quad (13)$$

Сверхтекучие коэффициенты u_j и v_j определяются формулами [33,35]:

$$u_j^2 + v_j^2 = 1, \quad (14)$$

$$v_j^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{\epsilon_j - \lambda}{\sqrt{(\epsilon_j - \lambda)^2 + \Delta_j^2}} \right\}, \quad (15)$$

где ϵ_j , λ и Δ_j — энергия, химический потенциал и энергетическая щель для данной подоболочки j соответственно.

В табл.1 представлены абсолютные значения генеалогических коэффициентов для уровней Ферми $(j_n)_F$ нейтронных подсистем родительских ядер с $115 \leq N \leq 145$, $Z \approx 80$, рассчитанные в варианте постоянного спаривания [32] $\Delta_j = \Delta = \text{const}$. Как видно из табл.1, одночастичные ГК G_n^1 при заполнении подоболочек монотонно возрастают (убывают) в случае четных (нечетных) подсистем N_i . Сверхтекучие ГК $G_n^1(\text{св.})$ близки по величине к соответствующим оболочечным коэффициентам $G_n^1(\text{об.})$ для данной подоболочки $(j_n)_F$. Вне ее ГК G_n^1 обращаются в нуль. Дополнительно отметим, что ГК $G_n^1(\text{об.})$ и $G_n^1(\text{св.})$ не только численно близки, но и удовлетворяют принципу соответствия. Согласно [32,33,35] предельный переход от сверхтекучей модели оболочек к обычной осуществляется

с помощью замены $v_j^2 \rightarrow n_j / \Omega_j$ для четной подсистемы родительского ядра N_i и $v_j^2 \rightarrow n_j / (\Omega_j - 1)$ для нечетной подсистемы. Очевидно, что при этом сверхтекучие ГК переходят в ГК простой оболочечной модели [32].

Таблица 1

Нечетные нейтронные подсистемы				Четные нейтронные подсистемы		
nlj	N	$G_n^1(\text{об.})$	$G_n^1(\text{св.})$	N	$G_n^1(\text{об.})$	$G_n^1(\text{св.})$
$3p^{3/2}$	115	1,0	0,778	116	1,414	1,406
	117	0,707	0,711	118	2,0	1,566
$2f^{5/2}$	119	1,0	0,801	120	1,414	1,913
	121	0,816	0,625	122	2,0	2,160
	123	0,577	0,472	124	2,449	2,398
$2g^{9/2}$	127	1,0	—	128	1,414	1,227
	129	0,894	0,922	130	2,0	1,717
	131	0,775	0,840	132	2,449	2,068
	133	0,632	0,757	134	2,828	2,356
	135	0,447	0,657	136	3,162	2,558
$1i^{11/2}$	137	1,0	0,899	138	1,414	1,770
	139	0,913	0,860	140	2,0	2,026
	141	0,816	0,811	142	2,499	2,283
	143	0,707	0,752	144	2,828	2,522
	145	0,577	0,686	146	3,162	2,723

Изложение общей теории ГК как для простой оболочечной модели, так и для трансляционно-инвариантной модели оболочек, содержится в монографии [27].

Формфакторы составных частиц (d , t , He^3 , α) имеют несколько более сложную структуру, но также вычисляются при помощи изложенной выше [9, 29—35] техники расчетов.

В случае отделения дейтрона каналовая функция $\mathcal{U}_{dc}(R)$ определяется соотношением [30, 31]:

$$\begin{aligned} \psi_{dc}(\mathbf{R}) = & \sum_{M_f, M, l, m_l} (J_f J, M_f M | J_c, M_c) (L, 1, M_L, M_S | J, M) \times \\ & M_f, M_L, M_S \\ & \times (L, 1, M_L, M_S | J, M) \chi_{dl}(\mathbf{r}) Y_{lm_l}(\mathbf{r}) \chi_{1M_S}(\sigma_p, \sigma_n) Y_{LM_L}(\mathbf{R}) \Psi_{\sigma_f}^{J_f M_f}, \quad (16) \end{aligned}$$

где $\mathbf{x}_p = \{r_p, \sigma_p\}$ ($\mathbf{x}_n = \{r_n, \sigma_n\}$) — координата и спин протона (нейтрона), формирующего дейтрон, \mathbf{R} — координата движения центров тяжести дейтрона и дочернего ядра ($A - 2$) (для $A \gg 1$: $\mathbf{R} = \frac{r_p + r_n}{2}$, $\mathbf{r} = r_p - r_n$, $\chi_{dc}(\mathbf{r})$ — компонента внутренней ВФ основного состояния дейтрона с относительным моментом l ($l = 0, 2$), $\chi_{1M_S}(\sigma_p, \sigma_n)$ — спиновая функция, L — орбитальный момент относительного движения дейтрона и ядра-остатка. Антисимметризатор \hat{A} в этом случае включает в себя нетождественные перестановки как нейтронов (N), так и протонов (Z) дочернего ядра с нуклонами отделяемого дейтрона:

$$\hat{A} = \frac{1}{\sqrt{NZ}} \sum_p (-1)^p \hat{P}\{\dots\}. \quad (17)$$

Совершенно аналогично определяются формфакторы для t , ${}^3\text{He}$ и α -частиц (подробнее см. [9,30,31]).

Соотношение (3) позволяет определить спектроскопический фактор (СФ) фрагмента X в канале c [9,30,31]:

$$W_{Xc} = \int_0 \Psi_{Xc}^2(R) dR. \quad (18)$$

Из (10) легко видеть, что для закрытых нуклонных каналов в силу условия нормировки оболочечных ВФ:

$$W_{Nc} = \left| G_n^1(J_f, \sigma_f, J_f, \sigma_f, l, j) \right|^2 \quad (19)$$

(см. табл.1 и комментарии к ней).

Дейтронные формфакторы и спектроскопические факторы исследовались в ряде работ [30,35—40]. В перечисленных работах показано, что: 1) СФ дейтронов W_{dc} в тяжелых сферических ядрах достаточно велики ($W_{dc} \sim 10^{-1} + 10^{-3}$) и могут превышать даже СФ α -частиц для облегченных α -переходов ($\sim 10^{-3}$), испытывающих значительное (до трех порядков) сверхтекучее усиление [9]; 2) эффект «выстроенности» [9,26,27] моментов отделяемой np -пары может увеличить СФ дейтрона на $1 + 2$

порядка для больших моментов L ; 3) вклад d -компоненты ($l = 2$) в СФ W_{dc} оказывается заметным только для существенно подавленных переходов [9,30]. Это означает, что в формуле (16) во всех расчетах можно использовать внутреннюю ВФ дейтрона в приближении $\chi_{dl}(r) = \chi_{d0}(r)$, отбрасывая слагаемое с $l = 2$.

В инклюзивных реакциях при промежуточных энергиях возбуждается большое число уровней ядра-остатка, причем его состояния не регистрируются. Поэтому представляется целесообразным выбрать в качестве меры выхода фрагментов X величину

$$W_X = \sum_c W_{Xc}, \quad (20)$$

где суммирование проводится по всем открытым и закрытым каналам распада ядра A на подсистемы X и $A - X$ [9].

Оценку сечений различных прямых процессов с выходом фрагмента X можно производить по известным распределениям СФ W_{Xc} по энергиям, моментам и т.п.

Изучение правил сумм типа (20) началось с работы Лейна [41], в которой было показано, что сумма СФ нуклонов для данной оболочки совпадает с числом нуклонов в этой оболочке.

Дальнейший прогресс в разработке языка эффективных чисел связан с изучением феномена кластеризации. Основные результаты для легких ядер ($A \leq 20$) в этом направлении были получены группой В.Г.Неудачина. При этом полные и парциальные суммы СФ d , t , ${}^3\text{He}$, α для ядер $1p$ -оболочки были изучены в работах [42—44] (см. монографии [26,27]).

Для тяжелых ядер аналогичный цикл исследований был выполнен группой С.Г.Кадменского [9].

Суммарный нуклонный спектроскопический фактор W_N согласно (8) имеет вид

$$W_N = \sum_c W_{Nc} = \int_0^\infty \overline{\Psi_N^2(R)} dR, \quad (21)$$

где

$$\overline{\Psi_N^2(R)} = \sum_c \Psi_{Nc}^2(R). \quad (22)$$

Соотношения (8), (9) позволяют записать (22) как

$$\overline{\Psi_N^2(R)} = \sum_{\substack{M_f, M, J_f, \sigma_f, j, l \\ M_f, M', J_c, M_c, n, n'}} (J_f, j, M_f, M | J_c, M_c) (J_f, j, M_f, M' | J_c, M_c) \times \\ \times \langle \Psi_{\sigma_i}^{JM_i} | a_{nljM}^+ | \Psi_{\sigma_f}^{JM_f} \rangle \langle \Psi_{\sigma_f}^{JM_f'} | a_{nljM'} | \Psi_{\sigma_i}^{JM_i} \rangle \times \\ \times \mathcal{U}_{nlj}(R) \mathcal{U}_{n'lj}(R) R^2. \quad (23)$$

Ортонормированность и полнота коэффициентов Клебша — Гордана

$$\sum_{J_c, M_c} (J_f, j, M_f, M | J_c, M_c) (J_f, j, M_f', M' | J_c, M_c) = \delta_{M_f' M_f} \delta_{M' M} \quad (24)$$

и полнота системы ВФ $\Psi_{\sigma_f}^{JM_f}$ для дочернего ядра позволяет существенно упростить формулу (23):

$$\overline{\Psi_N^2(R)} = \sum_{n', n, j, l, m} \mathcal{U}_{nlj}(R) \mathcal{U}_{n'lj}(R) R^2 \langle \Psi_{\sigma_i}^{JM_i} | a_{nljM}^+ a_{n'ljM'} | \Psi_{\sigma_i}^{JM_i} \rangle = \\ = \sum_{\nu} n_{\nu}^i R^2 \mathcal{U}_{nlj}^2(R), \quad (25)$$

где n_{ν}^i — число заполнения состояния $\nu = (n, l, j, m)$ в родительском ядре A .

Величина $\overline{\Psi_N^2(R)}$ связана с однонуклонной плотностью $\rho_N(R)$ простым соотношением:

$$\overline{\Psi_N^2(R)} = \sum_{\nu} n_{\nu}^i R^2 \mathcal{U}_{nlj}^2(R) = 4\pi R^2 \rho_N(R). \quad (26)$$

Поэтому сумма СФ W_N равна

$$W_N = \begin{cases} N & \text{для нейтронов} \\ Z & \text{для протонов.} \end{cases} \quad (27)$$

При выводе соотношения (25) использовались только свойства ортонормированности и полноты оболочечного базиса. Поэтому конечный результат является модельно-независимым в том смысле, что он не зависит от конкретного вида базисных волновых функций модели оболочек, т.е. указанные результаты имеют место и в случае $(L - S)$ -связи, и в λ -представлении Мигдала для ТКФС [4—6], и в приближении свободно-

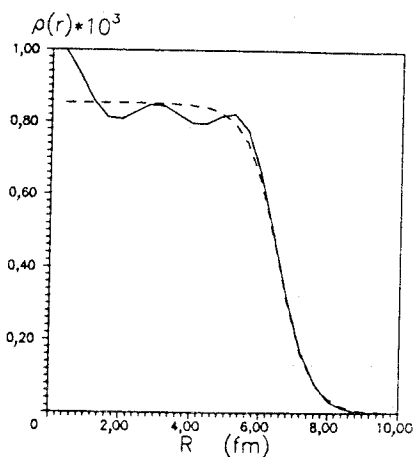


Рис. 1. Однонуклонная плотность для ядра ^{208}Pb . Штриховая кривая — параметризации Вудса — Саксона, сплошная — расчет в приближении Хартри — Фока

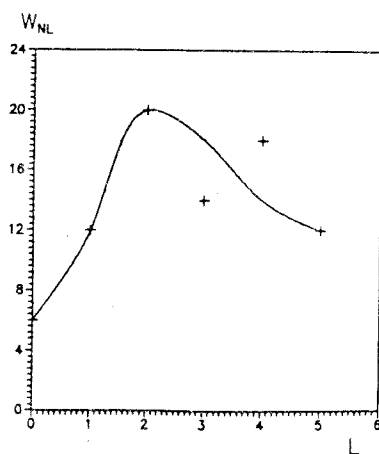


Рис. 2. Распределение эффективных чисел W_{Nl} как функция момента l отделяемого нуклона для ядра ^{208}Pb . Сплошная кривая — аппроксимация для приближения ферми-газа

го ферми-газа, широко используемом в физике промежуточных энергий [34].

Свойства чисел заполнения для различных ферми-систем, включая атомные ядра, хорошо известны [4—6]. Поэтому дополнительно отметим только то, что формулы (25), (26) соответствуют обычному приближению Хартри.

Эффективные числа нуклонов и их распределения рассчитывались в различных работах (см., например, монографию [45] или обзор [46]).

На рис.1 представлена типичная картина распределения плотности нуклонов в приближении Хартри. На рис.2 показано типичное распределение W_{Nl} как функция момента l отделяемого нуклона.

Более подробно рассмотрим вопрос о распределении нуклонов по энергиям отделения $|\epsilon_j|$. Поскольку в сумму (21) дают сравнимый вклад практически все оболочечные состояния ν , а не только лежащие вблизи поверхности Ферми, постольку необходимо учитывать отличие ϵ_j от аналогичного значения ϵ_j^0 , даваемого простой оболочечной моделью [4]. При анализе зависимости ϵ_j от ϵ_j^0 , в принципе, необходимо учитывать как эффекты фрагментации удаленных от поверхности Ферми оболочечных со-

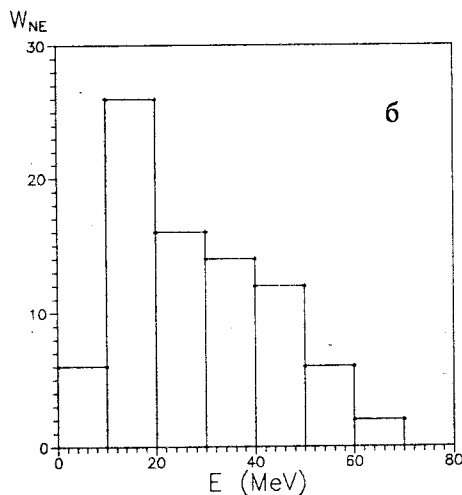
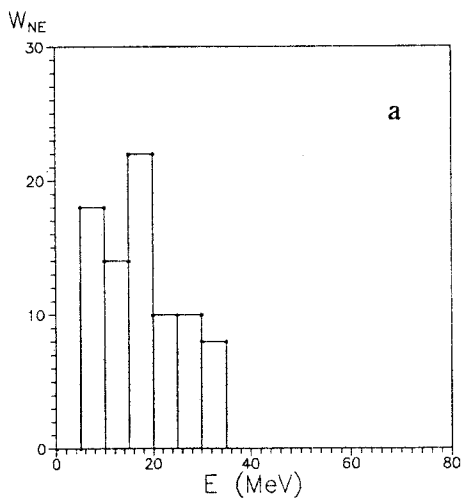


Рис. 3. Распределение эффективных чисел W_{NE} по энергии отделения нуклона: а) без учета зависимости глубины оболочечного потенциала $V(E)$ от энергии, б) с учетом этой зависимости

стояний по трех-, пяти-... квазичастичным состояниям, так и энергетическую зависимость оболочечного потенциала $V(r, \epsilon)$ [4,47]. Первый эффект приводит к наличию конечной ширины Γ_j у одночастичного уровня j . В работах [9,48] показано, что в силу условия $\Gamma_j \ll D_0 \approx 2\omega$ (D_0 — энергетический интервал между соседними оболочечными состояниями с заданными l и j) влиянием эффекта фрагментации на оценки сечений различных реакций, сделанные на основе правила сумм (20), можно пренебречь. Второй эффект является существенным [9] и может быть учтен в рамках метода работы [47], в которой на основе анализа реакции $(p, 2p)$ было получено приближенное выражение для глубины потенциала $V(\epsilon)$:

$$V(\epsilon) = V_0 + \alpha_0(\mu - \epsilon), \quad (28)$$

где V_0 — глубина потенциала вблизи поверхности Ферми, совпадающая с глубиной аналогичного потенциала в простой модели оболочек, причем $\alpha_0 = -0,52$, μ — химический потенциал. Оценки величины α_0 , сделанные на основании оптических расчетов [34], дают значение $\alpha_0 = -0,30$, заметно отличающееся от $\alpha_0 = -0,52$ из [47]. В работах [9,47] показано,

что замена V_0 на $V(\epsilon)$ приводит к перенормировке одночастичных оболочечных энергий:

$$\epsilon_j = \epsilon_j^0 + \alpha_0 \frac{\mu - \epsilon_j^0}{1 + \alpha_0}. \quad (29)$$

Согласно [9] в случае $|\epsilon_j^0| \gg |\mu|$ значение $\epsilon_j \approx 2\epsilon_j^0$, в то время как вблизи поверхности Ферми $\epsilon_j \approx \epsilon_j^0$, что приводит к «растяжению» гистограммы для парциального эффективного числа нуклонов в заданном интервале энергий $\Delta E = E_2 - E_1$:

$$W_{NE} = \sum_{n, j, l, m} W_{nljm} \theta(\epsilon_{nlj} - E_2) \theta(E_1 - \epsilon_{nlj}). \quad (30)$$

Описанный выше эффект продемонстрирован на рис.3.

Систематическое изучение правил сумм для СФ $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ в случае тяжелых сферических ядер было проведено С.Г.Кадменским с соавторами [30—32, 48—50] и суммировано в монографии [9]. Перечислим в сжатой форме основные результаты этих исследований.

В упомянутых выше работах показано, что правила сумм для $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ задаются универсальными для всех сферических ядер свойствами оболочечного потенциала и практически не зависят даже от выбора формы самосогласованного поля. Прямым расчетом установлено, что эффективные числа W_X для $X = d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ велики ($W_X > A$ для ядер тяжелее ${}^{16}\text{O}$) и устойчивы по отношению к эффектам смешивания конфигураций, четно-нечетным эффектам и т.п.

Продемонстрированы классифицирующие возможности энергетических распределений эффективных чисел и исследованы пределы применимости соотношений для величин W_X . Построены выражения для инклюзивных сечений реакции квазиупругого выбивания (p, pX) в рамках метода искаженных волн. Показано, что угловые спектры для реакций квазиупругого выбивания (p, pX) в случае больших переданных импульсов пропорциональны аналогичным спектрам для упругого pX -рассеяния в сходных кинематических условиях.

В работах [10, 51] (см., также [9]) исследовано приближение эффективных чисел при учете ядерных искажений в рамках формализма Глаубера — Ситенко и оптической модели. Оказалось, что данное приближение позволяет теоретически воспроизвести форму импульсных спектров для реакции $(p, p'd)$ в широком диапазоне энергий

($0,38 \leq T_p \leq 1,4$ ГэВ) и ядер-мишеней ($4 \leq A \leq 64$), а также абсолютные значения $d\sigma/d\Omega_d$ в случае низких энергий $T_p = 0,38$ ГэВ. В то же время при $T_p > 0,38$ ГэВ теоретические значения \overline{W}_d заметно отличаются от соответствующих экспериментальных величин $\overline{W}_d^{\text{exp}}$ и не воспроизводят A -зависимости $\overline{W}_d^{\text{exp}} \sim A^{1/3}$. Последнее обстоятельство указывает на ограниченность приближения эффективных чисел в области промежуточных энергий.

Дальнейшая логика исследований, проводившихся в упомянутых выше работах, связана с концепцией короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций.

Использование гипотезы [52] о пропорциональности (в случае малых относительных расстояний между нуклонами) оболочечной ВФ малонуклонной группы X $\Psi_{\nu_1 \dots \nu_X} = \hat{A} \left\{ \prod_{j=1}^x \prod_{i < j}^x f(r_i - r_j) \varphi_{\nu_i}(x_i) \right\}$ (f — фактор Ястрова [53]) волновой функции соответствующего свободного фрагмента X $\chi_X(\xi)$:

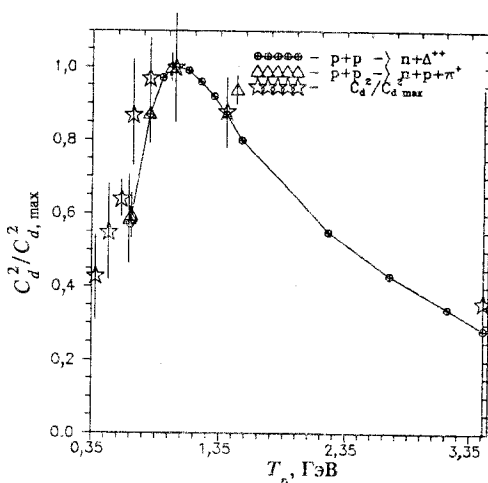
$$\Psi_{\nu_1 \dots \nu_X} \rightarrow (C_X)^{x-1} \chi_X(\xi) \prod_{i=1}^x \varphi_{\nu_i}(\mathbf{R}, \sigma_i) \quad (31)$$

(ξ — набор внутренних координат фрагмента X , а \mathbf{R} — положение его центра масс) позволяет представить эффективное число \overline{W}_X для реакции (p, pX) в виде:

$$\overline{W}_X = F_X (C_X^2)^{x-1} \int d\mathbf{R} f_X^2(b_X, z) \rho^X(\mathbf{R}), \quad (32)$$

где F_X — комбинаторный фактор ($F_d = \frac{3}{4} NZ$; $F_t = \frac{N(N-1)}{4} Z$; $F_{3\text{He}} = \frac{Z(Z-1)}{4} N$; $F_\alpha = \frac{1}{16} N(N-1) Z(Z-1)$), $\rho(\mathbf{R})$ — однонуклонная плотность, нормируемая условием $\int d\mathbf{R} \rho(\mathbf{R}) = 1$, b — прицельный параметр, а $f_X^2(b, z)$ — фактор ядерных искажений, рассчитываемый на основе метода Глаубера — Ситенко [10, 14, 51, 54]. В работах [9, 10, 51] использовался феноменологический подход, в рамках которого был сделан вывод о приближенном постоянстве параметра $C_d^2 = (180 \mp 50) \text{ фм}^3$ в пределах коридора ошибок.

Рис. 4. Зависимость отношений $C_d^2/C_{d, \max}^2$ и сечений реакций $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ и $pp \rightarrow n\Delta^{++}$ (к их максимальным значениям) от кинетической энергии налетающего протона



В ряде работ (см., например, [55]) утверждалось, что возбуждение виртуальной Δ -изобары может приводить к существенному усилению сечения свободного pd -рассеяния назад в узком диапазоне кинетических энергий. Используя этот факт, а также результаты работ [23, 24] по реакциям перезарядки $(p, n)_\Delta$ в области возбуждения Δ -изобары, построим зависимость C_d^2 из (32) от энергии налетающего протона в одном масштабе с сечением возбуждения Δ -изобары в реакции $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$. Результаты этого сопоставления представлены на рис. 4, из которого видно, что возбуждение барионных резонансов и короткодействующие NN -корреляции, в принципе, могут имитировать друг друга.

2. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ИНКЛЮЗИВНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ЧИСЕЛ

Во введении уже было сказано о проблемах, связанных с выходом за рамки DWIA-приближения, и о методе эффективных чисел. Этот раздел посвящен применению метода эффективных чисел для рассматриваемого круга реакций.

Мы будем систематически опираться на результаты, полученные в работах [9, 10, 27] при анализе инклюзивных реакций выбивания кластеров (p, pX) , которые кинематически аналогичны процессу $(p, n)_\Delta$. При этом мы будем использовать систему единиц $\hbar = c = 1$.

В работах [2, 56—59] приведена подробная аргументация в пользу того, что реакцию $(p, n)_\Delta$ можно рассматривать в рамках метода искажен-

ных волн. Исходя из этого, запишем инвариантное сечение реакции $(p, n)_\Delta$ в следующем виде [28]:

$$d\sigma = \frac{2E_i E_A}{\lambda^{1/2}(S_{NA}, m_N^2, M_A^2)} \frac{1}{2} \times \\ \times \frac{1}{2J_i + 1} \sum (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i + P_A - P_n - P_f) \left| T_{B+\Delta, A}^{np} \right|^2 dP_n, \quad (33)$$

где суммирование ведется по квантовым числам m , M_i и f . В первом борновском приближении матричный элемент T -матрицы имеет вид:

$$T_{B+\Delta, A}^{np} = \langle \hat{A} \{ \chi_n^{(-)}(\mathbf{k}_n, \mathbf{r}) \Psi_{B+\Delta}(r_1, \dots, r_A) \left| \sum_{j=1}^A V_{N\Delta}(r_j, \mathbf{r}) \right| \times \\ \times \hat{A} \{ \chi_p^{(+)}(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}) \Psi_{\alpha J M_i}(r_1, \dots, r_A) \} \rangle. \quad (34)$$

В формуле (33) и далее используются следующие обозначения: $E_i = \{P_i^2 + m_N^2\}^{1/2}$ — энергия налетающего протона с импульсом P_i и массой m_N , $E_A = \{P^2 + M_A^2\}^{1/2}$ — энергия ядра-мишени A , S_{NA} — квадрат инвариантной массы системы $p + A$, $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$ — кинематическая или треугольная функция [16], P_i, P_A, P_n и P_f — 4-импульсы налетающего протона, регистрируемого нейтрона и нерегистрируемых фрагментов $f = B + \Delta$ соответственно. Формула (34) записана в системе центра инерции $p + A$. Она содержит волновую функцию $\Psi_{\alpha J M}$ ядра-мишени A со спином J и его проекцией M и прочими квантовыми числами α , волновую функцию $\Psi_{B+\Delta}$ ненаблюдаемой системы f , состоящей из ядра $B = A - 1$ и Δ -изобары, искаженную волну протона $\chi_p^{(+)}$ и нейтрона $\chi_n^{(-)}$, а также оператор $V_{N\Delta}$ перехода $NN \rightarrow N\Delta$ и антисимметризатор \hat{A} . Фактор $[2(2J_i + 1)]^{-1}$ в формуле (33) возникает из-за усреднения по проекциям спина падающего протона и ядра-мишени, т.е. и пучок, и мишень считаются неполяризованными.

В работах [9—11] показано, что обычный способ учета ядерных искажений при расчете $\chi_p^{(+)}(\chi_n^{(-)})$ в рамках оптической модели приводит к заниженным значениям теоретических сечений, т.к. не учитывает вклад процессов, связанных с некогерентным перерассеянием протона (ней-

трона) на нуклонах ядра-мишени A (ядра-остатка $B + \Delta$). Этот эффект можно учесть, используя глауберовские искаженные волны [9—17]:

$$\begin{aligned} \hat{\chi}_p^{(+)}(\mathbf{k}_p, r) = \\ = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\mathbf{k}_p r) \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{b}_j) \theta(z_j - z)] \chi_m(\sigma), \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \hat{\chi}_m^{(-)}(\mathbf{k}_m, r) = \\ = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\mathbf{k}_m r) \prod_{j=1}^{A-1} [1 - \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{b}_j) \theta(z - z_j)] \chi_m(\sigma), \end{aligned} \quad (36)$$

где $\Gamma(\mathbf{b})$ — функция профиля:

$$\Gamma(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{b})} A_{NN}(\mathbf{q}) d^2q. \quad (37)$$

В формулах (35)—(37) \mathbf{b} — прицельный параметр, \mathbf{q} — переданный импульс, $A_{NN}(\mathbf{q})$ — амплитуда NN -рассеяния, $\chi_m(\sigma)$ — спиновая функция нуклона со спином σ и его проекцией m , а $\theta(z)$ — ступенчатая функция:

$$\theta(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z \geq 0 \\ 0 & \text{при } z < 0. \end{cases} \quad (38)$$

В работах [9,10] на примере инклюзивных реакций (p, pX) исследовано приближение эффективных чисел, отличающееся от стандартного DWIA заменой оптических искаженных волн на глауберовские. В этом приближении, существенно использующем условие полноты конечных состояний нерегистрируемых фрагментов, сечение реакции $A(p, n)_{\Delta} B$ можно представить в следующем виде (см. монографии [9,11,26,28] и ссылки в них):

$$\frac{d\sigma_{A(p, n)_{\Delta} B}}{d\Omega_n} = \int dQ [\Phi_N^A(Q)]^2 \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}(P, Q)}}{d\Omega_n}, \quad (39)$$

где $[\Phi_N^A(Q)]^2$ — импульсное распределение в ядре A нуклонов, принимающих участие в реакции перезарядки.

Функция импульсного распределения нуклонов $[\Phi_N^A(Q)]^2$ легко выражается через парциальные импульсные распределения протонов ($|\Phi_p^A(Q)|^2$) и нейтронов ($|\Phi_n^A(Q)|^2$):

$$|\Phi_N^A(Q)|^2 = |\Phi_p^A(Q)|^2 + \frac{1}{3} |\Phi_n^A(Q)|^2, \quad (40)$$

где $1/3$ в формуле (40) — изотопический весовой множитель для рождения Δ^+ -изобары на нейтроне. Эффективное число протонов (нейтронов), принимающих участие в процессе $(p, n)_\Delta$, определяется интегралом от импульсного распределения:

$$\tilde{N}_{p(n)}^A = \int dQ |\Phi_{p(n)}^A(Q)|^2. \quad (41)$$

В приближении плоских волн эффективные числа равны $\tilde{N}_p^A(PW) = Z$ ($\tilde{N}_n^A(PW) = N$), где $Z(N)$ — число протонов (нейтронов) в ядре A . Подробный анализ свойств эффективных чисел нуклонов и кластеров проведен в монографиях [9,6,27] и обзоре [22]. Присутствие импульса внутриядерного нуклона Q в числе аргументов сечения перезарядки на свободном нуклоне $d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}(P_i, Q)/d\Omega_n$ указывает на необходимость учета эффектов схода с массовой поверхности. Внемассовые эффекты принято рассчитывать в рамках оптимального приближения [60]. Однако в исследуемой области энергий $T_p > 0,6$ ГэВ влиянием немассовых эффектов на интегральные сечения можно пренебречь, поскольку для импульса налетающего нуклона P_i и переданного импульса q выполняются условия $|P_i| \gg P_F$, $|q| \sim P_F$, где P_F — импульс Ферми. Дело в том, что величина взаимодействия зависит от импульсов налетающего протона P_i и внутриядерного нуклона Q как $(P_i^2 + Q^2)^{1/2}$, так что интегральная поправка от учета фермиевского движения нуклонов и их связанности не превосходит $3 \pm 5\%$. Кроме того, немассовые эффекты оказывают слабое влияние на интересующую нас A -зависимость интегрального сечения реакции $A(p, n)_\Delta B$. Указанные обстоятельства позволяют на данном этапе исследований воспользоваться приближением:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}(P_i, Q)}{d\Omega_n} &\approx \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}(P_i, Q=0)}{d\Omega_n} \equiv \\ &\equiv \left. \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}(P_i)}{d\Omega_n} \right|_{\text{св}}. \end{aligned} \quad (42)$$

В этом приближении соотношение (39) факторизуется:

$$\frac{d\sigma_{A(p,n)\Delta B}}{d\Omega_n} = \tilde{N} \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Lambda^{++}(P_i)}}{d\Omega_n} \Big|_{\text{св}}; \quad (43)$$

причем в приближении эффективных чисел выражение для величины \tilde{N} имеет простую структуру [9,10]:

$$\tilde{N} = \int dQ [\Phi_N^A(Q)]^2 = \left(Z + \frac{N}{3} \right) \int d\tau \rho(\tau) f^2(b, z) \equiv \left(Z + \frac{N}{3} \right) \langle f^2 \rangle. \quad (44)$$

В формуле (44) $\langle f^2 \rangle$ — эффективный фактор поглощения, $\rho(\tau)$ — одно-нуклонная плотность, нормированная условием $\int d\tau \rho(\tau) = 1$, а $f^2(b, z)$ — глауберовский фактор поглощения:

$$\begin{aligned} f^2(b, z) &= \left[\left(1 - \frac{\sigma_{PN}^{\text{tot}} - \sigma_{PN}^{\text{el}}}{A} T_-(b, z) \right) \left(1 - \frac{\sigma_{nN}^{\text{tot}} - \sigma_{nN}^{\text{el}}}{A} T_+(b, z) \right) \right]^A = \\ &= \sum_{\lambda_p=0}^A \sum_{\lambda_n=0}^A \binom{A}{\lambda_p} \binom{A}{\lambda_n} \left(1 - \frac{\sigma_{PN}^{\text{tot}}}{A} T_-(b, z) \right)^{A-\lambda_p} \left(\frac{\sigma_{PN}^{\text{el}}}{A} T_-(b, z) \right)^{\lambda_p} \times \\ &\quad \times \left(\frac{\sigma_{nN}^{\text{el}}}{A} T_+(b, z) \right)^{\lambda_n} \left(1 - \frac{\sigma_{nN}^{\text{tot}}}{A} T_+(b, z) \right)^{A-\lambda_n} \equiv \\ &\equiv \sum_{\lambda_p=0}^A \sum_{\lambda_n=0}^A f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z), \end{aligned} \quad (45)$$

где σ_{PN}^{tot} (σ_{nN}^{tot}) — полное сечение протон (нейтрон) — нуклонного рассеяния, а σ_{PN}^{el} (σ_{nN}^{el}) — аналогичное упругое сечение. Функции толщины T_{\pm} записываются в стандартной форме:

$$T_+(b, z) = A \int_z d\xi \rho(\xi) (\{b^2 + \xi^2\}^{1/2}), \quad (46)$$

$$T_-(b, z) = A \int_z^{\infty} d\xi \rho(\xi) (\{b^2 + \xi^2\}^{1/2}). \quad (47)$$

Формула (45) представляет собой разложение фактора поглощения по числу λ_p (λ_n) квазиупругих соударений налетающего протона (вылетающего нейтрона) с нуклонами ядра $A(B)$. Она позволяет представить эффективные числа \tilde{N} в виде:

$$\tilde{N} = \left(Z + \frac{N}{3} \right) \int d\rho(r) \sum_{\lambda_p=0}^A \sum_{\lambda_n=0}^A f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z). \quad (48)$$

Определим парциальную сумму $\tilde{N}_{v_p v_n}$ как

$$\tilde{N}_{v_p v_n} = \left(Z + \frac{N}{3} \right) \sum_{\lambda_p=0}^{v_p} \sum_{\lambda_n=0}^{v_n} \int d\rho(r) f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z). \quad (49)$$

Каждая частичная сумма (49) описывает вклад в полное сечение от определенной группы конечных состояний ядра $B + \Delta$. Например, \tilde{N}_{00} соответствует тому, что в результате реакции образовалось состояние (ΔN^{-1}) и никаких других возбуждений в ядре B нет; величина \tilde{N}_{10} отвечает процессу, когда налетающий нуклон вначале возбудил в ядре A состояние $(1p - 1h)$, и только потом, перезарядившись, образовал еще и (ΔN^{-1}) -возбуждение. Вообще, если $v_p + v_n = k$, то это означает, что в реакции $A(p, n)_\Delta B$ образовалось возбуждение $(kp - kh) + (\Delta N^{-1})$.

Зарядовая симметрия позволяет несколько упростить выражение (45), так как из него следует равенство сечений $\sigma_{pN} = \sigma_{nN} = \sigma_{NN}$ и, следовательно, вместо двух функций толщины $T_{\pm}(b, z)$ можно ввести одну:

$$T(b) = T_{-}(b, z) + T_{+}(b, z) = A \int dz \rho (\{b^2 + z^2\}^{1/2}). \quad (50)$$

В этом случае в пределе больших массовых чисел $A \gg 1$ мы получаем хорошо известное приближение эйконала:

$$f_{\text{eik}}^2(b) = \exp\{-(\sigma_{NN}^{\text{tot}} - \sigma_{NN}^{\text{el}}) T(b)\}. \quad (51)$$

Отметим, что при переходе от выражения (45) к (51) мы использовали факт слабой зависимости сечений $\sigma_{pN}(T_p)$, $\sigma_{nN}(T_n)$ от энергии $T_p(T_n)$, так как, строго говоря, $\sigma_{pN}(T_p) = \sigma_{nN}(T_n)$ только при $T_p = T_n$.

Если ядро регистрируется в основном состоянии, как, например, это имеет место в эксперименте [61], то в факторах поглощения (45), (51) следует формально положить $\sigma_{NN}^{\text{el}} = 0$. В этом случае формула (51) соответствует приближению эйконала для оптической модели упругого рассеяния.

Подставляя выражение (51) для $f^2(b)$ в формулу (48), представим эффективный фактор поглощения $\langle f^2 \rangle$ в приближении эйконала в следующем виде:

$$\langle f^2 \rangle = \frac{2\pi}{A} \int db b T(b) e^{-\sigma T(b)}, \quad (52)$$

где $\sigma = \sigma_{NN}^{\text{tot}}$ для эксклюзивных и $\sigma = \sigma_{NN}^{\text{tot}} - \sigma_{NN}^{\text{el}}$ для инклюзивных реакций соответственно. Интеграл (52) можно оценить методом перевала:

$$\langle f^2 \rangle = \{(2\pi)^{3/2} b_0\} / \{A \sigma^2 e |T'(b_0)|\}, \quad (53)$$

где b_0 — корень уравнения

$$T(b_0) = \sigma^{-1}. \quad (54)$$

При энергиях $T_p > 0,6$ ГэВ значение σ лежит в интервале $\sigma \approx 20 + 40$ мб ($\sigma_{NN}^{\text{tot}} \approx 40$ мб, $\sigma_{NN}^{\text{el}} \approx 10 + 20$ мб). В этом случае $b_0 = R_A$, $|T'(b_0)| \approx 1/\sigma a$, где R_A — радиус ядра, a — диффузность его границы, и приближенное выражение для $\langle f^2 \rangle$ запишется следующим образом:

$$\langle f^2 \rangle \approx \{(2\pi)^{3/2}\} R_A a / (\sigma A e). \quad (55)$$

Из формулы (55) немедленно следует, что величина $\langle f^2 \rangle \sim A^{-2/3}$ и, следовательно, A -зависимость \tilde{N} имеет вид

$$\tilde{N} = \kappa_1 A^{1/3}. \quad (56)$$

В табл. 2, 3 представлены A - и T_p -зависимости эффективных чисел \tilde{N} . Из этих таблиц видно, что эффективные числа $\tilde{N} = \kappa_1 A^\alpha$, где α есть медленно растущая функция λ_p и λ_n : $\alpha_{00} = 0,31$ для \tilde{N}_{00} и $\alpha_{33} = 0,35$ для \tilde{N}_{33} . При этом ряд (48) сходится очень быстро — около 90% его полной величины \tilde{N} составляет частичная сумма \tilde{N}_{11} . Этот результат фактически оправдывает используемое нами приближение полноты и подтверждает справедливость соотношений (50), (51). Здесь же отметим, что несколько завышенное значение $\alpha_{33} = 0,38$ для \tilde{N} возникает из-за неучета поглощения Δ -изобары в ядре (например, ухода Δ -изобары в канал безмезонной разрядки). Учет этого поглощения уменьшает значение α до 0,36.

Таблица 2. Эффективные числа нуклонов \tilde{N} как функция массового числа A при энергии налетающего протона $T_p = 6$ ГэВ

A	\tilde{N}_{opt}	\tilde{N}_{00}	\tilde{N}_{11}	\tilde{N}_{22}	\tilde{N}_{33}	\tilde{N}_{eik}
12	1,79	1,69	2,23	2,32	2,34	2,43
16	1,79	1,71	2,28	2,40	2,42	2,51
27	2,66	2,58	3,46	3,65	3,68	3,78
40	3,07	3,00	4,08	4,33	4,38	4,47
58	3,38	3,32	4,54	4,85	4,92	5,02
118	3,90	3,86	5,31	5,69	5,74	5,88
208	4,35	4,33	5,98	6,43	6,55	6,63

Индекс «opt» означает, что при вычислении \tilde{N} расчет факторов поглощения производился в рамках оптической модели упругого рассеяния. Смысл индексов «eik» и «jk» ($j, k = 0:3$) подробно описан в тексте. Во всех последующих таблицах и рисунках используется указанная система обозначений. В расчетах используются факторы поглощения (48) без учета ухода Δ -изобары в $\Delta N \rightarrow NN$ -канал.

Таблица 3. Эффективные числа \tilde{N} для ядра ^{12}C в зависимости от энергии T_p

T_p , ГэВ	\tilde{N}_{opt}	\tilde{N}_{00}	\tilde{N}_{11}	\tilde{N}_{22}	\tilde{N}_{33}	\tilde{N}_{eik}
1,0	1,79	1,69	2,67	2,98	3,06	3,12
6,0	1,79	1,69	2,23	2,32	2,34	2,43
10,0	1,83	1,74	2,24	2,33	2,34	2,43
14,0	1,83	1,74	2,30	2,40	2,41	2,51
20,0	1,93	1,84	2,27	2,33	2,34	2,43

Для вычисления T_p -зависимости величин \tilde{N} и $\langle f^2 \rangle$ мы использовали данные о сечениях σ_{NN}^{tot} и $\sigma_{NN_{el}}$, систематизированные в работах [62,63]. Из табл.2 видно, что в рассматриваемой области энергий T_p -зависимость эффективных чисел \tilde{N} слабая, что обосновывает законность приближения

$$\sigma_{NN}(T_p) \approx \sigma_{NN}(T_n).$$

При анализе эффективных чисел нуклонов и факторов поглощения использовалась следующая параметризация однонуклонной плотности

$\rho(r)$. При $A \geq 20$ плотность $\rho(r)$ представлялась в виде распределения Вудса — Саксона:

$$\rho(r) = \rho_0 \left\{ 1 + \exp \left(\frac{r - R_A}{a} \right) \right\}^{-1}, \quad (57)$$

где $a = 0,54$ фм, $R_A = 1,12A^{1/3} - 0,86A^{-1/3}$ [34], а при $A < 20$ использовалось приближение Хартри для одночастичной плотности, рассчитанной в осциллятором оболочечном базисе:

$$\rho(r) = \frac{4}{A(a_0\pi)^{3/2}} \left[1 + \frac{A-4}{6} (r/a_0)^2 \right] \exp \{ -(r/a_0)^2 \}, \quad (58)$$

где $a_0 = 1,6$ фм [26,34].

3. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ ПИОНОВ, НУКЛОНОВ И ДЕЛЬТА-ИЗОБАР И ПРИНЦИП СООТВЕТСТВИЯ В ФИЗИКЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

Современный формализм для описания сильных процессов при промежуточных энергиях с участием пионов, нуклонов и низколежащих нестранных барионных резонансов детально изложен в монографии [7]. Однако ряд вопросов как технического, так и физического характера остался за ее рамками.

Например, в области промежуточных энергий в гораздо меньшей степени, чем в низкоэнергетической ядерной физике, исследованы конкретные проявления таких первых принципов квантовой теории, как принцип дополнителности, принцип соответствия и принцип суперпозиции. Достаточно редко используется хорошо отработанный в физике низких энергий аппарат квантовой теории углового момента. Остается практически открытым вопрос об идентифицируемости конкретных моделей сильных процессов при промежуточных энергиях. Неоправданно рано (по энергиям) происходит отказ от пространственно-временного описания сильных взаимодействий.

Учитывая сделанные выше замечания и имея в виду задачу детального рассмотрения общефизической концепции резонанса, изложим модифицированный формализм для описания процессов с участием пионов, нуклонов и Δ -изобар на примере простейшей реакции перезарядки $(p, n)_\Delta$.

Для определенности рассмотрим процесс $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$. В обозначениях Бьеркена и Дрелла [64] сечение этого процесса имеет вид

$$d\sigma = \frac{2m^2}{\lambda^{1/2}(S, m^2, m^2)} \frac{m}{E_n} \frac{dp_n}{(2\pi)^3} \frac{m}{E_p} \frac{dp_p}{(2\pi)^3} \frac{dp_\pi}{2E_\pi(2\pi)^3} (2\pi)^4 \times \\ \times \delta(p_1 + p_2 - p_n - p_p - p_\pi) S_F \langle |\sum_i \mathfrak{M}_i|^2 \rangle, \quad (59)$$

где S_F есть статистический фактор, учитывающий тождественность частиц.

Символ $\langle |\sum_i \mathfrak{M}_i|^2 \rangle$ означает усреднение по проекциям спинов в начальном состоянии и суммирование по спинам в конечном состоянии.

$$\langle |\sum_i \mathfrak{M}_i|^2 \rangle = \frac{1}{4} \sum_{m_1 m_2 m_3 m_4} |\sum_i \mathfrak{M}_i|^2. \quad (60)$$

В P -волновом приближении сумма амплитуд $\sum \mathfrak{M}_i$ включает связанные диаграммы, дающие основной вклад в исследуемый процесс [65,66] (см. рис.5).

Рассчитаем сечение (59) в ЛС. Используя обозначения работ [65,66], представим двойное дифференциальное сечение инклюзивной реакции $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ в следующем виде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_n dE_n} = F_{\text{kin}}(S, p_n) \int d\Omega_\pi \rho_{\text{phase}}(\theta_\pi, \varphi_\pi) \langle |\sum \mathfrak{M}_i|^2 \rangle, \quad (61)$$

где кинематический фактор F_{kin} :

$$F_{\text{kin}}(S, p_n) = \frac{m^4 p_n}{\lambda^{1/2}(S, m^2, m^2)} \frac{S_F}{(2\pi)^5}, \quad (62)$$

плотность конечных состояний (с точностью до нормировки):

$$\rho_{\text{phase}} = \frac{p_\pi^2}{|E_\pi(p_\pi - q_0 \xi) + p_\pi E_p|}, \quad (63)$$

$$q_0 = |p_n - p|, \quad (64)$$

ξ — косинус угла между векторами $q_0 = p - p_n$ и p_π :

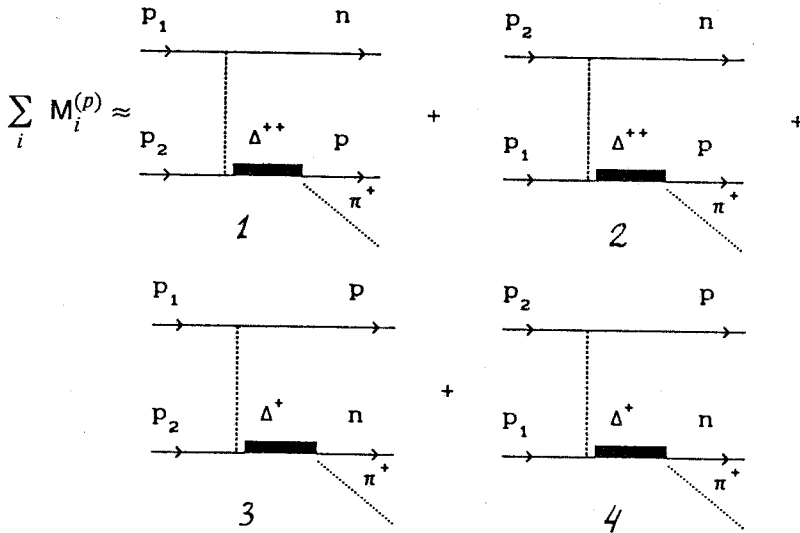


Рис. 5. P -волновые диаграммы, дающие основной вклад в исследуемый процесс (см. текст)

$$\xi = \frac{p \cos \theta_{\pi} + p_n \cos \theta_{n\pi}}{\sqrt{p^2 + p_p^2 - 2pp_p \cos \theta_n}}, \quad (65)$$

$\cos \theta_n$ — косинус угла вылета нейтрона, $\cos \theta_{n\pi}$ — косинус угла между направлениями разлета пиона и нейтрона.

Амплитуда M_i на массовой поверхности связана с аналогичной амплитудой \mathfrak{M}_i в (59) простым соотношением:

$$M_i = (2\pi)^4 \delta(p_1 + p_2 - p_p - p_n - p_{\pi}) \mathfrak{M}_i. \quad (66)$$

Согласно [64] для нахождения инвариантной амплитуды M_i , соответствующей i -й диаграмме рис.5, необходимо сопоставить каждому элементу диаграммы определенный фактор. В работах [65—67] приняты следующие условия.

1) Каждой внешней фермионной линии соответствует спинор χ_m и изоспинор Φ_r .

2) Каждой внутренней пионной линии сопоставляется пропагатор:

$$iG_{\pi}(q) = \frac{i}{q^2 - m_{\pi}^2 + i\epsilon}. \quad (67)$$

3) Каждой внутренней жирной фермионной линии ставится в соответствие Δ -пропагатор:

$$iG_{\Delta}(S) = \frac{i 2M_{\Delta}}{M_{\Delta}^2 - S - iM_{\Delta}\Gamma_{\Delta}(S)}. \quad (68)$$

4) π -мезонам в начальном и конечном состоянии отвечают изотопические функции:

$$|\pi^+\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (69)$$

$$|\pi^0\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (70)$$

$$|\pi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (71)$$

5) Каждому внутреннему импульсу k , который не фиксирован законами сохранения в вершинах, соответствует интеграл:

$$\int \frac{d^{(4)}k}{(2\pi)^4}. \quad (72)$$

6) Распадной $\pi N\Delta$ -вершине ставится в соответствие множитель

$$\langle \pi^{\lambda} | T^+ \rangle \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_{\pi}} (\mathbf{S}^+ \cdot \mathbf{p}_{\pi}) (2\pi)^4 \delta(p_{\text{in}} - p_{\text{out}}), \quad (73)$$

где $\lambda = 0, +, -$:

$$\langle \pi^+ | T^+ \rangle = -T_{-1}^+, \quad (74)$$

$$\langle \pi^0 | T^+ \rangle = T_0^+, \quad (75)$$

$$\langle \pi^- | T^+ \rangle = -T_{+1}^+. \quad (76)$$

Операторы уничтожения спина (\mathbf{S}^+) Δ -изобары определяются матричными элементами:

$$\langle \chi_m^N | S_{-\mu}^+ | \chi_m^{\Delta} \rangle = (-1)^{\mu} \left(1 \frac{1}{2} \mu m \left| \frac{3}{2} m_{\Delta} \right. \right), \quad (77)$$

$$\langle \chi_m^{\Delta} | S_{\mu} | \chi_m^N \rangle = \left(1 \frac{1}{2} \mu m \left| \frac{3}{2} m_{\Delta} \right. \right). \quad (78)$$

Изоспиновые операторы T определяются точно такими же соотношениями. Вектор p_π есть импульс пиона в системе покоя Δ -изобары, имеющей инвариантную массу $\sqrt{S_\Delta}$:

$$p_\pi(S_\Delta) = \left[\frac{(S_\Delta - m^2 + m_\pi^2)^2}{4S_\Delta} - m_\pi^2 \right]^{1/2}. \quad (79)$$

7) Вершина образования Δ -изобары:

$$- \langle T | \pi^\lambda \rangle \frac{f_{\pi N \Delta}}{m_\pi} (\mathbf{S} \cdot \mathbf{q}) (2\pi)^4 \delta(p_{in} - p_{out}). \quad (80)$$

8) Вершина πNN :

$$\langle \pi^\lambda | T \rangle \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}) (2\pi)^4 \delta(p_{in} - p_{out}), \quad (81)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ ($\boldsymbol{\tau}$) — обычные спиновые (изоспиновые) матрицы Паули.

9) Величина \mathbf{q} в п.7 и п.8 имеет смысл импульса виртуального пиона в системе Брейта. Для диаграмм 1, 2, 3 и 4 на рис.5 в л.с. это, соответственно:

$$\mathbf{q}_1 = \sqrt{\frac{E_n + m}{E + m}} \mathbf{p} - \sqrt{\frac{E + M}{E_n + m}} \mathbf{p}_n, \quad (82)$$

$$\mathbf{q}_2 = \sqrt{\frac{2m}{E_n + m}} \mathbf{p}_n, \quad (83)$$

$$\mathbf{q}_3 = \sqrt{\frac{E_p + m}{E + m}} \mathbf{p} - \sqrt{\frac{E + m}{E_p + m}} \mathbf{p}_p, \quad (84)$$

$$\mathbf{q}_4 = \sqrt{\frac{2m}{E_p + m}} \mathbf{p}_p, \quad (85)$$

причем

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_p + \mathbf{p}_n + \mathbf{p}_\pi, \quad (86)$$

$$E + m = E_p + E_n + E_\pi. \quad (87)$$

10) Вклад ρ -мезона в амплитуду реакции перезарядки учитывается с помощью замены [67]:

$$\begin{aligned}
 V_{NN \rightarrow N\Delta}^{\text{eff}} &\equiv \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}) \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} (\mathbf{S} \cdot \mathbf{q}) G_\pi(q) \longrightarrow \\
 &\longrightarrow \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \{ (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}) (\mathbf{S} \cdot \mathbf{q}) G_\pi(q) + C_\rho [\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}] [\mathbf{S} \cdot \mathbf{q}] G_\pi(q) \}, \quad (88)
 \end{aligned}$$

где G_ρ — пропагатор ρ -мезона, определяемый по аналогии с G_π , а C_ρ — ρ -мезонный коэффициент.

11) Эффективный переходный потенциал $V_{NN \rightarrow N\Delta}^{\text{eff}}$ в п.10 должен быть модифицирован для учета двух важных физических эффектов.

Во-первых, в каждую из виртуальных вершин должен быть вставлен формфактор $F_\pi(F_\rho)$ для учета схода с массовой поверхности:

$$\begin{aligned}
 V_{NN \rightarrow N\Delta}^{\text{eff}} &= \frac{f_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}}{m_\pi^2} \{ F_\pi^2(q) q^2 G_\pi(q) \frac{1}{3} [(\mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\sigma}) + S_{12}(\hat{q})] + \\
 &+ C_\rho F_\rho^2(q) q^2 G_\rho(q) \frac{1}{3} [2(\mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\sigma}) - S_{12}(\hat{q})] \}, \quad (89)
 \end{aligned}$$

где $S_{12}(\hat{q}) = 3(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{q})(\mathbf{S} \cdot \hat{q}) - (\mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\sigma})$, \hat{q} — единичный вектор, параллельный \mathbf{q} ; формфакторы $F_\pi(q)$, $F_\rho(q)$ имеют вид:

$$F_\pi(q) = \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - t}, \quad (90)$$

$$F_\rho(q) = \frac{\Lambda_\rho^2 - m_\rho^2}{\Lambda_\rho^2 - t}, \quad (91)$$

$t = -q^2$ в системе Брейта, Λ_π и Λ_ρ — константы обрезания. Тогда выражение (89) можно записать в виде:

$$V_{NN \rightarrow N\Delta}^{\text{eff}} = V_C(q) (\mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\sigma}) + V_{NC}(q) S_{12}(\hat{q}). \quad (92)$$

При этом центральная (V_C) и нецентральная (V_{NC}) компоненты переходного потенциала связаны с продольной (V_L) и поперечной (V_T) компонентами стандартными соотношениями:

$$V_C(q) = \frac{1}{3} [V_L(q) + 2V_T(q)], \quad (93)$$

$$V_{NC}(q) = \frac{1}{3} [V_L(q) - V_T(q)], \quad (94)$$

$$V_L(q) = \frac{f_{\pi NN} F_{\pi N\Delta}}{m_\pi^2} F_\pi^2(q) q^2 G_\pi(q), \quad (95)$$

$$V_T(q) = C_\rho \frac{f_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}}{m_\rho^2} F_\rho^2(q) q^2 G_\rho(q). \quad (96)$$

Во-вторых, выражение (89) должно быть дополнено g' -членом ландау-мигдаловского типа для учета короткодействующих корреляций:

$$V_C(q) \rightarrow V_C(q) + g'_{N\Delta} \frac{f_{\pi NN} F_{\pi N\Delta}}{m_\pi^2} F_\pi^2(q). \quad (97)$$

12) Для выполнения конкретных расчетов удобно выразить V_C и V_{NC} — компоненты потенциала $V_{NN \rightarrow N\Delta}^{\text{eff}}$ через новые величины:

$$\widehat{V}(0, q) = \sqrt{12\pi} V_C(q), \quad (98)$$

$$\widehat{V}(2, q) = -\sqrt{\frac{24\pi}{5}} V_{NC}(q). \quad (99)$$

Тогда переходный потенциал

$$V_{NN \rightarrow N\Delta}^{\text{eff}} = -\sum_{L=0, 2} \widehat{V}(L, q) \sum_{\mu, \nu, M} (11\mu\nu | LM) Y_{LM}^*(\widehat{q}) \sigma_\nu S_\mu. \quad (100)$$

Представление (100) удобно для использования стандартной техники углового момента. В самом деле, если учесть, что матричные элементы от матриц Паули имеют вид

$$\langle \chi_{m_n} | \sigma_\nu | \chi_{m_1} \rangle = \sqrt{3} \left(\frac{1}{2} 1m_1 \nu | \frac{1}{2} m_n \right), \quad (101)$$

и ввести сокращенное обозначение

$$W(S_\Delta) = \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \sqrt{4\pi} P_\pi(S_\Delta) G_\Delta(S_\Delta), \quad (102)$$

то P — волновая амплитуда $\mathfrak{H}_j^{(P)}$ ($j = 1, 2, 3, 4$) будет определяться выражением

$$\begin{aligned} \mathfrak{H}_j^{(P)} = & (-1)^j W(S_\Delta(j)) ISF(j) \sum_{L=0, 2} \widehat{V}(L, q_j) \sum_{\mu, \nu, M, \lambda, m_\Delta} (11\mu\nu | LM) \times \\ & \times Y_{LM}^*(\widehat{q}_j) \left(\frac{1}{2} 1m_i(1, j) \nu | \frac{1}{2} m_f(1, j) \right) \left(1 \frac{1}{2} \mu m_i(2, j) | \frac{3}{2} m_\Delta \right) \times \end{aligned}$$

$$\times Y_{1\lambda}(\hat{P}_\pi(j)) \left(1 \frac{1}{2} \lambda m_f(2, j) \middle| \frac{3}{2} m_\Delta \right), \quad (103)$$

где (i — initial, f — final):

$$\begin{cases} m_i(1, 1) = m_1 \\ m_i(2, 1) = m_2 \\ m_f(1, 1) = m_n \\ m_f(2, 1) = m_p \end{cases} \quad \begin{cases} m_i(1, 3) = m_1 \\ m_i(2, 3) = m_2 \\ m_f(1, 3) = m_p \\ m_f(2, 3) = m_n \end{cases} \quad (104)$$

$$\begin{cases} m_i(1, 2) = m_2 \\ m_i(2, 2) = m_1 \\ m_f(1, 2) = m_n \\ m_f(2, 2) = m_p \end{cases} \quad \begin{cases} m_i(1, 4) = m_2 \\ m_i(2, 4) = m_1 \\ m_f(1, 4) = m_p \\ m_f(2, 4) = m_n \end{cases}$$

а изоспиновый множитель $ISF(j)$ задается простой формулой

$$ISF = (-1)^{\tau_\nu} \sqrt{3} \left(\frac{1}{2} 1 \tau_i(1) - \tau_\nu \middle| \frac{1}{2} \tau_f(1) \right) \times$$

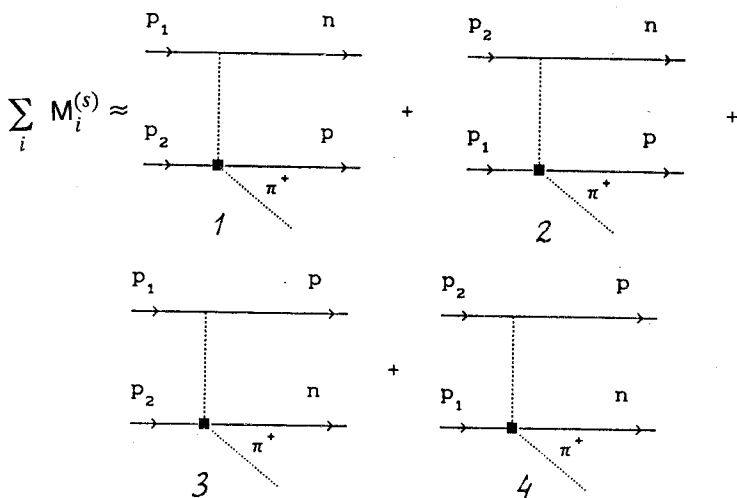
$$\times \left(1 \frac{1}{2} \tau_\nu \tau_i(2) \middle| \frac{3}{2} \tau_\Delta \right) \left(1 \frac{1}{2} \tau_\nu \tau_f(2) \middle| \frac{3}{2} \tau_\Delta \right), \quad (105)$$

где $\tau_i(1)$ ($\tau_i(2)$) — проекция изоспина 1 (2) начального нуклона, $\tau_f(1)$ ($\tau_f(2)$) — проекция изоспина 1 (2) конечного нуклона, $\tau_{\nu(r)}$ — проекция изоспина виртуального (реального) пиона, а τ_Δ — проекция изоспина Δ -изобары.

Формула (103) с учетом вышесказанного позволяет вычислять P -волновую амплитуду реакции типа $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ в древесном приближении.

Вклад S -волнового pN -рассеяния можно учесть в рамках идеологии работ [7, 65—69], добавляя к P -волновым диаграммам аналогичные S -волновые, отличающиеся от них заменой Δ -пропагатора (■) на рис.5 на эффективную pN -вершину (■) (рис.6). Эту амплитуду несложно вычислить, используя S -волновой гамильтониан pN -взаимодействия, содержащий изоскалярную (1) и изовекторную (2) компоненты (в обозначениях [7]):

$$H_{pN}^{(1)} = \frac{4\pi}{m_\pi} \lambda_1 \bar{\psi}(x) \Phi(x) \Phi(x) \psi(x), \quad (106)$$


 Рис. 6. S-волновые диаграммы с эффективной πNN -вершиной (см. текст)

$$H_{\pi N}^{(2)} = \frac{4\pi}{m_\pi^2} \lambda_2 \bar{\psi}(x) \tau [\Phi(x) \partial_t \Phi(x)] \psi(x). \quad (107)$$

Согласно [66] она имеет вид

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_j^{(S)} = & (-1)^{j+1} \frac{f_{\pi N \Delta}}{m_\pi} \sqrt{4\pi} q_j \sum_\lambda Y_{1\lambda}(\hat{q}_j) \left(\frac{1}{2} 1 m_i(1, j) - \lambda \left| \frac{1}{2} m_f(1, j) \right. \right) \times \\ & \times G_\pi(q_j) \frac{8\pi}{m_\pi} \delta_{m_i(2,j), m_f(2,j)} \mathbb{K}^{\pi N}, \end{aligned} \quad (108)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbb{K}^{\pi N} = & (-1)^\nu \sqrt{3} \left(\frac{1}{2} 1 \tau_i(1) - \tau_\nu \left| \frac{1}{2} \tau_f(1) \right. \right) \times \\ & \times \left[\lambda_1 \delta_{\tau, \tau} \delta_{\tau(2), \tau(2)} + \lambda_2 \sum_\nu (-1)^\nu \sqrt{6} \times \right. \\ & \left. \times (1 1 \tau_\nu \nu \mid 1 \tau_r) \left(\frac{1}{2} 1 \tau_i(2) - \nu \left| \frac{1}{2} \tau_f(1) \right. \right) \right], \end{aligned} \quad (109)$$

причем τ означает проекцию изоспина, индекс $\nu(r)$ отвечает виртуальному (реальному) пиону, $i(f)$ — начальному (конечному) нуклону, числа

(1) и (2) в скобках соответствуют верхней и нижней нуклонным линиям скелетной диаграммы. Значения параметров λ_1 и λ_2 взяты из работы [67]:

$$\begin{cases} \lambda_1 = \lambda_1^0 + 0,222 [\text{ГэВ}^{-1}] (\sqrt{S} - m_\pi - m) \\ \lambda_1^0 = 0,0075 \\ \lambda_2 = 0,0528, \end{cases} \quad (110)$$

где \sqrt{S} — инвариантная масса, причем для диаграмм 1 и 2

$$S(1) = S(2) = (E_1 + E_2 - E_n)^2 - (p_1 + p_2 - p_n)^2, \quad (111)$$

а для диаграмм 3 и 4

$$S(3) = S(4) = (E_1 + E_2 - E_p)^2 - (p_1 + p_2 - p_p)^2. \quad (112)$$

С формальной точки зрения формулы (103) и (108) полностью решают в древесном приближении с учетом S - и P -волн задачу о нахождении амплитуды реакции перезарядки нуклонов с пинообразованием. При этом, с одной стороны, каждая из амплитуд является релятивистски-инвариантной (несмотря на нековариантную форму записи), а с другой стороны, формулы (103) и (108) легко интерпретируются в терминах ядерной физики низких энергий, т.к. построены на основе стандартной квантовой теории углового момента [70].

Фактически изложенный выше формализм позволяет осуществить плавный переход от низких энергий к промежуточным и представляет собой достаточно удобную с практической точки зрения модификацию релятивизированной Δ -изобарной модели (см. монографию [7] и ссылки в ней).

Очевидно, что полевой формализм, удовлетворяющий принципу соответствия как с точки зрения наличия правильного низкоэнергетического предела, так и в смысле возможности прямого применения нерелятивистской техники расчетов в области промежуточных энергий, представляет определенный практический интерес сам по себе. Однако гораздо более актуальным представляется поиск неординарных физических эффектов, которые могут быть обнаружены в эксперименте и проанализированы с помощью изложенного формализма.

4. ПРОБЛЕМА ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОЗНАЧНОСТЕЙ ДЛЯ $\pi N\Delta$ - И $\rho N\Delta$ - ВЕРШИННЫХ ФУНКЦИЙ

Во введении уже отмечалось, что последовательная схема анализа инклюзивных реакций при промежуточных энергиях должна включать в себя методы расчета элементарных процессов (т.е. сечений типа

$\frac{d\sigma_{a+X \rightarrow X+a}}{d\Omega_X}$ из формулы (1)). В предыдущем разделе был изложен соответствующий формализм, содержащий ряд феноменологических констант, численные значения которых должны быть найдены из эксперимента. При этом возникает вопрос о единственности соответствующего набора констант, о возможности существования нескольких эквивалентных наборов и выбора из них некоторого «оптимального» набора.

В используемой нами $(\pi + \rho + g')$ -модели феноменологически определяемыми константами являются: параметр Ландау — Мигдала $g'_{N\Delta}$; параметры обрезания Λ_π и Λ_ρ в монополярных формфакторах:

$$F_b(t) = \frac{\Lambda_b^2 - m_b^2}{\Lambda_b^2 - t}, \quad (113)$$

где $b = \pi, \rho$ (b — бозон), t — квадрат переданного 4-импульса. Параметры этой модели устанавливаются на основе критерия наилучшего согласия с существующими экспериментальными данными для широкого класса процессов (перезарядка, π -атомные процессы, фотовозбуждение и т.п.).

В этом смысле проблема нахождения параметров $(\pi + \rho + g')$ -модели полностью аналогична задаче нахождения параметров оптической модели из условия наилучшего описания экспериментальных фаз при анализе упругого рассеяния пионов на ядрах. В принципе она может быть сформулирована следующим образом. Рассмотрим задачу упругого рассеяния частицы с фиксированной энергией E на потенциале $V(r)$:

$$(T + V)\psi = E\psi. \quad (114)$$

Граничные условия для волновой функции ψ должны быть, как обычно, заданы на обеих границах:

- 1) $\psi(r)$ регулярна при $r \rightarrow 0$;
- 2) $\psi(r)$ определяется набором экспериментальных фаз $[\delta_L(E)]_{\text{exp}}$ при $r \rightarrow \infty$.

Таким образом, мы приходим к задаче типа Штурма — Лиувилля для нахождения собственной глубины, радиуса и диффузности потенциала $V(r)$.

В результате формального решения этой задачи мы получаем фиксированный набор «фазово-эквивалентных» оптических потенциалов, из которых необходимо выделить один «физический» потенциал на основе дополнительных критериев. Дополнительно заметим, что энергетическая и L -зависимость полученных таким образом потенциалов со-

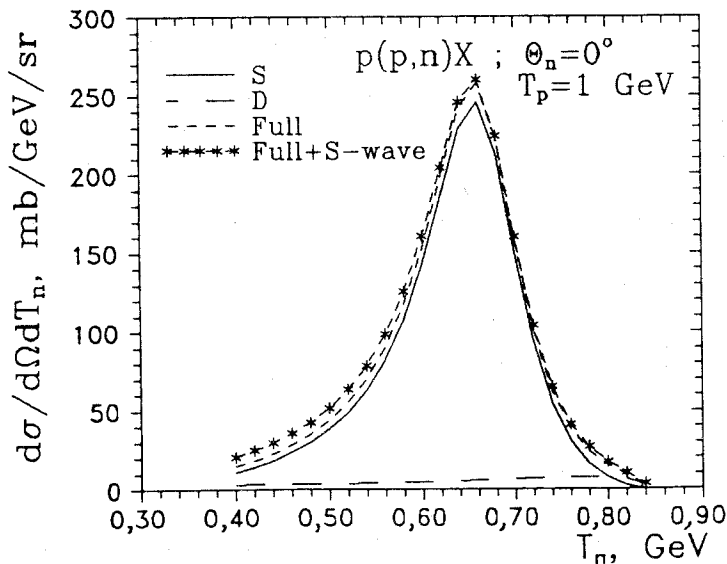


Рис. 7. Парциальный вклад спекторной и распадной мод в сечение $p(p, n)X$ -реакции «вперед» с учетом интерференции и поправок от нерезонансного S -волнового πN -рассеяния

ответствует многочастичному характеру задачи и вкладу полевых эффектов.

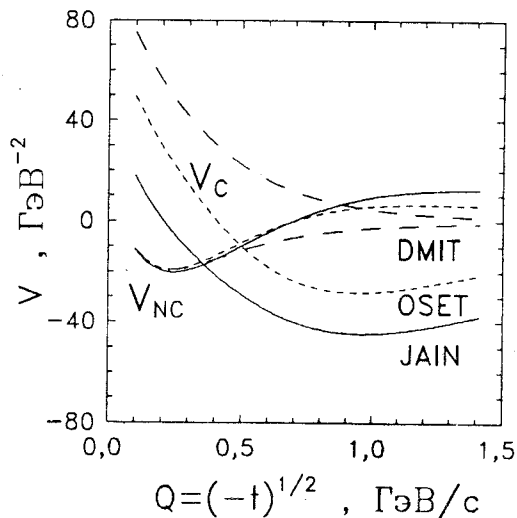
При энергиях $0,8 \leq T_p \leq 1,5$ ГэВ основной вклад в сечение реакции $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ с регистрацией нейтронов в области первого дифракционного максимума по углам и Δ -изобарного пика по импульсам дают диаграммы 1—4 на рис.5. К этим диаграммам следовало бы добавить также диаграммы, изображенные на рис.6, отвечающие вкладу S -волнового πN -рассеяния в реакцию перезарядки. Однако в исследуемом диапазоне энергий протонов и углов вылета и импульсов нейтронов вклад S -волновых диаграмм относительно невелик (см. рис.7).

Прежде чем перейти к изложению результатов конкретных расчетов, сделаем ряд замечаний общего характера.

Необходимо подчеркнуть, что используемая нами техника основана не на теории возмущений в представлении взаимодействия, а на разложении полной амплитуды в ряд по перенормированным диаграммам. Это означает, что эффекты перенормировки, поляризации вакуума, вклад изобар тяжелее $\Delta(1232)$, эффекты схода с массовой поверхности и т.п.

Рис. 8. Эффективные $NN \rightarrow N\Delta$ переходные потенциалы

включаются в формфакторы $F_B(t)$ и g' -член. Априорная точность описанной выше $(\pi + \rho + g')$ -модели аналогична точности оптической модели низкоэнергетического нуклон-ядерного рассеяния. С концептуальной точки зрения, наиболее полное и доказательное обоснование подобного подхода к проблеме сильных взаимодействий содержится в работах А.Б.Мигдала и сотр. (см. [4—6] и ссылки в них).



Во избежание недоразумений подробно опишем используемую нами терминологию. В ряде работ (см., например, [67]) диаграммы 1,3 на рис.5 обозначаются как DET и DEP (Delta Excitation in Target и Delta Excitation in Projectile) соответственно, а диаграммы 2 и 4, отвечающие паулиевским обменным членам, отсутствуют, т.к. исследуемые в [67] ${}^3\text{He}$ и t не тождественны нуклону. В исследуемой нами реакции $(p, n)_\Delta$ появляются дополнительные обменные диаграммы 2 и 4. Поэтому представляется разумным воспользоваться более гибкой терминологией [71], согласно которой DET-диаграммы будем называть зрительными, а DEP-диаграммы — распадными. Тогда первую диаграмму на рис.5 естественно назвать прямой зрительной (далее SD — Spectator Direct), вторую — обменной зрительной (SE — Spectator Exchange), третью — прямой распадной (DD — Decay Direct), четвертую — обменной распадной (DE — Decay Exchange).

Расчет сечений реакции $(p, n)_\Delta$ в рамках модифицированной релятивизированной $(\pi + \rho + g')$ -модели проводился для трех существенно различающихся наборов параметров вершинных функций:

OSET ($\Lambda_\pi = 1,3$ ГэВ, $\Lambda_\rho = 1,4$ ГэВ, $C_\rho = 3,96$, $g'_{N\Delta} = 0,6$) [67];

JAIN ($\Lambda_\pi = 1,2$ ГэВ, $\Lambda_\rho = 2,0$ ГэВ, $C_\rho = 2,00$, $g'_{N\Delta} = 0,3$) [58];

DMIT ($\Lambda_\pi = 0,65$ ГэВ, $\Lambda_\rho = 0,0$ ГэВ, $C_\rho = 0,0$, $g'_{N\Delta} = 0,9$) [72].

Константы связи $f_{\pi NN}$ и $f_{\pi N\Delta}$ полагались равными $f_{\pi NN}^2/4\pi = 0,081$ и $f_{\pi N\Delta}^2/4\pi = 0,36$ соответственно, т.е. равными общепринятым значениям [7].

Как показано на рис.8, все три набора имеют сходные нецентральные части потенциалов $V_{NC}(q)$, тогда как центральные потенциалы $V_C(q)$ имеют приблизительно одинаковую форму и образуют почти эквидистантный спектр глубин в следующем порядке (снизу вверх): JAIN — OSET — DMIT.

На рис.9 представлены теоретические и экспериментальные инклюзивные спектры нейтронов для реакции $p + p \rightarrow n + X$ при $T_p = 1$ ГэВ для случая малых ($< 15^\circ$) углов регистрации нейтронов. Незначительное различие теории и эксперимента в данном конкретном расчете связано с тем, что не учтены эффекты энергетического разрешения экспериментальной установки. Тем не менее можно констатировать удовлетворительное согласие теории и эксперимента, причем для углов $\theta_{lab} \in [0^\circ, 15^\circ]$ результаты расчетов для потенциалов JAIN, OSET и DMIT практически не различаются [65].

Существенное различие глубин указанных потенциалов позволяет сделать вывод о наличии дискретной неоднозначности в определении параметров $(\pi + \rho + g')$ -модели. При этом ни угловые, ни импульсные спектры нейтронов не позволяют отдать предпочтение ни одному из наборов. Отметим, что в пределах одного семейства параметров незначительные различия в результатах расчета (или фита) могут быть обусловлены непрерывными неоднозначностями параметров $\Lambda_\pi, \Lambda_\rho, C_\rho, g'_{N\Delta}$. Теоретические оценки значения Λ_π , сделанные в работах [73,74] в рамках дисперсионного подхода, близки к аналогичным феноменологическим значениям Λ_π для наборов OSET [67], JAIN [75].

Некоторое отличие этих оценок от $\Lambda_\pi = 0,65$ DMIT [72] не является фатальным и не позволяет отбросить этот набор на основе только первых принципов квантовой теории.

Рассмотрим одновременно реакции $p + p \rightarrow n + X$ и $n + p \rightarrow p + X$ в области возбуждения Δ -изобары.

Для реакции $p + p \rightarrow n + X$ распадные амплитуды (DD и DE) имеют малый изоспиновый вес и в соответствии с этим вклад распадных мод в сечение реакции перезарядки невелик (см. рис.10, на котором продемонстрирован относительный вклад S- и D-мод в сечение реакции $p + p \rightarrow n + X$ для $T_p = 1$ ГэВ, $\theta = 0^\circ$, набор JAIN). Для оценки вклада различных компонент в полную амплитуду реакции $p + p \rightarrow n + X$ на

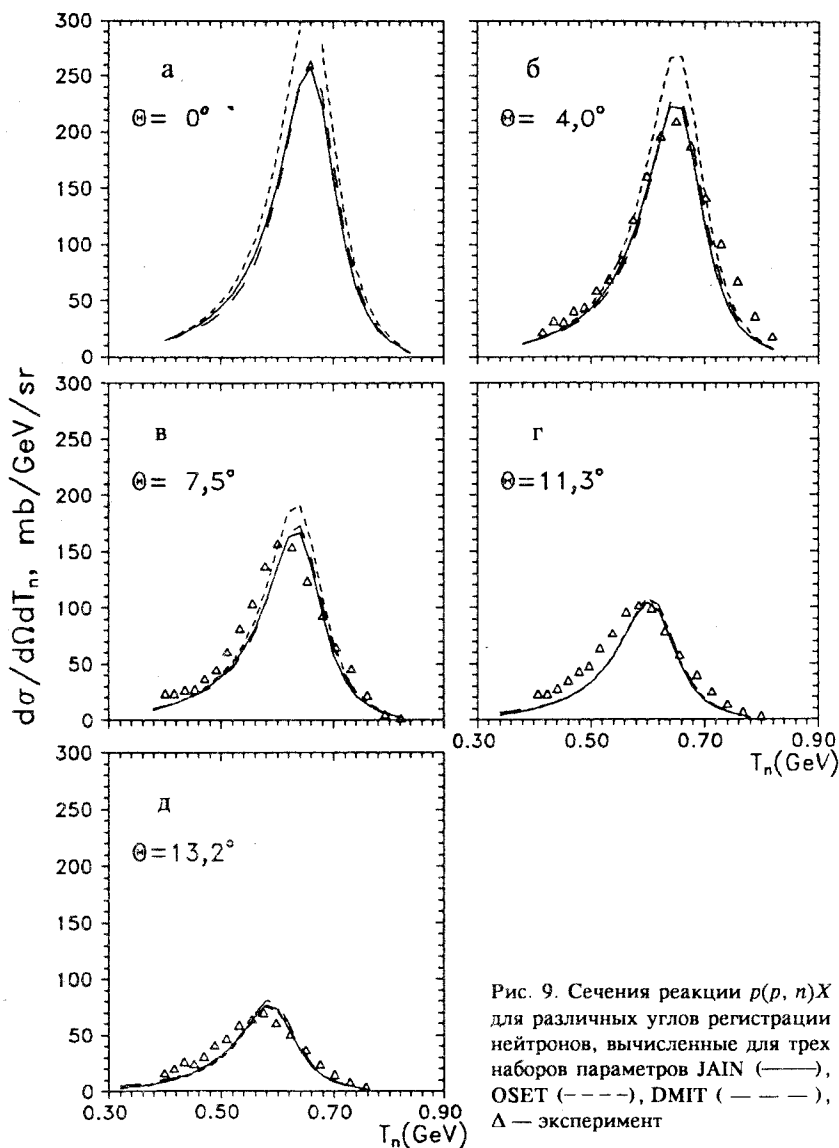


Рис. 9. Сечения реакции $p(p, n)X$ для различных углов регистрации нейтронов, вычисленные для трех наборов параметров JAIN (—), OSET (---), DMIT (- - -), Δ — эксперимент

рис.10 представлены парциальные (гипотетические) сечения $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_n dT_n}$ как функции энергии детектируемого нейтрона. Полная физическая амплитуда процесса есть результат интерференции парциальных амплитуд. Из

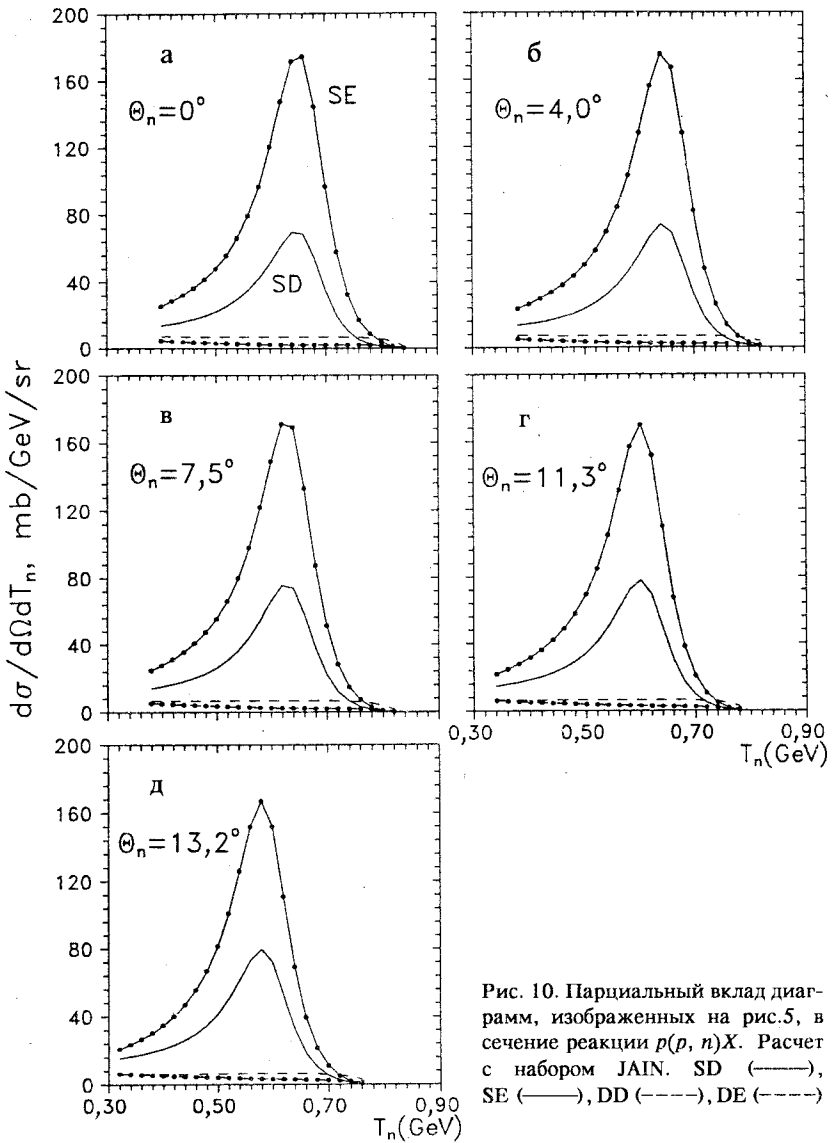


Рис. 10. Парциальный вклад диаграмм, изображенных на рис.5, в сечение реакции $p(p, n)X$. Расчет с набором JAIN. SD (—), SE (—), DD (---), DE (---)

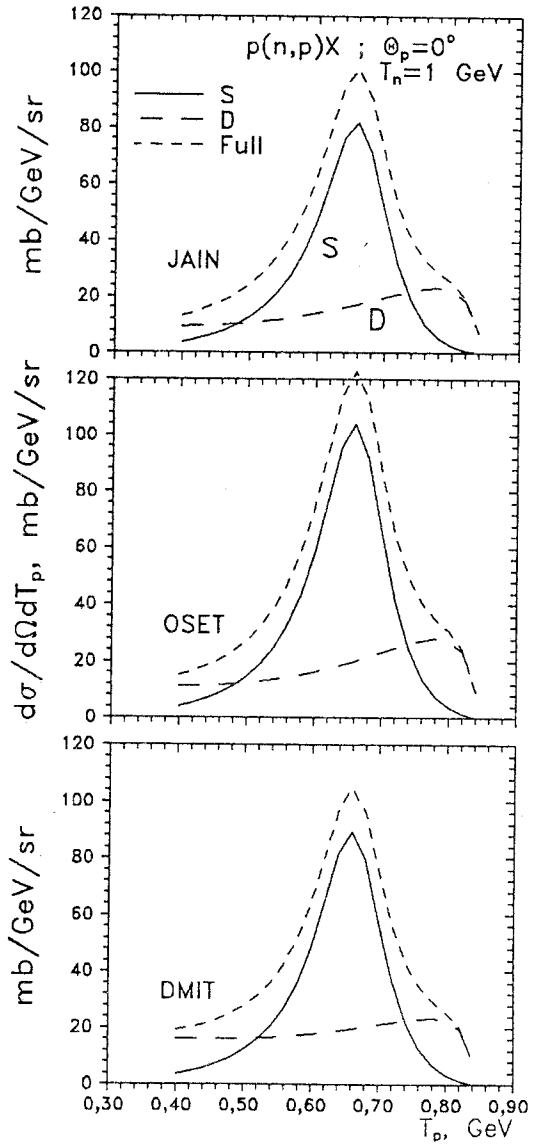
рис.10 видно, что сечение процесса $p + p \rightarrow n + X$ определяется, в основном, спектаторной модой, причем для $T_p \sim 1$ ГэВ, т.е. вдали от порога, этот вывод справедлив для всех трех наборов потенциалов (JAIN, OSET, DMIT) практически во всем диапазоне исследованных углов и энергий.

Рис. 11. Парциальный вклад спектаторной и распадной мод в сечение $p(p, n)X$ -реакции «вперед» для разных наборов феноменологических констант (см. текст)

Для выяснения относительной роли частичной суперпозиции отдельных амплитуд ($SD + SE = S$ и $DD + DE = D$) рассмотрим реакцию $n+p \rightarrow p+X$, для которой изоспиновые веса S- и D-мод соизмеримы. В этом случае распадные моды дают заметный вклад в полное сечение. Тем не менее даже эта дополнительная информация недостаточна для того, чтобы отдать предпочтение одному из трех обсуждаемых наборов (см. рис.11).

Из рис.11 видно, что распадные и спектаторные амплитуды практически ортогональны при $T_p = 1$ ГэВ и $\theta = 0^\circ$ и, следовательно, полное сечение приблизительно равно сумме гипотетических парциальных спектаторного и распадного сечений. Этот результат справедлив для всех трех наборов (OSET, JAIN, DMIT) и в этом смысле является модельно-независимым.

Расстояние между положениями максимумов S- и D-мод равно $\Delta E \approx 140$ МэВ $\approx m_\pi$, что свидетельствует о кинематической природе этого сдвига.



Рассмотрим подробнее отдельные амплитуды SD, SE, DD, DE и особенности их поведения для всех трех наборов.

На рис. 12 а—в, отвечающих наборам JAIN, OSET, DMIT соответственно, представлены результаты расчетов парциальных сечений для $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ, 4^\circ, 7,5^\circ, 11,3^\circ, 13,2^\circ$. Хорошо видно, что парциальные сечения для всех трех наборов имеют ряд общих свойств. Например, все спектаторные компоненты имеют практически одинаковое положение максимума; распадные парциальные сечения имеют плавную энергетическую зависимость и резко обрываются на жесткой границе спектра. Полные вклады спектаторной и распадной компонент практически одинаковы для всех трех наборов (см. рис. 11), причем спектаторный член всегда доминирует в окрестности максимума резонанса. На этом заканчивается сходство одноименных парциальных сечений для различных наборов.

Рассмотрим парциальные сечения SD и SE. На рис. 12 а—в четко показаны существенные различия углового и импульсного парциальных спектров для трех исследуемых наборов.

Для набора JAIN член SE существенно больше члена SD для всех исследованных углов, причем соответствующие амплитуды практически ортогональны при $\theta = 0^\circ$, т.е. $\sigma(S) \approx \sigma(SE) + \sigma(SD)$. При увеличении угла регистрации нейтрона (θ) SE- и SD-амплитуды начинают деструктивно интерферировать, что приводит к монотонному уменьшению $\sigma(S)$.

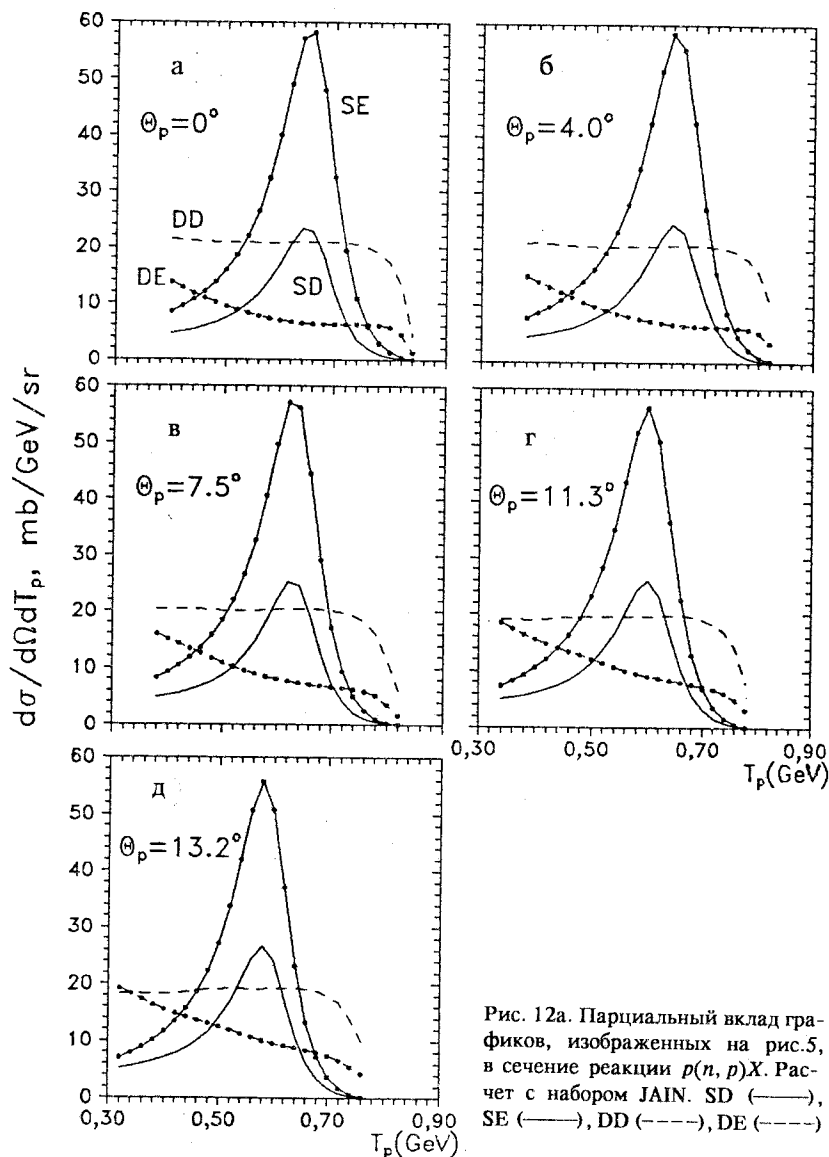
Для набора OSET член SD монотонно уменьшается с ростом θ , оставаясь доминирующим вплоть до угла $\theta = 7,5^\circ$. Вклад члена SE практически не зависит от угла θ . При $\theta \leq 4^\circ$ интерференция SD- и SE-амплитуд конструктивная. При больших углах она становится деструктивной.

Для набора DMIT $\sigma(S) \approx \sigma(SD)$ для всех исследованных случаев.

Различие вклада отдельных компонент в распадную моду для наборов JAIN, OSET и DMIT столь же велико, как и для исследованных выше спектаторных мод (см. рис. 12 а—в).

Обнаруженные особенности формирования полной амплитуды реакции $(p, n)_\Delta$ из парциальных ставят под сомнение различные интуитивные аргументы в пользу того или иного механизма процесса. Для дискриминации обнаруженной и описанной выше дискретной неоднозначности требуются дополнительные аргументы, не опирающиеся на внутренние особенности используемой нами диаграммной техники.

Одна из наиболее привлекательных возможностей для тестирования наборов JAIN, OSET и DMIT состоит в изучении T_p -зависимости редуцированных сечений реакции перезарядки [1,66]. Как известно (см.,



например, [1] и ссылки в этом обзоре), Δ -изобарный механизм реакции $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ доминирует в области энергий $0,8 \leq T_p \leq 3$ ГэВ. Влияние нерезонансной подложки начинает заметно сказываться при $T_p > 1,5$ ГэВ. Как было показано одним из авторов (Е.А.С.), именно в об-

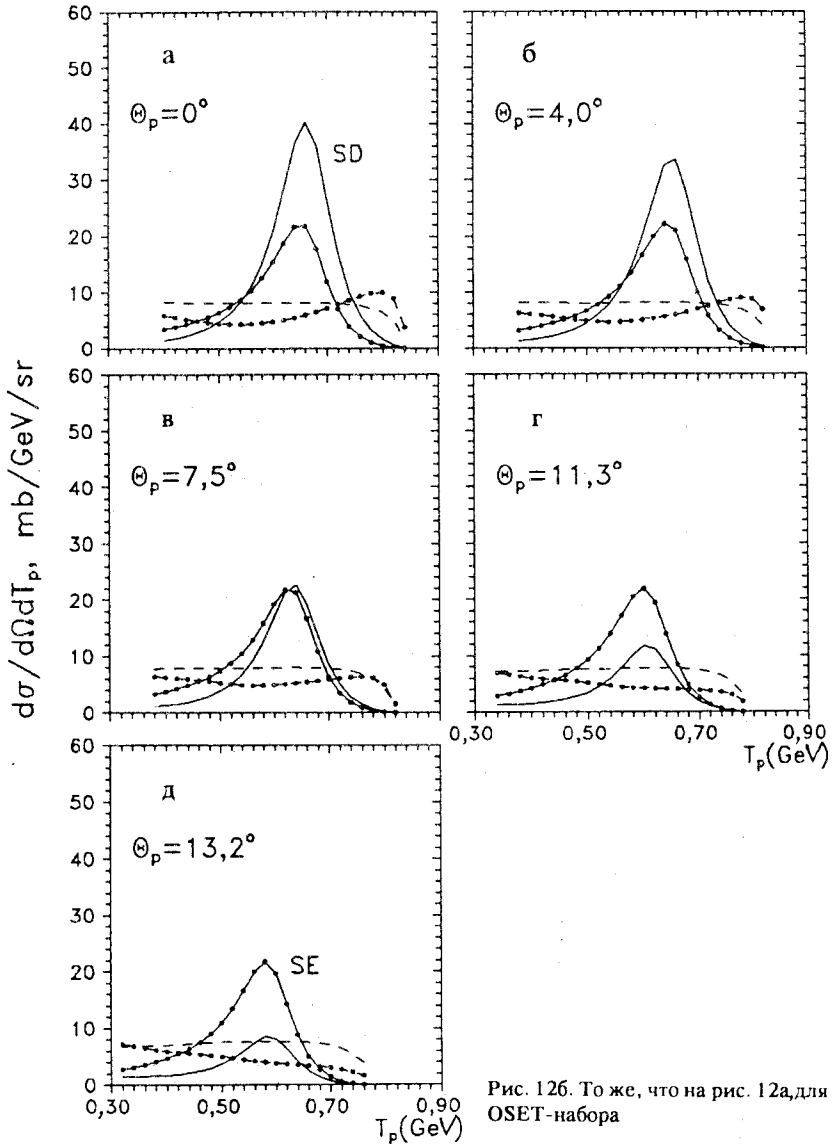


Рис. 126. То же, что на рис. 12а, для OSET-набора

ласти энергий $0,8 \leq T_p \leq 3$ ГэВ имеет место приближенный скейлинг инвариантных редуцированных сечений [1], т.е. инвариантных сечений, нормированных на полное сечение соответствующей «элементарной» реакции при той же начальной энергии снаряда, и, если рассматривается

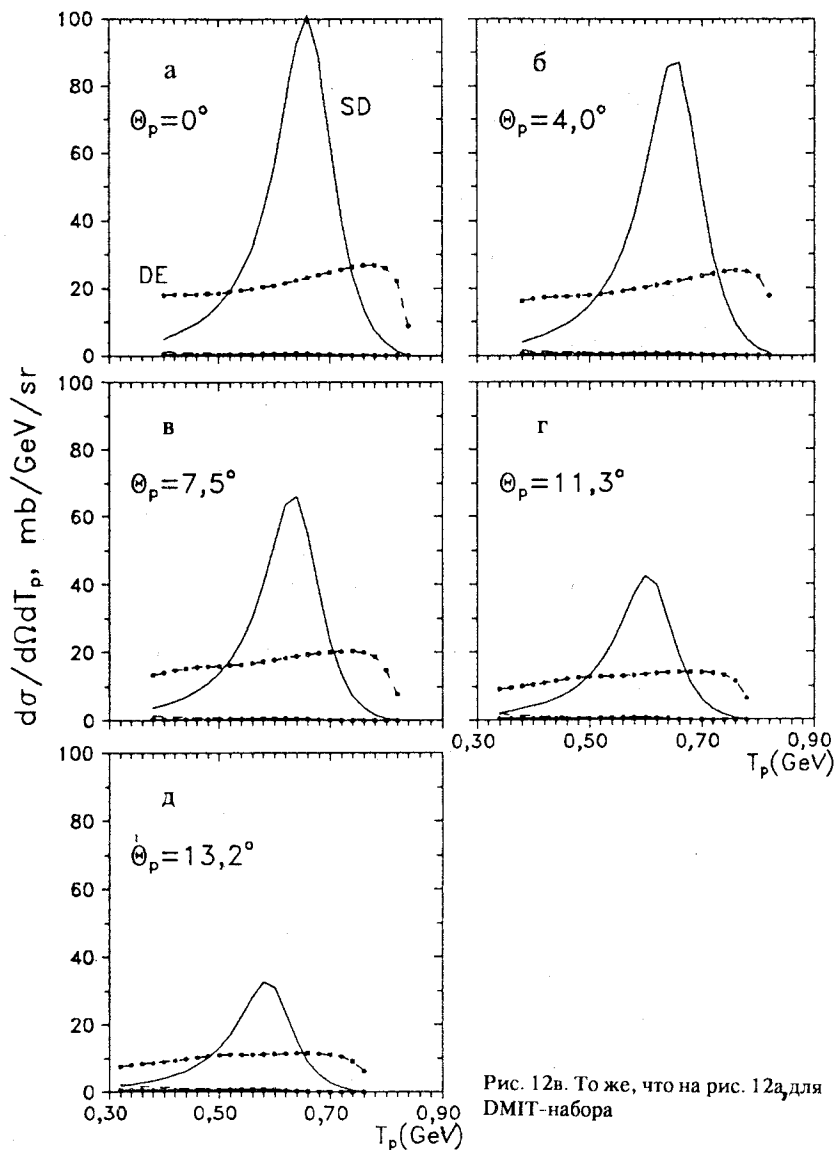


Рис. 12в. То же, что на рис. 12а для ДМИТ-набора

перезарядка релятивистских ядер, на соответствующий переходный формфактор и глауберовский фактор поглощения.

На рис.13 представлены результаты вычислений σ_{red} . Очевидно, что приемлемое согласие теоретических и экспериментальных данных имеет

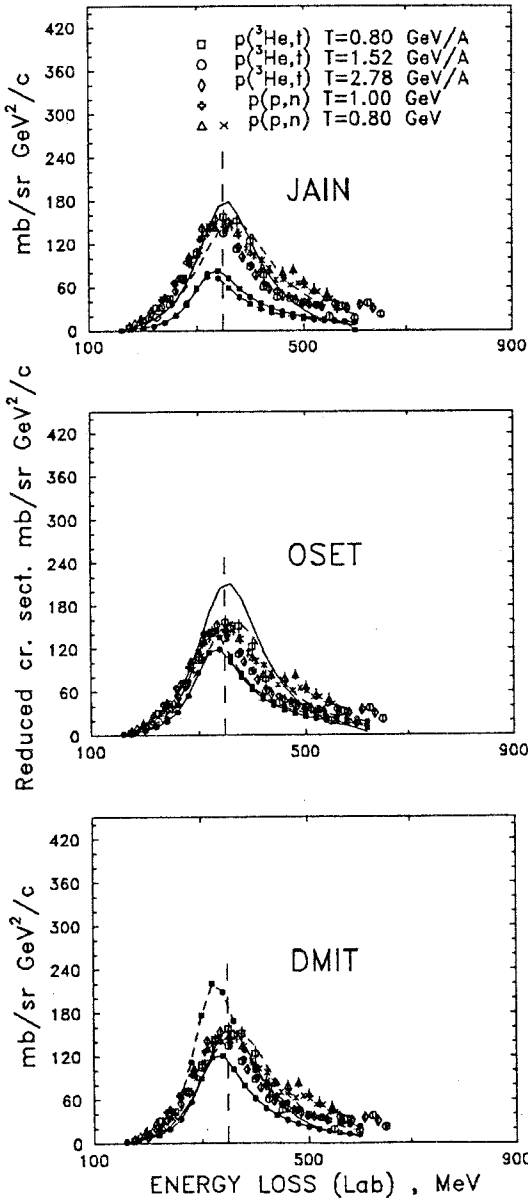


Рис. 13. Редуцированные инвариантные сечения для реакций $p(p, n)$ и $p(^3\text{He}, t)$ «вперед» (см. обзор [1] и ссылки в нем на экспериментальные данные). Теоретические кривые рассчитаны для энергий $T = 0,8$ ГэВ (сплошная), $1,0$ ГэВ (пунктирная), $1,52$ ГэВ/А (сплошная с точками) и $2,78$ ГэВ/А (штрихпунктирная); учтен также глауберовский фактор поглощения для реакции $p(^3\text{He}, t)$

место для наборов DMIT и OSET, в то время как набор JAIN существенно хуже воспроизводит T_p -зависимость редуцированных сечений. Таким образом, по крайней мере использование набора JAIN ограничено областью энергий $T_p \approx 1$ ГэВ. Кроме того, из-за малого значения константы $g' = 0,3$ он соответствует сильному эффективному 'переходному потенциалу $V_{NN \rightarrow N\Delta}^{\text{eff}}$ притяжения (см. рис.8).

Интересно отметить, что анализ экспериментальных данных по π -мезоатомам приводит к значению константы $g'_{N\Delta} = 0,4 \pm 0,2$, что вполне согласуется с $g'_{N\Delta}$ для наборов JAIN и OSET. Наличие до-

вольно заметного коридора ошибок в определении $g'_{N\Delta}$ может служить указанием на возможную зависимость $g'_{N\Delta}$ от энергии возбуждения.

Совокупность экспериментальных данных по когерентному пинообразованию [76], а также тот факт, что экспериментальные значения сечений реакции $\pi + N \rightarrow \Delta + \pi \rightarrow N + \pi + \pi$, идущей через механизм обмена ρ -мезоном [77—79], не малы, позволяют отдать предпочтение значению $g'_{N\Delta} = 0,6$ и, таким образом, окончательно решить вопрос в пользу набора OSET.

Решение обратной задачи рассеяния на основе анализа энергетической зависимости наблюдаемых величин не является чем-то новым. Эта задача хорошо известна как в классической механике (нерелятивистской [80] и релятивистской [81]), так и в квантовой (см., например, [82]). Однако, как показано выше, при переходе к промежуточным энергиям в квантовой теории поля указанная задача приобретает необычную формулировку, а именно: при заданной аналитической форме параметризации вершинных функций она формулируется как обобщенная задача Штурма — Лиувилля на нахождение собственных векторов модели.

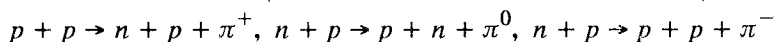
Резюмируем изложенное выше следующим образом.

1) Импульсный и угловой спектры нейтронов из реакции перезарядки $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ в интервале энергий $0,8 \leq T_p \leq 1,5$ ГэВ приблизительно одинаково описываются наборами параметров $\lambda_\pi, \lambda_\rho, C_\rho$ и $g'_{N\Delta}$ JAIN, OSET и DMIT.

2) Указанные наборы (и переходные потенциалы $V_{NN \rightarrow N\Delta}^{\text{eff}}$) принципиально различными способами воспроизводят полную амплитуду $T_{NN \rightarrow N\Delta}$, практически не изменяя значения ее квадрата модуля $|T_{NN \rightarrow N\Delta}|^2$. Это означает, что амплитуда $T_{NN \rightarrow N\Delta}$ при переходе от набора к набору приобретает дополнительный унитарный множитель типа $\exp(i\alpha)$, а согласованность релятивизированной $(\pi + \rho + g')$ -модели с результатами фазового анализа пион-нуклонного рассеяния [7] приводит к выводу о том, что дополнительная фаза α кратна π : $\alpha_n = \pi n$; $n = 0, 1, 2, \dots$. В свою очередь, скачкообразное изменение α_n при переходе от набора к набору связано с эквидистантностью спектра переходных потенциалов [65].

3) Скейлинг «редуцированных» инвариантных сечений (рис. 13) в сочетании с дополнительными данными [76, 83] по $p(\alpha, \alpha)$ ($N + \pi$)-реакции, π -мезоатомам и совокупностью сведений о реакции $\pi + N \rightarrow \Delta + \pi \rightarrow N + \pi + \pi$ позволяет отдать предпочтение набору OSET.

5. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ



Сопоставление различных инклюзивных реакций перезарядки (в частности, $p + p \rightarrow n + X$ и $n + p \rightarrow p + X$) при промежуточных энергиях представляет значительный интерес по целому ряду причин.

Во-первых, подобный анализ позволяет с высокой степенью достоверности получать информацию об относительном вкладе различных изоспиновых компонент ядерных сил. Во-вторых, появляется дополнительная возможность для изучения различных эффектов взаимодействия в конечном состоянии. В-третьих, реакции $p + p \rightarrow n + X$ и $n + p \rightarrow p + X$ служат тестом на проявление дибарионных резонансов [84].

Наконец, как будет показано ниже, на основе анализа этих реакций можно определить пределы применимости приближения переходных потенциалов и формализма эффективных чисел при промежуточных энергиях.

Целью настоящего раздела является изучение энергетической и угловой зависимости отношения сечений реакций перезарядки $p + p \rightarrow n + X$ и $n + p \rightarrow p + X$ в области возбуждения $\Delta(1232)$ -резонанса.

В большинстве теоретических работ последних лет (за исключением, быть может, [65—67, 85, 86], выполненных в рамках формализма квантовой теории поля) для описания инклюзивных реакций перезарядки в области возбуждения Δ -изобары используются модели мезонного обмена (OPE-модель, $(\pi + \rho + g')$ -модель) в сочетании с приближением переходного потенциала (подробнее см. в [57, 58, 71, 75, 87—89]).

С точки зрения диаграммной техники, это приближение соответствует учету вклада прямой и обменной диаграмм типа изображенных на рис.5 и в импульсном представлении описывается потенциалом $NN \rightarrow N\Delta$ -перехода [57, 58]:

$$V_{\sigma\tau}(\omega, \mathbf{q}) = \left\{ V_L(q)(\mathbf{S}^+ \cdot \hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{q}}) + V_T(q) \left(|\mathbf{S}^+ \times \hat{\mathbf{q}}| \cdot [\boldsymbol{\sigma} \times \hat{\mathbf{q}}] \right) \right\} (\mathbf{T} \cdot \boldsymbol{\tau})$$

(ср. с формулой (88)).

Для реакций перезарядки $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$ и $n + p \rightarrow p + \Delta^0$ соответствующие изоспиновые матричные элементы равны коэффициентам Клебша — Гордана

$$\left(\frac{1}{2} \ 1 \ \frac{1}{2} \ 1 \mid \frac{3}{2} \ \frac{3}{2} \right) = 1 \quad \text{и} \quad \left(\frac{1}{2} \ 1 \ \frac{1}{2} \ 1 \mid \frac{3}{2} \ \frac{1}{2} \right) = 1/\sqrt{3}. \quad (115)$$

Поэтому в рамках описанного выше потенциального приближения сечения кинематически эквивалентных реакций перезарядки $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$ и $n + p \rightarrow p + \Delta^0$ пропорциональны, причем

$$R = \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}} / d\Omega_n dE_n}{d\sigma_{n+p \rightarrow p+\Delta^0} / d\Omega_p dE_p} = 3. \quad (116)$$

Соотношение (116), полученное для реакции перезарядки на свободных нуклонах, широко используется для анализа аналогичных инклюзивных процессов на ядрах (см., например, [89—91] и др.). При этом в большинстве работ сечение перезарядки на ядре выражается через сечение соответствующего свободного процесса и эффективное число нуклонов, принимающих участие в реакции. Например, в рамках импульсного приближения искаженных волн с точностью до эффектов ферми-движения и паулиевской блокировки сечение реакции (p, n) имеет вид [89, 91]:

$$\frac{d\sigma_{A(p,n)\Delta^B}}{d\Omega_n} \approx \left(Z + \frac{N}{\langle R \rangle} \right) \langle f^2 \rangle \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}}{d\Omega_n}, \quad (117)$$

где $\langle R \rangle = 3$ — интегральное значение отношения R , $\langle f^2 \rangle$ — эффективный фактор поглощения, рассчитываемый в приближении Глаубера или на основе какой-либо сходной модели, учитывающей влияние ядерных искажений во входном и выходном каналах реакции. Аналогичные формулы, имеющие ту же степень точности, что и (117), использовались многими авторами (см., например, [20]).

Формальным основанием для использования импульсного приближения является малость энергии связи нуклона в ядре-мишени по сравнению с энергией налетающей частицы ($T_p \sim 1$ ГэВ). При этом из рассмотрения традиционно выпадают две принципиальные проблемы.

1. Приближение эффективных чисел предполагает выполнение RPA, т.е. исключение из результатов расчетов интерференционных эффектов.

Конкретнее, в случае эксклюзивных реакций для выполнения факторизованных соотношений типа (117) необходимым условием является отсутствие интерференции каналов.

При инклюзивной постановке эксперимента, когда детектор настроен на регистрацию одного сорта частиц (X), а энергия налетающих частиц достаточна для выполнения приближения полноты (замкнутого приближения, по терминологии [28]), число открытых каналов реакции чрезвычайно велико. Формально это дает основание для использования принципа случайных фаз для интерференционных членов [26, 27]. Для

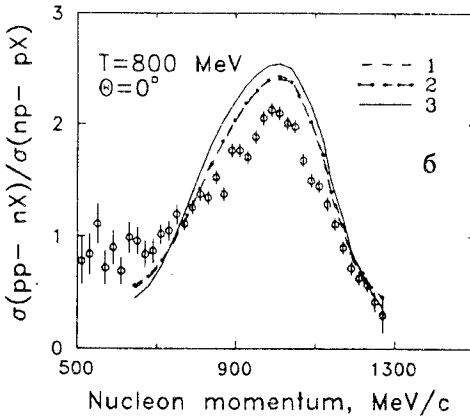
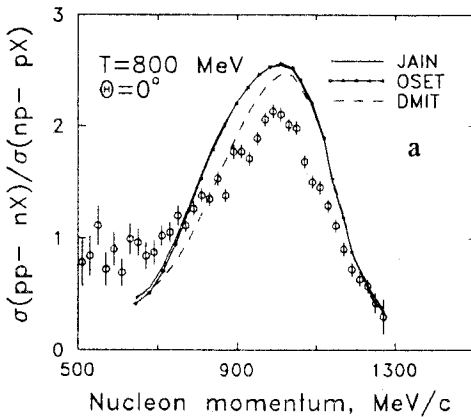


Рис. 14. Зависимость отношения R от импульса регистрируемого нуклона. а) Расчет для разных наборов констант однобозонной модели с g' -членом. б) Расчет для набора JAIN с учетом только P -волнового вклада (1), S - и P -волновых вкладов без учета разрешения спектрометра (2) и с его учетом (3)

реакций выбивания это приближение оказывается достаточно хорошим (см. [9,22,26,27]). В случае возбуждения барионных резонансов физика процесса усложняется тем, что кроме внутриядерных возбуждаются еще и гораздо более жесткие внутринуклонные степени свободы. Число каналов девозбуждения этих степеней свободы невелико при $T_p \sim 1$ ГэВ/нуклон, принцип случайных фаз для этих каналов реакции абсолютно неприменим [65,66] (по крайней мере, в исследуемой нами области энергий), а интерференция каналов в ряде случаев начинает играть определяющую роль в формировании сечений процесса.

Следует отметить, что впервые интерференционные эффекты подобного типа в рамках формализма эффективных чисел были исследованы в работе [22].

2. В работах, использующих потенциальный подход (см., например, [57,58,71,75,87—89,92—95]), опускается вопрос о том, насколько применимы в области энергий ~ 1 ГэВ соотношения для переходных потенциалов, полученные в приближении низких энергий без учета полевых эффектов, отличных от тривиального запаздывания.

Как видно из дальнейшего изложения, пренебрегать этими проблемами не всегда допустимо.

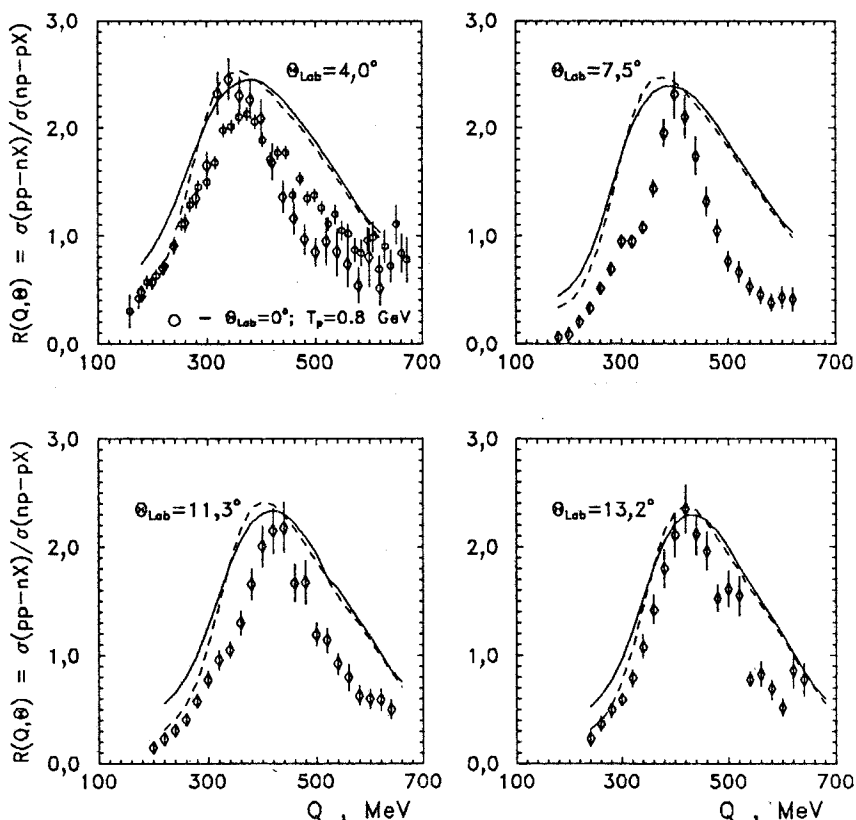


Рис. 15. Расчет зависимости отношения R для набора JAIN при разных углах вылета нуклона с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая) разрешения спектрометра; в обоих случаях учитывается только вклад изобары

Экспериментальные данные об отношении $R(T_n, \theta_n)$ для $T = 0,8$ ГэВ, $\theta = 0^\circ$, только вблизи максимума Δ -пика более-менее близки к теоретическому значению $R_{theor} = 3$, причем вблизи верхней кинематической границы спектра наблюдается подавление R практически на порядок (рис.14). В работе [84] указанный эффект был качественно объяснен наличием конструктивной интерференции виртуальных Δ^+ - и Δ^0 -изобар для реакции $n + p \rightarrow n + X$ и деструктивной интерференции Δ^{++} - и Δ^+ -изобар для процесса $p + p \rightarrow n + X$. Однако последователь-

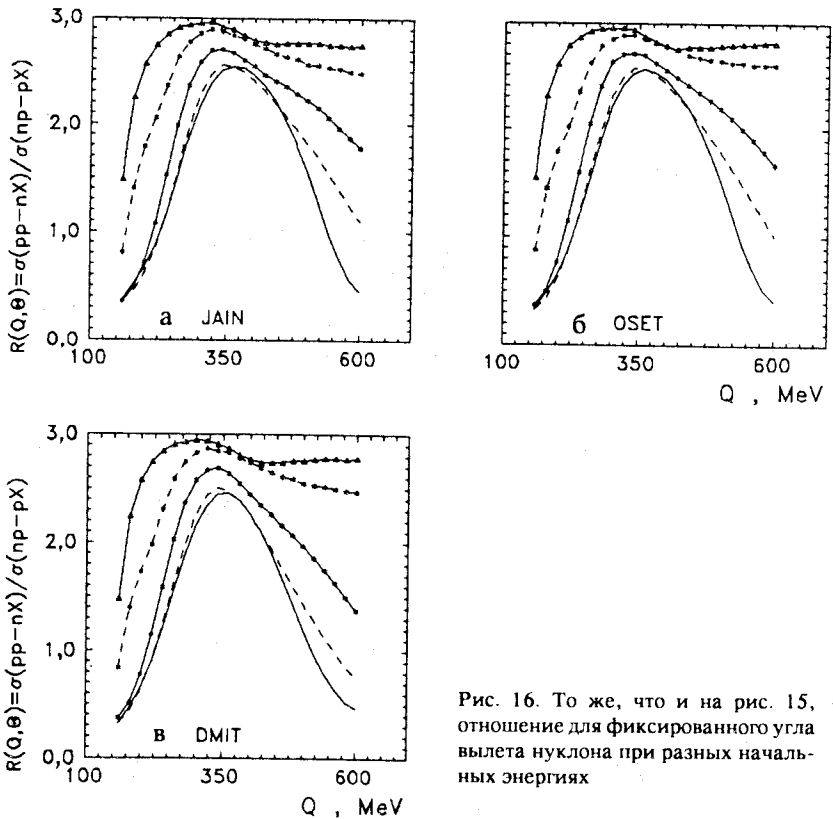


Рис. 16. То же, что и на рис. 15, отношение для фиксированного угла вылета нуклона при разных начальных энергиях

ных расчетов, позволяющих достаточно полно восстановить картину этого эффекта, в этой работе проведено не было.

В [66] были детально исследованы эффекты интерференции Δ^{++} - и Δ^+ -изобар (Δ^+ - и Δ^0 -изобар), возбуждающихся в реакциях $p+p \rightarrow n+X$ ($n+p \rightarrow p+X$) нуклонами с энергией $0,8 \leq T \leq 10$ ГэВ. Расчеты были проведены для наборов OSET, JAIN и DMIT параметров вершинных функций.

Как видно из рис.15,16, отношение $R(T, \theta)$ имеет сходную угловую и энергетическую зависимость для всех трех наборов, несмотря на то, что численные значения теоретических сечений реакций $p+p \rightarrow n+X$

$(n + p \rightarrow p + x)$ при T_p (T_n) $> 1,5$ ГэВ сильно различаются ($\sigma(\text{DMIT}) > \sigma(\text{OSET}) > \sigma(\text{JAIN})$) (см. рис.13). Угловая зависимость интегральных отношений $\langle R \rangle$ слабая (см. рис.17) и менее чем на 10% меняется при переходе от набора JAIN к OSET или DMIT. С ростом энергии T_n эффекты интерференции Δ^+ - и Δ^0 -изобар в реакции $n + p \rightarrow p + X$ ослабевают и $\langle R \rangle \rightarrow 3$ (см. рис.18). Отметим, что интегральная величина $\langle R \rangle$ для всей исследованной области энергий и углов находится в диапазоне $2 \leq \langle R \rangle \leq 3$, что позволяет понять успех оценок типа (117) для дифференциальных сечений перезарядки, проинтегрированных по импульсному спектру, в то время как сами эти спектры могут заметно искажаться за счет интерференции спектаторных и распадных мод в полной амплитуде резонансной реакции перезарядки.

Механизм влияния D-мод на импульсный спектр регистрируемых нуклонов показан на рис.19. Из рисунка ясно видно, что (вопреки утверждению

работы [84]) интерференция Δ^{++} - и Δ^+ -изобар практически не дает вклада в процесс $p + p \rightarrow n + X$, т.к. распадные диаграммы имеют малый изоспиновый вес:

$$\text{ISF}(1) = \text{ISF}(2) = -\sqrt{2}, \quad \text{ISF}(3) = \text{ISF}(4) = \sqrt{2/3}, \quad (118)$$

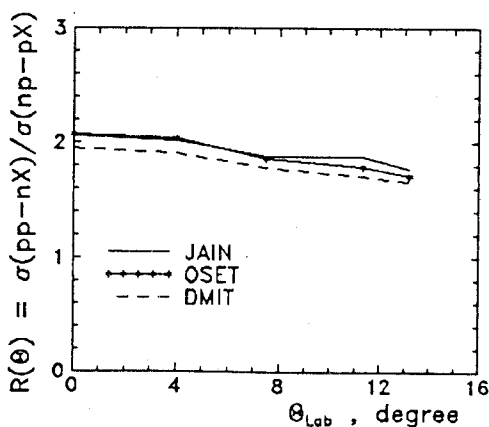


Рис. 17. Угловая зависимость усредненного отношения R при кинетической энергии 1 ГэВ

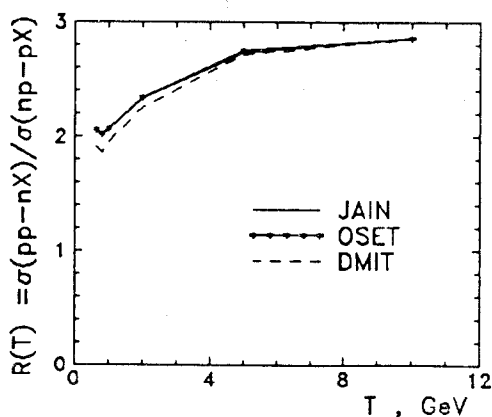


Рис. 18. То же, что на рис. 17, для угла вылета 0° в зависимости от начальной энергии регистрируемого нейтрона

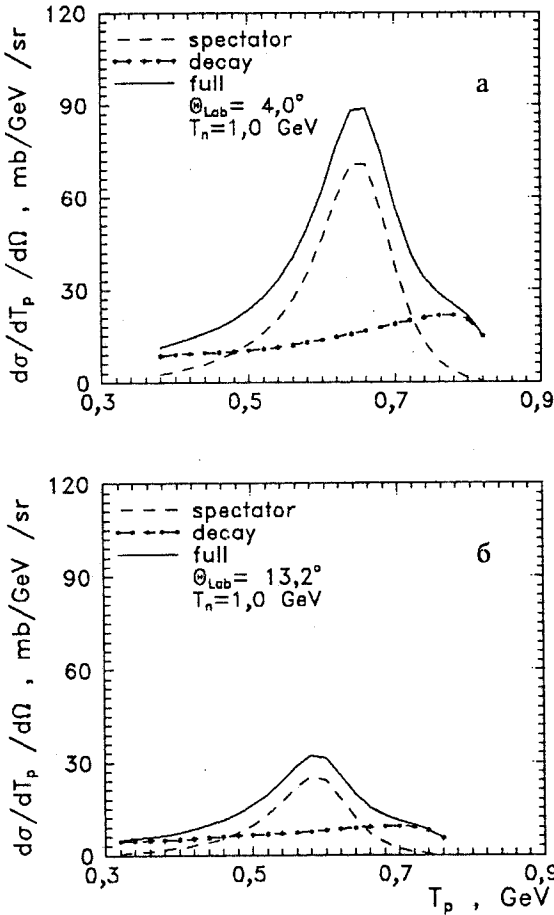


Рис. 19. Парциальные сечения реакции $n+p \rightarrow p+X$ «вперед» для набора JAIN

выбор фаз сделан согласно [70]. Для процесса $n + p \rightarrow p + X$ распадные моды не малы. В случае распада Δ -изобары с испусканием π^0 -мезона

$$ISF(1) = ISF(2) = -ISF(3) = -ISF(4) = 2/3, \quad (119)$$

а при рождении π^- -мезона

Рис. 20. То же, что на рис. 19, для реакции $p + p \rightarrow n + X$

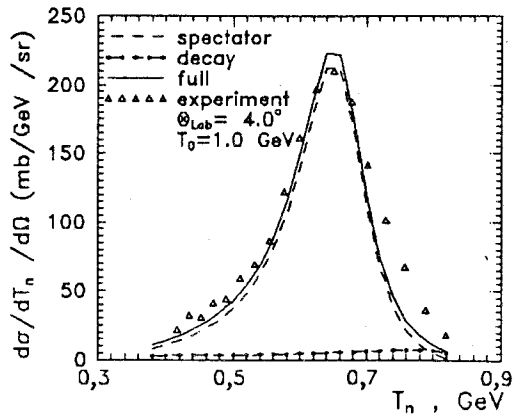
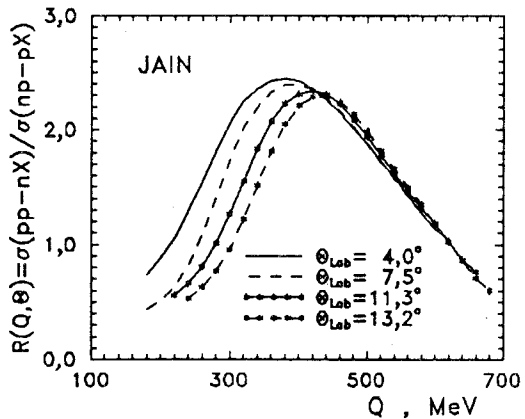


Рис. 21. Расчетное поведение отношения R при энергии 1 ГэВ в зависимости от переданной энергии Q при разных углах регистрации; выполнена свертка теоретических сечений с функцией разрешения для эксперимента Гатчины [97—100]



$$ISF(1) = ISF(2) = ISF(3) = ISF(4) = \sqrt{2/3}. \quad (120)$$

Таким образом, для процесса $n + p \rightarrow p + X$ изоспиновая малость распадных компонент отсутствует и наблюдается конструктивная интерференция S- и D-амплитуд (рис.20). Как хорошо видно из рис.20, распадный пик сдвинут в жесткую часть спектра на величину $\omega_{SD} \approx m_\pi \approx 140$ МэВ, что объясняется различием S- и D-кинематики (положением особенностей Δ -пропагатора для S- и D-диаграмм). Любопытно отметить, что величина этого сдвига практически не зависит от лабораторного угла регистрации нейтрона (протона) θ_{lab} при $\theta_{lab} \leq 15^\circ$. Однако, при увеличении θ_{lab} от 0° до 15° , несмотря на постоянство сдвига $\omega_{SD} \approx m_\pi$, наблюдается обогащение жесткой части спектра распадными модами (см.

рис.19, 20). Именно с этим эффектом связано уменьшение $R(T, \theta)$ с ростом угла θ при малых переданных энергиях $\omega = E_p - E_n \leq 0,4$ ГэВ в л.с. (рис.21). Этот эффект не оказывает влияния на мягкую часть спектра, где изменение импульса из-за отклонения частицы мало на фоне неупругих потерь.

Из сопоставления выражений (119) и (120) может быть сделан важный вывод. Введем обозначения $M_S(p)$ — для матричного элемента, соответствующего сумме резонансных спектаторных диаграмм 1 и 2, и $M_D(p)$ — для суммы резонансных распадных диаграмм 3 и 4 на рис.5. Очевидно, что

$$|M_S(p) + M_D(p)|^2 = |M_S(p)|^2 + |M_D(p)|^2 + 2 \operatorname{Re}(M_S(p)M_D^*(p)). \quad (121)$$

Из (119) и (120) видно, что абсолютные значения каждого из слагаемых в (121) вдвое больше для эксклюзивной реакции перезарядки с рождением нейтрального π^0 -мезона, чем для кинематически эквивалентной реакции с образованием π^- -мезона, причем недиагональный член в (121) имеет противоположные знаки для $n + p \rightarrow p + p + \pi^-$ и $n + p \rightarrow n + p + \pi^0$ -процессов. Это означает, что для аналогичной инклюзивной реакции $n + p \rightarrow p + X$ соответствующие недиагональные элементы будут вычитаться друг из друга.

Физически это означает, что в соответствии с полнотой системы конечных состояний виртуальные Δ^0 -изобары, распадающиеся по каналам $(p + \pi^-)$ и $(n + \pi^0)$, интерферируют деструктивно. При попытке постановки кинематически эквивалентного эксклюзивного эксперимента подобная интерференция исчезает. Таким образом, в данном случае мы сталкиваемся с нетривиальным примером фейнмановского подхода к квантовой механике (см. [96] и описание мысленных экспериментов, лежащих в основе подхода, основанного на использовании интегралов по траекториям, т.е. континуальных интегралов). Поправочные слагаемые, описывающие вклад S -волнового и πN -рассеяния, практически не меняют величину описанного эффекта, оставляя в неприкосновенности качественный вывод о возможности существования когерентных состояний $p + \pi^- = \Delta^0$ и $n + \pi^0 = \Delta^0$ с изоспином $3/2$.

Перейдем к сопоставлению результатов расчета с экспериментом. Из рис.14 видно, что включение в расчет распадных графиков позволяет качественно описать экспериментальные данные [84], а учет вклада S -волнового πN -рассеяния несколько улучшает согласие теории с экспериментом.

На рис.15 представлены результаты расчета в совокупности с данными, извлеченными из анализа реакции $p + d \rightarrow n + X$ [97—100]. Значение отношения $R(Q, \theta_{\text{lab}})$ вычислялось в предположении, что

$$\sigma_{p+d \rightarrow n+X} \approx \langle f^2 \rangle (\sigma_{p+p \rightarrow n+X} + \sigma_{n+d \rightarrow p+X}), \quad (122)$$

где $\langle f^2 \rangle$ — экранировочный фактор ($\langle f^2 \rangle = 0,7$ для $\theta = 4^\circ$; $\langle f^2 \rangle = 0,75$ для $\theta = 7,5^\circ$ и $11,3^\circ$ и $\langle f^2 \rangle = 0,8$ для $\theta = 13,2^\circ$).

Из этого рисунка хорошо видно качественное согласие теории с экспериментом. Некоторое количественное расхождение теории с экспериментом объясняется достаточно просто. Грубое приближение (122) не учитывает того факта, что жесткая часть спектра нейтронов из реакции $\sigma_{p+d \rightarrow n+X}$ обогащается за счет вклада квазиупругих процессов, а мягкая часть спектра усилена взаимодействием в конечном состоянии [84]. И только в окрестности максимума Δ -пика оба эти эффекта малы. Отметим, что использованные выше значения для $\langle f^2 \rangle$ [66] хорошо согласуются с другими аналогичными расчетами в приближении Глаубера и ясно демонстрируют известную тенденцию к уменьшению эффектов экранировки с ростом угла регистрации детектируемой частицы.

Аномальное соотношение $R(T, \theta)_{\text{exp}} > R(T, \theta)_{\text{theor}}$ для угла $\theta = 4^\circ$ (рис.14) вблизи верхней кинематической границы спектра объясняется эффектами конечного энергетического разрешения спектрометров. Поэтому свертка теоретического сечения с функцией разрешения экспериментальной установки [1,124] устраняет описанную выше аномалию и существенно улучшает согласие теории с экспериментом.

Изложенные выше результаты подтверждаются теоретическими расчетами для (${}^3\text{He}, t$)-реакции, выполненными группой Е.Осета [67,101]. Принципиальное отличие нашего подхода состоит в специальном выборе такого класса экспериментов, в которых эффект интерференции виртуальных Δ -изобар проявляется наиболее отчетливо.

Наличие ярко выраженной интерференции Δ^+ - и Δ^0 -изобар в реакциях перезарядки накладывает дополнительные ограничения на применимость импульсного приближения [28], идеологии эффективных чисел [9,26,27], приближения Глаубера [14, 102—104], каскадных расчетов [45], а также модели последовательных распадов для реакций множественного рождения частиц [16].

6. АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ $A(p, n)_\Delta B$ И $A(^3\text{He}, t)_\Delta B$ НА ЯЗЫКЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ЧИСЕЛ

Опыт работы с эффективными числами показывает, что для многих прямых реакций они дают хорошее [9, 10, 26, 27] описание эксперимента. При этом во всех исследованных случаях отклонение теории от эксперимента было связано с нарушением приближения DWIA [9, 10, 26]. Например, для реакции выбивания дейтронов (p, pd) при больших переданных импульсах q , некорректность применения DWIA связана с короткоживущими NN -корреляциями [10], а при малых q сечение процесса усиливается по сравнению с DWIA за счет вклада возбужденных кластеров [26].

Таблица 4. Массовые и угловые зависимости (в л.с.)
экспериментальных сечений [97—100] (при $T_p = 1$ ГэВ)

и эффективных чисел \tilde{N}^{exp} .

Величина \tilde{N}^T — теоретический расчет для $\theta_n = 0^\circ$

Мишень	\tilde{N}^T	$\frac{d\sigma[A(p,n)_\Delta B]^{\text{exp}}}{d\Omega_n}$ мб/ср			\tilde{N}^{exp}		
		$\theta = 4^\circ$	$\theta = 7,5^\circ$	$\theta = 11,3^\circ$	$\theta = 4^\circ$	$\theta = 7,5^\circ$	$\theta = 11,3^\circ$
H	1,000	42,7	31,0	20,7	1,00	1,00	1,00
D	0,605	52,1	44,7	29,6	1,22	1,44	1,43
^7Li	2,150	123,8	90,5	—	2,90	2,92	—
^9Be	2,500	177,1	132,4	81,2	4,15	4,27	3,92
^{10}B	2,770	165,8	118,3	73,2	3,88	3,82	3,54
^{11}B	2,740	159,8	117,5	74,3	3,74	3,79	3,59
^{12}C	2,960	162,3	122,9	81,3	3,80	3,96	3,92
^{16}O	3,150	220,6	159,9	118,0	5,17	5,16	5,07
^{19}F	3,110	246,6	169,4	117,9	5,78	5,46	5,91
^{24}Mg	4,650	254,3	153,6	128,4	5,96	4,95	5,91
^{25}Mg	4,650	243,6	179,6	122,5	5,70	5,79	5,92
^{26}Mg	4,650	263,6	207,1	128,8	6,17	6,68	6,22
^{27}Al	4,840	255,8	191,1	133,7	5,99	6,16	6,46
^{40}Ca	5,900	331,5	228,2	162,1	7,76	7,36	7,83
^{44}Ca	5,860	344,0	245,1	—	8,06	7,90	—
Cu	6,790	400,2	297,9	209,9	9,37	9,61	10,14
^{116}Sn	8,130	554,7	—	—	12,99	—	—
^{124}Sn	8,060	533,2	—	—	12,49	—	—
^{181}Ta	9,020	611,5	451,8	303,3	14,32	14,67	14,66
Pb	9,270	588,4	481,6	324,5	13,78	15,53	15,68

Необходимо отметить, что в случае легких ядер $1p$ -оболочки расхождение между \tilde{N}^{exp} и \tilde{N}^T в основном связано с наличием ярко выраженных структурных особенностей этих ядер (например, ${}^6\text{Li}$ имеет квазимолекулярную α -структуру), а при $A > 16$ отличие \tilde{N}^T от \tilde{N}^{exp} является прямым указанием на наличие дополнительных механизмов реакции.

Проанализируем с этих позиций экспериментальные данные по реакциям $A(p, n)_{\Delta}B$ на языке эффективных чисел. В табл.4 приведена зависимость эффективных чисел $\tilde{N}^{\text{exp}}(\theta_n)$ от угла θ_n регистрации нейтронов в лабораторной системе отсчета, вычисленная по формуле (1) на основе измеренных в опыте [97—100] сечений при $T_p = 1$ ГэВ для углов $\theta_n = 4^\circ, 7,5^\circ, 11,3^\circ$ и $13,2^\circ$. Из этой таблицы видно, что в пределах ошибок эксперимента приближение эффективных чисел воспроизводит угловую зависимость сечений реакции перезарядки. Таким образом, угловые зависимости сечений $d\sigma^{\text{exp}}[A(p, n)_{\Delta}B]/d\Omega_n$ свидетельствуют, вообще говоря, в пользу DWIA или приближения эффективных чисел. Физически это означает, что процесс разыгрывается на периферии ядра, т.е. в области, где плотность нуклонов мала и, следовательно, все NN - и $N\Delta$ -взаимодействия в ядре близки к пустотным.

Сложнее дело обстоит с A -зависимостью сечений. В табл.5 и 6 представлены результаты обработки экспериментов, выполненных в работах [61,105] ($T_p = 0,8$ ГэВ, $\theta_n = 0^\circ$) и [97—100] ($T_p = 1$ ГэВ, $\theta_n = 4^\circ$). Из

Таблица 5. A -зависимость сечений и эффективных чисел для $T_p = 0,8$ ГэВ при $\theta_n = 0^\circ$ по данным работ [61,105].

Значения \tilde{N}^T вычислены в [20]

Ми- шень	A	Z	$\frac{d\sigma[A(p,n)B]_{\Delta}}{d\Omega_n}$	N^{exp}	\tilde{N}^{exp}	$\Delta\tilde{N} = \tilde{N}^{\text{exp}} - \tilde{N}^T$	$\tilde{K} = \frac{\tilde{N}^{\text{exp}}}{\tilde{N}^T} \langle f_{33}^2 \rangle$	
H*	1	1	$33,0 \pm 3,0$	1,0	1,0	0	1,0	—
Al	27	13	$271,4 \pm 2,0$	8,2	6,0	2,2	1,36	0,34
Ti	47,9	22	$372,1 \pm 2,7$	11,3	7,9	3,4	1,43	0,26
Cu	63,5	29	$425,0 \pm 3,2$	12,9	8,9	4,0	1,45	0,22
W	183,9	74	$695,5 \pm 5,6$	21,1	12,3	8,8	1,71	0,11
Pb	207,2	82	$695,4 \pm 5,5$	21,1	12,6	8,5	1,70	0,10
U	238	92	$767,9 \pm 6,3$	23,3	13,0	10,3	1,80	0,09

*Данные работы [106], $\theta \rightarrow 0^\circ$.

них видно, что значения \tilde{N}^{exp} систематически превосходят \tilde{N}^T приблизительно на фактор 1,5, что явно указывает на недостаточность приближения эффективных чисел для описания реакции $A(p, n)_{\Delta}B$. Использование «оптических» факторов поглощения вместо глауберовских (т.е. переход к DWIA) только ухудшает соотношение теории и эксперимента. В этом случае отношение $\tilde{K} = \tilde{N}^{\text{exp}}/\tilde{N}^T \approx 2$ лишь возрастает по сравнению с аналогичными величинами \tilde{K} из табл.5 и 6.

Возникшую ситуацию можно качественно понять, если рассмотреть A-зависимость величин $\Delta\tilde{N} = \tilde{N}^{\text{exp}} - \tilde{N}^T$. Из табл.5 и 6 и рис.25 следует, что в целом значения $\Delta\tilde{N}$ возрастают по закону A^α , где $\alpha = 0,6+0,7$. Если

Таблица 6. То же, что в табл.5, для $T_p = 1$ ГэВ
при $\theta_n = 4^\circ [97-100]$

Ми- шень	A	Z	$\frac{d\sigma[A(p,n)_{\Delta}B]^{\text{exp}}}{d\Omega_n}$	\tilde{N}^{exp}	\tilde{N}^T	$\Delta\tilde{N} = \tilde{N}^{\text{exp}} - \tilde{N}^T$	$\tilde{K} = \frac{\tilde{N}^{\text{exp}}}{\tilde{N}^T} \langle f_{33}^2 \rangle$	
H	1	1	42,7±4,3	1,0	1,0	0	1,00	—
D*	2	1	52,1±5,2	1,2	0,6	0,62	2,02	0,45
⁷ Li	7	3	123,8±3,8	2,9	2,2	0,75	1,35	0,50
⁹ Be	9	4	117,1±5,3	4,2	2,5	1,65	1,66	0,44
¹⁰ B	10	5	165,8±5,0	3,9	2,8	1,11	1,40	0,42
¹¹ B	11	5	159,8±4,7	3,7	2,7	1,00	1,36	0,39
¹² C	12	6	162,3±4,8	3,8	3,0	0,84	1,28	0,37
¹⁶ O	16	8	220,6±11,0	5,2	3,2	2,02	1,64	0,30
¹⁹ F	19	9	246,6±12,4	5,8	3,1	2,67	1,86	0,25
²⁴ Mg	24	12	254,3±17,5	6,0	4,7	1,37	1,29	0,29
²⁵ Mg	25	12	243,6±17,0	5,7	4,7	1,05	1,23	0,28
²⁶ Mg	26	12	263,6±17,6	6,2	4,7	1,52	1,33	0,28
²⁷ Al	27	13	255,8±7,5	6,0	4,8	1,15	1,24	0,27
⁴⁰ Ca	40	20	331,5±23,2	7,8	5,9	1,86	1,38	0,22
⁴⁴ Ca	44	20	344,0±24,2	8,1	5,9	2,20	1,38	0,21
Cu	64	29	400,2±16,1	9,4	6,8	2,58	1,38	0,17
¹¹⁶ Sn	116	50	554,7±28,0	13,0	8,1	4,86	1,60	0,11
¹²⁴ Sn	124	50	533,2±26,9	12,5	8,1	4,43	1,55	0,11
¹⁸¹ Ta	181	73	611,5±26,1	14,3	9,0	5,30	1,59	0,08
Pb	208	82	588,4±23,8	13,8	9,3	4,51	1,49	0,08

*Для дейтрона приведен фактор $\langle f_{01}^2 \rangle$.

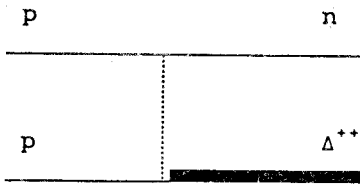


Рис.22. Диаграмма, описывающая процесс $(p, n)_\Lambda$ в приближении переходного потенциала

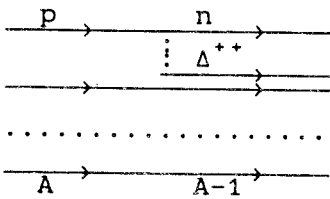


Рис. 23. Процесс $(p, n)_\Lambda^{pN}$: разрядка родившейся Λ -изобары происходит через распад на пион и нуклон

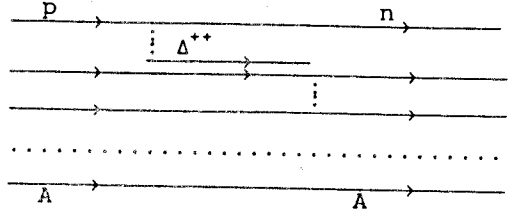


Рис. 24. Процесс $(p, n)_\Lambda^{NN}$: виртуальная Λ -изобара разряжается в результате перезарядки на одном из внутриядерных нуклонов. В работе [91] этот процесс был назван «безмезонным снятием Λ -изобарного возбуждения»

предположить, что эффект схода с массовой поверхности в сечении $d\sigma[p + p \rightarrow n + \Delta^+]/d\Omega_n$ не слишком велик (оценки, выполненные в работе [57], подтверждают это), то можно считать, что выражение (117) описывает часть сечения, связанную с реакцией $(p, n)_\Lambda$, в которой рождается реальная Δ^{++} - или Δ^+ -изобара (см. рис.22).

Диаграмма на рис.22 по определению включает в себя только прямой процесс перезарядки. Однако в рамках развиваемого формализма сечение содержит как прямой, так и обменный член. Последний по терминологии работы [67] физически соответствует возбуждению Δ -изобары в налетающей частице и, как показано в этой же работе, играет существенную роль. Аналогичное замечание относится и к диаграмме рис.23, обсуждаемой ниже.

Учитывая сделанные выше замечания, наблюдаемое эффективное число \tilde{N} можно представить в виде суммы:

$$\tilde{N} = \kappa_1 A^{1/3} + \kappa_2 A^{2/3}, \tag{123}$$

причем первое слагаемое полностью воспроизводится в приближении эффективных чисел (см. рис.23). Второе слагаемое связано с процессом безмезонной разрядки, в котором участвует виртуальная Δ -изобара (см. диаграмму на рис.24).

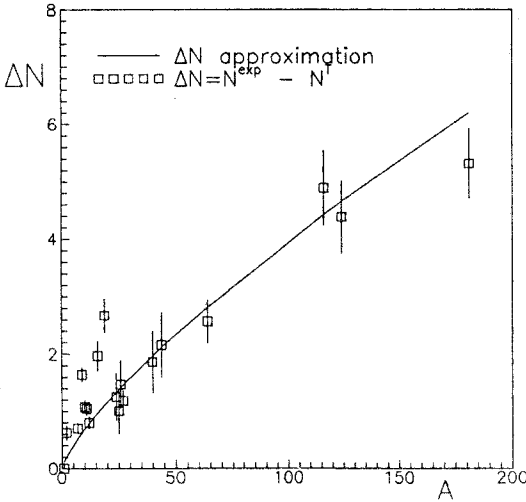


Рис. 25. Расчетная зависимость величины $\Delta N = N^{\text{exp}} - N^T$ от массового числа ядра-мишени в сравнении с экспериментальными данными (см. текст)

В самом деле, в силу кроссинг-симметрии сечение процесса, описываемого диаграммой рис.24, можно представить в следующем виде:

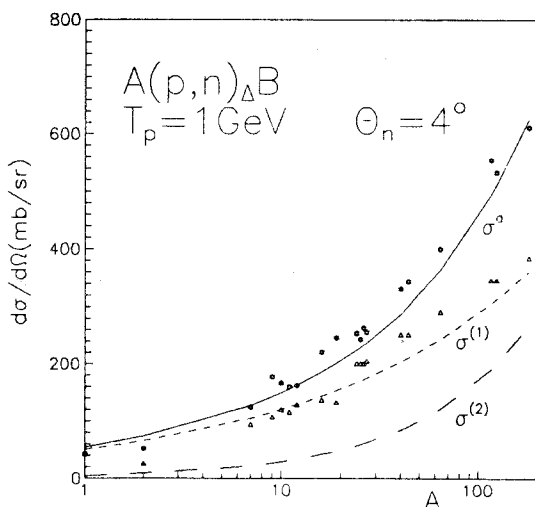
$$\frac{d\sigma_{A(p,n)\Delta B}^{(2)}}{d\Omega_n} \approx \int d\mathbf{P} \int d\mathbf{Q}' \int d\mathbf{Q} \varphi(\mathbf{P}, \mathbf{Q}, \mathbf{Q}') [\Phi_N^{A-1}(\mathbf{Q}')]^2 \times$$

$$\times \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}(\mathbf{P}, \mathbf{Q}')}{d\mathbf{P}} |G(E_\Delta)|^2 [\Phi_N^A(\mathbf{Q})]^2 \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}(\mathbf{P}', \mathbf{Q})}{d\Omega_n}. \quad (124)$$

В формуле (124), соответствующей процессу, изображенному на рис.24, $\varphi(\mathbf{P}, \mathbf{Q}, \mathbf{Q}')$ — кинематический фактор, $G(E_\Delta)$ — функция Грина, описывающая распространение Δ -изобары с энергией E_Δ в промежуточном состоянии; \mathbf{P} — импульс быстрого нуклона, образующегося в результате второго акта перезарядки, \mathbf{Q} и \mathbf{Q}' — импульсы фермиевского движения нуклонов мишени, на которых происходили первый и второй акты перезарядки соответственно. При выводе соотношения (124) использовалось приближение полноты, а также усреднение по проекциям спина Δ -изобары. Как и в случае однократной перезарядки, соотношение $|\mathbf{P}'| \gg P_F$ позволяет пренебречь \mathbf{Q} -зависимостью сечения $d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}(\mathbf{P}', \mathbf{Q})$.

Следовательно, сечение реакции $(p, n)_\Delta^{NN}$ также факторизуется:

Рис. 26. Разделение вкладов $(p, n)_{\Delta \rightarrow \pi N}$ и $(p, n)_{\Delta \rightarrow NN}$ (безмезонной разрядки) для данных Гатчины; обозначения кривых пояснены в тексте. Звездочки — измеренные сечения в максимуме Δ -пика, треугольники — расчет методом эффективных чисел без учета канала безмезонной разрядки (см. текст)



$$\frac{d\sigma_{A(p,n)\Delta B}^{(2)}}{d\Omega_n} = \Delta \tilde{N} \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Lambda^{++}(P_i)}}{d\Omega_n} \Big|_{\text{св}}, \quad (125)$$

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{N} = & \int dP \int dQ' \int dQ \varphi(P, Q, Q') |\Phi_N^{A-1}(Q')|^2 \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Lambda^{++}(P, Q')}}{dP} \times \\ & \times |G(E_\Delta)|^2 |\Phi_N^A(Q)|^2. \end{aligned} \quad (126)$$

В формуле (126) пренебрежение немассовыми эффектами недопустимо, так как импульс $|P|$ соизмерим с импульсом Ферми P_F . Отметим также, что область интегрирования в формулах (124) и (126) определяется шириной Δ -пика и импульсом Ферми, т.е. фактически свойствами функции Грина $G(E_\Delta)$ и импульсных распределений $|\Phi_N^A(Q)|^2$.

Соотношения (124) и (125) указывают на то, что угловые спектры нейтронов из канала перезарядки $(p, n)_{\Delta}^{NN}$ по форме совпадают с аналогичными спектрами нейтронов из канала перезарядки $(p, n)_{\Delta}^{NN}$. Этот результат позволяет понять экспериментальные данные работы [97—100], а также указывает на принципиальную невозможность отделения вклада $\Delta \rightarrow \pi N$ -канала в сечение реакции перезарядки от вклада $\Delta N \rightarrow NN$ -канала на основе анализа одних только угловых спектров нейтронов.

Таблица 7. Разделение вклада $(p, n)_{\Delta}^{pN}$ - и $(p, n)_{\Delta}^{NN}$ -каналов перезарядки на основе обработки экспериментальных данных [97-100] ($T_p = 1$ ГэВ, $\theta_n = 4^\circ$)

методом наименьших квадратов:

$$\{d\sigma[A(p,n)_{\Delta}B]/d\Omega_n\}^a = d\sigma^{(1)}/d\Omega_n + d\sigma^{(2)}/d\Omega_n \equiv \tilde{\kappa}_1 A^\alpha + \tilde{\kappa}_2 A^{2\alpha}$$

(аналог ф-лы (123)), $\tilde{\kappa}_1 = 50$, $\tilde{\kappa}_2 = 5,1$, $\alpha = 0,38$.

Величина $\{d\sigma[A(p,n)_{\Delta}B]/d\Omega_n\}^T$ вычислена по формуле (118).

В таблице соответствующие сечения приведены в записи с очевидными сокращениями

A	σ^{exp}	σ^a	$\sigma^{(1)}$	$\sigma^{(2)}$	σ^T
7	123,8	127,2	104,7	22,4	93,9
9	177,1	142,3	115,2	27,1	106,8
10	165,8	149,2	119,9	29,3	119,6
11	159,8	156,0	124,4	31,6	115,3
12	162,3	162,2	128,5	33,7	128,1
16	220,6	185,3	143,4	41,9	136,6
19	246,6	200,9	153,1	47,8	132,4
24	254,3	224,4	167,3	57,1	200,7
25	243,6	228,8	169,9	58,9	200,7
26	263,6	233,0	172,4	60,6	200,7
27	255,8	237,3	174,9	62,4	205,0
40	331,5	287,3	203,1	84,2	251,9
44	344,0	311,1	210,6	90,5	290,4
116	554,7	493,4	304,4	189,0	345,9
124	533,2	511,2	312,2	199,0	345,9
181	611,5	625,6	360,5	265,1	384,3
208	588,4	674,6	380,0	294,6	397,1

Прямые расчеты показали, что функции $\varphi(P, Q, Q')$ и $G(E_{\Delta})$ слабо зависят от A; зависимость распределений $[\Phi_N^A(Q)]^2 \sim A^{1/3}$ хорошо изучена (см. обсуждение эффективных чисел). Таким образом, $\Delta N \sim A^{2/3} = A^{1/3} A^{1/3}$, что полностью согласуется с экспериментальными данными из работ [97-100, 105, 106].

Оценочные расчеты в приближении плоских волн (для нуклона, образующегося в результате второго акта перезарядки) показали, что изложенные выше соображения по поводу роли $\Delta N \rightarrow NN$ -канала перезарядки позволяют описать сечения реакции $(p, n)_{\Delta}$ не только качественно,

но и количественно (см. рис.26 и табл.7 [107]). Аналогичная ситуация описана в работе [108] при анализе реакции (e, e').

В рамках изложенного формализма были вычислены сечения реакции $A(p, n)B$ в квазиупругой области возбуждения ядра в предположении, что налетающий протон выбивает нейтрон или испытывает перезарядку на нейтронах ядра-мишени без возбуждения Δ -изобары. В этом случае в формуле (118) необходимо заменить множитель $(Z + N/3)$ на N и все вычисления проводить по вышеописанному рецепту. Из табл.8 и 9 видно, что числа $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$ при $T_p = 1$ ГэВ с разумной точностью согласуются с экспериментом, а при $T_p = 0,8$ ГэВ отличия $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$ от $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}$ становятся весьма существенными. Возникшую ситуацию можно качественно понять, если учесть два обстоятельства, из-за которых значения $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$ и $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}$ в табл.8 и 9 оказываются завышенными. Величина $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}$ нуждается в корректировке из-за того, что она рассчитана по формуле:

$$\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}} = \left[d\sigma_{A(p, n)B} / d\Omega_n \right]_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}} \left[d\sigma_{d(p, n)2p} / d\Omega_n \right]_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}, \quad (127)$$

поскольку экспериментальные данные по рассеянию протонов на свободных нейтронах получить невозможно (в лучшем случае можно исследовать обратную реакцию $p(n, p)n$, когда нейтронный пучок рассеивается на водородной мишени).

Эффекты экранировки приводят к тому, что $[d\sigma_{d(p, n)2p} / d\Omega_n]_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}} < [d\sigma_{p(n, p)n} / d\Omega_n]_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}$ и, следовательно, значения $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}$ в табл.8 и 9 должны быть уменьшены на 10—20% [42]. Вопрос о корректном учете влияния экранировки на величину сечения $[d\sigma_{p(n, p)n} / d\Omega_n]_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}$ при ее извлечении из $[d\sigma_{d(p, n)2p} / d\Omega_n]_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}$ нуждается в дополнительном исследовании.

Теоретические значения $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$ в табл.8 и 9 завышены из-за использования в факторах поглощения NN -сечений σ_{NN}^{el} без учета энергетической дискриминации. Дело в том, что некогерентное перерассеяние $p(n)$ на нуклонах ядра-мишени приводит к возбуждению ядра-остатка и отклонению протона p (нейтрона n) на угол $\alpha_p(\alpha_n)$ от первоначального направления движения. Вылет нейтрона в область квазиупругого пика кинематически разрешен, если только угол α_p не слишком велик. Ограничения на величину α_p , накладываемые шириной ΔE_n спектра

Таблица 8. Эффективные числа $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$ для квазисвободной области ($T_p = 1$ ГэВ, экспериментальные данные взяты из работы [97—100]).

Значения $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$ рассчитаны без учета, а $\hat{N}_{\text{СЕХ}}^T$ — с учетом энергетической дискриминации сечений σ_{NN}^{el}

Мишень	A	Z	$\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}$			$\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$	$\hat{N}_{\text{СЕХ}}^T$
			$\theta = 4^\circ$	$\theta = 7,5^\circ$	$\theta = 11,3^\circ$		
⁷ Li	7	3	2,25	2,39	—	2,03	1,69
⁹ Be	9	4	2,88	3,01	3,20	2,21	1,84
¹⁰ B	10	5	2,17	2,17	2,35	2,10	1,72
¹¹ B	11	5	2,45	2,44	2,51	2,31	1,93
¹² C	12	6	2,23	2,28	2,56	2,25	1,80
¹⁶ O	16	8	2,72	2,81	3,10	2,40	1,88
¹⁹ F	19	9	3,18	3,40	3,63	2,51	1,98
²⁴ Mg	24	12	2,99	2,86	2,87	3,53	2,77
²⁵ Mg	25	12	3,19	3,11	3,17	3,74	2,93
²⁶ Mg	26	12	3,72	3,47	3,80	3,95	3,08
²⁷ Al	27	13	3,22	3,26	3,45	3,80	3,02
⁴⁰ Ca	40	20	3,39	3,60	4,04	4,42	3,41
⁴⁴ Ca	44	20	4,26	4,45	—	5,06	3,86
Cu	64	29	5,20	5,23	5,40	5,85	4,40
¹¹⁶ Sn	116	50	6,62	—	—	7,42	5,53
¹²⁴ Sn	124	50	7,29	—	—	8,03	5,93
¹⁸¹ Ta	181	73	9,37	8,66	8,90	8,92	6,58
Pb	208	82	9,79	9,23	9,83	9,45	6,92

$d^2\sigma_{A(p,n)B} / d\Omega_n dE_n$ ($\Delta E_n \approx 100$ МэВ на полувысоте экспериментального квазиупругого пика) приводят к тому, что вклад в сечение $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$ могут дать только протоны, квазиупругоперерассеянные на угол $\alpha_p < \alpha_p^0$, где величина α_p^0 определяется кинематикой реакции $A(p,n)B$. При энергиях $T_p < 1$ ГэВ сечение упругого рассеяния не очень резко вытянуто вперед. В частности, $\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}} = 0,5\sigma_{NN}^{\text{el}}$ при $T_p = 0,8$ ГэВ, где $\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$ обозначена часть сечения σ_{NN}^{el} , связанная с рассеянием протона на углы $\alpha_p < \alpha_p^0$ (см. табл.10), соответствующая потерям энергии $\Delta E < 140$ МэВ (то есть ниже порога пинообразования).

Таблица 9. Эффективные числа для квазисвободной области при $T_p = 0,8$ ГэВ и $\theta_n = 0^\circ$ (экспериментальные данные заимствованы из работ [105,106], обозначения те же, что и в табл.8)

Мишень	A	Z	$\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^{\text{exp}}$	$\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$	$\hat{N}_{\text{СЕХ}}^T$
Al	27	13	1,87	4,75	2,75
Ti	47,9	22	2,85	6,70	3,58
Cu	63,5	29	3,40	7,66	3,98
W	183,9	74	7,16	12,22	5,95
Pb	207,2	82	7,28	12,74	6,18
U	238	92	8,14	13,49	6,49

Таблица 10. Сечения упругого NN-рассеяния без учета (σ_{NN}^{el}) и с учетом ($\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$) энергетической дискриминации

T_p , ГэВ	α_p^0	σ_{NN}^{el} , мб	$\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$, мб
0,67	23°	25	11
0,80	21°	23	11
1,00	18°	19	14,5
1,40	14°	18	16

$\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$ — часть сечения σ_{NN}^{el} , соответствующая рассеянию на угол $\alpha_p < \alpha_p^0$, при котором переданная энергия $\Delta E < m_\pi \approx 140$ МэВ. Значения σ_{NN}^{el} и $\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$ получены на основе данных [42,63].

Как видно из табл.8 и 9, замена σ_{NN}^{el} на $\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$ (энергетическая дискриминация) существенно улучшает согласие теории и эксперимента при $T_p = 0,8$ ГэВ, а уменьшение значений $\tilde{N}_{\text{СЕХ}}^T$ при $T_p = 1$ ГэВ не приведет к заметному расхождению с экспериментом, если учесть эффект экранировки при извлечении сечения $[d\sigma_{n(p,n)p} / d\Omega_n]_{\text{СЕХ}}$ из $[d\sigma_{d(p,n)x} / d\Omega_n]_{\text{СЕХ}}$.

Отметим, что все изложенные выше результаты применимы и к реакции (${}^3\text{He}, t$) $_{\Delta}$. Учет $\Delta N \rightarrow NN$ -канала перезарядки позволяет качественно объяснить и уширение Δ -пика, и его сдвиг по сравнению с Δ -пиком на свободных протонах, и удвоенное (по сравнению с глауберовскими или

DWIA-расчетами) значение сечения и A -зависимость этих сечений, исследованные в работах [87,88,109—123]. В связи с этим оценку коллективных эффектов при возбуждении в ядрах широких барионных резонансов [124,125] необходимо проводить с учетом вклада безмезонной разрядки. Дело в том, что в рассматриваемой области энергий длина волны Δ -изобары в ядре меньше среднего межнуклонного расстояния. Следовательно, коллективные эффекты необходимо анализировать совместно с прямыми механизмами типа $(p, n)_{\Delta}^{\pi N}$ и $(p, n)_{\Delta}^{NN}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итоги теоретического анализа данных о зарядово-обменных реакциях с возбуждением Δ -изобар уже были частично подведены выше; здесь мы выделим основные результаты.

1. Не вызывает сомнений, что процесс перезарядки с возбуждением Δ -изобары в ядре является в достаточной степени периферическим, однако «степень периферичности» не слишком велика, поскольку и феноменологический анализ (см. [1]), и результаты расчетов указывают на важную роль $\Delta N \rightarrow NN$ -канала перезарядки в реакциях $A(p, n)_{\Delta} B$.

2. Экспериментальные угловые спектры нейтронов как в области квазиупругого пика, так и в области возбуждений Δ -изобары воспроизводятся вполне удовлетворительно. Дифференциальные сечения реакции перезарядки на ядрах $A(p, n)_{\Delta} B$ ($A(p, n)B$) пропорциональны сечениям соответствующего процесса на свободном протоне (дейтроне), а коэффициенты пропорциональности равны эффективным числам \tilde{N} и не зависят от θ_n . Показано, что форма углового распределения $d\sigma[A(p, n)_{\Delta} B]/d\Omega_n$ в области энергий $|P_i| \geq P_F$ одинакова для процессов $(p, n)_{\Delta}^{\pi N}$ и $(p, n)_{\Delta}^{NN}$.

3. Метод эффективных чисел позволяет объяснить A -зависимости интегральных инклюзивных сечений реакций (p, n) , $(p, n)_{\Delta}$ и $({}^3\text{He}, t)_{\Delta}$ на ядрах, равно как полных сечений реакций $(t, {}^3\text{He})$ и $({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$ [126,127].

4. Импульсный и угловой спектры нейтронов из реакции перезарядки $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ в интервале энергий $0,8 \leq T_p \leq 1,5$ ГэВ приблизительно одинаково описываются наборами JAIN, OSET и DMIT параметров λ_{π} , λ_{ρ} , C_{ρ} и $g'_{N\Delta}$. Однако эти наборы (и переходные

потенциалы $V_{NN \rightarrow N\Delta}^{\text{eff}}$ принципиально различными способами воспроизводят полную амплитуду $T_{NN \rightarrow N\Delta}$, практически не изменяя значения ее квадрата модуля $|T_{NN \rightarrow N\Delta}|^2$. Иными словами, амплитуда $T_{NN \rightarrow N\Delta}$ при переходе от набора к набору приобретает дополнительный унитарный множитель типа $\exp(i\alpha)$, а согласованность релятивизированной $\pi + \rho + g'$ -модели с результатами фазового анализа пион-нуклонного рассеяния [7] приводит к выводу о том, что дополнительная фаза α кратна π : $\alpha_n = \pi n$; $n = 0, 1, 2, \dots$ В свою очередь, скачкообразное изменение α_n при переходе от набора к набору связано с эквидистантностью спектра переходных потенциалов, что дает пример существования дискретной неоднозначности вершинных функций.

6. Скейлинг редуцированных сечений в сочетании с дополнительными данными по $p(\alpha, \alpha)(N + \pi)$ -реакции, π -мезоатомам и совокупностью сведений о реакции $\pi + N \rightarrow \Delta + \pi \rightarrow N + \pi + \pi$ позволяет снять указанную неоднозначность и отдать предпочтение феноменологическому набору OSET.

7. Из-за существования интерференции виртуальных Δ^{++} - и Δ^+ -изобар в инклюзивных реакциях перезарядки $p + p \rightarrow n + X$ и $n + p \rightarrow p + X$ следует с осторожностью пользоваться правилами подсчета изоспиновых весов. Эта интерференция имеет разный характер для каждой из реакций (деструктивный или конструктивный) и приводит к существенному отклонению от наивных оценок, зависящему от начальной энергии, переданной энергии и угла вылета регистрируемой частицы. Это может оказаться особенно важным для реакций на ядрах.

8. Однако целостной картины процесса перезарядки на ядрах с возбуждением Δ -изобар, основанной на «микроскопическом» его описании, на сегодняшний день нет. В частности, существующие подходы не позволяют корректно отделить эффекты ядерной структуры от механизма реакции $(p, n)_\Delta$ при промежуточных энергиях. Анализ процесса существенно усложняют коллективные возбуждения типа (ΔN^{-1}) , т.е. Δ -изобара — нуклонная «дырка». Для промежуточных энергий недостаточно исследован вопрос о перенормировке $NN-N\Delta$ -взаимодействия при переходе от вакуума к ядру. Даже ряд технических моментов теоретического анализа остается по-прежнему дискуссионным. Мы рассмотрели только часть работ, посвященных зарядово-обменным реакциям с возбуждением барионных резонансов при участии простейших снарядов; реакции с достаточно сложными ядрами или с участием поляризованных частиц (ядер) еще ждут своего исчерпывающего анализа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Строковский Е.А., Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л.— ЭЧАЯ, 1993, т.24, с.603.
2. Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Пятов Н.И., Фаянс С.А.— ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.864.
3. Gaarde C.— Ann. Rev. Nucl. & Part. Sci., 1991, vol.41, p.187;
Osterfeld F.— Rev. Mod. Phys., 1992, vol.64, p.491.
4. Мигдал А.Б.— Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
5. Мигдал А.Б.— Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
6. Мигдал А.Б., Воскресенский Д.Н., Саперштейн Э.Е., Троицкий М.А. — Пионные степени свободы в ядерном веществе. М.: Наука, 1991.
7. Эрикссон Т., Вайзе В.— Пионы и ядра. Пер. с англ. М.: Наука, 1991.
8. Oset E., Rho M. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.42, p.47;
Oset E., Toki H., Weise W.— Phys. Rep., 1982, vol.83, p.281.
9. Кацменский С.Г., Фурман В.И.— Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
10. Кацменский С.Г., Ратис Ю.Л.— ЯФ, 1983, т.38, с.1325.
11. Smith R.D., Wallace S.J.— Phys. Rev., 1985, vol.C32, p.1354.
12. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В.— Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1984.
13. Де Альфаро В., Фубини С., Фурлан Г., Росетти К.— Токи в физике адронов. М.: Мир, 1976.
14. Алхазов Г.Д., Анисович В.В., Волковицкий П.Э.— Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях. Л.: Наука, 1991.
15. Балдин А.М., Гольдманский В.И., Максименко В.М., Розенталь И.Л.— Кинематика ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1968.
16. Бюклинг Е., Каянги К.— Кинематика элементарных частиц. М.: Мир, 1975.
17. Копылов Г.И.— Основы кинематики резонансов. М.: Наука, 1970.
18. Верле Ю.— Релятивистская теория реакций. М.: Атомиздат, 1969.
19. Гольдманский В.И., Никитин Ю.П., Розенталь И.Л.— Кинематические методы в физике высоких энергий. М.: Наука, 1987.
20. Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л.— Сообщение ОИЯИ, P2-89-805, Дубна, 1989.
21. Индурайн Ф.— Квантовая хромодинамика. М.: Мир, 1986.
22. Golovanova N.F., Neudachin V.G., Smirnov Yu.F.— Clustering Phenomena and High-Energy Reactions. Adv. Nucl. Phys., New York, London, Plenum Press, 1978, vol.11, p.1.
23. Ratis Yu.L., Gareev F.A.— Preprint JINR, E2-92-3, Dubna, 1992.
24. Ratis Yu.L., Gareev F.A.— Preprint JINR E2-92-158, Dubna, 1992.
25. Ratis Yu.L., Gareev F.A. — Proc. of the Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, XX, Hirschegg, Austria, 1992.
26. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф.— Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
27. Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик Ф.Т., Смирнов Ю.Ф., Чувильский Ю.М. — Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наукова думка, 1988.
28. Гольдбергер М., Ватсон К.— Теория столкновений. М.: Мир, 1967.
29. Ратис Ю.Л.— Эффективные числа кластеров в атомных ядрах и инклюзивные реакции квазиупругого выбивания составных частиц. Канд. дисс. Воронеж, 1982.
30. Кацменский В.Г., Кацменский С.Г., Ратис Ю.Л., Фурман В.И. — ЯФ, 1980, т.31, с.911.
31. Вальшин А.Т., Кацменский В.Г., Кацменский С.Г., Ратис Ю.Л., Фурман В.И.— ЯФ, 1981, т.33, с.939.
32. Кацменский В.Г., Кацменский С.Г., Ратис Ю.Л., Фурман В.И.— В сб.: Проблемы ядерной физики и космических лучей. Харьков: Вища школа, 1979, вып.11, с.36.

33. Zeh H.D.— *Z. für Physik*, 1963, vol.175, p.480.
34. Бор О., Моттelson Б.— Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971, т.1.
35. Соловьев В.Г.— Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
36. Bayman V.F., Kallio A.— *Phys. Rev.*, 1965, vol.137, p.102.
37. Glendenning N.K., Norman K.— *Phys. Rev.*, 1965, vol.137, p.102.
38. Drisco R.M., Rybicki F.— *Phys. Rev. Lett.*, 1966, vol.16, p.275.
39. Lewis M.B., Goodman C.D., Heksley D.C.— *Phys. Rev.*, 1971, vol.C3, p.2027.
40. Bayman V.F.— *Phys. Rev.*, 1974, vol.32, p.71.
41. Lane A.M.— *Proc. Phys. Soc.*, 1953, vol.A66, p.877.
42. Balashov V.V., Boyarkina N.N., Rotter I.— *Nucl. Phys.*, 1961, vol.59, p.417.
43. Балашов В.В., Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1961, т.25, с.170.
44. Beregi P., Zelenskaya N.S., Neudachin V.G., Smirnov Yu.F.— *Nucl. Phys.*, 1965, vol.66, p.513.
45. Барашенков В.С., Тонеев В.Д.— Взаимодействия высокоэнергетических частиц с атомными ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
46. Wallace S.J.— *Advances in Nuclear Physics* (Ed. by J.W.Negele and E.Vogt), Plenum Press, New York, 1981, vol.12, p.1.
47. Vagradov G.M., Gareev F.A., Bang E.— *Nucl. Phys.*, 1977, vol.A278, p.319.
48. Кадменский В.Г., Ратис Ю.Л.— ЯФ, 1981, т.33, с.911.
49. Кадменский В.Г., Кадменский С.Г.— В сб.: Материалы XV зимней школы ЛИЯФ. Л., 1980, с.104.
50. Вальшин А.Т., Кадменский С.Г., Ратис Ю.Л.— ЯФ, 1982, т.35, с.654.
51. Кадменский В.Г., Кадменский С.Г., Ратис Ю.Л.— В сб.: Труды Межд. совещания по проблемам матем. моделирования в ядерно-физических исследованиях. — ОИЯИ, Д10,11-81-622, Дубна, 1981, с.219.
52. Levinger J.S.— *Phys. Rev.*, 1951, vol.84, p.43.
53. Jastrow R.— *Phys. Rev.*, 1955, vol.88, p.1479.
54. Кадменский В.Г., Ратис Ю.Л.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, т.47, с.2254.
55. Кондратьюк Л.А., Лев Ф.М.— ЯФ, 1977, т.17, с.294.
56. Gaarde C.— Niels Bohr Centennial Conference «Nuclear Structure». Copenhagen, May 20—25, 1985.
57. Jain V.K.— *Phys. Rev.*, 1984, vol.C29, p.1396.
58. Jain V.K.— *Phys. Rev.*, 1985, vol.C32, p.1253.
59. Ishimura M., Kawahigashi K., Jorgensen T.S., Gaarde C.— *Phys. Rev.*, 1989, vol.C39, p.1446.
60. Gurvitz S.A., Dedonder J.-P., Amado R.D.— *Phys. Rev.*, 1979, vol.C19, p.142.
61. Hennino T. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1988, vol.48, p.987.
62. Барашенков В.С.— Сечение взаимодействия элементарных частиц. М.: Наука, 1966.
63. Flaminio V. et al.— CERN-HERA-84-01, 1984, CERN, Geneva;
- Benary O. et al.— UCRL-2000NN, 1970, CERN, Geneva.
64. Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.Д.— Релятивистская квантовая теория. М.: Наука, 1978, т.1.
65. Gareev F.A., Ratis Yu.L., Korovin P.P., Strokovsky E.A., Vaagen J.S.— Preprint JINR, E2-92-6, Dubna, 1992.
66. Gareev F.A., Ratis Yu.L., Korovin P.P., Strokovsky E.A., Vaagen J.S.— Preprint JINR E2-92-7, Dubna, 1992.
67. Oset E., Shiino E., Toki H.— *Phys. Lett.*, 1989, vol.B224, p.249.
68. Garcia-Recio C., Oset E., Salcedo L.L.— *Phys. Rev.*, 1988, vol.C37, p.194.
69. Koltun D.S., Reitan A.— *Phys. Rev.*, 1966, vol. 141, p.1413.
70. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К.— Квантовая теория углового момента. М.: Наука, 1975.
71. Esbensen H., Lee T.-S.H.— *Phys. Rev.*, 1985, vol.C32, p.966.

72. Gaarde C., Dmitriev V.F., Sushkov O.P. — Nucl. Phys., 1986, vol.A459, p.503.
73. Dilling M., Brack M. — J. Phys. G.; Nucl. Phys., 1979, vol.5, p.223.
74. Durso J.W., Jackson A.D., Verwest B.K. — Nucl. Phys., 1977, vol.A282, p.404.
75. Jain B.K., Santra A.B. — Nucl. Phys., 1990, vol.A519, p.697.
76. Morsch H.P. — In: Spin and Isospin in Nuclear Interactions (Ed. by Wissink S., Goodman C.D., Walker G.E.), Plenum Press, New York, 1991; Roy-Stephan M. et al. — Nucl. Phys., 1993, vol.A553, p.209c.
77. Берлев А.И. и др. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1990, т.54, с.76.
78. Golubeva M.B. et al. — JETP Lett., 1990, vol.51, p.339. (Письма в ЖЭТФ, 1990, т.51, с.298).
79. Патаракин О.О., Тихонов В.Н. — Препринт ИАЭ, 5629/2, М., 1993.
80. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Механика. М.: Наука, 1988, т.1.
81. Funke H., Ratis Yu.L. — Preprint JINR E4-89-275, Dubna, 1989; Inverse Problems, 1990, vol.6, p.L13.
82. Ньютон Р. — Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969.
83. Fernandez de Cordoba P., Ratis Yu.L., Oset E. et al. — Preprint FTUV/93-43, IFIC/93-24, Valencia, 1993.
84. Glass G. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.D28, p.1045.
85. Gareev F.A., Ratis Yu.L., Strokovsky E.A., Melnikova O.I., Vaagen J.S. — Hirshegg Talk, Jan.21—26, 1991, Austria; Sci. Techn. Rep., 1991-06, Univ. of Bergen, 1991; Gareev F.A., Ratis Yu.L., Strokovsky E.A., Vaagen J.S. — In: Spin and Isospin in Nuclear Interactions (Ed. by Wissink S., Goodman C.D., Walker G.E.), Plenum Press, New York, 1991, p.445; Sci. Techn. Rep., 1991-11, Univ. of Bergen, 1991.
86. VerWest V.J. — Phys. Lett., 1979, vol.83B, p.161.
87. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.35.
88. Аблеев В.Г. и др. — Препринт ОИЯИ, P1-86-435, Дубна, 1986; ЯФ, 1987, т.46, с.549.
89. Gaarde C. — Preprint NBI, DK-2100, Copenhagen, 1990.
90. Bacon T.C. et al. — Phys. Rev., 1967, vol.162, p.1320.
91. Ableev V.G. et al. — Proc. of the Intern. Symp. of Modern Developments in Nuclear Physics. June 27 — July 1, 1988. Novosibirsk, USSR, p.690; Strokovsky E.A., Gareev F.A., Ratis Yu.L. — Preprint JINR, E1-91-307, Dubna, 1991; In: Proc. of the Int. Workshop «Pions in Nuclei», Peniscola, June 3-8, 1991, Spain (Ed. by Oset E., Vicente-Vacas M.J., Garcia-Regio C.), World Sci. Pbl., Singapore, 1992, p.395.
92. Hong S.W., Osterfeld F., Udagawa T. — Phys. Lett., 1990, vol. B245, p.1
93. Guet C., Soyeur M., Bowlin J., Brown G.E. — Nucl. Phys., 1989, vol.A494, p.558.
94. Jain B.K., Santra A.B. — Nucl. Phys., 1989, vol.A500, p.681.
95. Weise W. — Nucl. Phys., 1983, vol.A396, p.373.
96. Фейнман Р., Хибс А. — Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968.
97. Батурич В.Н. и др. — ЯФ, 1980, т.31, с.386.
98. Батурич В.Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.86.
99. Батурич В.Н. и др. — Препринт ЛИЯФ-483, ЛИЯФ, Гатчина, 1979.
100. Батурич В.Н. и др. — Препринт ЛИЯФ-1322, ЛИЯФ, Гатчина, 1987.
101. Fernandez de Cordoba P., Oset E. — Nucl. Phys., 1992, vol.A544, p.793.
102. Glauber R.J. — Phys. Rev., 1955, vol.100, p.242.
103. Глаубер Р. — УФН, 1971, т.103, с.641.
104. Ситенко А.Г. — ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.456.
105. Bonner E. et al. — Phys. Rev., 1978, vol.C18, p.1418.
106. Bjork C.W. et al. — Phys. Lett., 1976, vol.B63, p.31.
107. Gareev F.A., Ratis Yu.L. — Preprint JINR, E2-89-876, Dubna, 1989; In: Proc. of the Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitation XVIII, Hirschegg, Austria, 1990.

108. Chen C.R., Lee T.-S.H. — *Phys. Rev.*, 1988, vol.C38, p.2187.
109. Ableev V.G. et al. — JINR, E1-83-486, Dubna, 1983; Few Body X, Karlsruhe, 1983, vol.11, p.267 (Ed. by Zeitnitz B.), Elsevier Sci. Publ., B.V., 1984.
110. Аблеев В.Г. и др. — В сб.: Нуклон-нуклонные и адрон-адронные взаимодействия при промежуточных энергиях. Тр. симп. Л., 1984, с.301.
111. Елисеев С.М., Запорожец С.А. и др. — В сб.: Тр. VIII Межд. сем. по избранным вопросам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д2-86-668, Дубна, 1986, с.308.
112. Ableev V.G. et al. — PANIC, Books of Abstracts, Elsevier Sci. Publ., B.V., 1984 (Ed. by E. Guettner, B. Povh, G. zu Putlitz), vol.11, p.L-24.
113. Ableev V.G et al. — In: Proc. II Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, 10—14 June 1985, vol.1. (contr. paper), p.170 (I.8). (Ed. by Jacobson B., Aleklett K.), Lunds Univer. Repozentral., 1985.
114. Ableev V.G et al. — *Ibid.*, p.169 (I.7).
115. Аблеев В.Г. и др. — ОИЯИ, P1-87-374, Дубна, 1987; ЯФ, 1988, т.48, с.27.
116. Аблеев В.Г. и др. — В сб.: Тр. 9-го Межд. сем. по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, 1989.
117. Аблеев В.Г. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.457.
118. Ellegaard C. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1983, vol.50, p.1745.
119. Ellegaard C. et al. — *Phys. Lett.*, 1985, vol.154B, p.110.
120. Contardo D. et al. — *Phys. Lett.*, 1986, vol.168B, p.331.
121. Ellegaard C. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol.59, p.974.
122. Radwanyi P. et al. — В сб.: Тр. VIII Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д2-86-668, Дубна, 1986.
123. Bachelier D. et al. — *Phys. Lett.*, 1986, vol.172B, p.23.
124. Строковский Е.А. — Исследование дельта-изобарных возбуждений атомных ядер в зарядово-обменных реакциях. Докт. дис., Дубна, 1991.
125. Lenz F. — *Ann. of Phys.*, 1975, vol.95, p.348.
126. Авраменко С.А. и др. — Препринт ОИЯИ, P1-91-206; P1-91-239, Дубна, 1991.
127. Авраменко С.А. и др. — Препринт ОИЯИ, P1-91-240, Дубна, 1991.