

УДК 539.142:539.171.018

## СПИНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЯДРАХ

Ф. А. Гареев, С. Н. Ершов, Н. И. Пятов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С. А. Фаянс

Институт ядерной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

Дается обзор исследований спиновых возбуждений ядер в реакциях перезарядки ( $p, n$ ), ( ${}^6\text{Li}, {}^6\text{He}$ ), ( ${}^3\text{He}, t$ ) и в неупругом рассеянии протонов промежуточных энергий. Кратко обсуждаются микроскопические подходы, основанные на одноступенчатом приближении в нуклон-ядерном рассеянии. Основное внимание уделено анализу экспериментальных данных как для связанных спиновых состояний, так и для резонансов в сплошном спектре, в рамках импульсного приближения искаженных волн и теории конечных ферми-систем. Из этого анализа получены оценки параметров зависящих от спина эффективных  $NN$ -взаимодействий в ядрах, а также локального заряда квазичастиц  $e_q [\sigma\tau]$  по отношению к спин-изоспиновым полям. Обсуждается эффект ослабления низкоэнергетических спин-изоспиновых переходов, связанный с этим зарядом, а также перенормировка аксиально-векторной константы слабых взаимодействий и  $\pi NN$ -вершины в ядрах. Представлены результаты недавних измерений передачи спиновой поляризации в ( $p, n$ )-реакциях, которые сравниваются с микроскопическими расчетами.

A survey is given of studies of the spin excitations in nuclei by means of charge-exchange ( $p, n$ ), ( ${}^6\text{Li}, {}^6\text{He}$ ) and ( ${}^3\text{He}, t$ ) reactions and inelastic scattering of protons at intermediate energies. The microscopic approaches based on a single-step-scattering picture of nucleon-nucleus interaction are briefly discussed. Main attention is paid to the analysis of experimental data on bound spin-states and resonance states in continuum in the frame of DWIA and the theory of finite Fermi-systems (TFFS). By this analysis the estimates are obtained for the parameters of spin-dependent effective  $NN$ -interactions in nuclei as well as for the local quasiparticle charge  $e_q [\sigma\tau]$  with respect to the spin-isospin field. The quenching of the low-energy spin-isospin transitions associated with this charge, as well as the renormalization of both the axial-vector weak coupling constant and the  $\pi NN$ -coupling constant in nuclei are discussed. Recent measurements of polarization transfer observables in ( $\vec{p}, \vec{n}$ ) reactions are discussed and compared with microscopic calculations.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования спиновых возбуждений ядер в последнее десятилетие являются одной из немногих областей ядерной физики, в которых были получены важные результаты, серьезно расширяющие наши знания о ядерной структуре, эффективных взаимодействиях, механизме ядерных реакций при промежуточных энергиях и т.д. Достаточно отметить, что эти исследования находились в фокусе внимания целого ряда крупных международных конференций (см., например, [1—5]). Хотя история исследования спиновых возбуждений ядер насчитывает несколько десятилетий, наиболее яркие экспериментальные результаты были получены в последние годы с помо-

щью реакций типа  $(e, e')$ ,  $(p, p')$ ,  $(\pi, \pi')$ ,  $(p, n)$  и др. Среди них можно упомянуть открытие целого класса зарядово-обменных резонансов, в том числе наиболее важного гамов-теллеровского резонанса (ГТР), новые сведения о природе  $M1$ -резонансов, исследования выстроенных высокоспиновых состояний, новую информацию о спиновых силах в ядрах и свойствах ядерных мезонных полей, поляризационные характеристики спектров возбуждений, впервые полученные в исследованиях с поляризованными пучками промежуточных энергий, открытие систематического эффекта подавления силы гамов-теллеровских переходов в низкоэнергетических спектрах ядер, которое привело к широкой дискуссии о роли ненуклонных степеней свободы в ядрах и др.

К сожалению, в отечественной литературе исследования спиновых свойств ядер не получили достаточного освещения. Здесь мы ставим своей целью в какой-то мере восполнить этот пробел, уделив основное внимание реакциям с нуклонами промежуточных энергий (100—200 МэВ) и реакциям перезарядки легких ионов. Структура обзора следующая. В разд. 1 рассматривается микроскопический подход к описанию нуклон-ядерных реакций как с неполяризованными, так и с поляризованными нуклонами. Обсуждаются методы расчета переходных плотностей дискретных и резонансных состояний. В разд. 2 рассмотрена реакция перезарядки  $(p, n)$  при энергиях  $E_p = 135 \div 200$  МэВ с возбуждением дискретных состояний и резонансов в области сплошного спектра до  $E_x \approx 40$  МэВ. Проанализированы энергетические спектры нейтронов на малых углах. Дано сравнение вычисленных анализирующих способностей и распределений коэффициентов передачи поляризации с экспериментальными данными. В разд. 3 рассмотрены спиновые возбуждения в нейтральном канале. Обсуждаются свойства  $M1$ -резонансов и состояний аномальной четности. Установлены параметры зависящего от спина эффективного  $NN$ -взаимодействия в ядрах. Дано сравнение с результатами анализа спиновых возбуждений в заряженном канале, в частности с  $\beta$ -распадами данными. Обсуждаются экспериментальные данные об отклике ядер в спиновом продольном канале, полученные из реакции неупругого рассеяния поляризованных протонов. В разд. 4 и 5 рассматриваются результаты исследования ядерных спиновых мод в реакциях с легкими ионами. В приложении содержатся расчетные формулы для вычисления сечений, анализирующих способностей и коэффициентов передачи поляризации для нуклон-ядерных реакций.

## 1. МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ НУКЛОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Процессы взаимодействия нуклонов промежуточных энергий ( $E_p \gg \gg 100$  МэВ) с ядрами, когда их энергия превышает энергию Ферми ( $\epsilon_F \approx 40$  МэВ), а передача энергии и импульса ядру мала по сравнению с энергией и импульсом налетающего нуклона, разумно рассмат-

ривать в предположении прямого одноступенчатого механизма [6], используя импульсное приближение с искаженными волнами (DWIA). Это означает, что в качестве эффективного взаимодействия падающего нуклона с нуклонами ядра-мишени можно применять пустотную  $t$ -матрицу, взятую из подгонки экспериментальных данных свободного  $NN$ -рассеяния при соответствующей энергии. Общие соотношения для вычисления амплитуд нуклон-ядерных реакций в методе искаженных волн как для неполяризованных, так и для поляризованных нуклонов приведены в приложении. По существу эти амплитуды представляются сверткой эффективного взаимодействия  $V_{pt}$  налетающего нуклона с нуклонами ядра-мишени ( $t$ -матрицы) с переходной плотностью  $\rho_{tr}$  конкретного возбуждаемого состояния — основной величиной, подлежащей определению в микроскопических структурных расчетах.

Как хорошо известно, при малых энергиях возбуждения ( $E_x < < \epsilon_F$ ) в отклике на различные внешние поля доминирует ветвь частично-дырочных (ЧД) возбуждений, для описания свойств которых хорошо приспособлены методы теории конечных ферми-систем (ТКФС) [7]. Уравнения этой теории формально эквивалентны приближения случайной фазы (СФ). Здесь мы приведем только краткие сведения о структурных характеристиках, необходимых для расчета сечений. Более подробную информацию о современных микроскопических подходах к описанию ядерной структуры можно найти, например, в [8—10].

Переходную плотность, определенную формулами приложения (П.19) и (П.22), в локальном приближении запишем в виде разложения по угловым спинам (П.10):

$$\rho_{tr}^{JM}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, \omega) = \sum_{L, S} \rho_{tr}^{JLS}(r, \omega) T_{LSJM}(\mathbf{n}, \boldsymbol{\sigma}), \quad (1)$$

где  $\rho_{tr}^{JLS}(r, \omega)$  — радиальные компоненты  $\rho_{tr}$ , характеризуемые полным моментом  $J$  возбуждения и передаваемыми орбитальными  $L$  и спиновыми  $S$  моментами, причем для возбуждения нормальной четности  $L = J$  и  $S = 0, 1$ , а для возбуждений аномальной четности  $L = J \mp 1$  и  $S = 1$ . Оператор изотопического спина не включен в (1), но предполагается при необходимости различать изоскалярные и изовекторные возбуждения.

Приведем краткую схему вычисления  $\rho_{tr}$  в ТКФС. При действии внешнего поля  $V^0$  в ядре возникает эффективное поле  $V$ , зависящее от энергии  $\omega$ , которое определяется интегральным уравнением

$$V(\mathbf{r}, \omega) = e_q V^0(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) V(\mathbf{r}_2, \omega), \quad (2)$$

где  $F$  — эффективное взаимодействие квазичастиц;  $A$  — частично-дырочный пропагатор;  $e_q$  — локальный заряд квазичастиц по отношению к внешнему полю  $V^0$  [7]. Отклик ядра на внешнее поле  $V_0$

обычно выражают с помощью силовой функции для возбуждений с моментом  $J$ :

$$S(\omega) = -\frac{2J+1}{\pi} \text{Im} \int e_q V^0(\mathbf{r}) A(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) V(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r} d\mathbf{r}'. \quad (3)$$

Тогда переходная плотность возбуждения с энергией  $\omega$  определяется в виде

$$\rho_{\text{tr}}(\mathbf{r}) = N \text{Im} \int d\mathbf{r}' A(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) V(\mathbf{r}', \omega), \quad (4)$$

где нормировочная константа  $N$  определяется значением матричного элемента ядерного перехода из основного в возбужденное состояние

$$M_{0 \rightarrow J}^2 = (2J+1) \left| \int e_q V^0(\mathbf{r}) \rho_{\text{tr}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 = \int_{\Delta\omega} S(\omega) d\omega. \quad (5)$$

Для дискретных возбуждений значение матричного элемента определяется вычетом в полюсе  $S(\omega)$ . В сплошном спектре с резонансной структурой расчет  $\rho_{\text{tr}}$  производится в максимуме резонанса  $\omega = \omega_R$ , а значение  $M_{0 \rightarrow J}^2$  определяется интегралом  $S(\omega)$  по интервалу энергии  $\Delta\omega$  в окрестности резонанса. Такой способ нормировки позволяет учитывать и нерезонансные вклады в  $S(\omega)$  и тем самым исчерпывать всю силу переходов данного типа на рассматриваемом участке спектра. Более детальные сведения о силовых функциях и переходных плотностях можно найти в [10, 11].

Структурные расчеты, выполненные, например, в [8—16], различаются выбором самосогласованного поля и эффективных взаимодействий, а также методами учета непрерывного спектра. Чаще всего используют феноменологический одночастичный потенциал Вудса — Саксона. В [9, 13], однако, расчеты проводились с хартрифовским одночастичным потенциалом, генерированным силами Скирма. Такого же типа силы нулевого радиуса использовались в качестве эффективных взаимодействий. Эффективные взаимодействия на основе  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонного обмена с учетом эффектов короткодействующих корреляций и с добавлением  $\sigma$ -взаимодействия Ландау — Мигдала использовались в [8, 15].

При описании ветви ЧД-возбуждений в ТКФС эффективное взаимодействие квазичастиц представляем в виде суммы изоскалярной, изовекторной, спин-спиновой и спин-изоспиновой компонент:

$$F = F_0 + F_\tau + F_\sigma + F_{\sigma\tau}. \quad (6)$$

Для дальнейшего важны будут последние три компоненты. В изовекторном зарядово-обменном канале эффективные силы параметризуем в виде [10]

$$F_\tau^- = 2C_0 \left[ a'_\delta \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + a'_v (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) - \frac{b}{4\rho_0} \rho^+ \left( \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right], \quad (7)$$

где  $C_0 = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$  — нормировочный фактор (обратная плотность состояний на поверхности Ферми для одного сорта частиц);  $\rho^+ = \rho_n + \rho_p$  — изоскалярная плотность;  $v(r)$  — юкавская функция с радиусом  $r_0 = 0,8 \text{ фм}$ , нормированная условием  $\int v(r) dr = 1$ ; безразмерные силовые параметры  $a'_6$ ,  $a'_7$  и  $b$  выбирались так, чтобы удовлетворялись условия согласования между изовекторным потенциалом среднего поля, изовекторной плотностью  $\rho^- = \rho_n - \rho_p$  и взаимодействием (7).

В спин-спиновом канале взаимодействие характеризуется безразмерной ферми-жидкостной константой  $g$ :

$$F_{\sigma} = C_0 g \sigma_1 \sigma_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \quad (8)$$

Спин-изоспиновое взаимодействие состоит из локального отталкивания с константой Ландау — Мигдала  $g'$  и тензорной амплитуды однопионного притяжения:

$$F_{\sigma\tau} = C_0 \left\{ g' \sigma_1 \sigma_2 + g_{\pi} (1 - 2\xi_{\pi}^2) \frac{(\sigma_1 \mathbf{k})(\sigma_2 \mathbf{k})}{k^2 + m_{\pi}^2 + P_{\Delta}(k^2)} \right\} \tau_1 \tau_2, \quad (9)$$

где  $g_{\pi} = -4\pi (f_{\pi}^2/m_{\pi}^2)/C_0 = -1,45$ ; константы  $g$  и  $g'$  определены из расчетов  $M1$ -резонансов и ГТР:  $g \approx 0,05$  и  $g' \approx 1,1$ . Последнее слагаемое в фигурных скобках в (9) — амплитуда однопионного обмена  $F_{\pi}$ , перенормированная в среде фактором  $(1 - 2\xi_{\pi}^2)$ ;  $P_{\Delta}(k^2) = -0,9 k^2/(1 + 0,23 k^2/m_{\pi}^2)$  — неприводимый поляризационный оператор пиона в ядерной среде, учитывающий виртуальное рождение  $\Delta$ -изобары,  $m_{\pi}$  — масса пиона. Параметр  $\xi_{\pi}^2$  характеризует перенормировку пион-нуклонной константы связи в ядерной среде. Мы полагаем его равным параметру  $\xi_s$ , входящему в локальный заряд  $e_q[\sigma\tau] = 1 - 2\xi_s$  квазичастиц по отношению к спин-изоспиновым полям. Его значение  $\xi_s = 0,1$  было определено из сравнения расчетов с наблюдаемой силой гамов-теллеровских переходов [10—12].

Важную роль в структурных расчетах, особенно в сплошном спектре, играет полнота одночастичного базиса, в частности учет одночастичного континуума. Во многих работах расчеты проводят в обрезанном до  $3 \hbar\omega$  дискретизированном пространстве ЧД-возбуждений (см., например, [8, 15]). Относительная полнота базиса достигается в [9, 13] также дискретизацией континуума: одночастичные состояния с положительной энергией рассчитываются в сферическом «ящике» радиусом  $15 \text{ фм}$ , а базис ЧД-возбуждений обрезается на энергии  $200 \text{ МэВ}$ . В результате весь спектр возбуждений в дочерних ядрах получается дискретным, т. е. теряются ширины состояний, связанные с вылетом частицы в сплошной спектр. Полный одночастичный континуум учитывался только в [10—12, 14, 16] с помощью методов, предложенных в [17, 18]. Методически полнота базиса играет большую роль в оценке феноменологических констант взаимодействий, матричных элементов переходов, распределений силы пе-

переходов по спектру возбуждений. Отметим, в частности, что в расчетах с ограниченным дискретизированным базисом систематически переоценивается концентрация силы ГТР. Как отмечалось в [10], при полном учете одночастичного континуума в распределении силы ГТ-переходов появляется высокоэнергетический «хвост», который, например, в случае  $^{208}\text{Pb}$  исчерпывает почти  $1/3$  правила сумм (выше ГТР). Наконец, отметим, что полный учет одночастичного континуума позволяет рассматривать каналы нуклонного распада резонансов в сплошном спектре.

Однако в рамках метода СФ или ТКФС учитывается только ветвь ЧД-возбуждений, что не позволяет описывать полные ширины резонансов, в частности, связанные с развалом таких возбуждений по многопарным конфигурациям.

В последние годы выход за рамки традиционных методов был предпринят в большом количестве работ, использующих самые разнообразные способы учета  $2p - 2h$ -возбуждений (см., например, [19]). Включение многопарных возбуждений в расчетную схему приводит не только к образованию наблюдаемой ширины резонансов, но и к фрагментации их (например, в  $^{48}\text{Ca}$  ГТР фрагментирован в интервале энергий возбуждений  $4 \lesssim E_x \lesssim 14$  МэВ [20]), а также к сдвигу части силы переходов в высокоэнергетическую часть полного спектра. Количественно последний эффект сильно зависит от полноты используемого базиса многопарных конфигураций и эффективных взаимодействий, особенно тензорных сил.

В феноменологическом подходе эффекты многопарных возбуждений в низкоэнергетических спектрах возбуждений обычно учитывают перенормировкой одночастичных матричных элементов переходов (или входящих в них таких нуклонных констант, как гиромагнитные факторы, константы несохраняющихся токов и т. д.). Как уже отмечалось, в ТКФС перенормировка осуществляется с помощью локальных зарядов  $e_q$  квазичастиц по отношению к различным внешним полям. Для рассматриваемых зарядово-обменных процессов важны заряды  $e_q[\tau]$  и  $e_q[\sigma\tau]$  по отношению к изовекторным и спин-изоспиновым полям. Из закона сохранения векторного тока следует, что  $e_q[\tau] = 1$  [7], а величина  $e_q[\sigma\tau]$  феноменологически оценивается из  $\beta$ -распада, магнитных моментов,  $(p, n)$ -реакций (см. ниже). Следует заметить, что в случае феноменологической оценки в  $e_q[\sigma\tau]$  помимо эффектов многопарных возбуждений дают вклад мезонные обменные токи и барионные резонансы. В частности, в литературе широко обсуждались эффекты ослабления силы  $M1$ - и ГТ-переходов, обусловленные связью ЧД-возбуждений с коллективным возбуждением  $\Delta$ -изобара — нуклонная дырка при  $E_x \approx 300$  МэВ (см., например, [14, 15, 21]).

2. ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ РЕАКЦИИ ( $p, n$ )

**Микроскопические модели.** Большой прогресс в технике экспериментальных измерений, особенно на малых углах рассеяния, позволили за последние годы плодотворно использовать зарядово-обменные реакции типа ( $p, n$ ) для исследования как дискретных уровней ядер, так и отклика в непрерывном спектре. При промежуточных энергиях нуклонов ( $\geq 100$  МэВ) и на передних углах реакция имеет характер прямого квазиупругого рассеяния, что позволяет в импульсном приближении искаженных волн выделять эффекты структуры ядерных возбуждений. Важную роль сыграло исследование применимости взаимодействий свободных нуклонов в качестве эффективного взаимодействия налетающего нуклона с нуклонами ядра. В частности, широко используется зависящее от энергии  $t$ -матричное эффективное взаимодействие [22], полученное из фазового анализа для свободных нуклонов. Его применимость изучалась для ряда дискретных уровней с известной структурой сравнением вычисленных и измеренных угловых распределений. Структурная информация обычно получается из  $\beta$ -распада либо из данных по электронному рассеянию. Подробная информация о применимости  $t$ -матрицы содержится в обзорах [23, 24]. Дополнительные сведения о различных компонентах  $t$ -матрицы недавно получены в экспериментах с поляризованными протонами, в которых измерялся полный набор наблюдаемых коэффициентов передачи спиновой поляризации [25, 26]. Эти эксперименты независимым образом показали, что в спин-изоспиновом канале эффективные взаимодействия налетающего нуклона с нуклонами ядра хорошо описываются  $t$ -матрицей для свободных нуклонов.

Характерной особенностью  $t$ -матричных взаимодействий оказалось то, что при малых передаваемых импульсах  $q$  и интервале энергий  $E_p \approx 100 \div 500$  МэВ центральное спин-изоспиновое взаимодействие доминирует по сравнению с изовекторным, что приводит к преимущественному возбуждению спин-изоспиновых мод в зарядово-обменных реакциях. Это и позволило обнаружить в нейтронных спектрах на передних углах при  $E_p \sim 100 \div 200$  МэВ ярко выраженные резонансы и идентифицировать их как давно предсказанные теорией [27] ГТР. К настоящему времени имеется обширная экспериментальная информация о свойствах спин-изоспиновых возбуждений практически во всех областях периодической системы (см., например, [20, 24, 28—32]). Особенно детальная информация получена в недавних экспериментах с поляризованными пучками протонов [32—35].

Одним из важнейших результатов ( $p, n$ ) экспериментов явилось открытие эффекта ослабления силы ГТ-переходов в низкоэнергетических спектрах возбуждений ядер ( $E_x \leq 30$  МэВ), которое возбуждало многочисленные и плодотворные дискуссии как о роли ненулевых степеней свободы в ядрах, так и о проявлениях многопарных нуклонных возбуждений в сплошном спектре.

Важным преимуществом  $(p, n)$ -реакций по сравнению с  $\beta$ -распадом является возможность исследования в широкой области энергий распределения силы ядерных переходов в сплошной области энергий возбуждения, в том числе в сплошном спектре. Однако интерпретация получаемых данных сталкивается с необходимостью моделирования механизма реакции и физической природы возбуждений. Специфические трудности возникают при интерпретации наблюдаемых резонансов в сплошном спектре из-за необходимости выделения нерезонансного фона. Источником такого фона могут быть как ЧД-переходы с различной передачей орбитального квантового числа  $L$ , так и многопарные возбуждения, плотность которых быстро растет в сплошном спектре с ростом энергии возбуждений. Априори фон, его зависимость от угла рассеяния и энергии возбуждений неизвестны, и пока не существует модельно независимых способов отделения его.

В последние годы были разработаны микроскопические подходы для оценки фона и расчета наблюдаемых спектров. В первых качественных оценках [36] фон под ГТР моделировался ЧД-переходами с  $L > 0$ , причем взаимодействия квазичастиц не учитывались. В дальнейшем эта модель была модифицирована на случай учета эффективных взаимодействий квазичастиц и вычислены нейтронные спектры  $(p, n)$ -реакций для ряда ядер [15, 37]. Аналогичные модели  $(p, n)$ -реакций при промежуточных энергиях были независимо сформулированы в работах [11—14, 16, 38—40].

Исходными предположениями всех моделей  $(p, n)$ -реакции являются следующие:

а) при энергиях возбуждений ядра  $E_x \leq E_p/2$  сечение реакции определяется главным образом прямым одноступенчатым механизмом и его можно описать в импульсном приближении искаженных волн DWIA [6];

б) в качестве эффективного взаимодействия нуклона с ядром используется комплексная  $t$ -матрица  $NN$ -рассеяния [22]. В большинстве работ пренебрегают спин-орбитальными силами и обменным тензорным взаимодействием, а центральное обменное взаимодействие учитывается в псевдопотенциальном приближении [23]. Точный учет всех обменных взаимодействий проводился только в работах [15, 37]:

в) спектр возбуждений ядра-мишени представляется ЧД-переходами (с учетом эффективных взаимодействий) с передачей орбитального момента  $0 \leq L \leq 4$  и спина  $S = 0, 1$  (т. е. возбуждения с  $J^\pi = 0^+, 0^-, 1^-, 2^-, 1^+, 2^+, \dots, 5^+$ ). Расчеты, проведенные в [12, 13], показали, что вклад в сечение переходов высоких мультипольностей  $L > 3$  мал, особенно на малых углах рассеяния.

Важным моментом любых расчетов  $(p, n)$ -реакции является выбор оптического потенциала для вычисления искаженных волн налетающего и улетающего нуклонов. Как правило, используют феноменологические потенциалы, параметризованные в результате подгонки к экспериментальным данным по упругому рассеянию протонов при соответствующей энергии. В наиболее тщательных параметри-



зациях учитывают и данные по рассеянию поляризованных протонов. Часто используются параметризации из [41, 42].

Ниже излагаются результаты расчетов в микроскопических моделях характеристик дискретных уровней и инклюзивных спектров нейтронов и поляризационных наблюдаемых в  $(p, n)$ -реакциях.

**Исследования дискретных уровней.** Возбуждение в  $(p, n)$ -реакциях дискретных уровней ядер, особенно уровней с известной структурой, представляет особый интерес для проверки справедливости моделей реакции и применимости их для анализа возбуждений в сплошном спектре (см., например, [20, 23, 34]). Одним из наиболее интересных случаев является возбуждение мультиплета состояний  $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}')$  с  $J^\pi = 0^+, \dots, 7^+$  в  $^{48}\text{Ca}$ , изученное в  $(p, n)$ -реакции при  $E_p = 134$  и  $160$  МэВ [20, 34, 43].

Ядро  $^{48}\text{Ca}$  имеет заполненные оболочки, и указанный мультиплет характеризует спектр нижайших возбуждений в  $^{48}\text{Sc}$ . Расчеты спектра проводились во многих работах с различного типа эффективными силами. В рамках ТКФС спектр возбуждений  $^{48}\text{Sc}$  обсуждался в [10]. Здесь мы приведем только результаты расчетов угловых распределений и анализирующих способностей для уровней мультиплета.

Расчеты сечений проводились с  $t$ -матричным взаимодействием для  $E_p = 140$  МэВ [22] и оптическим потенциалом [42]. В прямом канале учитывались центральные и тензорные компоненты  $t$ -матрицы, в обменном — только центральные силы в приближении псевдопотенциала [23, 44]. Ввиду малости вклада спин-орбитальных сил на малых углах их в расчетах не учитывали. Определенные трудности представляет учет обменных тензорных сил, роль которых исследовалась для случая простых ЧД-конфигураций.

Вычисленные угловые распределения для уровней мультиплета  $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}')$  показаны на рис. 1—4. Сечения возбуждения изобар-аналогового  $0^+$ -состояния ( $E_x = 6,67$  МэВ) хорошо описываются с переходными плотностями ТКФС при  $E_p = 134$  и  $160$  МэВ без всяких подгоночных параметров, использованных в [20]. Это является важным свидетельством справедливости прямого механизма реакции. Наши расчеты показывают слабую зависимость сечений возбуждения ИАС от изменений объемных частей переходной плотности, например, при использовании  $\rho^-(r)$ , нормированной на фермиевский матричный элемент вместо переходной плотности ТКФС.

Другие состояния рассматриваемого мультиплета с четными  $J = 2, 4, 6$  не выделены уверенно в спектрах возбуждений [20, 34]. Только  $2^+$ -уровень ( $E_x = 1,14$  МэВ) проявляется, видимо, на малых углах для комплекса в области  $E_x \approx 1,1$  МэВ (рис. 4). Теория предсказывает малые сечения возбуждения этих состояний ввиду малости спин-флип-компонент их переходных плотностей, что еще раз подчеркивает определяющую роль  $\sigma$ -взаимодействий при  $E_p \geq 100$  МэВ (см. оценку сечения для  $4^+$ -уровня на рис. 3).

Угловые распределения для состояний аномальной четности, вычисленные с переходными плотностями ТКФС, показаны на рис.

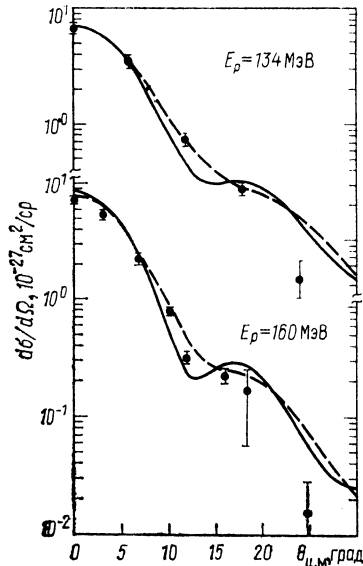
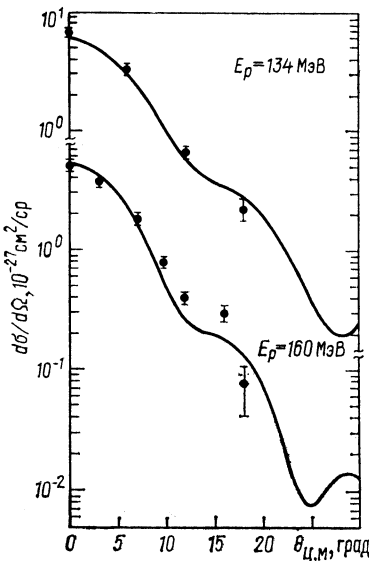


Рис. 1. Угловые распределения нейтронов для реакции  $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$  с возбуждением изобар-аналогового  $0^+$ -состояния ( $E_x = 6,67$  МэВ) при  $E_p = 134$  и  $160$  МэВ:

экспериментальные данные из [20]; сплошные кривые — расчеты с переходными плотностями ТКФС

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для  $1^+$ -уровня ( $E_x = 2,52$  МэВ):

сплошные линии — расчеты с переходными плотностями ТКФС при  $e_q [\sigma\tau] = 0,8$ ; пунктирные линии — для чистой конфигурации  $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}^{-1})_{1^+}$  с нормировочным фактором  $N = 0,14$

2—4. Оказалось, что угловые распределения для  $1^+$ -состояния ( $E_x = 2,52$  МэВ) хорошо описываются при  $e_q [\sigma\tau] \approx 0,8$ , т. е. при ослаблении силы ГТ-перехода приблизительно на 36 %. При использовании переходной плотности чистой ЧД-конфигурации  $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}^{-1})_{1^+}$  требуется нормировочный фактор  $N = 0,14$  (пунктирные линии на рис. 2), величина которого отражает как поляризационные эффекты смешивания конфигураций, так и эффекты высшего порядка, включенные в  $e_q [\sigma\tau]$ . Определяющую роль при возбуждении  $1^+$ -состояния играют центральные компоненты  $t$ -матрицы.

Для других состояний аномальной четности вклад тензорных сил быстро возрастает, и для  $5^+$ - и  $7^+$ -уровней их вклад в сечение практически доминирует. Это вносит неопределенность в оценку локального заряда  $e_q [\sigma\tau]$  для таких переходов, связанную с неопределенностью калибровки тензорных компонент  $t$ -матричных взаимодействий. Если центральные компоненты калибруются по данным из  $\beta$ -распада, то для тензорных компонент такой возможности нет.

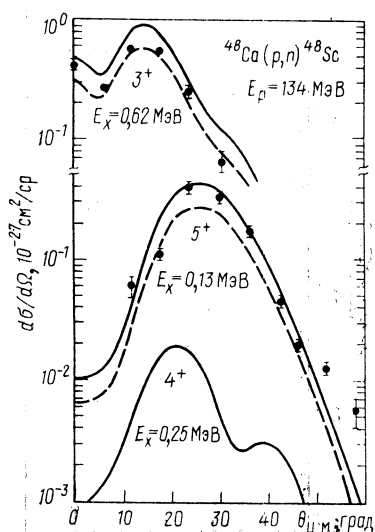


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для уровней  $3^+$  ( $E_x = 0,62$  МэВ),  $5^+$  ( $E_x = 0,13$  МэВ) и  $4^+$  ( $E_x = 0,25$  МэВ): сплошные линии — расчет в ТКФС с  $e_q[\sigma\tau] = 1$ ; пунктирные — при  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$

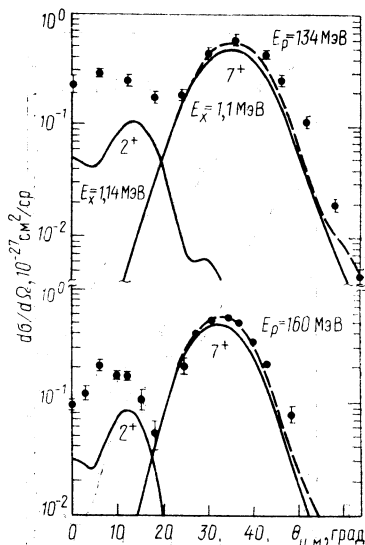


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для комплекса  $2^+$ - и  $7^+$ -уровней при  $E_x \approx 1,1$  МэВ: сплошная линия — расчет в ТКФС с  $e_q[\sigma\tau] = 1$ ; пунктирная линия — для чистой конфигурации  $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})_{7^+}$  с нормировочным фактором  $N = 0,6$

Из приведенных на рис. 3 и 4 угловых распределений видно, что для  $3^+$ -состояния введение  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$  улучшает согласие с опытными данными, однако для  $5^+$ - и  $7^+$ -уровней экспериментальные данные совместимы со значением  $e_q[\sigma\tau] \approx 1$ . Однако сделать вывод о том, что  $e_q[\sigma\tau] \rightarrow 1$  с ростом момента, представляется пока преждевременным как вследствие отмеченной неопределенности калибровки тензорных сил, так и возрастающей роли тензорного обмена для высокоспиновых состояний. О последнем свидетельствуют наши оценки, проведенные с переходными плотностями для чистой ЧД-конфигурации  $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})_{7^+}$ . Оказалось, что для  $1^+$ -состояния вплоть до углов  $\theta \approx 10^\circ$  при точном учете тензорного обмена сечения возрастают не более чем на 10%. В случае  $3^+$ -,  $5^+$ - и  $7^+$ -уровней вклад тензорного обмена на малых углах достигает 30% и более, однако в максимуме угловых распределений сечения возрастают только на 20—30%. Такой рост сечений при точном учете тензорного обмена может привести к необходимости ослабления силы спин-изоспиновых переходов во всех состояниях, т. е. к универсальности фактора  $e_q[\sigma\tau]$ .

Рис. 5. Анализирующие способности для реакции  $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$  при  $E_p = 134$  МэВ с возбуждением ряда состояний мультиплета  $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})_J$ :

экспериментальные данные из [34]; сплошные кривые — расчеты

Роль тензорного обмена резко возрастает для состояний  $2^+$ ,  $4^+$  и  $6^+$ , что в основном связано с обращением в нуль спин-флиповой компоненты переходной плотности для чистой конфигурации. При учете смешивания конфигураций спин-флиповая компонента восстанавливается, что значительно смягчает эффекты обменных взаимодействий.

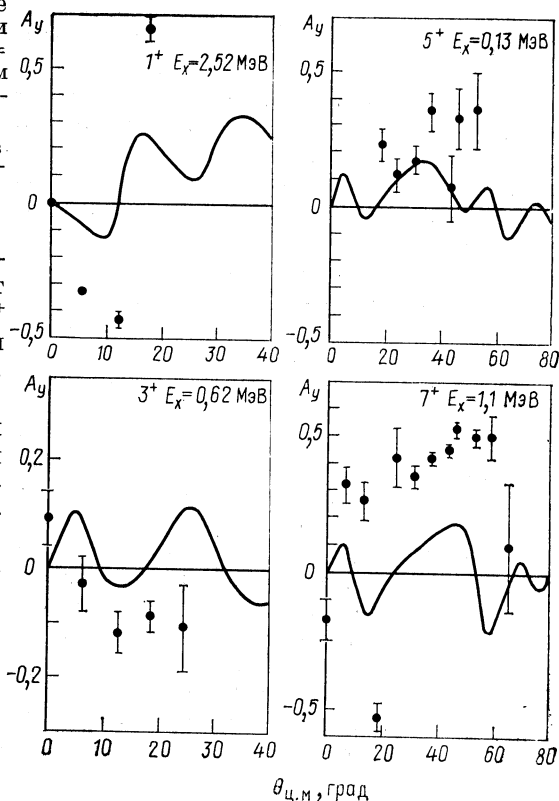
Из рис. 4 видно, что при возбуждении комплекса  $E_x \approx 1,1$  МэВ на углах  $\theta \lesssim 20^\circ$  вклад в сечение, видимо, никак не связан с  $7^+$ -уровнем. Естественно предположить, что этот вклад связан с близко расположенным уровнем  $2^+$ , но вычисленные для него сечения оказались заметно меньше экспериментальных как в наших расчетах, так и в [20]. Такое расхождение теории с экспериментом может быть связано как с неправильным описанием структуры возбуждения, так и с недостатками параметризации  $\tau$ -компонент  $t$ -матричного взаимодействия.

Дополнительным тестом модели реакции являются исследования анализирующей способности (асимметрии)  $A_y$ , проводимые с поляризованными пучками протонов:

$$A_y(\theta) = (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}) / (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}), \quad (10)$$

где  $\sigma_{\uparrow}$  и  $\sigma_{\downarrow}$  — соответственно дифференциальные сечения реакции для двух направлений поляризации налетающих протонов (суммы по направлениям поляризации нейтронов). Соответствующее выражение для  $A_y$  в DWIA дано формулой (П.29).

Результаты проведенных нами расчетов представлены на рис. 5



вместе с экспериментальными данными из [34]\*. Видно, что теория только качественно описывает наблюдаемые распределения  $A_y(\theta)$ . В основном это обусловлено высокой чувствительностью  $A_y(\theta)$  к зависящим от спина компонентам  $t$ -матричного взаимодействия и оптического потенциала. В то же время зависимость от структурных характеристик возбуждений (например, формы переходной плотности) значительно слабее. Поэтому пренебрежение в наших расчетах спин-орбитальными силами и тензорным обменом не позволяет добиться количественного согласия с экспериментальными данными, что подтверждается расчетами с чистой конфигурацией.

Аналогичный вывод о чувствительности распределений  $A_y(\theta)$  к деталям механизма реакции и используемых в расчетах приближений сделан и в [34].

Исследования дискретных возбуждений ядер в  $(p, n)$ -реакциях были проведены во многих работах и сделано вполне надежное заключение об ослаблении по крайней мере силы низкоэнергетических ГТ-переходов (см., например, [20, 30—32, 45]). Оцениваемый для различных ядер фактор ослабления силы переходов оказывается порядка 0,5—0,65, что в терминах ТКФС соответствует  $e_q[\sigma] \approx 0,7 \div 0,8$ . Еще раз подчеркнем, что такой фактор ослабления необходим не для чистых ЧД-переходов, а после учета поляризационных эффектов смешивания конфигураций. Без учета поляризационных эффектов фактор ослабления меняется в пределах порядка для различных переходов и ядер.

Для других спин-изоспиновых переходов заключения о необходимости ослаблений универсального типа из  $(p, n)$ -данных менее определены. Наибольший интерес представляют так называемые выстроенные состояния, т. е. состояния с максимальным моментом, допускаемым оболочечной ЧД-конфигурацией, например, типа рассмотренного выше  $7^+$ -состояния. Выполнен целый ряд экспериментальных исследований выстроенных состояний (см., например, [23, 35, 46]). Получен ряд свидетельств об ослаблении силы спин-изоспиновых переходов, однако их надежность пока недостаточна ввиду неопределенности нормировки эффективных тензорных взаимодействий, дающих, как правило, определяющий вклад в сечения возбуждения. В целом исследования дискретных возбуждений в  $(p, n)$ -реакциях при  $E_p \geq 100$  МэВ убедительно показали применимость DWIA для описания реакции. Это дало основание для применения модели в области сплошного спектра.

**Возбуждения в сплошном спектре.** При переходе к сплошному спектру рассматривают отклик ядра на различные типы внешних полей. Как уже отмечалось, в реакциях при  $E_p \geq 100$  МэВ в спектрах возбуждений при малых передачах импульса  $q$  (на передних углах рассеяния) ожидается, исходя из свойств  $t$ -матричного эффектив-

\* Согласно определению  $A_y(\theta = 0^\circ) = 0$ . Отличие от нуля экспериментальных точек на рис. 5 для  $3^+$ - и  $7^+$ -уровней является следствием статистических флуктуаций измерений.

ного взаимодействия, преимущественное возбуждение спин-изоспиновых мод.

Для хорошо выделяемых резонансов в инклюзивных спектрах нейтронов по угловым распределениям устанавливаются орбитальное квантовое число  $L$  и в пределе  $q \rightarrow 0$  оценивают структурный матричный элемент перехода. Практически это делается пока более или менее надежно для  $L = 0$  ГТ-переходов. Таким образом, было установлено существование ГТР и ряда других  $1^+$ -возбуждений в сплошном спектре. Сведения о других спин-мультипольных резонансах пока в основном носят качественный характер.

Представляет большой интерес оценить силу ГТ-переходов, сосредоточенную в ГТР, и вообще распределение силы ГТ-переходов по спектру возбуждений. Дело в том, что существует модельно независимое (если ограничиться только нуклонными степенями свободы) правило сумм для ГТ-переходов, являющееся простым следствием коммутационного соотношения для операторов ГТ-переходов:

$$\beta_{\mu}^{\pm} = \sum_{i=1}^A \sigma_{\mu}(i) t_{\pm}(i); \quad \sum_{\mu} [\beta_{\mu}^{+}, \beta_{\mu}^{-}] = 6t_z; \quad (11)$$

$$S_{\beta^{-}} - S_{\beta^{+}} = \sum_{n, \mu} |\langle n | \beta_{\mu}^{-} | 0 \rangle|^2 - \sum_{n, \mu} |\langle n | \beta_{\mu}^{+} | 0 \rangle|^2 = 3(N - Z), \quad (12)$$

где суммирование проводится по всем возбуждениям в дочерних ядрах, получающихся в результате  $\beta^{-}$ - и  $\beta^{+}$ -распада [что соответствует  $(p, n)$ - и  $(n, p)$ -реакциям]. Таким образом, правило сумм (12) связывает интегральные характеристики  $1^+$ -возбуждений в соседних дочерних ядрах  $A$  ( $N \mp 1, Z \pm 1$ ). В ядрах с большим избытком нейтронов  $N - Z \gg 1$  сила  $\beta^{+}$ -переходов довольно мала, особенно в ядрах с заполненными оболочками. Поэтому зачастую наблюдаемую в  $(p, n)$ -реакции силу ГТ-переходов сравнивают с правилом сумм  $3(N - Z)$ , что, очевидно, дает лишь нижнюю оценку возможной силы  $S_{\beta^{-}}$ . Поскольку ГТР в ядрах с  $N > Z$  в  $\beta$ -распаде недостижим по энергетическим соображениям, то зарядово-обменные реакции и, в частности  $(p, n)$ -реакции, представляют уникальную возможность исследовать распределение силы ГТ-переходов по спектру возбуждений. Выше мы отмечали, что оценка силы ГТ-переходов в сплошном спектре сталкивается с серьезной проблемой выделения вклада переходов других мультипольностей и многоступенчатых процессов, т. е. с проблемой отделения резонанса от фона. В ранних экспериментальных работах [28, 29] гладкая часть нейтронного спектра при  $\theta = 0^{\circ}$  под ГТР выделялась как фон и по оставшемуся сечению оценивался матричный элемент ГТ-перехода с учетом калибровки на дискретных уровнях. Было сделано заключение, что в области возбуждений  $0 \leq E_x \leq 25$  МэВ исчерпывается примерно 30 % правила сумм (12) для ГТ-переходов, в то время как любые оболочечные расчеты предсказывают почти 100 %. Такое сильное расхождение, как оказалось, было связано с выделением слишком большого фона, ко-

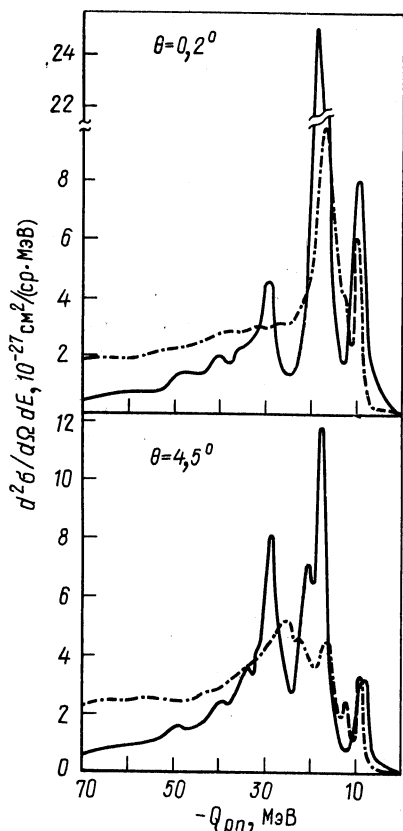


Рис. 6. Экспериментальные (штрих-пунктир) и вычисленные энергетические (сплошные кривые) спектры нейтронов для реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 200$  МэВ (из [13])

торый содержит значительную долю силы ГТ-переходов. Позднее экспериментальная оценка интегральной силы ГТ-переходов в низкоэнергетической части спектра возбуждений была увеличена до 50—65 % правила сумм  $3(N - Z)$  [20, 24, 45]. Основная неопределенность в этой оценке связана с модельными расчетами полного спектра возбуждений, а также с неопределенностью вкладов многоступенчатых процессов в сечение реакции. Представляется наиболее разумным получать количественную оценку эффекта ослабления силы спин-изоспиновых переходов прямым сравнением теоретического и экспериментального инклюзивных нейтронных энергетических спектров на малых углах, что и было сделано в [12—16, 37—40].

Ниже мы приводим и обсуждаем результаты наиболее полных исследований. В частности можно сравнить результаты расчетов для реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 200$  МэВ, проведенных тремя независимыми группами в [12, 13, 15]. Во всех работах получался дискретизированный спектр возбуждений в  $^{90}\text{Nb}$  в рамках метода СФ или ТКФС с использованием различающихся эффективных взаимодействий квазичастиц. Для каждого состояния вычислялось дифференциальное сечение реакции, а затем строился для определенного угла  $\theta$  непрерывный инклюзивный спектр нейтронов сверткой  $d\sigma/d\Omega$  с функцией Брейта — Вигнера. Расчеты сечений проводились с  $t$ -матричным взаимодействием [22], однако использовались различные параметризации оптического потенциала типа [41] или [42].

Энергетические спектры нейтронов, вычисленные в [13], приведены на рис. 6. В расчете для всех состояний использовалась одна и та же ширина размытия в функции Брейта — Вигнера  $\Gamma_D = 2$  МэВ. На малых углах  $\theta \approx 0^\circ$  доминирует вклад ГТ-переходов, причем в области энергий  $-Q_{pn} \leq 23$  МэВ вычисленное интегральное сечение превышает экспериментальное примерно в 1,5 раза, подтверж-

дая тем самым необходимость ослабления силы спин-изоспиновых переходов в этой области. Согласно расчетам фон мультипольных переходов с  $L > 0$  под ГТР при  $\theta \approx 0^\circ$  мал (около 6 % интегрального сечения). В работе сделано наблюдение, что если «излишнюю» силу ГТ-переходов из области  $-Q_{pn} \leq 23$  МэВ перенести и равномерно распределить выше по энергии вплоть до  $-Q_{pn} = 50$  МэВ, то вычисленные и экспериментальные интегральные сечения в интервале  $0 \leq -Q_{pn} \leq 50$  МэВ при малых  $\theta$  хорошо согласуются между собой. Возможный механизм такого перераспределения может быть обусловлен связью многопарных возбуждений с простыми ЧД-возбуждениями.

Результаты аналогичных расчетов из [15] показаны на рис. 7. Здесь для получения непрерывного распределения использовались

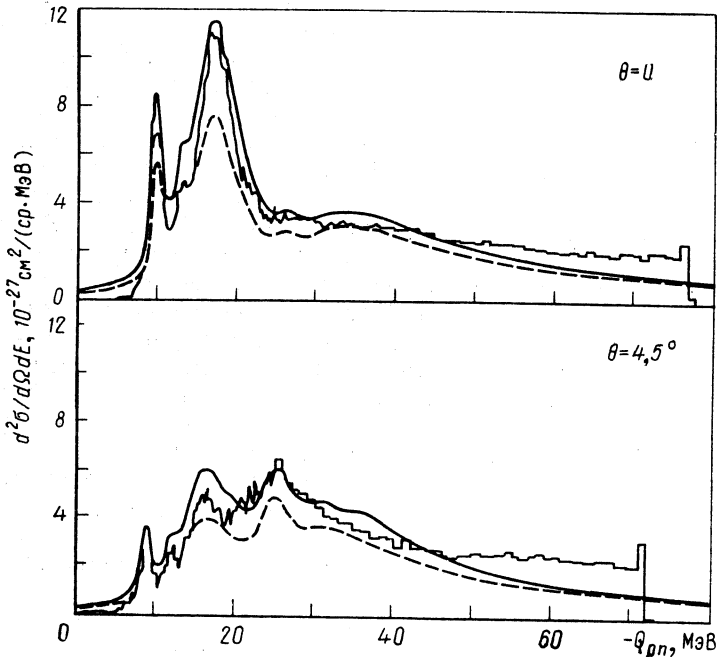


Рис. 7. Экспериментальные (гистограмма) и вычисленные энергетические спектры с учетом (пунктир) и без учета (сплошная линия) возбуждения  $\Delta N^{-1}$  для реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 200$  МэВ (из [15])

асимметричные функции Брейта — Вигнера с различающимися ширинами налево и направо, зависящими от энергии возбуждения. Ширины подбирались так, чтобы описать форму наблюдаемого спектра в низкоэнергетической области. Благодаря этому, а также специально введенной  $Q$ -зависимости размываемого спектра, авторам удалось значительную часть «излишнего» сечения из низко-



энергетической области переместить в высокоэнергетическую, так что в итоге осталась необходимость ослабления силы ГТ-переходов не более чем на 15 %. В этой же работе проведена оценка влияния возбуждения  $\Delta$ -изобара — нуклонная дырка на энергетический спектр. Включение новой степени свободы, которая сдвигает значительную часть силы ГТ-переходов ( $\approx 30\%$ ) в высокоэнергетическую область ( $E_x \approx 300$  МэВ), приводит уже к дефициту сечения в низкоэнергетической области. В связи с этими результатами следует заметить, что введение большой асимметричной «размазки» спектра имитирует на феноменологическом уровне эффекты связи ЧД и многопарных возбуждений, т. е. фактически механизм ослабления силы спин-изоспиновых переходов.

На рис. 8 и 9 показаны результаты наших расчетов инклюзивных спектров реакций  $^{90}\text{Zr}(p, n)$  и  $^{208}\text{Pb}(p, n)$  при  $E_p = 200$  МэВ. В случае  $^{90}\text{Zr}$  здесь использовалась параметризация оптического потенциала из [42], а не [41], как в [12, 16, 39]. В результате это привело к уменьшению интегральных сечений примерно на 25 %.\* В случае  $^{208}\text{Pb}$  использовалась параметризация оптического потенциала из [41]. Для получения непрерывного спектра нами использовались симметричные функции Брейта — Вигнера с ширинами, подобранными так, чтобы воспроизвести наблюдаемые низкоэнергетические структуры в спектрах (например, в области ГТР использовалась ширина  $\Gamma_D \approx 4$  МэВ, выше по энергии ширина возрастала до 6 МэВ). В отличие от вышеупомянутых теоретических расчетов мы вводили феноменологический фактор ослабления силы всех спин-изоспиновых переходов  $e_q[\sigma\tau]$ , значение которого оценивалось из подгонки расчетов к экспериментальным данным в области  $-Q_{pn} \leq 20$  МэВ. Приведенные на рис. 8 и 9 результаты получены для  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$ , что означает ослабление спин-изоспиновых переходов на 36 %. Именно такой фактор ослабления был получен и из рассмотрения угловых распределений для дискретных уровней. Необходимость близкого по величине фактора ослабления отмечена и в [13, 38].

Как видно из рис. 8 и 9, при  $\theta = 0^\circ$  фон мультипольных возбуждений с  $L > 0$  под ГТР довольно мал, однако он быстро нарастает с ростом угла. Наибольший вклад в фон дают спин-дипольные ( $L = 1$ ,  $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ ) переходы, которые формируют широкий резонанс в области  $-Q_{pn} \approx 20 \div 30$  МэВ. Структурные силовые функции для переходов различных мультипольностей для ядер  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  приведены в [10, 12]. По ним можно судить о распределении силы переходов по спектрам возбуждений и о предсказываемой теорией локализации различных спин-мультипольных зарядово-обменных резонансов.

\* Отметим, что приводимые здесь экспериментальные сечения для  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$  уменьшены на 10% по сравнению с данными [29] в соответствии с сообщением д-ра К. Годе и данными, приведенными в [13]. В [11, 12, 14, 15, 37] использовались неперенормированные экспериментальные данные.

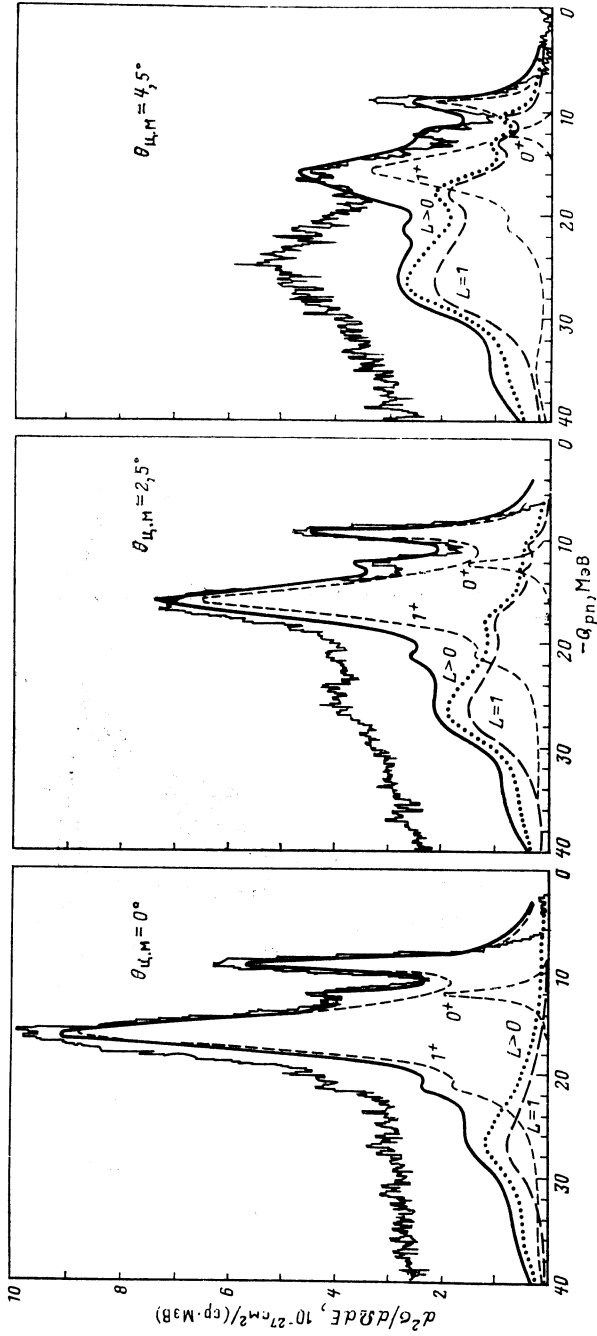


Рис. 8. Энергетические спектры нейтронов для реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 200$  МэВ. Расчеты проведены с переходными амплитудами ТКСФ при  $e_g [\text{от}] = 0,8$ . Показаны парциальные вклады  $1^+$ -переходов, ИАС ( $0^+$ ), спин-дипольных ( $L = 1$ ) переходов, суммарный фон переходов с  $L > 0$  и полное сечение (сплошные линии). Ренормированные экспериментальные данные [29] представлены д-ром К. Годе

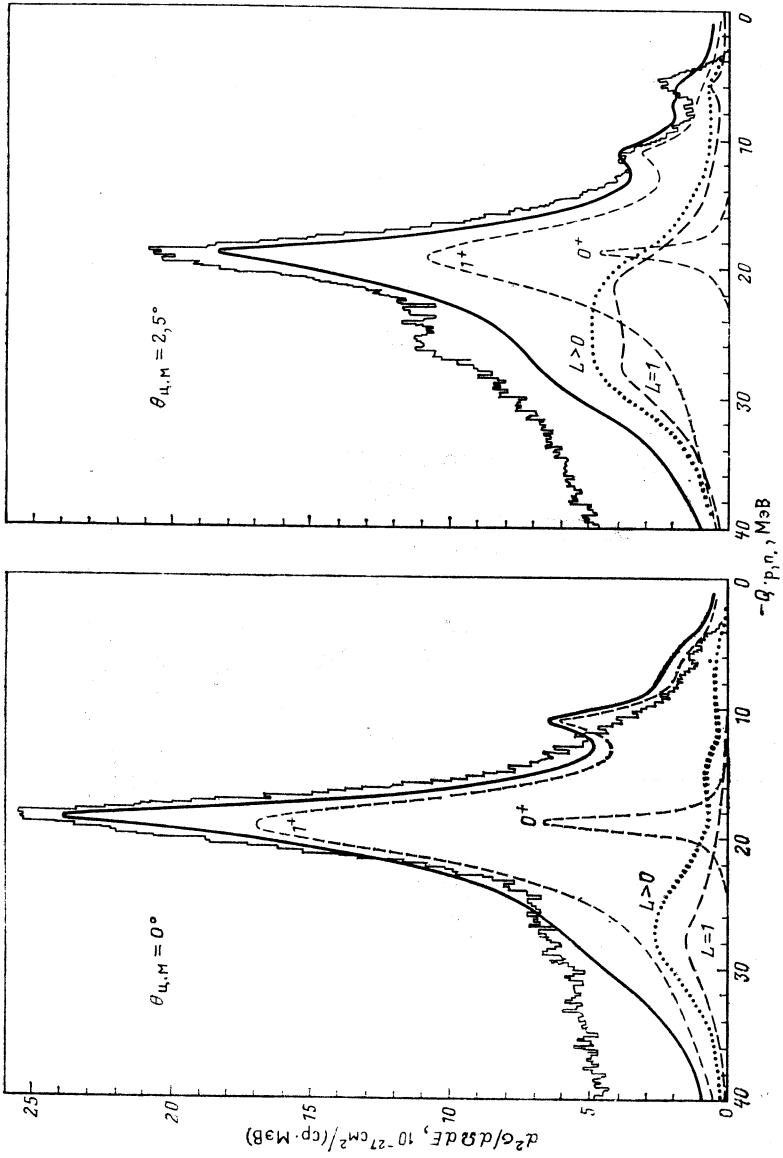


Рис. 9. То же, что на рис. 8, для реакции  $^{208}\text{Pb}(\rho, n)^{208}\text{Bi}$  при  $E_p = 200$  МэВ (из [16])

Количественные оценки интегральных вкладов в сечение переходов различных мультипольностей, а также полных сечений приведены в табл. 1 для  $^{90}\text{Zr}$ . Данные для  $^{208}\text{Pb}$  можно найти в [16]. Из

Таблица 1. Интегральные сечения (в ед.  $10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср) реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 200$  МэВ на различных участках спектра  $-\Delta Q_{pn}$ . Даны парциальные вклады для  $0^+$ ,  $1^+$  ( $L=0$ )- и  $L=1$  ( $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ )-переходов, суммарный вклад переходов с  $L > 0$ , полное сечение  $\sigma_t$ , а также отношения вкладов переходов без переворота спина  $\sigma(1-S)$  и с переворотом спина  $\sigma S$ . Экспериментальные данные предоставлены д-ром К. Гуде

$-\Delta Q_{pn}$ , МэВ	$\sigma(0^+)$	$\sigma(1^+)$	$\sigma(L=1)$	$\sum_{L>0} \sigma(L)$	$\frac{\sigma(1-S)}{\sigma S}$	$\sigma_t$	
						Теория	Эксперимент
$\theta_{ц. м} = 0^\circ$							
0—20	3,5	54,4	1,6	3,5	0,64	61,4	71
0—25	3,6	60,0	3,8	7,2	0,63	70,8	88
0—40	3,9	63,2	8,7	16,5	0,64	83,6	13 <sup>)</sup>
$\theta_{ц. м} = 2,5^\circ$							
0—20	2,7	40,3	7,4	9,1	0,70	52,1	51
0—25	2,8	44,6	13,1	16,2	0,69	63,6	71
0—40	3,0	47,5	22,6	3 <sup>)</sup> ,4	0,68	80,9	116
$\theta_{ц. м} = 4,5^\circ$							
0—20	1,5	21,0	13,3	15,6	0,81	38,1	37
0—25	1,6	23,5	22,3	26,4	0,80	51,5	59
0—40	1,7	26,0	36,2	46,6	0,77	74,3	113

приводимых данных видно, что при  $e_q [\sigma] \approx 0,8$  получается разумное согласие (с учетом по крайней мере 10 %-ной погрешности экспериментальных данных и неопределенности того же порядка в расчетах из-за выбора параметров оптического потенциала) расчетов с экспериментальными интегральными сечениями в интервале  $0 \leq -Q_{pn} \leq 25$  МэВ. Аналогичный вывод получен для  $^{208}\text{Pb}$  и для  $^{48}\text{Ca}$  в [16, 38, 40].

Любопытно отметить также, что при  $e_q [\sigma] = 1$  во всех этих ядрах вычисленные интегральные сечения согласуются с экспериментальными уже во всем рассмотренном интервале  $0 \leq -Q_{pn} \leq 40$  МэВ, т. е. в случае перемещения излишнего сечения из низкоэнергетической области в область выше ГТР. Естественным механизмом такого перемещения являются процессы многопарного возбуждения и их связь с ЧД-возбуждениями, как это следует из многочисленных качественных расчетов [19] и из результатов недавних расчетов спектров реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 200$  МэВ с учетом  $2p2h$ -возбуждений [47]. До некоторой степени эти соображе-

ния дают основание сомневаться в необходимости привлечения ненуклонных степеней свободы для объяснения эффекта ослабления силы низкоэнергетических ГТ-переходов.

Отметим, что роль  $(2p, 2h)$ -возбуждений не сводится только к перераспределению силы переходов по спектру. Примеси таких возбуждений в основном состоянии (не включенные через корреляции в методе СФ) приводят к появлению дополнительной силы переходов (например, ГТ-переходов из заполненных  $LS$ -оболочек в ядрах с  $N = Z$ ) в обеих ветвях возбуждений с  $\Delta T_z = \pm 1$ , хотя при этом правило сумм (12) не меняется. Численные оценки дополнительной силы ГТ-переходов и ее локализации в спектре возбуждений проводились в [48] для спиново-насыщенных ядер с  $N = Z$ , в которых в приближении СФ практически отсутствуют ГТ-переходы. Грубая оценка составляет величину порядка нескольких единиц силы ГТ-переходов. Эти переходы локализованы в сплошном спектре в окрестности  $E_x \sim \epsilon_F$ . Представляет большой интерес экспериментальный поиск ГТ-переходов в сплошном спектре, например, ядра  $^{40}\text{Ca}$  с помощью  $(p, n)$ -либо  $(n, p)$ -реакций. В ядрах с  $N > Z$  дополнительную силу ГТ-переходов, обусловленную корреляциями в основном состоянии, можно искать в реакции типа  $(n, p)$ .

В заключение этого раздела заметим, что  $e_q [\sigma\tau] = 0,8$  представляет собой верхнюю оценку, полученную в предположении, что в интервале  $0 < -Q_{pn} \leq 25$  МэВ вклад в сечение реакции многоступенчатых процессов отсутствует. Качественные оценки вклада двухступенчатых процессов в реакции  $^{90}\text{Zr} (p, n)$  при  $E_p = 200$  МэВ были проведены в [49] и был сделан вывод о малости вклада таких процессов при  $\theta = 0^\circ$  в интегральное сечение ( $\leq 5\%$ ), по крайней мере в области  $-Q_{pn} \leq 25$  МэВ.

**Передача спиновой поляризации в реакциях  $\vec{p}, \vec{n}$ .** Исследования ядер в реакциях с поляризованными протонами в последние годы приобретают все большее значение для понимания природы спиновых мод возбуждений. Во всяком случае на эти исследования возлагаются надежды по детальной классификации и установлению квантовых чисел узких резонансов в сплошном спектре, а также по мультипольному разложению широких резонансных структур или гладкого фона в инклюзивных спектрах. В частности, все еще остается под вопросом, каков вклад ГТ-переходов в сплошном спектре выше ГТР. Есть надежда идентифицировать отдельные ветви спин-дипольного резонанса с  $J^\pi = 0^-, 1^-$  и  $2^-$ . Представляет большой интерес выяснить глобальное соотношение вкладов в наблюдаемые спектры переходов аномальной четности (спин-флиповых) и переходов без переворота спина и ряд других вопросов. Исследования с поляризованными пучками ядерных возбуждений с известной структурой позволяют получать важные сведения об отдельных компонентах эффективных нуклон-ядерных взаимодействий.

Что касается реакций  $(\vec{p}, \vec{n})$ , то эти исследования только развора-

чиваются и получены первые данные о коэффициентах передачи спиновой поляризации  $D_{NN}$  ( $\theta = 0^\circ$ ) в [32, 33]. В [50] был проведен теоретический анализ наблюдаемых распределений  $D_{NN}$  в рамках подхода [13]. Микроскопическая модель ( $p, n$ )-реакций [11, 12, 39] использована нами для анализа имеющихся экспериментальных данных, и полученные результаты обсуждаются ниже и сравниваются с результатами [50].

Общее определение коэффициентов передачи спиновой поляризации  $D_{ij}$  приведено в приложении. Коэффициенты передачи  $D_{NN}$  ( $\theta = 0^\circ$ ) связывают между собой поляризацию вылетающих вперед нейтронов  $p_f$  с поляризацией  $p_i$  налетающих протонов:

$$p_f = D_{NN}(\theta) p_i. \quad (13)$$

Иногда используют вероятность переворота спина  $S = (1/2) \times (1 - D_{NN})$ , с помощью которой полное «неполяризованное» сечение  $\sigma$  разделяется на сечения реакции с переворотом спина  $\sigma S$  и сечение без переворота спина  $\sigma(1 - S)$ , так что  $\sigma D_{NN} = \sigma(1 - S) - \sigma S$ . Физический интерес к величинам  $D_{NN}$  связан с тем, что они принимают характеристические значения для состояний различных моментов и четности  $J^\pi$ . В частности, в приближении плоских волн получены следующие оценки [51] для переходов, сопровождающихся конкретной передачей моментов  $L, S, J$ :

$$D_{NN}(0) = \begin{cases} +1, & S=0; \\ 0, & S=1, L=J; \\ -J/(2J+1), & L=J-1; \\ -(J+1)/(2J+1), & L=J+1. \end{cases} \quad (14)$$

Таким образом, при возбуждении  $0^+$ -состояний  $D_{NN} = +1$ , для  $0^-$ -возбуждений  $D_{NN} = -1$ , для  $1^+$ -возбуждений (в том числе ГТР)  $D_{NN} = -1/3$  и т. д. Учет искажений, конечно, изменяет эти характеристические значения, однако, как показали численные расчеты в DWIA, не кардинальным образом.

Несколько сложнее оказывается ситуация в сплошном спектре, где на одном энергетическом интервале дают вклад в сечение переходы различных мультипольностей. В этом случае измеряют энергетические распределения  $\sigma S$  и  $\sigma(1 - S)$  и коэффициенты  $D_{NN}$  получают усреднением спектров по участкам порядка 1 МэВ:

$$D_{NN} = \{\Delta(\sigma(1 - S)) - \Delta(\sigma S)\} / \Delta\sigma, \quad (15)$$

где  $\Delta\sigma$  — полное «неполяризованное» сечение на рассматриваемом энергетическом участке [33].

Теоретические распределения  $\sigma S$  и  $\sigma(1 - S)$  строились так же, как и «неполяризованные» распределения  $\sigma$ , описанные в предыдущем разделе, т. е. сверткой дискретных сечений с функциями Брейта — Вигнера. Затем получались непрерывные распределения  $D_{NN}(\theta)$  согласно уравнению (15).

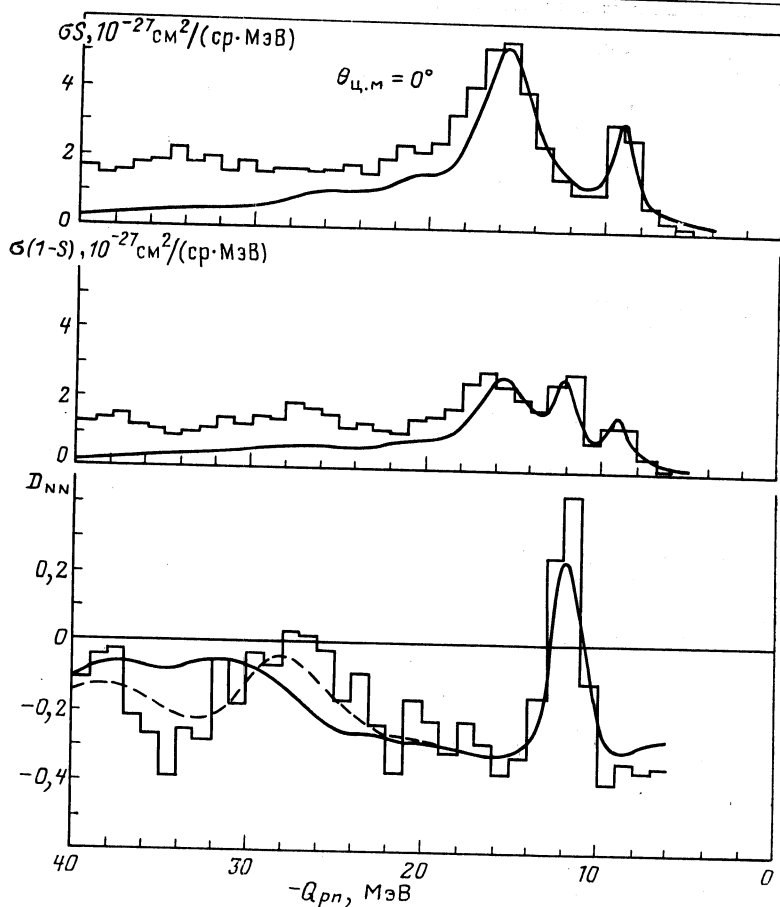


Рис. 10. Энергетические распределения нейтронов в реакции  $^{90}\text{Zr}(\vec{p}, \vec{n})^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 160$  МэВ и  $\theta = 0^\circ$ . Показаны сечения с переворотом спина  $\sigma_S$ , без переворота спина  $\sigma(1-S)$  и коэффициенты передачи поперечной поляризации  $D_{NN}$ . Экспериментальные данные (гистограммы) из [33], расчеты (сплошные линии) проведены при  $\epsilon_g[\sigma] = 0,8$ . Пунктирная линия соответствует расчету со сдвигом  $0^-$ -резонанса в область  $-Q_{pn} = 32$  МэВ

Результаты расчетов для реакции  $^{90}\text{Zr}(\vec{p}, \vec{n})^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 160$  МэВ вместе с экспериментальными данными [33] приведены на рис. 10. Расчеты выполнены с использованием  $t$ -матричного  $NN$ -взаимодействия [22] и оптического потенциала [42].

В низкоэнергетическом интервале  $-Q_{pn} \lesssim 20$  МэВ теория хорошо воспроизводит наблюдаемые в  $\sigma_S$ - и  $\sigma(1-S)$ -спектрах резонансные структуры, связанные с возбуждением низколежащего  $1^+$ -состояния ( $-Q_{pn} \approx 9$  МэВ), изobar-аналогового  $0^+$ -состояния

( $-Q_{pn} \approx 12$  МэВ) и ГТР в окрестности  $-Q_{pn} \approx 16$  МэВ. Расчеты проведены при  $e_q [\sigma\tau] = 0,8$ , и полученное согласие с экспериментальными данными свидетельствует о необходимости ослабления спин-изоспиновых переходов в области  $-\theta_{pn} \lesssim 20$  МэВ. Выше по энергии возбуждений спектры не имеют ярко выраженных структур, экспериментальные сечения систематически превышают расчетные. Количественные характеристики спектров в виде интегральных сечений на различных энергетических интервалах приведены в табл. 2. Важно отметить, что в низкоэнергетичес-

Т а б л и ц а 2. Интегральные сечения реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 160$  МэВ (обозначения — см. табл. 1)

$-\Delta Q_{pn}$ , МэВ	$\sigma(0^+)$	$\sigma(1^+)$	$\sigma(L=1)$	$\frac{\Sigma\sigma(L)}{L > 0}$	$\sigma_t$		$\sigma(1-S)/\sigma S$	
					Теория	Эксперимент [33]	Теория	Эксперимент [33]
$\theta_{п.м} = 0^\circ$								
0-10	0,4	10,1	0,3	1,0	11,5	10,3	0,58	0,50
0-20	4,3	48,4	1,9	4,5	57,2	62,0	0,64	0,67
0-40	5,1	56,4	10,0	20,4	81,9	125,0	0,66	0,71
$\theta_{п.м} = 6^\circ$								
0-10	0,1	3,0	1,6	2,3	5,4	—	0,73	—
0-20	1,4	14,7	13,4	16,7	32,8	—	0,79	—
0-40	1,8	18,7	34,4	48,5	69,0	—	0,82	—

ких интервалах теория хорошо описывает не только полное сечение, но и правильно воспроизводит соотношение вкладов переходов с переворотом и без переворота спина. Характерно, что при  $E_p = 160$  МэВ (как и при  $E_p = 200$  МэВ, см. табл. 1) отношение вкладов переходов без переворота спина и переходов с переворотом спина  $\sigma(1-S)/\sigma S$  составляет  $\approx 2/3$  при  $\theta = 0^\circ$ . Аналогичный результат получен и для  $^{48}\text{Ca}$  (см. табл. 3). Это отношение, однако, заметно растёт с ростом  $\theta$ , что было бы интересно проверить экспериментально.

Отметим, что, как и в случае  $E_p = 200$  МэВ, при  $e_q [\sigma\tau] = 1$  полное интегральное сечение  $\sigma_t$  в интервале  $0 \leq -Q_{pn} \leq 40$  МэВ при  $\theta = 0^\circ$  составляет примерно  $120 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср, что согласуется с экспериментальным значением, приведенным в табл. 2.

Поведение  $D_{NN}(0^\circ)$ , показанное на рис. 10, обнаруживает характерные особенности возбуждений на различных участках спектра. В области  $0 \leq -Q_{pn} \leq 10$  МэВ доминирует вклад низколежащего  $1^+$ -возбуждения, что и определяет значение  $D_{NN} \approx -0,3$ . В окрест-



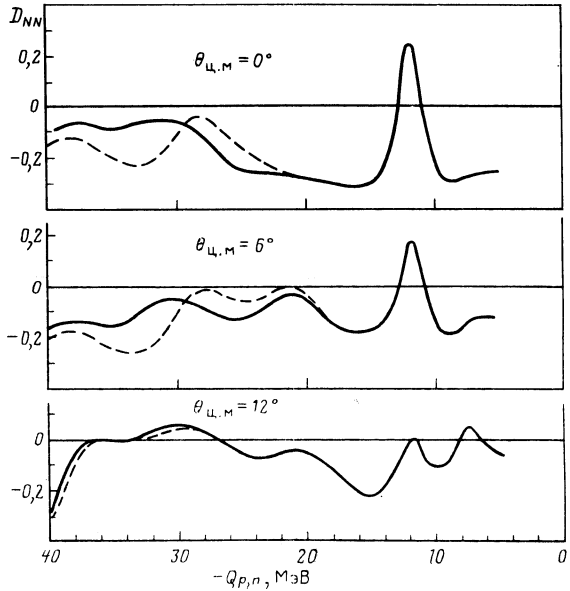
Таблица 3. Интегральные сечения реакции  $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$  при  $E_p = 134$  и  $160$  МэВ (обозначения — см. табл. 1). Расчеты приведены для  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$ . Экспериментальные данные для  $E_p = 134$  МэВ предоставлены д-ром Р. Мадей, а для  $E_p = 160$  МэВ — д-ром К. Года

$-\Delta Q_{pn}$ , МэВ	$\sigma(0^+)$	$\sigma(1^+)$	$\sigma(L=1)$	$\Sigma\sigma(L)$ $L > 0$	$\frac{\sigma(1-S)}{\sigma S}$	$\sigma_t$	
						Теория	Эксперимент
$E_p = 134$ МэВ, $\theta_{ц.м} = 0^\circ$							
0—5	0,2	9,0	—	0,7	0,50	9,9	10
0—15	5,7	50,1	1,1	3,2	0,63	59,0	72
0—40	6,5	60,4	8,5	17,5	0,64	84,4	136
$E_p = 134$ МэВ, $\theta_{ц.м} = 6^\circ$							
0—5	0,1	4,3	1,4	2,0	0,58	6,4	—
0—15	3,0	24,2	8,9	11,0	0,70	38,2	—
0—40	3,5	30,7	28,1	38,2	0,72	72,4	—
$E_p = 160$ МэВ, $\theta_{ц.м} = 0^\circ$							
0—5	0,1	10,3	—	0,8	0,51	11,2	11,3
0—15	5,0	59,9	1,0	2,9	0,62	67,8	81,6
0—40	5,5	71,7	7,9	15,9	0,63	93,1	154
$E_p = 160$ МэВ, $\theta_{ц.м} = 6^\circ$							
0—5	—	4,1	1,6	2,3	0,64	6,4	—
0—15	2,2	24,0	10,7	12,7	0,76	38,9	—
0—40	2,5	30,6	33,9	44,3	0,78	77,4	—

ности  $-Q_{pn} = 12$  МэВ происходит перекрытие ИАС и «хвоста» ГТР, что и приводит к существенному понижению усредненного значения  $D_{NN} \approx +0,3$  по сравнению с ожидаемым значением  $+1$  для изолированного  $0^+$ -возбуждения. В области ГТР ( $13 \leq -Q_{pn} \leq 20$  МэВ) теория прекрасно воспроизводит усредненное экспериментальное значение  $\bar{D}_{NN} = -0,29 \pm 0,03$  [33]. Фактически измерения  $D_{NN}(0^\circ)$  прямым образом показали малость вкладов переходов с  $L > 0$  в окрестности ГТР, что предсказывалось микроскопическими моделями.

Плато в распределении  $D_{NN}$  в интервале  $20 \leq -Q_{pn} \leq 26$  МэВ обусловлено влиянием «хвоста» ГТР и вышележащих  $1^+$ -возбуждений, а также конкуренцией вкладов спин-дипольных  $2^-$ - и  $0^-$ -резонансов и спин-квадрольных  $3^+$ -возбуждений, для которых  $D_{NN} < 0$ , и  $1^-$  ( $S=0$ )-возбуждений с  $D_{NN} > 0$ . Основная сила спин-

Рис. 11. Энергетические распределения  $D_{NN}(\theta)$  для реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 160$  МэВ. Обозначения, как на рис. 10



дипольных  $1^-$ -переходов ( $S = 1$ ) локализована согласно нашим расчетам в окрестности  $-Q_{pn} \approx 28$  МэВ, где в измеренном спектре появляется область с  $D_{NN} \approx 0$ . В окрестности  $-Q_{pn} \approx 27$  МэВ локализуется основная сила  $0^-$ -переходов, что и приводит к теоретическим значениям  $D_{NN} < 0$  в этой области. Однако если положение  $0^-$ -резонанса сдвинуть вверх по энергии до  $-Q_{pn} \approx 32$  МэВ, то заметно улучшается согласие расчетов с измеренным распределением во всей области  $-Q_{pn} > 25$  МэВ (см. пунктирную линию на рис. 10). Такая чувствительность распределения  $D_{NN}$  (при этом практически ничего не изменяется в распределениях  $\sigma S$  и  $\sigma(1 - S)$ ) позволяет надеяться использовать поляризационные характеристики для мультипольного анализа в сплошном спектре. Важную роль могут играть и распределения, измеренные на разных углах, так как их форма заметно меняется, как это следует из теоретических расчетов, приведенных на рис. 11. Видно, в частности, что распределения  $D_{NN}$  чувствительны к локализации  $0^-$ -резонанса только при малых углах. Например, уже при  $\theta_{ц.м.} = 12^\circ$  широкое плато с  $D_{NN} \approx 0$  в области  $26 \leq -Q_{pn} \leq 37$  МэВ в основном обусловлено вкладами  $2^+$ ,  $3^-$ - и  $4^-$ -возбуждений [в частности, область  $D_{NN} > 0$  в окрестности 30 МэВ связана со спин-квадрольным  $2^+$  ( $S = 1$ )-резонансом, для которого вычисленное значение  $D_{NN}(12^\circ) \approx \approx +0,6$ ].

Сравнивая полученные результаты с расчетами в [50], приходим к выводу о качественном согласии, хотя использованные структурные подходы довольно сильно различаются. В частности, приведенные в

[50] центроиды возбуждений аномальной четности  $0^-, 1^+$  ( $L = 2$ ),  $3^+$  заметно выше, чем в наших расчетах, из-за неучета однопионного обмена. Тем не менее сделан вывод о необходимости ослабления силы ГТ-переходов в низкоэнергетической области примерно на 25 %. В целом получены близкие распределения  $D_{NN}(\vec{0}^\circ)$ .

Аналогичные расчеты для реакции  $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$  выполнены нами при  $E_p = 134$  и  $160$  МэВ, и некоторые результаты приведены в [39, 40]. Энергетический спектр нейтронов при  $\theta = 0^\circ$  и поляриза-

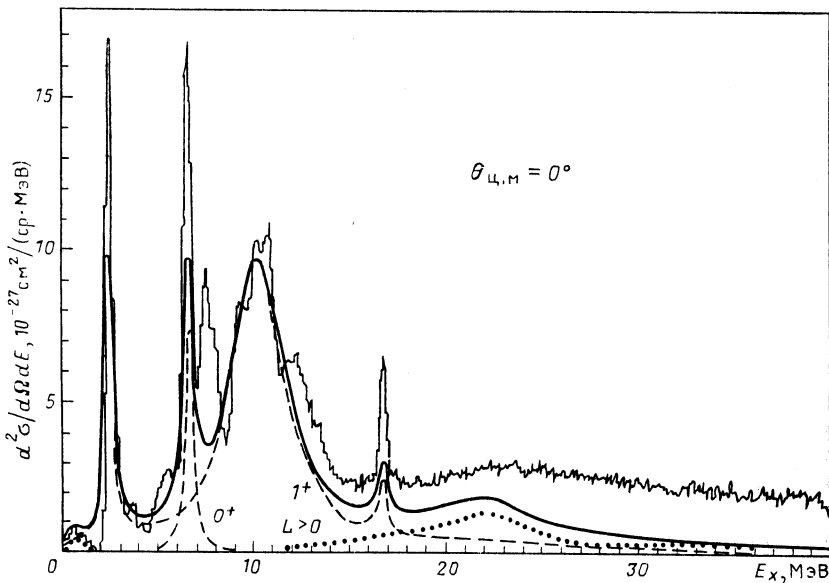


Рис. 12. Энергетические спектры нейтронов для реакции  $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$  при  $E_p = 134$  МэВ, рассчитанные с переходными плотностями ТКФС при  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$ . Показаны парциальные вклады  $1^+$ -переходов, ИАС ( $0^+$ ) суммарный вклад переходов с  $L > 0$ , а также полный спектр (сплошная кривая). Экспериментальные данные (ломаная линия) из [20]

ционные распределения показаны на рис. 12 и 13, где сравниваются с экспериментальными данными. Количественные характеристики спектров для  $E_p = 134$  и  $160$  МэВ при  $\theta = 0^\circ$  и  $6^\circ$  приведены в табл. 3.

Как и в других ядрах, в  $^{48}\text{Ca}$  при  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$  вычисленные энергетические спектры и интегральные сечения в низкоэнергетической области  $0 \leq -Q_{pn} \leq 15$  МэВ, включающей сильно фрагментированный ГТР, находятся в разумном согласии с экспериментальными (с учетом примерно 10 % погрешностей обоих). Конечно, детальная подгонка расчетов к экспериментальному спектру возможна только с учетом фрагментации (т. е. по крайней мере с учетом  $2p2h$ -возбуж-

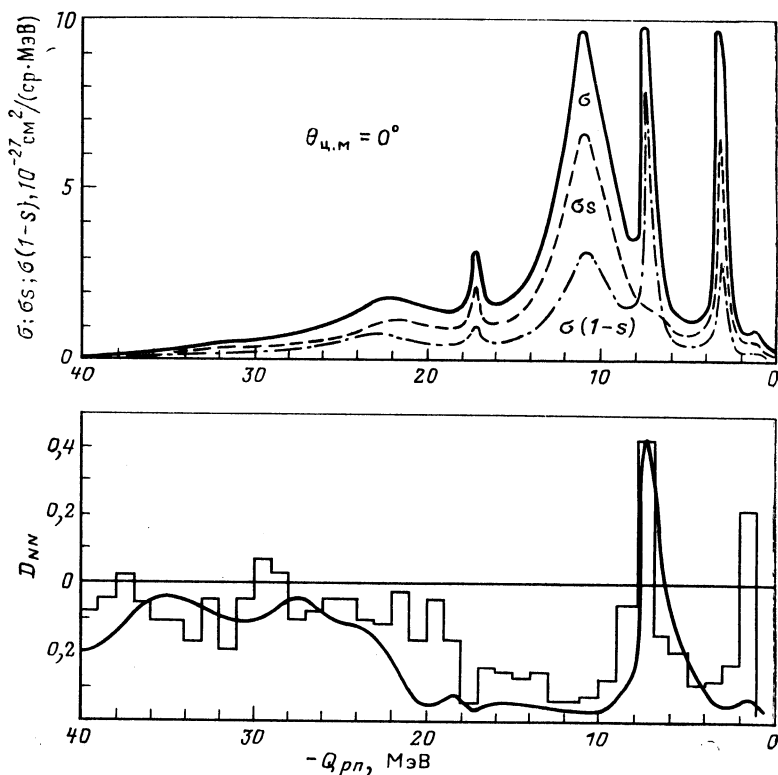


Рис. 13. То же, что на рис. 10, для реакции  $^{48}\text{Ca}(\vec{p}, \vec{n})^{48}\text{Sc}$  при  $E_p = 135$  МэВ. Полное сечение  $\sigma$  является суммой сечений  $\sigma_S$  и  $\sigma(1-S)$ . Экспериментальные данные по  $D_{NN}(0^\circ)$  из [131]

дений), но это не меняет вывода о необходимости ослабления силы низкоэнергетических переходов. Вычисленный вклад в сечение переходов с  $L > 0$  в этой области не превышает 5 % полного сечения при  $\theta = 0^\circ$ , однако он быстро возрастает с ростом  $\theta$ . Выше по энергии теоретические сечения систематически ниже экспериментальных, однако, как и в других ядрах, при  $e_q[\sigma] = 1$  вычисленные полные интегральные сечения  $\sigma_i(0^\circ)$  равны  $126 \cdot 10^{-27}$  и  $140 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{ср}$  соответственно для  $E_p = 134$  и  $160$  МэВ, что близко к экспериментальным значениям.

По приведенным на рис. 13 распределениям  $\sigma_S$  и  $\sigma(1-S)$  можно судить о доминирующем вкладе переходов с переворотом спина (во всей области энергии возбуждений, за исключением окрестности ИАС  $-Q_{pn} \approx 7$  МэВ).

Что касается распределения  $D_{NN}(0^\circ)$ , показанного на рис. 13, то прежде всего бросается в глаза различие расчетных и экспери-

ментальных значений в интервале  $-Q_{pn} = 1 \div 2$  МэВ. Согласно спектроскопическим данным [20] в этой области находятся дискретные уровни  $2^+$ ,  $3^+$  и  $7^+$  мультиплета ( $\pi f_{1/2}$ ,  $\nu f_{1/2}$ ) и  $2^-$ -возбуждение ( $E_x = 1,4$  МэВ). Для  $2^+$ -уровня расчет дает  $D_{NN}(0^\circ) \simeq 1$ , однако, как отмечалось выше, вычисленное сечение  $\sigma(2^+) \simeq 0,05 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср в несколько раз меньше приведенного в [20] значения для комплекса  $E_x \simeq 1,1$  МэВ. Для остальных состояний  $D_{NN}(0^\circ) < 0$ , причем в сечении доминирует вклад от уровня  $3^+$ , для которого вычисленное значение  $D_{NN}(0^\circ) = -0,55$ . В результате усреднения по всем состояниям теоретическое значение  $D_{NN}$  в интервале  $-Q_{pn} = 1 \div 2$  МэВ оказывается отрицательным. Для получения разумного согласия с экспериментальным значением  $D_{NN} \simeq 0,23$  необходимо примерно в 5 раз увеличить сечение возбуждения  $2^+$ -уровня, что пока представляет определенную трудность для теории.

Выше по энергии вычисленные распределения хорошо согласуются с экспериментальными в области ИАС и ГТР вплоть до  $-Q_{pn} \approx 18$  МэВ. Согласно расчетам в окрестности  $-Q_{pn} \approx 20$  МэВ значение  $D_{NN}$  в основном определяется влиянием «хвоста» ГТР и вкладами  $0^-$ - и  $2^-$ -резонансов. Спад  $D_{NN}$  по абсолютной величине при  $-Q_{pn} > 22$  МэВ обусловлен влиянием спин-дипольного  $1^-$  ( $S = 1$ )-резонанса при  $-Q_{pn} \approx 23$  МэВ, ряда фрагментированных  $2^+$ -резонансов,  $0^+$ -резонанса в окрестности  $-Q_{pn} \approx 28$  МэВ и ряда  $3^-$ -резонансов в окрестности  $-Q_{pn} \approx 35$  МэВ. Для всех этих резонансов  $D_{NN}(0^\circ) > 0$ . Конкурирующий с ними вклад дает высокоэнергетический «хвост» ГТР, фрагментированные  $3^+$ -резонансы, спин-квадрупольный  $1^+$  ( $L = 2$ )-резонанс в окрестности  $-Q_{pn} \approx 29$  МэВ и др.

Как и в случае  $^{90}\text{Zr}$ , распределение  $D_{NN}$  в  $^{48}\text{Ca}$  довольно заметно меняется при энергетическом сдвиге отдельных резонансов с сечением порядка  $10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср, в частности  $0^-$ -резонанса.

Наконец, отметим, что приведенные здесь распределения качественно согласуются с расчетами [50].

### 3. СПИНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В НЕЙТРАЛЬНОМ КАНАЛЕ

За последние годы новые важные данные о ядерных спиновых возбуждениях получены из реакций неупругого рассеяния  $\gamma$ -квантов, электронов, протонов и из других процессов, не сопровождающихся изменением зарядового состояния ядра-мишени, т. е. в нейтральном канале. Для описания таких возбуждений в терминах ТКФС необходима более детальная информация об амплитуде взаимодействия квазичастиц в ядре по сравнению со случаем зарядово-обменного канала, куда входит лишь ее изовекторная часть (7), (9). Фактически дело сводится к введению еще одной ферми-жидкостной константы  $g$ , характеризующей локальное спин-спиновое взаимодействие (8). До недавнего времени она была плохо известна, в частности, по той простой причине, что спиновая изоскалярная часть

магнитного оператора, включающая сумму магнитных моментов нейтрона и протона  $\mu_n + \mu_p$ , мала, и соответствующие состояния плохо возбуждаются во внешних электромагнитных полях. Действительно, на самоспряженных ядрах отношение вероятностей возбуждения изоскалярных и изовекторных магнитных переходов дается отношением  $(\mu_p + \mu_n - 1/2)^2 / (\mu_p - \mu_n)^2 \approx 6,5 \cdot 10^{-3}$  (правило Морпурго [52]).

Ранние оценки константы  $g$  основывались на расчетах магнитных моментов нечетных околомagicеских ядер и спектров состояний аномальной четности [53, 54]. Эти расчеты проводились в координатном представлении по той же схеме, что для заряженного канала, с полным учетом частично-дырочного континуума, но только в уравнение для эффективного поля (2) входили два пропагатора — для нейтронов и протонов, соответственно удваивалось и число полей, переходных потенциалов и плотностей. К сожалению, магнитные моменты слабо чувствительны к константе  $g$  в довольно широком интервале, а энергии рассмотренных в [53, 54] неколлективных состояний аномальной четности хотя и зависят от  $g$ , однако из-за сильного смешивания по изоспину не менее существенной оказывается их зависимость и от других параметров амплитуды ( $g'$  и  $\zeta_s^\pi$ ), так что эта задача оказалась многопараметрической. «Развязать» между собой изовекторную и изоскалярную части и надежно определить параметры зависящего от спинов эффективного взаимодействия удалось лишь после обнаружения коллективных  $M1$ -переходов в некоторых ядрах. Решающую роль в этом сыграли эксперименты по неупругому рассеянию протонов промежуточных энергий [55], резонансной флуоресценции поляризованных фотонов [56, 57], а также опыты с мечеными фотонами [58].

Экспериментальные данные о магнитных дипольных возбуждениях в средних и тяжелых ядрах были проанализированы в рамках ТКФС в [59, 60]. Прежде всего было независимо подтверждено, что положение  $1^+$ -состояний воспроизводится при тех же параметрах спин-изоспиновой амплитуды, которые были найдены из заряженного канала (в частности, по гамов-теллеровским резонансам), а константа локального спин-спинового взаимодействия оказалась при этом близкой к нулю:  $g = 0,05 \pm 0,10$ . Для иллюстрации на рис. 14 показано семейство кривых на плоскости  $(g, g')$ , для которых воспроизводятся энергии  $1^+$ -резонансов в ядрах  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Видно, что все кривые пересекаются в области, выделенной квадратиком  $1,0 \leq g' \leq 1,2$  и  $-0,1 \leq g \leq 0,1$ . Вывод о малости спин-спинового взаимодействия был сделан также в ряде других работ [61].

В табл. 4 представлены результаты расчета характеристик  $M1$ -резонансов при  $g = 0,04$ ,  $g' = 1,1$ ,  $\zeta_s = \zeta_s^\pi = 0,1$  и  $\zeta_l = -0,03$ . Приведенные вероятности получены из соотношения  $B(M1)^\dagger = = 3 \int e_q V_0 \rho_{tr}^{iq}(r) r^2 dr$ , где  $\rho_{tr}^{iq}(r)$  — компонента переходной плот-

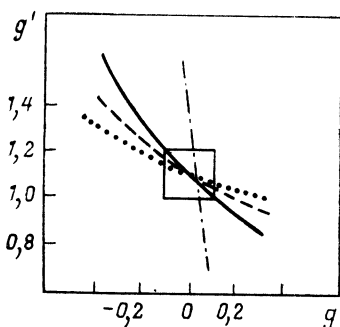


Рис. 14. Константы спин-изоспинового  $g'$  и спин-спинового  $g$  взаимодействий, отвечающие экспериментальному положению  $1^+$ -возбуждений в нейтральном канале (при  $\zeta_s^\pi = 0,1$ ):

сплошная кривая —  $M1$ -резонанс в  $^{48}\text{Ca}$  (10,23 МэВ); пунктирная — в  $^{90}\text{Zr}$  (8,9 МэВ); точечная — в  $^{208}\text{Pb}$  (7,6 МэВ); штрихпунктирная —  $1^+$ -возбуждение в  $^{208}\text{Pb}$  (5,84 МэВ)

ности с  $JLS = 101$ , а  $e_q V_0$  — спиновая часть эффективного  $M1$ -оператора, имеющая для протонов и нейтронов вид

$$\left. \begin{aligned} (e_q V_0)_p &= [\gamma_p - 1/2 - \zeta_s (\gamma_p - \gamma_n) + \zeta_l/2] \mu_0; \\ (e_q V_0)_n &= [\gamma_n + \zeta_s (\gamma_p - \gamma_n) - \zeta_l/2] \mu_0, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

где  $\gamma_p = 2,793$ ;  $\gamma_n = -1,913$ ;  $\mu_0 = e\hbar/2m_N c$ . Из таблицы видно, что положение резонансов, вероятности  $B(M1)\uparrow$  и сечения их возбуждения в реакции  $(p, p')$  при рассеянии на малые углы описываются вполне удовлетворительно, причем с теми же эффективными взаимо-

Таблица 4. Энергии и приведенные вероятности  $B(M1)\uparrow$  для  $M1$ -резонансов в различных ядрах, а также сечения их возбуждения  $(d\sigma/d\Omega)_{\theta=4^\circ}$  в реакции  $(p, p')$  при  $E_p = 201$  МэВ. В четвертой колонке в скобках указаны значения  $B(M1)\uparrow$  при  $e_q[\sigma\tau] = 1$ , а в пятой — доля оболочечного правила сумм (%). Экспериментальные данные — из [42, 56, 58, 62 — 65]

Ядро	$E_x$ , МэВ		$B(M1)\uparrow$ , $\mu_0^2$		$(d\sigma/d\Omega)_{\theta=4^\circ}$ , $10^{-27}$ см <sup>2</sup> /ср	
	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент
$^{48}\text{Ca}$	10,28	10,23±0,03	4,78 (8,46)	4,0±0,3 (≈ 33%)	5,0	3,6±0,3
$^{90}\text{Zr}$	8,89	8,9±0,2	6,49 (11,50)	≤ 2,6 (≤ 17%)	3,4	2,8±0,4
$^{208}\text{Pb}$	5,85	5,845±0,020	0,79 (0,94)	1,5±0,5	0,17	
	7,64	7,37—7,80 8,22—9,40	20,4 (36,4)	7,9±0,4 8,5±0,5 (≈ 30%)	1,4	—
$^{206}\text{Pb}$	—	≈ 7,5	—	19±2	—	—

действиями в спин-изоспиновом канале и с локальным зарядом  $e_q (\sigma\tau) = 0,8$ , которые были найдены из анализа  $(p, n)$ -данных. Заметим, что учет перенормировки локальной  $\sigma\tau$ -компоненты  $M1$ -оператора сильно уменьшает значения  $B(M1)\uparrow$ , вычисленные без локального заряда (указаны в скобках в четвертой колонке). Исключение, как и должно быть, составляет случай изоскалярного  $1^+$ -состояния с  $E_x = 5,85$  МэВ в  $^{208}\text{Pb}$ . Вообще говоря, локальная изоскалярная компонента спиновой части  $M1$ -оператора также перенормируется в ядерном веществе (в частности, из-за тензорных сил, с которыми оператор спина не коммутирует), что может повлиять на  $B(M1)\uparrow$  для чисто изоскалярных переходов. Анализ [66] изоскалярных магнитных моментов для нечетных зеркальных ядер с насыщенными по спину оболочками типа  $^{16}\text{O}$  или  $^{40}\text{Ca}$  плюс или минус один нуклон показывает, что локальный заряд  $e_q [\sigma]$  по отношению к спиновому полю также может заметно отличаться от единицы. В этих ядрах практически отсутствует эффект поляризации остова (часто называемый эффектом Аримы — Хори), и лишь учет спин-орбитальных взаимодействий, ведущих через самосогласованное поле к неортогональности волновых функций частиц и дырок, дает поправки масштаба 1—2 %. Полностью отсутствует вклад в изоскалярный магнитный момент от возбуждений  $\Delta$ -изобара — нуклонная дырка: изоспин  $\Delta$ -изобары равен  $3/2$ , а нуклона —  $1/2$ , так что их сумма не может быть нулем, и соответствующие конфигурации не возбуждаются изоскалярным полем. Вклад мезонных обменных токов оказывается несущественным (на уровне  $\leq 0,1$  %). Наиболее важную роль, как показано в [66], играет смешивание конфигураций во втором порядке теории возмущений по взаимодействию между нуклонами (в определенном смысле это означает учет состояний типа  $2p2h$ ). Оказывается, что поправки от этого эффекта составляют грубо от 20 до 60 % и носят нерегулярный характер, т. е. их нельзя свести, по крайней мере в ядрах с  $A = 15, 17$  и  $39, 41$ , к некоторой универсальной перенормировке. Скорее всего эти результаты указывают на то, что локальный заряд в изоскалярном спиновом канале содержит члены более сложной структуры, в частности тензорного типа  $\sim \lambda_t (\sigma\rho) \rho_\alpha/\rho^2$ , поскольку основной вклад в указанные поправки вносят тензорные корреляции. В изовекторном канале оценки на соответствующую константу дают ограничение  $\lambda'_i \leq 0,03$  [53, 67]. Вкладами таких членов в [53, 54] пренебрегалось.

В табл. 4 в пятой колонке приведены отношения полной наблюдаемой силы  $\sum B(M1)\uparrow$  в окрестности резонансов в данном ядре к оболочечному одночастичному правилу сумм:

$$B(M1)\uparrow_{s.p} = B\left(M1; l + \frac{1}{2} \rightarrow l - \frac{1}{2}\right) = \frac{6}{\pi} \tilde{\gamma}_\tau^2 \frac{l(l+1)}{2l+1} \mu_0^2, \quad (17)$$

где  $\tilde{\gamma}_p = \gamma_p - \frac{1}{2}$ ;  $\tilde{\gamma}_n = \gamma_n$ . Это правило сумм вычисляется от «голового»  $M1$ -оператора, т. е. при  $\zeta_s = \zeta_s^\pi = 0$  в формулах (16) для



спин-орбитальных переходов  $\nu f_{7/2}^{-1} \rightarrow \nu f_{5/2}^{-1}$  в  $^{48}\text{Ca}$ ,  $\nu g_{9/2}^{-1} \rightarrow \nu g_{7/2}^{-1}$  в  $^{90}\text{Zr}$  и как сумма от двух переходов  $\pi h_{11/2}^{-1} \rightarrow \pi h_{9/2}^{-1}$ ,  $\nu i_{13/2}^{-1} \rightarrow \nu i_{11/2}^{-1}$  в  $^{208}\text{Pb}$ . Наблюдаемая интегральная сила  $\sum B(M1)_{\uparrow}$  на уровне  $\approx 30\%$  этого правила сумм выглядит неожиданно малой, если сравнивать с интегральной силой  $\sigma$ -переходов  $\sum B(GT)$ , которая при  $e_q[\sigma] = 0,8$  составляет  $64\%$  от  $3(N - Z)$ . Нужно, однако, иметь

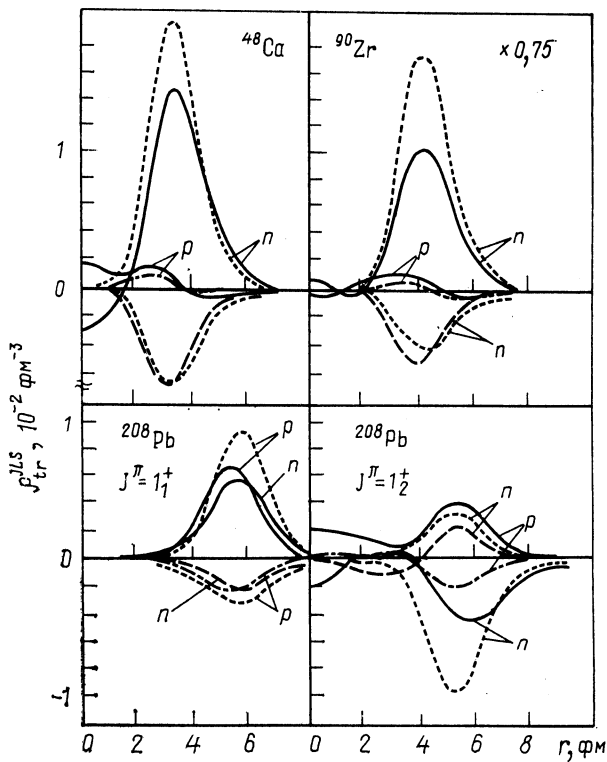


Рис. 15. Переходные плотности  $1^+$ -возбуждений в ядрах  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , вычисленные для чистых ЧД-конфигураций (точечные кривые) с включением взаимодействий ( $g' = 1,1$ ;  $g = 0,04$ ;  $\zeta_{ss}^{\pi} = 0,1$ );

сплошные кривые — нейтронные ( $n$ ) и протонные ( $p$ ) компоненты переходной плотности  $\rho_{\text{tr}}^{JLS}$  с  $L = J - 1 = 0$ , т. е.  $\rho_{n,p}^{101}$ ; пунктирные кривые —  $\rho_n^{121}$ ; штрихпунктирные —  $\rho_p^{121}$

в виду, что правило сумм (17) не является модельно независимым, и при включении эффективных взаимодействий отклонения от него могут быть значительными.

Радиальные компоненты переходных плотностей  $\rho_{\text{tr}}^{JLS}(r)$  ( $J = 1$ ,  $L = J \pm 1$ ,  $S = 1$ )  $1^+$ -возбуждений в ядрах  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$  представлены на рис. 15. Видно, что учет эффективных взаимодействий приводит к заметному изменению  $\rho_{\text{tr}}$ . В компонентах  $\rho_{\text{tr}}^{101}(r)$  появляются объемные части, отличные от нуля при  $r \rightarrow 0$ , обязанные примесям  $s \rightarrow s$ -переходов в непрерывный спектр, поверхностные же части сужаются и могут сдвигаться внутрь ядра. В целом в  $\rho_{\text{tr}}$  для  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и состояния  $1^+$  в  $^{208}\text{Pb}$  доминирует вклад соответствующих спин-орбитальных дублетов, дающих мощные  $M1$ -переходы в модели

оболочек без взаимодействия:  $\nu f_{7/2}^{-1} \rightarrow \nu f_{5/2}^{-1}$  в  $^{48}\text{Ca}$ ,  $\nu g_{9/2}^{-1} \rightarrow \nu g_{7/2}^{-1}$  в  $^{90}\text{Zr}$  и  $\pi h_{11/2}^{-1} \rightarrow \pi h_{9/2}^{-1}$  для  $1_1^+$ -состояния в  $^{208}\text{Pb}$ . Протонные компоненты  $\rho_{\text{tr}}^{1_1^+}(r)$  для  $M1$ -резонансов в первых двух ядрах, генерируемые эффективным взаимодействием, малы по сравнению с нейтронными (учет спаривания в протонной подсистеме в  $^{90}\text{Zr}$  не меняет, по существу, этого утверждения, хотя и приводит к появлению дополнительных протонных переходов и к некоторой фрагментации  $M1$ -силы [61]). Иная ситуация в  $^{208}\text{Pb}$ , где имеется еще один дублет  $\nu i_{13/2}^{-1} \rightarrow \nu i_{11/2}^{-1}$ ; здесь нейтронные и протонные компоненты  $\rho_{\text{tr}}(r)$  сравнимы как для  $1_1^+$ -состояния, так и для  $M1$ -резонанса, который получается в наших расчетах при  $E_x = 7,6$  МэВ и имеет при  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$  приведенную вероятность  $B(M1)\uparrow = 20,4 \mu_0^2$ . Из рис. 15 видно, что состояние  $1_1^+$  имеет преимущественно изоскалярный характер — протонная и нейтронная компоненты  $\rho_{\text{tr}}(r)$  одинаковы по знаку, а  $M1$ -резонанс, напротив, обладает изовекторным характером — компоненты  $\rho_{\text{tr},n}$  и  $\rho_{\text{tr},p}$  имеют максимумы на поверхности и разные знаки. Различная изотопическая структура приводит к тому, что, хотя все компоненты  $\rho_{\text{tr}}$  не сильно различаются по абсолютному значению, вероятность  $B(M1)\uparrow$  для  $M1$ -резонанса существенно выше, чем для  $1_1^+$ -состояния; аналогичный вывод, как вытекает из табл. 4, можно сделать и для сечений их возбуждения в реакции  $(p, p')$  при промежуточных энергиях.

Примеры расчета сечений возбуждения рассматриваемых  $1^+$ -состояний в сравнении с имеющимися экспериментальными данными при  $E_p = 201$  МэВ [42, 63, 64] приведены на рис. 16 [60]. В этих расчетах использовалась параметризация  $t$ -матрицы при  $E_p = 210$  МэВ из [22] (без тензорных и спин-орбитальных компонент) и оптические потенциалы из [42, 63, 65]. Кривые, показанные крестиками, — расчет для указанных на рисунке чистых ЧД-конфигураций, сплошные кривые — расчет с переходными плотностями, полученными при  $g = 0,04$ ,  $g' = 1,1$ ,  $\zeta_s = 0,1$ , штрихпунктирные кривые — расчет с теми же константами, но  $\zeta_s = 0$  (т. е. при  $e_q[\sigma\tau] = 1$ ), пунктирные кривые — при  $g = 0,04$ ,  $g' = 1,0$ ,  $\zeta_s = \zeta_p^* = 0,1$ , и, наконец, точечные кривые — при тех же константах, но с  $\zeta_s = 0$ . По форме угловые распределения во всех вариантах подобны друг другу, но абсолютные значения сечений различаются. Учет эффективных взаимодействий уменьшает сечения по сравнению с расчетами с чистыми конфигурациями, а введение фактора ослабления спин-изоспиновых вершин  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$  ( $\equiv 1 - 2\zeta_s$ ) приводит к дальнейшему уменьшению теоретических сечений в сторону сближения с экспериментом, как это видно на примере  $M1$ -резонансов в  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{48}\text{Ca}$ . Разумное описание сечений достигается в области малых углов  $\theta \lesssim 10^\circ$ , а расхождение при больших углах связано, по-видимому, с пренебрежением тензорными компонентами  $t$ -матрицы. Уменьшение константы  $g'$  от 1,1 до 1,0 означает относительное возрастание роли однопионного притяжения и, как видно из сравнения сплошных и пунктирных кривых, это приводит к росту сечений в области второго максимума при

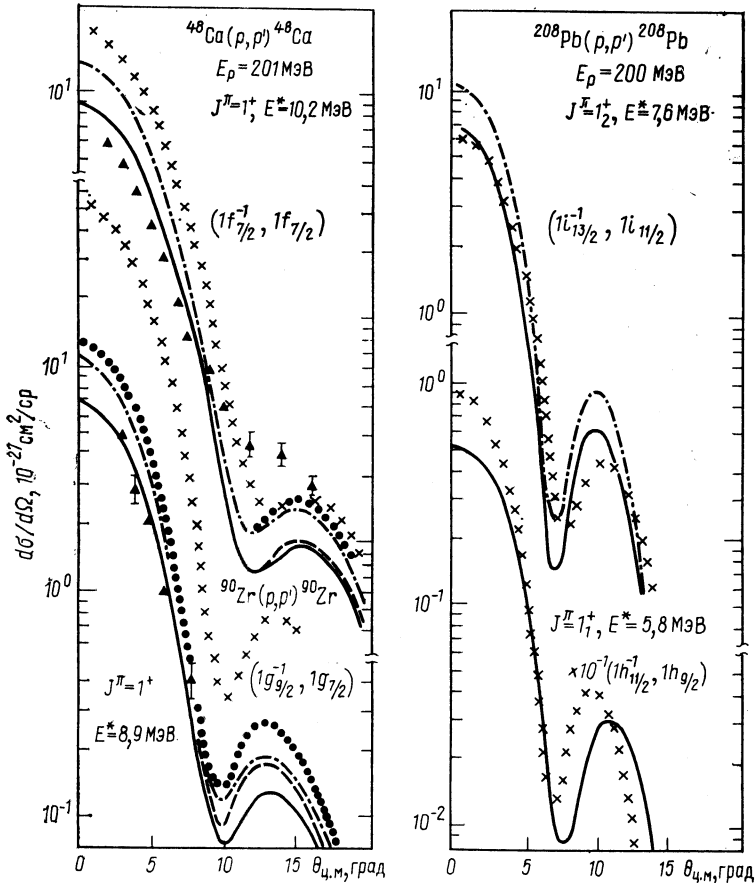


Рис. 16. Угловые распределения протонов из реакций  $(p, p')$  при  $E_p = 204$  МэВ на  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$  с возбуждением  $M1$ -резонансов и состояния  $1^+$  в  $^{208}\text{Pb}$  (см. текст)

$\theta \approx 12 \div 15^\circ$ ; при дальнейшем уменьшении  $g'$  этот максимум возрос бы еще сильнее, что означало бы появление предкритического эффекта при приближении к точке  $\pi$ -конденсатной неустойчивости [54]. Расхождение с экспериментом для  $^{48}\text{Ca}$  в этой области углов объясняется, скорее всего, не этим эффектом, а вкладом других состояний ( $2^-$ ,  $3^+$ ), находящихся рядом с рассматриваемым  $M1$ -резонансом [60], а также неполнотой учета различных компонент  $t$ -матрицы.

Особый интерес представляет гигантский  $M1$ -резонанс в  $^{208}\text{Pb}$ . До сих пор его статус не вполне определен. Ситуация стала проясняться лишь в самое последнее время, особенно в связи с недавним экспериментом [58], в котором с помощью усовершенствованной техни-

ки меченых фотонов впервые измерено распределение  $M1$ -силы в  $^{206}\text{Pb}$ . В этом ядре порог испускания нейтронов (8,1 МэВ) заметно выше, чем в  $^{208}\text{Pb}$  (7,4 МэВ), что в конечном счете и определило успех эксперимента, поскольку при энергиях выше этого порога исследование упругого рассеяния  $\gamma$ -кванов сильно затрудняется из-за конкуренции со стороны открытого нейтронного канала. Найдено, что суммарная сила  $\sum B(M1)\uparrow$  в диапазоне  $E_x$  от 6,5 до 8,1 МэВ в  $^{206}\text{Pb}$  составляет  $(19 \pm 2) \mu_0^2$ , а ее распределение имеет центроид при  $E_x \approx 7,5$  МэВ и ширину  $\Gamma \approx 1$  МэВ. Так как при переходе от  $^{208}\text{Pb}$  к  $^{206}\text{Pb}$  оболочки, на которых «строится»  $M1$ -резонанс, практически не затрагиваются, то следует ожидать, что его характеристики в обоих ядрах будут близкими. Приведенные в табл. 4 результаты расчета и данные эксперимента полностью соответствуют этим ожиданиям. Близкие теоретические результаты ( $E_x \approx 7,5$  МэВ,  $B(M1)\uparrow \approx 20\mu_0^2$ ) были получены также в [68] в подходе, явно учитывающем связь  $1p1h$  и  $2p2h$  возбуждений и вклад конфигураций  $\Delta$ -изобара — нуклонная дырка. Связь со сложными состояниями приводит к фрагментации силы  $M1$ -переходов, и результирующее распределение имеет ширину около 1 МэВ, что находится в качественном согласии с экспериментом. Исследование фрагментационных эффектов для  $M1$ -переходов в  $^{206}\text{Pb}$  проведено также в [69] в рамках квазиэлектронно-фононной модели и получено более детальное описание экспериментальных данных. Там же было рассмотрено изоскалярное  $1^+$ -состояние в  $^{206}\text{Pb}$ , расположенное практически при той же энергии  $E_x$ , что и в  $^{208}\text{Pb}$ . Однако поскольку плотность низколежащих состояний при одних и тех же  $E_x$  в  $^{206}\text{Pb}$  выше, чем в  $^{208}\text{Pb}$ , то эффекты фрагментации оказываются важными и для изоскалярного  $1^+$ -состояния в  $^{206}\text{Pb}$ , что приводит к уменьшению в 1,5—2 раза сечений его возбуждения в реакции ( $d$ ,  $^3\text{He}$ ) и в неупругом рассеянии электронов. Эффекты фрагментации  $M1$ -силы за счет связи с низколежащими фонами рассмотрены также в [70] для ядер  $^{40,48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Из-за замкнутости оболочек в  $^{40}\text{Ca}$   $M1$ -возбуждения на уровне приближения случайных фаз отсутствуют, но при учете связи простых ЧД-возбуждений с коллективными поверхностными состояниями они появляются, и полученные характеристики  $M1$ -переходов хорошо коррелируют с экспериментальными данными. Для согласования значений  $B(M1)\uparrow$  с экспериментом используются эффективные магнитные операторы (со спиновыми гиромангнитными отношениями  $g_s^{\text{eff}}/g_s^{\text{free}} = 0,8$  в [69] и при  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$  в [70]).

Обратим внимание также на две только что появившиеся работы [128, 129], посвященные экспериментальному исследованию  $M1$ -состояний в ядрах. В первой работе с помощью техники меченных поляризованных фотонов измерены характеристики  $M1$ -резонанса в  $^{90}\text{Zr}$ . Обнаружено, что  $M1$ -переходы в этом ядре распределены в интервале энергий  $E_x = 8,1 \div 10,5$  МэВ и имеют суммарную вероятность  $\sum B(M1)\uparrow = 6,7 \mu_0^2$ , что хорошо согласуется с теоретическими

значениями, приведенными в табл. 4. Во второй работе с помощью неупругого рассеяния протонов и дейтронов изучены свойства  $1^+$ -состояния с  $E_x = 5,846$  МэВ в  $^{208}\text{Pb}$ . Установлен изоскалярный характер этого состояния и показано отсутствие сколько-нибудь заметного влияния тензорных корреляций на его переходную плотность. Все эти данные можно рассматривать как подтверждение применимости ТКФС для описания свойств низкоэнергетических ядерных возбуждений.

Остановимся подробнее на сопоставлении результатов анализа свойств спиновых возбуждений в нейтральном и в заряженном каналах, включив в рассмотрение  $\beta$ -распадные данные. В этой связи обсудим выполненные недавно расчеты на основе ТКФС периодов полураспада уникальных  $\beta$ -переходов первого запрета в ядрах с массовыми числами вблизи  $A \approx 40$  и  $A \approx 90$  [71] (их можно трактовать как спин-дипольные возбуждения с  $J^\pi = 2^-$ ). В этих немагнитических ядрах волновые функции нуклонов в незаполненной оболочке описывались в схеме сеньорити с использованием эмпирических парных матричных элементов, извлеченных из анализа спектров низколежащих уровней и из разностей энергий связи. Матричный элемент  $\beta$ -распада представлялся в виде произведения двух факторов, один из которых определяется конфигурационным смешиванием в незаполненной оболочке, а другой — одночастичный матричный элемент от эффективного  $\beta$ -распадного поля (2), уравнение для которого решалось в координатном представлении с полным учетом ЧД-континуума и со взаимодействием (9), т. е. с применением такой же техники вычислений, которая использовалась в структурных расчетах при анализе реакций ( $p, n$ ), ( $^6\text{Li}, ^6\text{He}$ ) и ( $p, p'$ ). Первый фактор довольно нерегулярен и даже для соседних ядер может меняться на порядок. Второй фактор, как было показано еще в ранней работе [72], сравнительно устойчив и зависит в основном от параметров эффективного взаимодействия. Еще один важный фактор, входящий в виде общего множителя в матричный элемент перехода, — локальный заряд  $e_q [\sigma\tau]$ , для которого в соответствии с [10] было принято значение  $e_q [\sigma\tau] = 0,8$ . В результате удалось хорошо описать все известные уникальные  $\beta$ -переходы в исследованной области массовых чисел: при нулевом среднем отклонении среднеквадратичный разброс в значениях  $\lg ft$  примерно для 20 переходов не превышает 0,1. Таким образом,  $\beta$ -распадные характеристики воспроизводятся при тех же параметрах эффективного взаимодействия и при том же локальном заряде  $e_q [\sigma\tau]$ , которые были определены из ( $p, n$ ) данных и которые не противоречат данным по  $M1$ -возбуждениям в нейтральном канале. Значение  $e_q [\sigma\tau] = 0,8$  указывает на то, что в ядерном веществе отношение аксиальной и векторной слабой констант становится практически равным единице:  $G_A/G_V = 1$  (в пустоте  $g_A/g_V \approx 1,25$ ). В полном согласии с этим выводом находится «модельно независимый» анализ  $\beta$ -переходов и магнитных моментов в зеркальных ядрах с массовыми числами от  $A = 3$  до  $A = 43$  [73], который

дал для этого отношения  $G_A/G_V = 1,00 \pm 0,02$  (см., однако, [74], где этот анализ был подвергнут критике). В некотором количественном несогласии с этими результатами находятся выводы работ группы ЛИЯФ [75], в которых из обработки данных по  $\beta$ -распаду ядер в области  $A \approx 150$  (вблизи кандидата в «новое дважды магическое» ядро  $^{146}\text{Gd}$ ) было получено  $G_A/G_V = 0,7 \pm 0,1$ , т. е. для локального заряда диапазон  $e_q [\sigma\tau] = 0,50 \div 0,65$ . Отметим также работу [76], в которой из анализа ГТ-переходов в ядрах вблизи  $^{100}\text{Sn}$  и  $^{146}\text{Gd}$  получена оценка  $G_A/G_V \approx 1$ .

Кроме того, выполненная позднее группой ЛИЯФ обработка [130]  $\beta$ -распадных данных в ядрах вблизи  $^{146}\text{Gd}$  дала для этого отношения диапазон  $G_A/G_V = 0,7 \div 1, 0$ , верхняя граница которого не противоречит другим работам.

Тот факт, что вероятности возбуждения спиновых изовекторных состояний в нейтральном и в заряженном каналах для средних и тяжелых ядер удается непротиворечивым образом описать в рамках ТКФС при одинаковых локальных зарядах  $e_q [\sigma\tau_3] = e_q [\sigma\tau_{\pm}] \approx 0,8$ , заслуживает особого внимания. Дело в том, что вероятности  $B(ML)$  определяются векторным электромагнитным током  $V_\mu$ , а  $B(GT)$  — аксиальным слабым током  $A_\mu$ , и эффекты перенормировки соответствующих вершин, скажем, за счет обменных мезонных токов (которые в ТКФС эффективно считаются включенными в оператор локального заряда) для них в принципе различаются. Например, одна из наиболее важных поправок, связанная с пионной полюсной диаграммой (когда внешнее поле взаимодействует с пионом, которым обмениваются нуклоны), для аксиального тока  $A_\mu$  отсутствует из-за правил отбора по  $G$ -четности, но она присутствует в векторных вершинах  $\sim V_\mu$ . Существует общее утверждение, основанное на алгебре токов (или, что эквивалентно, — на киральной симметрии), что пионные обменные токи должны давать существенный вклад в магнитную часть векторного тока (в пространственную часть  $V_\mu$ ) и в аксиальный заряд (во временную часть  $A_\mu$ ), поскольку они того же порядка, что и амплитуда рождения мягких пионов ( $\sim 1/M$ , где  $M$  — масса нуклона), но в переходы электрического типа (временную часть  $V_\mu$ ) и ГТ-переходы (пространственную часть  $A_\mu$ ) вклад этих токов должен быть подавлен. В связи с возможностью усиления одних спиново зависящих внешних полей и подавлением других в некоторых работах была высказана гипотеза о ядре как о «киральном фильтре» [77]. Для легких ядер эта гипотеза подтверждается анализом процессов радиационного захвата тепловых нейтронов протонами  $n + p \rightarrow d + \gamma$  и электрорасщепления дейтрона при рассеянии электронов назад, в которых основную роль играет изовекторный  $M1$ -переход, а также анализом гамов-теллеровского  $\beta$ -распада тритона (см., например, обзор [78]). Однако в средних и в тяжелых ядрах  $M1$ - и ГТ-переходы, как было показано выше, можно описать с помощью эффективных операторов, перенормированных универсальным феноменологическим локальным зарядом в спин-

изоспиновом канале  $e_q [\sigma\tau]$ . Что же касается переходов типа  $0^+ \leftrightarrow 0^-$ , в которых важная роль принадлежит оператору аксиального заряда  $\sim \gamma_5$  (а в нерелятивистском приближении — матричному элементу  $\langle \sigma\tau_{\pm}/M \rangle$ ), то здесь гипотеза о ядерном киральном фильтре, по-видимому, подтверждается: для согласования теории с экспериментом этот матричный элемент должен быть усилен примерно в 1,5 раза [78]. Однако это не означает, что соответствующий локальный заряд нуклонных квазичастиц в ядре  $e_q [\gamma_5]$  должен быть таким же большим ( $\sim 1,5$ ), поскольку усиление поля  $V^0 \sim \sigma\tau$  может быть обеспечено притяжением в канале частица — дырка, например, за счет отрицательной первой гармоники спин-спинового взаимодействия  $\sim C_0 g'_1 (\sigma_1 \sigma_2) (\mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2) \tau_1 \tau_2 / p_1^2$ . В частности, в [79] было показано, что экспериментальные данные о  $0^+ - 0^-$   $\beta$ -переходах  $Tl \rightarrow Pb$ ,  $Hg \rightarrow Tl$ ,  $Pb \rightarrow Bi$  можно объяснить при  $e_q [\gamma_5] \approx 1$  и  $g'_1 \approx -0,26$ . Заметим, что отрицательное значение  $g'_1$  существенно улучшает ситуацию с «насыщением» правил сумм для силовых констант, вытекающих из свойств антисимметрии амплитуды взаимодействия квазичастиц в ядерной материи [80]. Линейные комбинации правил сумм в каналах ( $S = T = 0$ ) и ( $S = T = 1$ ) имеют вид

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= \sum_l \left( \frac{f_l}{1 + \frac{2f_l}{2l+1}} + \frac{3g'_1}{1 + \frac{2g'_1}{2l+1}} \right) = 0; \\ S_2 &= \sum_l \left( \frac{2}{3} \frac{f_l}{1 + \frac{2f_l}{2l+1}} + \frac{f'_l}{1 + \frac{2f'_l}{2l+1}} + \frac{g_l}{1 + \frac{2g_l}{2l+1}} \right) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Если ограничиться только нулевыми и первыми гармониками и принять значения силовых констант  $f_0 = -0,07$  (сжимаемость  $K_0 \approx \approx 200$  МэВ),  $f'_0 \approx 0,76$  (энергия симметрии  $\beta \approx 30$  МэВ),  $g_0 \approx 0$  (из положения  $M1$  изоскалярных резонансов),  $g'_0 \approx 1,1$  (из положения ГТР),  $f_1 \approx f'_1 \approx 0$  (эффективная масса  $m_{n,p}^* \approx m_{p,n}$ ),  $g_1 \approx \approx 0(?)$ ,  $g'_1 \approx -0,26$  (из  $\beta$ -переходов  $0^+ - 0^-$ ), то эти правила сумм будут выполняться с приличной точностью ( $|S_1| \leq 0,01$ ;  $S_1 \approx 0,3$ ). При этом нет особой нужды вводить малую сжимаемость  $K_0 \leq \leq 100$  МэВ и большую отрицательную константу  $f_0 \approx -0,3$ , как это предполагалось в [81].

Параметры зависящих от спина эффективных взаимодействий  $g = 0,05$ ,  $g' = 1,1$  и  $\zeta_s^{\pi} = 0,1$  (при  $C_0 = 300$  МэВ  $\cdot$  фм<sup>3</sup>), найденные из анализа ГТР и  $M1$ -резонансов, могут быть подвергнуты независимому тесту в задаче о спектрах состояний аномальной четности, где отсутствуют неопределенности, связанные с неполным знанием параметров локальных зарядов, входящих в задачу о вероятности их возбуждения в различных внешних полях. Такой расчет мы провели для низколежащих состояний  $0^-$ ,  $1^+$ ,  $2^-$ ,  $4^-$  и  $6^-$  в  $^{208}Pb$ . Резуль-

таты представлены в табл. 5 в сравнении с экспериментальными данными, взятыми из последней компиляции [82]. С целью выяснения роли однопионного обмена там же приведен расчет при  $g_\pi = 0$  [т. е. при выключенной амплитуде  $F_\pi$  в (9)], но с константой Ландау — Мигдала  $g' = 0,95$ , при которой положение ГТР остается на

Таблица 5. Энергии низколежащих состояний аномальной четности в  $^{208}\text{Pb}$ .  $\omega_{sp}$  — ЧД-разность энергий; расчет выполнен при  $g = 0,05$ ; знак вопроса возле экспериментальных энергий означает, что спин состояния не определен с абсолютной достоверностью

$J^\pi$	Конфигурация $\lambda\lambda'$	$\omega_{sp}$ , МэВ	$E_x^{\text{теор}}$ , МэВ		$E_x^{\text{эксп}}$ , МэВ [82]
			$g' = 0,95,$ $g^\pi = 0$	$g' = 1,1,$ $g^\pi \neq 0$	
$0_1^-$	$\nu(3p_{1/2}^{-1}, 4s_{1/2})$	5,46	5,48	5,47	5,28 (?)
$0_2^-$	$\nu(2f_{5/2}^{-1}, 3d_{5/2})$	5,58	5,63	5,63	5,60
$1_1^+$	$\pi(1h_{11/2}^{-1}, 1h_{9/2})$	5,55	5,85	5,85	5,85
$1_2^+$	$\nu(1i_{13/2}^{-1}, 1i_{11/2})$	5,88	7,85	7,64	7,5
$2_1^-$	$\nu(2f_{5/2}^{-1}, 2g_{9/2})$	4,00	4,28	4,22	4,23
$2_2^-$	$\nu(3p_{1/2}^{-1}, 3d_{5/2})$	5,00	5,12	5,16	5,13 (?) 5,21 (?)
$4_1^-$	$\nu(3p_{1/2}^{-1}, 2g_{9/2})$	3,43	3,51	3,50	3,48
$4_2^-$	$\nu(2f_{5/2}^{-1}, 2g_{9/2})$	4,00	4,11	4,09	3,95 (?) 4,13 (?)
$6_1^-$	$\nu(2f_{5/2}^{-1}, 2g_{9/2})$	4,00	4,05	4,05	3,92 (?) 4,05 (?)
$6_2^-$	$\nu(3p_{1/2}^{-1}, 1i_{11/2})$	4,21	4,45	4,39	4,21 (?) 4,38

прежнем месте [10]. К сожалению, спины ряда состояний, энергии которых приведены в последней колонке, пока не определены с абсолютной достоверностью, но в тех случаях, где данные надежны, теоретический расчет неплохо согласуется с экспериментом, причём учет однопионного притяжения слегка улучшает согласие.

При обсуждении роли пионных степеней свободы в ядрах следует остановиться на экспериментах с поляризованными протонами при  $E_p = 500$  МэВ, выполненных недавно на мезонной фабрике в Лос-Аламосе [83, 84]. В них измерялся полный набор поляризационных наблюдаемых для падающего и рассеянного пучков протонов в инклюзивной постановке на угол  $\theta_{\text{лаб}} = 18,5^\circ$ , что соответствует передаваемому импульсу  $q = 1,75 \text{ фм}^{-1}$ , на мишенях  $^2\text{H}$ ,  $\text{Ca}$  и  $\text{Pb}$  для диа-



пазона энергий возбуждения  $\omega = 20 \div 100$  МэВ, полностью покрывающему квазиупругий пик. Из измеренных данных выделены вероятности переворота спина в продольном и поперечном каналах и найдены спин-продольная  $R_L^\sigma(q, \omega)$  (в поле  $\sim \sigma \mathbf{q} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}$ ) и спин-поперечная  $R_T^\sigma(q, \omega)$  (в поле  $\sim [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{q}] e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}$ ) функции отклика (возможность получения такой информации из поляризационных измерений рассматривается в приложении). Отношение  $\chi(q, \omega) = R_L^\sigma(q, \omega)/R_T^\sigma(q, \omega)$  как функция частоты  $\omega$  оказалось близким к единице для всех исследованных ядер по всему диапазону  $20 \leq \omega \leq 100$  МэВ и не отличающимся от отношения, измеренного для дейтрона. Этот факт рассматривается как серьезное указание против интерпретации эффекта ЕМС [85] на основе пионного механизма [86, 87]. Такая интерпретация возможна, если в ядерной материи закон дисперсии для пионной моды смягчен и приходящаяся на нуклон «эффективное число пионов» в ядрах возрастает из-за усиления пионного поля, окружающего нуклон. В этом случае продольный спиновый отклик  $R_L^\sigma(q, \omega)$  ядерной среды при  $q \approx 1,5 \div 2$  фм<sup>-1</sup> должен существенно усиливаться, особенно при малых  $\omega$ . Значительное усиление закрывается отсутствием на эксперименте заметных предкритических эффектов, обусловленных возможной близостью к порогу л-конденсации (критической опалесценцией), однако остается надежда на умеренное смягчение пионной моды. Степень смягчения закона дисперсии пионов существенно зависит от разности  $g' - g'_{\text{cr}}$ , где  $g'_{\text{cr}}$  — пороговое значение константы Ландау — Мигдала, при котором наступает неустойчивость ядерных возбуждений в канале с пионными квантовыми числами. Как отмечено в [54, 59], предкритические эффекты в неупругом рассеянии нуклонов могут проявиться, если  $g' - g'_{\text{cr}} \leq 0,2$ , а для умеренного смягчения, чтобы пионный механизм в эффекте ЕМС мог все еще «сработать», необходимо  $g' - g'_{\text{cr}} \leq 0,4$  [84, 87]. В наших работах [10, 59] из анализа низкоэнергетических спин-изоспиновых возбуждений было показано, что реалистическое значение  $g' \approx 1,1$ , а однопионный обмен сильно подавлен фактором  $(1 - 2\zeta_3^2)^2 \approx 0,64$ ; в этих условиях  $g' - g'_{\text{cr}} \geq 0,5$ , и если взаимодействие (9) применимо для области  $(q, \omega)$ , исследованной в эксперименте [83, 84], то в  $R_L^\sigma(q, \omega)$  никаких эффектов коллективного усиления и не должно было наблюдаться. Что же касается поперечного спинового отклика  $R_T^\sigma(q, \omega)$ , где наряду с локальным отталкиванием важную роль играет обмен  $\rho$ -мезонами, то этот отклик согласно многочисленным расчетам (см., например, [88]) не только не усилен, но, наоборот, несколько подавлен.

Экспериментальные данные от отношения  $R_L/R_T^\sigma$  были проанализированы в [84] на основе модели полубесконечной ядерной материи [89], в которой учитываются важные поверхностные эффекты (из-за сильного поглощения в реакции  $(p, p')$  затрагивается в основном лишь поверхность ядра-мишени). Расчеты были выполнены со

взаимодействием  $\pi + \rho$ -мезонного обмена, дополненного короткодействующим отталкиванием Ландау — Мигдала. Близость отношения  $\chi(q, \omega)$  к единице удалось объяснить в этой модели лишь при  $g' \geq 0,9$  (в пионных единицах; для перехода к нашей нормировке  $C_0 = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$  надо ввести фактор  $\approx 1,3$ , и после учета экранировки за счет  $\Delta N$ - и  $\Delta \Delta$ -каналов, т. е. после приведения к нуклонному сектору, это значение будет соответствовать  $g' \geq 1$ , что согласуется с найденным нами эмпирическим значением  $g' \approx 1,1$ ). Существуют, однако, весьма важные поправки, не в полной мере учтенные в [84]. К ним относятся эффекты смешивания двух откликов  $R_L^{\sigma}$  и  $R_T^{\sigma}$  в конечной системе из-за несохранения импульса [90], примесь изоскалярного отклика при  $q \approx 1 \div 2 \text{ фм}^{-1}$  из-за тензорных компонент эффективного  $NN$ -взаимодействия в ядрах [91], влияние спин-орбитальных и других членов в оптическом потенциале и во взаимодействии налетающего протона с нуклонами ядра-мишени. Все эти эффекты способствуют приближению  $\chi(q, \omega)$  к единице. Без более точных расчетов и без проведения дополнительных экспериментов (в частности, для реакции  $(p, n)$ , где примесь изоскалярного отклика отсутствует) гипотезу о возможном усилении продольного спинового отклика  $R_L^{\sigma}$  и влиянии пионного механизма на эффект ЕМС пока нельзя считать полностью закрытой.

#### 4. ВОЗБУЖДЕНИЕ СПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИИ ( ${}^6\text{Li}$ , ${}^6\text{He}$ )

Интерес к реакциям этого типа обусловлен высокой селективностью возбуждения с их помощью спин-изоспиновых мод. Действительно, ядра  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  в основном состоянии характеризуются квантовыми числами момента и изоспина  $J^{\pi}$ ,  $T = 1^+$ ,  $0$  и  $0^+$ ,  $1$  соответственно. Поэтому в случае прямого процесса идут переходы с передачей орбитального момента  $L = J \pm 1$ , с переворотом спина  $S = 1$  и с изменением на единицу изоспина, т. е. в дочернем ядре преимущественно возбуждаются спин-флипные состояния аномальной четности. В прямом процессе строго запрещены переходы типа  $0^+ \rightarrow 0^+$  и подавлены возбуждения нормальной четности. Правила отбора могут нарушаться при учете нелокальных обменных процессов и эффектов скоростных взаимодействий. То же самое происходит и в многоступенчатых процессах, среди которых наиболее вероятна двухступенчатая реакция последовательной передачи  ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{He}$ . Исследования [92—97] при небольших энергиях налетающих ионов  ${}^6\text{Li}$  (30—32 МэВ) показали, что непрямые процессы составляют заметную долю в сечении реакции перезарядки. Тем не менее предполагается, что с увеличением энергии налетающих ионов сечение двухступенчатых процессов (последовательная передача нуклонов) падает экспоненциально [98, 99] и механизм однократных соударений будет доминировать.

Рассмотрим подробнее реакции перезарядки  $^{14}\text{C}$  ( $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ )  $^{14}\text{N}$  [100] и  $^{90}\text{Zr}$  ( $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ )  $^{90}\text{Nb}$  [101] при энергии ионов лития 93 МэВ (эксперимент выполнен в ИАЭ им. Курчатова). Реакция на  $^{14}\text{C}$  исследовалась детально во многих работах [95, 102—104]. Интерес к ней обусловлен специфической структурой уровней ядра  $^{14}\text{N}$ , дающей возможность проверить предположения о механизме реакции. Оказалось, что в спектре возбуждений ядра  $^{14}\text{N}$  доминирует  $1^+$ -уровень с  $E_x = 3,95$  МэВ. Других сильных  $1^+$ -переходов, кроме перехода в основное состояние вплоть до энергий возбуждения 50 МэВ, не наблюдается. В спектре имеются также интенсивные группы с энергиями 5,1 и 8,5 МэВ, которые связаны с возбуждением  $2^-$  и  $4^-$ -состояний соответственно. В этом проявляется избирательность реакции ( $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ ) к возбуждению спин-изоспиновых колебаний. Роль непрямых процессов можно оценить по возбуждению  $0^+$ -уровня (2,31 МэВ), запрещенного в одноступенчатом процессе перезарядки. Дифференциальные сечения возбуждения этого состояния в исследованном диапазоне углов ( $\Delta\theta_{\text{лаб}} = 7^\circ \div 26^\circ$ ) в среднем в 40 раз меньше сечения перехода в  $1^+$ -состояние 3,95 МэВ [100]. С увеличением энергии налетающих частиц вклад двухступенчатых процессов падает. Данные [104] показывают, что отношение сечений возбуждения  $0^+$ - и  $1^+$  (3,95 МэВ)-состояний при переданном импульсе 100 МэВ/с составляет 0,1 при  $E/A = 10$  МэВ, 0,08 при  $E/A = 14$  МэВ и 0,05 при  $E/A = 25$  и 35 МэВ. Сравнение угловых распределений для двух состояний  $1^+$  (0 и 3,95 МэВ) ядра  $^{14}\text{N}$ , полученных при энергии 93 МэВ [100] и 62 МэВ [95], показало совпадение как формы распределений, так и абсолютных значений сечений, что также свидетельствует об общем прямом механизме перехода в указанные состояния.

Теоретический анализ рассматриваемых реакций проводился в рамках метода искаженных волн с конечным радиусом эффективных взаимодействий. Для вычисления дифференциальных сечений использовалась микроскопическая модель реакции ( $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ ), развитая в [105], в которой реакция перезарядки рассматривалась как квазиупругий процесс. Волновые функции  $^6\text{Li}$  и  $^6\text{He}$  описывались в рамках трехчастичной модели [106]  $\alpha + N + N$ . Активными частицами в ядрах  $^6\text{Li}$  и  $^6\text{He}$  предполагались нуклоны, находящиеся вне  $\alpha$ -частичного остова, нуклоны  $\alpha$ -частицы в реакции «напрямую» не участвуют. Формфактор реакции перезарядки вычислялся с учетом эффектов отдачи в системе  $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ . В расчетах учитывалась только спин-изоспиновая компонента  $V_{\sigma\tau}$  центральной части эффективного взаимодействия между нуклонами налетающего иона и ядра мишени. Для центральных сил учет обмена между взаимодействующими нуклонами, рассматриваемый обычно через псевдопотенциальное приближение, не изменяет [97] угловых распределений прямых переходов и может быть учтен перенормировкой силы взаимодействия. Константы и роль тензорных взаимодействий в реакциях с ионами в настоящее время плохо изучены. В ряде работ [97, 99, 104]

проводились исследования влияния тензорных взаимодействий на сечения реакции перезарядки. Во всех расчетах пренебрегли вкладом от тензорного обмена. Значение тензорных сил подбиралось эмпирически. Оказалось, что учет тензорных взаимодействий приводит к сглаживанию угловых осцилляций в дифференциальном сечении и в целом улучшает согласие с экспериментальными данными. Тем не менее при феноменологическом подборе спин-изоспиновой компоненты  $V_{\sigma\tau}$  центрального взаимодействия пренебрежение тензорными силами не вносит существенного искажения в результаты расчетов. На рис. 17 приведено сравнение угловых распределений ядер  ${}^6\text{He}$

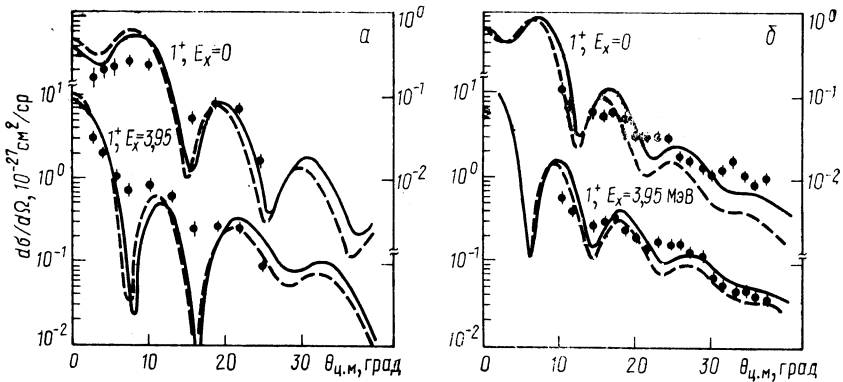


Рис. 17. Угловые распределения ядер  ${}^6\text{He}$  для реакции  ${}^{14}\text{C} ({}^6\text{Li}; {}^6\text{He}) {}^{14}\text{N}$  с возбуждением  $1^+$ -состояний ( $E_x = 0$  и  $3,95$  МэВ) при энергии ионов лития  $62$  МэВ (а) и  $93$  МэВ (б):

сплошная кривая — расчет с гауссовым взаимодействием; пунктир — с юкавским взаимодействием (в последнем случае рассчитанные сечения умножены на  $1,7$ ) (из [100])

для переходов в состояние  $1^+$  с  $E_x = 0$  и  $3,95$  МэВ при энергии ионов лития  $62$  МэВ (а) и  $93$  МэВ (б). Экспериментальные данные для энергии  $62$  МэВ взяты из [95]. Переходные плотности рассчитывались на основе волновых функций оболочечной модели [107]. Теоретические дифференциальные сечения получены для двух форм радиальной зависимости потенциала взаимодействия. В первом случае использовался потенциал Гаусса  $V(s) = V_{\sigma\tau} \exp\{-s^2/a^2\}$  с параметрами  $V_{\sigma\tau} = 10,7$  МэВ,  $a = 1,8$  фм. Заметим, что объемный интеграл  $\int V(s) d^3s = V_{\sigma\tau} \pi^{3/2} a^3$  от этого взаимодействия с хорошей точностью ( $\approx 5\%$ ) совпадает с нулевой гармоникой ферми-жидкостной спин-изоспиновой амплитуды  $G'_0 = 300 g' \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$  с константой Ландау — Мигдала  $g' = 1,1$ , найденной из положения ГТР в различных ядрах [10]. Во втором случае была взята суперпозиция потенциалов Юкавы с дополнительным  $\delta$ -функциональным членом, имитирующим обменные эффекты (параметры взаимодействия из [108]). Теоретические кривые для расчетов с потенциалом Юкавы приблизи-

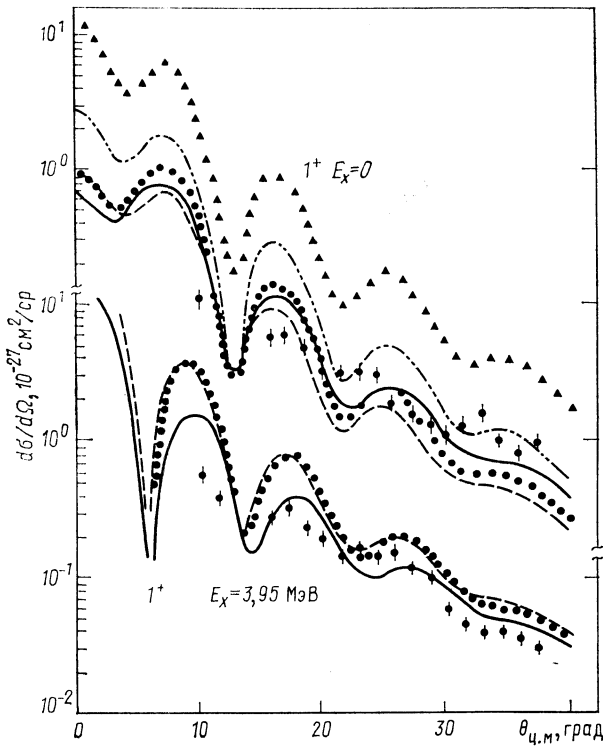


Рис. 18. Угловые распределения ядер  ${}^6\text{He}$  из реакции  ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$  для переходов в состояния  $1^+$  с  $E_x = 0$  и  $3,95$  МэВ при энергии ионов лития  $93$  МэВ: сплошная кривая — расчет с оболочечными волновыми функциями; пунктир — расчет с переходными плотностями ТКФС при  $g' = 1,1$ ; точечная — при  $g' = 0,7$ ; — · — при  $g' = 0,65$ ;  $\blacktriangle$  — расчет при  $g = 0,61$  для уровня  $1^+$  ( $E_x = 0$ ) (всюду  $e_q [\sigma\tau] = 0,9$ ;  $C_0 = 360$  МэВ·фм $^3$ ). Взаимодействие между нуклонами мишени и снаряда взято в гауссовой форме (из [100])

тельно в  $1,7$  раза меньше экспериментальных данных, что связано, как отмечено в [108], с неопределенностью параметров эффективных нуклон-нуклонных сил. Для двух вариантов взаимодействия расчеты одинаково хорошо воспроизводят угловые распределения продуктов реакции. Это согласие подтверждает заключение о том, что при возбуждении указанных состояний доминирует одноступенчатый механизм реакции. Указанный вывод стимулировал попытки обнаружить в данной реакции эффекты, связанные с проявлением предкритических явлений в ядрах. В частности, ожидалось [54], что близость к точке л-конденсатной неустойчивости должна сказываться на дифференциальных сечениях возбуждения состояний аномальной четности, а именно в области переданных импульсов  $q = (2 \div 3) m_\pi$  (доступных в эксперименте) может проявиться максимум, значение

которого тем больше, чем ближе ядро находится к критической точке. На рис. 18, взятом из [100], приведено сравнение с экспериментом сечений возбуждения  $1^+$ -состояний для переходных плотностей, рассчитанных в ТКФС с различными значениями константы  $g'$ . Видно, что экспериментальные данные неплохо описываются при параметрах  $g' = 0,7 \div 0,8$ , мало отличающихся от  $g'_{cr} = 0,605$  (в нормировке  $C_0 = 360 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$ , использовавшейся в [100] и при  $\xi_s^\pi = 0,05$ ). Уменьшение константы  $g'$  приводит к возрастанию сечения во всем диапазоне углов. Однако характерного усиления в дифференциальных сечениях в области переданных импульсов  $\sim (2 \div 3) m_\pi$ , предсказываемого в борновском приближении с плоскими волнами, не наблюдается. Это может быть следствием поверхностного характера реакции ( ${}^6\text{Li}$ ;  ${}^6\text{He}$ ), где переходные плотности слабее меняются при вариациях константы  $g'$ , чем в объеме ядра. Кроме того, искажения в оптическом потенциале также приводят к дополнительному и существенному сглаживанию эффекта. Таким образом, из полученных данных не следует никаких указаний на существование предкритических эффектов, для их поисков желательны эксперименты при больших энергиях пучка ионов лития, в которых чувствительность к внутренним областям ядра выше.

Определив механизм реакции ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ ) на примере возбуждения низколежащих состояний в  ${}^{14}\text{N}$ , можно использовать ее для исследования спин-изоспиновых колебаний в более тяжелых ядрах. Реакция  ${}^{90}\text{Zr}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{90}\text{Nb}$  особенно интересна. Во-первых, известно много данных о зарядово-обменных возбуждениях в  ${}^{90}\text{Zr}$  из ( $p, n$ )- и ( $\text{He}^3, t$ )-реакций, которые можно сравнить с литиевыми данными. Во-вторых, есть микроскопические расчеты зарядово-обменных возбуждений  ${}^{90}\text{Zr} \rightarrow {}^{90}\text{Nb}$  в рамках ТКФС, с успехом использованные для описания ( $p, n$ )-реакции (см. разд. 2). Поэтому на основе единого структурного подхода можно сделать сравнительный анализ ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ )- и ( $p, n$ )-реакций. Типичный энергетический спектр  ${}^6\text{He}$ , полученный при  $E_{6\text{Li}} = 93 \text{ МэВ}$  [101], показан на рис. 19. Наблюдаемый спектр отличается сильно от нейтронных спектров, полученных в ( $p, n$ )-реакциях при промежуточных энергиях на малых углах. В ( $p, n$ )-спектрах на малых углах доминируют возбуждения ГТ-резонанса ( $E_x \sim 8,7 \text{ МэВ}$ ) и других  $1^+$ -состояний. Можно также выделить вклад спин-дипольных состояний с  $\Delta L = 1$ . Хотя в спектре  ${}^6\text{He}$  максимум приходится на область ГТР, сравнимые по интенсивности переходы есть справа и слева от нее. Это связано не только с отличием в энергии падающих частиц, но также с особенностями кинематики ( $p, n$ )- и ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ )-реакций. Для анализа спектры разбивались на отдельные участки без выделения какого-либо фона. На рис. 20—22 представлены полученные угловые распределения для отдельных участков спектра вместе с теоретическими расчетами из [101]. Для вычисления использовалась модель реакции, описанная выше. Спин-изоспиновая компонента взаимодействия параметризовалась потенциалом Гаусса с константой  $V_{\sigma\tau} = 10,7 \text{ МэВ}$ , определен-

ной по данным реакции перезарядки на  $^{14}\text{C}$ . Переходные плотности вычислялись в рамках ТКФС и использовались ранее для анализа  $(p, n)$ -реакций (см. разд. 2). В расчетах учитывались все уровни и резонансы ЧД-природы вплоть до  $J^\pi = 7^+$ . Из рисунков видно, что экспериментальные угловые распределения в области  $0 \leq E_x \leq \leq 11$  МэВ имеют некоторую дифракционную структуру. Для

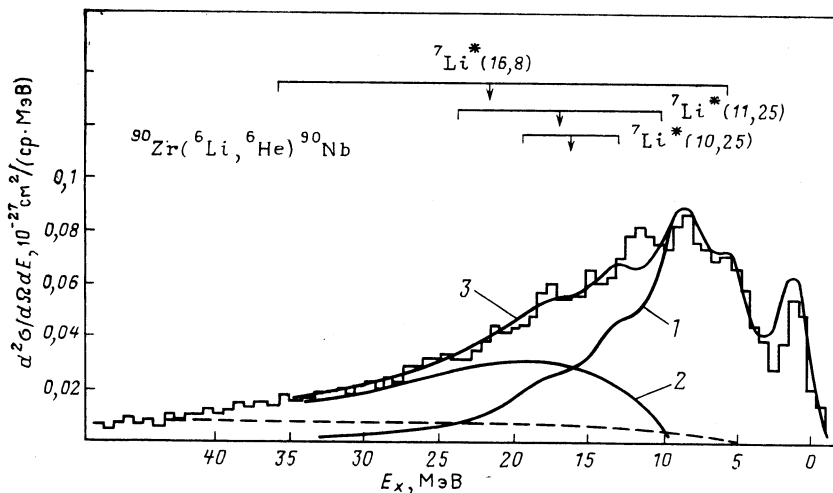


Рис. 19. Сравнение вычисленных и экспериментальных спектров ядер  ${}^6\text{He}$  при  $\theta_{\text{лаб}} = 12^\circ$ :

1 — общий вклад прямых зарядово-обменных процессов в спин-изоспиновом канале; 2 — предполагаемый вклад двухступенчатых процессов типа  ${}^6\text{Li} + {}^{90}\text{Zr} \rightarrow {}^7\text{Li}^* + {}^{89}\text{Zr} \rightarrow {}^6\text{He} + p + {}^{89}\text{Zr}$ ; 3 — сумма кривых 1 и 2; пунктирная линия — возможный трехчастичный фон, нормированный на низкоэнергетическую часть спектра  ${}^6\text{He}$ . Вертикальные стрелки вверх соответствуют скоростям  ${}^7\text{Li}^*$  с указанной энергией возбуждения; горизонтальные — отрезки соответствуют кинематическим границам для распада  ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{He} + p$  (из [101])

$E_x > 11$  МэВ они становятся более гладкими. Теоретические расчеты неплохо воспроизводят характер наблюдаемых угловых распределений во всем диапазоне энергий возбуждения и практически можно ограничиться вкладом переходов с  $L \leq 5$ , вклады от более высоких мультипольностей быстро падают.

Обсудим некоторые особенности угловых распределений на различных участках спектра.

В области  $E_x = 0 \div 4$  МэВ (рис. 20, а) сечение реакции определяется главным образом вкладами состояний мультиплетов  $(\pi g_{9/2}, \nu g_{9/2}^-)$  с  $J^\pi = 1^+, \dots, 9^+$  ( $0^+$  ИАС имеет  $E_x = 5,1$  МэВ), а также  $(\pi g_{9/2}, \nu p_{3/2}^-)$  и  $(\pi g_{9/2}, \nu p_{1/2}^-)$  с  $J_\pi = 3^-, \dots, 6^-$ . Согласно расчетам сечения возбуждения состояний нормальной четности  $2^+, 4^+, \dots$  очень малы. Только вблизи  $\theta \approx 0^\circ$  доминирует вклад  $1^+$ -возбуждения ( $E_x = 2,1$  МэВ). В области  $E_x = 4 \div 7$  МэВ на малых углах доминирующий вклад в сечение дают спин-дипольные ( $L = 1$ ) возбуж-

дения, однако фон других мультипольностей вовсе не мал. На углах  $\theta_{\text{ц.м}} \gtrsim 5^\circ$  во всех областях спектра характерно отсутствие доминирующего вклада какой-либо одной мультипольности.

В области ГТР  $E_x = 7 \div 11$  МэВ (рис. 21, а) можно говорить о выделенности переходов с  $L = 0$  только вблизи  $\theta = 0^\circ$ . Здесь вклад ГТР ( $L = 0$ ) примерно в два раза превышает фон всех других мультипольностей. Для сравнения на рис. 21, б приведены аналогичные

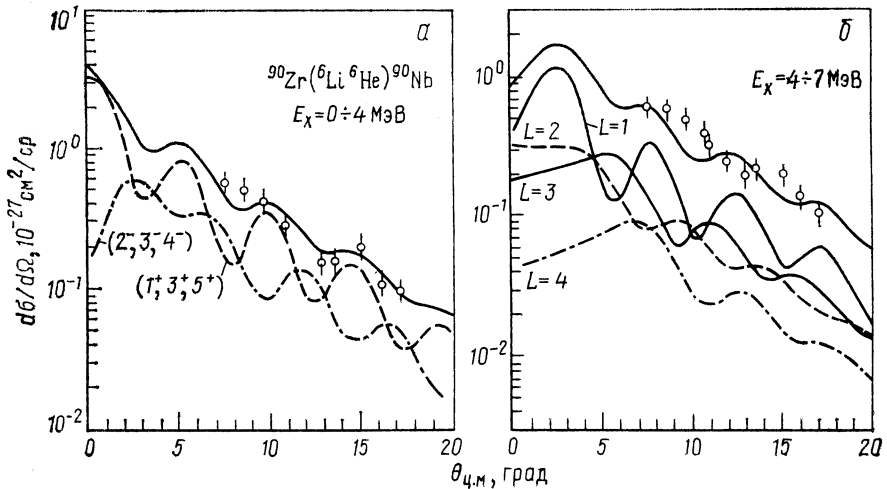


Рис. 20. Вычисленные и экспериментальные угловые распределения ядер  ${}^6\text{He}$  из реакции  ${}^{90}\text{Zr}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{90}\text{Nb}$  для двух областей энергий возбуждения  $E_x$ : а —  $E_x = 0 \div 4$  МэВ; пунктирная линия показывает суммарный вклад состояний с  $J^\pi = 1^+, 3^+$  и  $5^+$ ; штрих-пунктирная — вклад состояний с  $J^\pi = 2^-, 3^-$  и  $4^-$ ; сплошная кривая — полное сечение; б —  $E_x = 4 \div 7$  МэВ; показаны вклады возбуждений с различной мультипольностью  $L$  ( $J = L, L \pm 1$ ) и суммарное угловое распределение (верхняя кривая)

угловые распределения в реакции  $(p, n)$  при  $E_p = 200$  МэВ из [12]. Здесь хорошо видно, что при  $\theta \lesssim 5^\circ$  фон от переходов с  $L > 0$  очень мал, т. е.  $(p, n)$ -реакция обладает несомненным преимуществом для исследования ГТР.

На участке  $E_x = 15 \div 25$  МэВ в  $(p, n)$ -реакции при  $\theta \approx 4,5^\circ$  хорошо наблюдается спин-дипольный резонанс (см. рис. 8, область  $20 \leq -Q_{pn} \leq 30$  МэВ). В этой же области в реакции  $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$  доминирует вклад мультипольностей  $L = 4$  и  $5$ , а вклад спин-дипольных переходов не превышает 10–15 % полного сечения (рис. 22, б).

Хотя одноступенчатый механизм реакции позволяет описать характер угловых распределений, согласие по абсолютному значению достигается только в области  $0 \leq E_x \leq 11$  МэВ. Это хорошо видно и на рис. 19, где показано теоретическое распределение, полученное сверткой дифференциальных распределений с функциями Брейта — Вигнера. При  $E_x > 11$  МэВ наблюдается систематическое различие



вычисленных и экспериментальных сечений (рис. 22). В [401] это различие связывается с учетом вкладов многоступенчатых процессов. Если из экспериментального спектра вычесть теоретический (кривая 1 на рис. 19), то грубо получится широкое распределение (кривая 2) с максимумом в области  $E_x \approx 18 \div 20$  МэВ. Наиболее вероятный процесс, дающий вклад в сечение, связан с подхватом

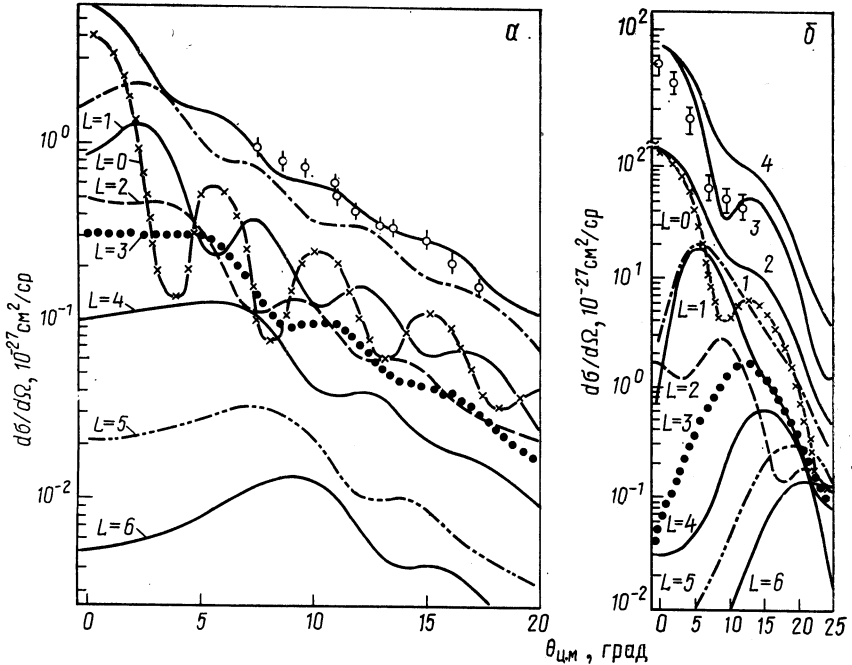
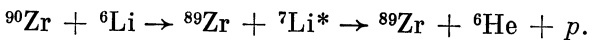


Рис. 21. Угловые распределения ядер  ${}^6\text{He}$  из реакции  ${}^{90}\text{Zr}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{90}\text{Nb}$  при  $E_{6\text{Li}} = 93$  МэВ для области ГТР  $E_x = 7 \div 11$  МэВ (а) и нейтронов из реакции  ${}^{90}\text{Zr}(p, n){}^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 200$  МэВ для той же области  $E_x$  (б). Помимо частичных вкладов от возбуждений с различными  $L$  (а) штрихпунктиром показан их суммарный фон (кроме  $L = 0$ ), а сплошной линией — полное распределение. Кривая 1 (б) — суммарный вклад всех мультипольностей, кроме  $L = 0$ ; 2 — полное угловое распределение при  $e_q [\sigma] = 1$ ; кривые 3 и 4 соответствуют кривым 1 и 2, перенормированным фактором  $e_q [\sigma] = 0,8$

нейтрона на возбужденные уровни ядра  ${}^7\text{Li}$  выше порога его развала на  ${}^6\text{He} + p$  (10, 25; 11, 25 и 16,8 МэВ):



На рис. 19 стрелками отмечены области энергий, отвечающие скоростям ядер  ${}^7\text{Li}^*$ , а горизонтальными линиями — кинематические границы развала  ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{He} + p$ .

Другим источником фона могут являться процессы с образованием трех частиц в конечном состоянии. На рис. 19 пунктиром показана верхняя граница распределения трехчастичного фазового пространства, начинающегося от порога испускания протона. Определенный вклад в сечение могут давать и многопарные возбуждения дочернего ядра.

Таким образом, хотя в рассмотренной реакции и доминируют спин-изоспиновые возбуждения, но наблюдаемые структуры в спектрах ядер  ${}^6\text{He}$  невозможно идентифицировать с резонансами определен-

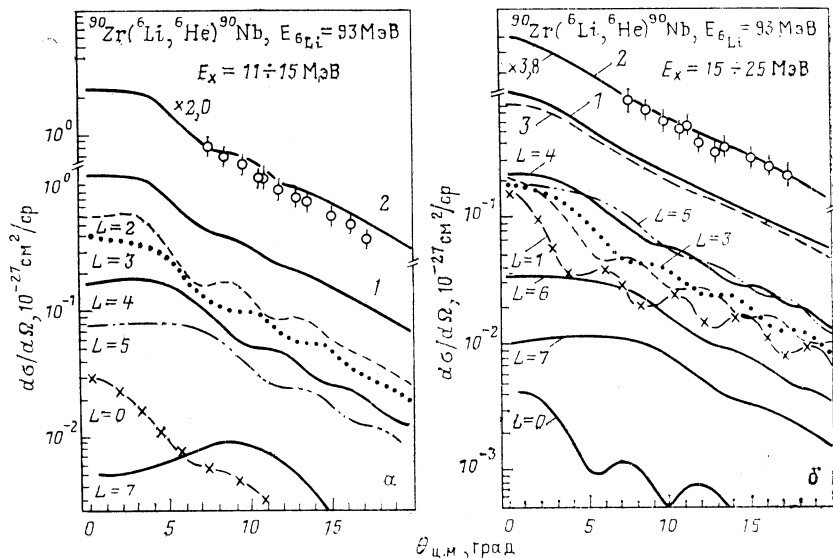


Рис.22. То же, что на рис. 20, для областей  $E_x = 11 \div 15$  МэВ (а) и  $15 \div 25$  МэВ (б):

кривые 1 — суммарные угловые распределения; 2 — те же распределения, умноженные на указанные факторы подгонки к экспериментальным данным; 3 — полное угловое распределение без учета  $L = 1$  (из [101])

ной мультипольности. Для этой цели, видимо, необходимо существенно увеличивать энергии пучков и измерять спектры вблизи  $\theta = 0^\circ$

В настоящее время появились первые экспериментальные работы [103, 104], в которых реакция  $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$  изучалась при энергии 210 МэВ. В этих работах было показано, что измеренные под малыми углами сечения возбуждения ГТР в широкой области ядер с массовым числом от 7 до 90 пропорциональны соответствующим значениям приведенных матричных элементов ГТ-переходов, полученным из данных по  $\beta$ -распаду или  $(p, n)$ -реакциям. Проведенная калибровка открывает реальный путь для определения силы гамов-теллеровских переходов в атомных ядрах с помощью реакции  $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ .

5. РЕАКЦИИ ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )

Реакция ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ ) уже довольно длительное время успешно используется для изучения зарядово-обменных дискретных возбуждений и резонансов в сплошном спектре. В качестве примеров можно привести исследования [109] при  $E_{\text{зHe}} = 70$  МэВ, [110] при  $E_{\text{зHe}} = 135$  МэВ, [111] при  $E_{\text{зHe}} = 197$  МэВ. Оказалось, что при энергии пучка  $E_{\text{зHe}} < 100$  МэВ важную роль играют не только одноступенчатые, но и двухступенчатые процессы типа ( ${}^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ,  $t$ ) и ( ${}^3\text{He}$ ,  $d$ ,  $t$ ), механизм реакции осложняется связью каналов [109]. При более высоких энергиях ионов гелия роль многоступенчатых процессов ослабляется, и для анализа угловых распределений используют метод искаженных волн, хотя количественная информация о резонансах в сплошном спектре оказывается более неопределенной, чем в ( $p$ ,  $n$ )-реакциях, из-за трудности выделения фона [110, 111]. Кроме того, при энергиях пучка меньше 100 МэВ/нуклон нет доминантности возбуждения спин-изоспиновых мод, что также осложняет анализ результатов.

Наиболее успешными для изучения спиновых мод оказались исследования при  $E_{\text{зHe}} \geq 600$  МэВ, т. е. при энергиях  $\geq 200$  МэВ/нуклон. Уже первые эксперименты [112] показали поразительное сходство ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )-спектров на малых углах при  $E_{\text{зHe}} = 600$  МэВ и ( $p$ ,  $n$ )-спектров при  $E_p = 200$  МэВ, особенно в низкоэнергетической области возбуждений ядер. В спектрах на угол  $\theta = 0^\circ$  доминируют ГТ-переходы. При этом ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )-реакции имеют преимущество по сравнению с ( $p$ ,  $n$ ), поскольку в высокоэнергетической части сплошного спектра позволяют получать лучшее разрешение. Эти и последующие исследования [113—115] подтвердили ожидание, что при промежуточных энергиях ( $\geq 200$  МэВ/нуклон) в ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )-реакции доминируют прямые одноступенчатые процессы, т. е. для анализа результатов можно применять DWIA с соответствующим формфактором для ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ ) вершины. В частности, это подтверждено недавними расчетами [116] реакции  ${}^{90}\text{Zr}({}^3\text{He}, t)$  при  $E_{\text{зHe}} = 600$  МэВ на основе того же подхода, что в ( $p$ ,  $n$ )-реакциях [15]. Однако в отличие от ( $p$ ,  $n$ )-реакции из-за поверхностного характера реакции с ионами гелия заметно возрастает на передних углах вклад спин-мультипольных возбуждений ( $L > 0$ ). Это, конечно, затрудняет извлечение данных о силе ГТ-переходов в сплошном спектре.

Большие достоинства ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )-реакции выявляются при возбуждениях ядер в области  $E_x \sim 300$  МэВ, где предполагается образование коллективного состояния типа  $\Delta$ -изобара — нуклонная дырка ( $\Delta N^{-1}$ ). В этом случае ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )-реакция оказывается проще, чем ( $p$ ,  $n$ ), поскольку возбуждение  $\Delta$ -изобары в налетающем ионе с последующим распадом в основное состояние трития является маловероятным процессом, что позволяет избавиться от ненужного фона.

В последнее время основной интерес в исследованиях реакций ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ ) сосредоточен на возбуждении  $\Delta$ -изобары, которая хорошо проявляется в спектрах тритонов, начиная с  $E_{\text{зHe}} \geq 1,2$  ГэВ. В

[114] представлены данные по ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )-реакциям на ряде ядер от  ${}^{12}\text{C}$  до  ${}^{208}\text{Pb}$  при  $E_{\text{зHe}} = 1,5$ ; 2 и 2,3 ГэВ, которые сравниваются с данными реакции на протоне  $p$  ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )  $\Delta^{++}$  [113]. Лучшие условия для исследования  $\Delta$ -изобарного пика в реакции ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ ) на ядрах были обеспечены в экспериментах дубненской группы [117, 118]. В этих экспериментах использовались пучки ионов  ${}^3\text{He}$  с большими импульсами (4,4 — 18,3) ГэВ/с, а спектр тритонов измерялся под малыми углами  $\theta \lesssim 0,4^\circ$ , при которых передача импульса в области  $\Delta$ -пика невелика [(300—400) МэВ/с]. В этих условиях выход реакции с возбуждением  $\Delta$ -изобары выше, а подавление сечения за счет формфактора  ${}^3\text{He}$  — меньше. В [117, 118] были подчеркнуты некоторые качественные различия между процессами  ${}^{12}\text{C}$  ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ ) и  $p$  ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ ): сдвиг максимума  $\Delta$ -пика в сторону меньших  $E_x$  по сравнению с аналогичным пиком на свободном протоне, а сам пик существенно уширен; кроме того, относительный выход реакции ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ ) на ядре с рождением изобары оказался выше, чем следует из расчетов по модели Глаубера — Ситенко (см. ниже).

Интерес к  $\Delta$  (1232 МэВ)-изобаре обусловлен тем, что в кварковой картине она рассматривается как ГТ-возбуждение нуклона со спином и изоспином  $S$ ,  $T = 3/2$ ,  $3/2$ . Следовательно, возбуждение  $\Delta$ -изобары представляет собой  $\sigma$ -переход, аналогичный возбуждению ГТР. Связь между ними осуществляется посредством  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонного обмена. В частности, процесс виртуального возбуждения  $\Delta$ -изобары интенсивно обсуждается как причина ослабления силы ГТ-переходов в спектроскопической области  $E_x \lesssim 30$  МэВ и перенормировки константы аксиально-векторного слабого взаимодействия  $g_A$  [21, 119]. Поэтому возбуждение  $\Delta$ -изобары в ядрах и возможность образования коллективного состояния  $\Delta N^{-1}$  представляет большой интерес для изучения спин-изоспинового отклика ядер и исследования мезонной динамики.

Кратко суммируем результаты экспериментальных исследований по возбуждению  $\Delta$ -изобары в реакциях ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ ). В [114] показано, что при  $E_{\text{зHe}} > 1,2$  ГэВ во всех исследованных ядрах наблюдается в энергетических спектрах трития широкий максимум ( $\Gamma \approx 160$  МэВ без выделения фона) в области энергий возбуждений  $E_x \approx 300$  МэВ. Сечение для  $\theta = 0^\circ$  плавно меняется примерно от  $100 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср для  ${}^{12}\text{C}$  до  $200 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср для  ${}^{208}\text{Pb}$  при  $E_{\text{зHe}} = 2$  ГэВ, причем сечение растет с энергией ионов гелия, что связывается с вариацией формфактора ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ ) при изменении  $q$ . Слабое возрастание сечения в интервале масс  $40 \leq A \leq 208$ , по-видимому, свидетельствует о сильном поглощении и малой длине свободного пробега  ${}^3\text{He}$  и  $t$  в ядрах. Наблюдаемый максимум связывают с возбуждением  $\Delta$ -изобары в ядрах, что подтверждается исследованиями реакции  $p$  ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )  $\Delta^{++}$  [113, 118]. Анализ полученных для этой реакции результатов [113] был проведен в модели однопионного обмена между нуклонами снаряда и мишени [120] и найдено хорошее согласие расчетов с экспериментом как по форме спектра, так и по поло-

жению максимума. Эксперименты на ядрах [114, 115, 117] обнаруживают существенное отличие характеристик  $\Delta$ -изобарного максимума от наблюдаемого на протоне. Положение и форма максимума в ядрах практически не зависят от  $A$  и соответствуют передаче энергии  $\Delta E \approx 255$  МэВ [114], в то время как для реакции  $p$  ( ${}^3\text{He}, t$ )  $\Delta^{++}$  максимум лежит при  $\Delta E \approx 325$  МэВ [113]. Ширина наблюдаемого пика на ядрах больше, чем на протоне. Заметный сдвиг максимума на ядрах обнаружен и при больших энергиях ионов гелия [117]. Учет ферми-движения в ядрах не объясняет такого большого сдвига, с его учетом и в предположении квазисвободного рождения  $\Delta$ -изобары на нуклонах ядра остается необъясненным сдвиг  $\approx 35$  МэВ. Однако угловые распределения в интервале  $0 \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 7^\circ$  для  $\Delta$ -максимума в ядрах и на водороде очень похожи (в этом интервале углов сечения реакции для  $E_{\text{He}} = 2$  ГэВ изменяются примерно на два порядка). Таким образом, качественное различие  $\Delta$ -возбуждения на протоне и на ядрах отражается на положении и ширине  $\Delta$ -пика. Кроме того, сечения возбуждения  $\Delta$ -изобары в ядрах значительно превышают сечение для протона, что противоречит предсказаниям модели Глаубера — Ситенко, в которой ожидается обратный эффект из-за сильного поглощения  ${}^3\text{He}$  и  $t$  в ядрах [117, 118].

Наблюдаемые различия на ядрах и протоне, очевидно, обусловлены влиянием среды. Возможность образования коллективного состояния из когерентной смеси  $\Delta N^{-1}$  возбуждений сталкивается с возражением, связанным с малым временем жизни  $\Delta$ -изобары [121]. Да и оцениваемый в методе СФ сдвиг такого возбуждения из-за корреляций оказывается не более 10 МэВ [122]. В этой работе на основе модели поверхностного отклика полубесконечной ядерной материи изучено сравнительное возбуждение  $\Delta$ -изобары в ( ${}^3\text{He}, t$ ) и ( $p, n$ )-реакциях. Наблюдаемый сдвиг  $\Delta$ -пика предлагается рассматривать как обусловленный изменением характеристик  $\Delta$ -изобары (в частности, массы и ширины) в ядрах. В [123] предлагается механизм образования коллективного состояния нового типа, связанного с пионным распадом  $\Delta$ -изобары. Вылетающий пион из-за большой ширины  $\Delta$ -изобары может снова поглотиться нуклоном ядра и образовать  $\Delta$ -изобару в другой пространственной точке. Получается коллективное возбуждение в ядре, включающее пионные и  $\Delta$ -изобарные степени свободы. Учитываются изменения свойств пиона в среде, но масса и ширина  $\Delta$ -изобары не перенормируются. В этих предположениях разумное согласие расчетов получается с наблюдаемыми спектрами при  $E_{\text{He}} = 2,3$  ГэВ [114], а также с дубненскими данными при импульсе  $P_{\text{He}} = 4,4$  ГэВ/с [117]. При более высоких энергиях предложенная модель предсказывает сечения существенно меньше наблюдаемых. В целом можно заключить, что природа наблюдаемого в ядрах  $\Delta$ -пика не получила адекватного теоретического объяснения, в связи с чем нет пока и однозначного ответа на вопрос о роли  $\Delta$ -изобары в ослаблении силы низкоэнергетических спин-изоспиновых переходов.

Мы опускаем здесь обсуждение данных, полученных в ( ${}^3\text{He}$ ,  $t$ )-реакциях на ядрах в области квазиупругого пика ( $0 < E_x \leq 100$  МэВ), где наблюдаемые эффекты дают информацию о корреляциях в спин-изоспиновом продольном канале [123] (см. также разд. 3).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре мы стремились показать, что в последние годы достигнут большой прогресс в изучении спиновых мод возбуждений ядер как в дискретном, так и в непрерывном спектрах, включая область возбуждений  $\Delta$ -изобары. Полученная экспериментальная информация, особенно с помощью реакций  $(p, p')$ ,  $(p, n)$  и  $({}^3\text{He}, t)$ , явилась важным тестом механизма взаимодействий нуклонов с ядрами, а также микроскопических моделей структуры ядерных возбуждений. Оказалось, что при промежуточных энергиях нуклонов хорошо работает прямой механизм квазиупругих соударений, причем при малых передаваемых импульсах доминирующий вклад в сечение реакций дают спин-изоспиновые возбуждения ядер. В сочетании с существующими микроскопическими методами описания ветви ЧД-возбуждений, использующими простые эффективные взаимодействия, этот механизм позволяет хорошо описывать наблюдаемые сечения реакции в области энергий возбуждений ядер  $E_x \leq 20$  МэВ. Роль многопарных возбуждений здесь в основном сводится к образованию естественной ширины резонансов. Вместе с эффектами обменных мезонных токов и виртуальных возбуждений барионных резонансов они также приводят к перенормировке одночастичных операторов (например,  $\sigma$ -симметрии) и констант эффективных взаимодействий нуклонов в ядре (например, в амплитуде однопионного обмена). Существующие в настоящее время оценки показывают малость вклада двухступенчатых процессов в реакциях с нуклонами промежуточных энергий, особенно на передних углах в области  $E_x \leq 20$  МэВ. Это подчеркивает надежность количественной оценки эффекта ослабления силы низкоэнергетических ГТ-переходов (величины  $e_q [\sigma\tau]$ ). Главная неопределенность оценки из  $(p, n)$ -реакций пока связана с выбором параметров оптического потенциала. Ослабление силы других спин-изоспиновых переходов с  $L > 0$  подтверждают исследования уникальных  $\beta$ -переходов первого запрета, а также расчеты сечений возбуждения дискретных уровней в  $(p, p')$ - и  $(p, n)$ -реакциях, хотя в последнем случае имеется неопределенность с нормировкой тензорных нуклон-ядерных взаимодействий. В сущности подтверждается справедливость концепции ТКФС об универсальности перенормировки в ядре всех спин-изоспиновых вершин в слабых, электромагнитных и сильных процессах.

Механизм ослабления спин-изоспиновых переходов пока не установлен окончательно. Необходимо выяснить наличие силы ГТ-переходов в сплошном спектре выше ГТР. Основной вклад в сечение реакций здесь дают возбуждения с  $L > 0$ . Предстоит провести на-

дежный мультипольный анализ сплошного спектра, что позволит однозначно идентифицировать также локализацию спин-мультипольных резонансов. Определенные надежды здесь связывают с экспериментами на поляризованных пучках нуклонов и дейтронов, в которых измеряют коэффициенты передачи поляризации. Следует подчеркнуть важность поляризационных экспериментов также и для получения информации об отдельных компонентах эффективных нуклон-ядерных взаимодействий.

Зарядово-обменные реакции с легкими ионами промежуточных энергий обладают рядом преимуществ по сравнению с  $(p, n)$ -реакциями в области высоких энергий возбуждений. Сравнительный анализ этих реакций показывает и существенный недостаток: при использовании ионов даже на малых углах фон мультипольных возбуждений с  $L > 0$  значительно больше, чем в реакциях с нуклонами, что затрудняет извлечение информации о структуре возбуждений. Несмотря на это в реакциях с легкими ионами промежуточных энергий уже получена новая информация о спин-изоспиновом отклике ядер, затрагивающая мезонные степени свободы и барионные резонансы. Изучение ядерных высоковозбужденных состояний настоятельно диктует необходимость выхода за рамки стандартных микроскопических подходов типа СФ или ТКФС, в том числе явного учета многопарных возбуждений, мезонных обменных токов и барионных резонансов.

Данный обзор является по необходимости неполным, так как он не включает, например, результатов исследований реакций  $(d, 2p)$  и  $(n, p)$ , а также реакций с пионами. Эти исследования в настоящее время быстро развиваются и в ближайшие годы они, несомненно, дадут новую информацию о спиновых возбуждениях. Мы также здесь не касались результатов исследований с высокоэнергетическими пучками электронов и протонов, в частности, весьма интересных результатов, относящихся к области квазиупругого пика ( $E_x \sim \epsilon_F$ ). Все эти исследования могут служить предметом самостоятельных обзоров.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить д-ра К. Года и проф. Р. Мадей за предоставление экспериментальной информации. Выражаем также благодарность проф. Е. Бангу, А. А. Оглоблину, С. Б. Сакуте, А. Б. Демьяновой и С. А. Гончарову за плодотворное сотрудничество, Е. А. Строковскому и Л. Н. Струнову за полезные обсуждения.

#### П Р И Л О Ж Е Н И Е

Рассмотрим процесс неупругого рассеяния нуклонов на ядрах  $A(p, p') A^*$  и реакции перезарядки  $A(p, n) B$ . Антисимметризованная амплитуда нуклон-ядерного рассеяния в методе искаженных волн (МИВ) может быть записана в виде

$$T_{fi} = \int d\mathbf{r}_p \chi_f^{(-)*}(\mathbf{k}_f, \mathbf{r}_p) \langle Bb | \sum_t V_{pt} (1 - P_{pt}) | Aa \rangle \chi_i^{(+)}(\mathbf{k}_i, \mathbf{r}_p) = \\ = T_{fi}^{\text{dir}} + T_{fi}^{\text{exch}}, \quad (\text{II.1})$$

где  $\chi^\pm$  — искаженные волны;  $|a\rangle$  и  $|b\rangle$  — спин-изоспиновые волновые функции налетающего и улетающего нуклонов;  $|A\rangle$  и  $|B\rangle$  — волновые функции ядра-мишени в начальном и конечном состояниях; индекс  $p$  относится к налетающей частице, а  $t$  — к нуклонам ядра-мишени;  $V_{pt}$  — эффективное взаимодействие между нуклонами  $p$  и  $t$ ;  $P_{pt}$  — оператор перестановки пространственных и спин-изоспиновых координат пары нуклонов  $p$  и  $t$ . Первый член в (П.1) описывает прямую часть амплитуды реакции, второй — обменное выбивание нуклонов. В обменной части амплитуды учитывается только обмен между взаимодействующими нуклонами (кноскоп-амплитуда), другие части, содержащие обмен между не взаимодействующими частицами, опущены. Вклад последних зависит от корреляций между волновыми функциями налетающего нуклона и ядра-мишени. Расчет таких амплитуд сложен, и в настоящее время для них нет достаточно надежных оценок. Матричные элементы, входящие в (П.1), обычно называют формфакторами реакции.

Ограничиваясь только центральными и тензорными компонентами, взаимодействие  $V_{pt}$  представим в виде [22]

$$V_{pt} = \sum_T \left\{ \sum_S G_{ST}^C g^C(r_{pt}) (\sigma_p^S \sigma_t^S) + G_{ST}^T g^T(r_{pt}) S_{pt}(\hat{r}_{pt}) \right\} (\tau_p^T \tau_t^T), \quad (\text{П.2})$$

где

$$\left. \begin{aligned} \sigma_i^0 &= 1, \quad \sigma_i^1 = \sigma_i, \quad \tau_i^0 = 1, \quad \tau_i^1 = \tau_i; \\ S_{pt}(\hat{r}) &= 3(\sigma_p \cdot \hat{r})(\sigma_t \cdot \hat{r}) - (\sigma_p \cdot \sigma_t) \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3})$$

— спиновые, изоспиновые и тензорные операторы, а функция  $g(r_{pt})$  определяет радиальную форму взаимодействия и зависит только от относительного расстояния  $r_{pt} = |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_t|$  между нуклонами. Для дальнейшего удобно переписать выражение (П.2), слегка изменив обозначения:

$$V_{pt}(\mathbf{r}_{pt}) = \sum_{\substack{S,T \\ n=0,2}} G_{ST}^{(n)} g^{(n)}(r_{pt}) \frac{\sqrt{4\pi}}{n} (Y_n(\hat{r}_{pt}) \cdot T_n(\sigma_p^S, \sigma_t^S)) (\tau_p^T \tau_t^T), \quad (\text{П.4})$$

где

$$G_{ST}^{(0)} = (-1)^S \hat{S} G_{ST}^C, \quad G_{1T}^{(2)} = \sqrt{6} G_{1T}^T; \quad (\text{П.5})$$

$$T_{nm}(\sigma_p^S, \sigma_t^S) = \sum_{m_S, m_S'} (S m_S S m_S' | n m) \sigma_{m_S}^S(p) \cdot \sigma_{m_S'}^S(t); \quad (\text{П.6})$$

$$g^{(0)}(r) = g^C(r), \quad g^{(2)} = g^T(r), \quad \hat{n} = \sqrt{2n+1}.$$

Для разделения переменных удобно воспользоваться фурье-преобразованием

$$g^{(n)}(r) Y_{nm}(\hat{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} g^{(n)}(k) Y_{nm}(\hat{k}) d\mathbf{k}; \quad (\text{П.7})$$

$$g^{(n)}(k) Y_{nm}(\hat{k}) = \int e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} g^{(n)}(r) Y_{nm}(\hat{r}) d\mathbf{r}. \quad (\text{П.8})$$

В результате получим следующее мультипольное разложение [124]:

$$\begin{aligned} Y_{pt} &= 4\pi \sum_{STn\hat{k}_1\hat{k}_2j} i^{-k_1-k_2-n-2S} \hat{k}_1\hat{k}_2(k_1 0 k_2 0 | n 0) W(k_1 S k_2 S, j n) \times \\ &\times G_{ST}^{(n)} g^{(k_1 k_2 n)}(r_p, r_t) (T_{k_1 S j}(p) \cdot T_{k_2 S j}(t)) (\tau_p^T \tau_t^T), \end{aligned} \quad (\text{П.9})$$



где  $T_{kSj}$  — сферические тензоры ранга  $j$ :

$$T_{kSjm}(i) = \sum_{\mu\nu} (k\nu S\mu | jm) Y_{k\nu}(\hat{r}_i) \sigma_{\mu}^S(i). \quad (\text{П.10})$$

Здесь  $W(k_1 S k_2 S, jn)$  — коэффициенты Рака, а радиальные функции  $g^{(k_1 k_2 n)}(r_p, r_t)$  вычисляются по формулам:

$$g^{(kk^0)}(r_p, r_t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} g^{(0)}(r_{pt}) P_k(\cos \omega) d(\cos \omega); \quad (\text{П.11a})$$

$$g^{kk^2}(r_p, r_t) = r_p r_t \left( \frac{2k+3}{2k+1} W^{k-1}(r_p, r_t) + \frac{2k-1}{2k+1} W^{k+1}(r_p, r_t) \right) - (r_p^2 + r_t^2) W^k(r_p, r_t); \quad (\text{П.11б})$$

$$g^{(kk+2^2)}(r_p, r_t) = g^{(k+2k^2)}(r_t, r_p) = = r_t^2 W^k(r_p, r_t) - 2r_p r_t W^{k+1}(r_p, r_t) + r_p^2 W^{k+2}(r_p, r_t); \quad (\text{П.11в})$$

$$W^k(r_p, r_t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{g^{(2)}(r_{pt})}{r_{pt}^2} P_k(\cos \omega) d(\cos \omega). \quad (\text{П.11г})$$

В этих формулах  $\omega$  — угол между векторами  $r_p$  и  $r_t$ ;  $P_k(\cos \omega)$  — полиномы Лежандра.

Обменные эффекты в МИВ можно рассматривать, введя нелокальный фактор [125] и записав обменную амплитуду в виде

$$T_{fi}^{\text{exch}} = \int d\mathbf{r}'_p \int d\mathbf{r}_p \chi_f^{(-)*}(\mathbf{k}_f, \mathbf{r}'_p) \left\langle Bb \left| \sum_t V_{pt}^E \right| Aa \right\rangle \chi_i^{(+)}(\mathbf{k}_i, \mathbf{r}_p), \quad (\text{П.12})$$

где нелокальный обменный потенциал  $V_{pt}$  определяется выражением [125]

$$V_{pt}^E = -V_{pt} P_{pt} = -V_{pt} P_{pt}^{\sigma} P_{pt}^{\tau} \delta(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}'_t) \delta(\mathbf{r}'_p - \mathbf{r}_t) = = \tilde{V}_{pt} \delta(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}'_t) \delta(\mathbf{r}'_p - \mathbf{r}_t). \quad (\text{П.13})$$

Здесь  $P_{pt}^{\sigma}$  ( $P_{pt}^{\tau}$ ) — оператор обмена спиновыми (изоспиновыми) координатами между парой нуклонов  $p$  и  $t$ ,  $\tilde{V}_{pt}$  имеет такой же вид, как в (П.2), но с константами  $\tilde{G}_{ST}^C$  и  $\tilde{G}_T^T$ , определенными следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \tilde{G}_{00}^C \\ \tilde{G}_{10}^C \\ \tilde{G}_{01}^C \\ \tilde{G}_{11}^C \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} -1 & -3 & -3 & -9 \\ -1 & 1 & -3 & 3 \\ -1 & -3 & 1 & 3 \\ -1 & 1 & 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{00}^C \\ G_{10}^C \\ G_{01}^C \\ G_{11}^C \end{pmatrix}; \quad (\text{П.14а})$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{G}_0^T \\ \tilde{G}_1^T \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -1 & -3 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_0^T \\ G_1^T \end{pmatrix}. \quad (\text{П.14б})$$

Разлагая в выражении (П.13)  $\delta$ -функции по сферическим гармоникам и используя ту же технику, что и при выводе формулы (П.9), получаем мультипольное разложение нелокального обменного взаимодействия:

$$\begin{aligned}
 V_{pt}^E = & \sum_{\substack{STnk_1k_2l_1l_2 \\ l_a l_b l \lambda j}} i^{k_1-k_2-n} \tilde{G}_{ST}^{(n)} g^{(k_1k_2n)}(r_p, r_t) \times \\
 & \times \frac{\delta(r_p-r_t') \delta(r_t-r_p')}{r_t'^2 r_t^2} (k_1 0 k_2 0 | n 0) (k_1 0 l_a 0 | l_2 0) (k_2 0 l_b 0 | l_1 0) \times \\
 & \times \left\{ \begin{matrix} S & S & n \\ l & \lambda & j \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} k_1 & k_2 & n \\ l_a & l_b & l \\ l_2 & l_1 & \lambda \end{matrix} \right\} (-1)^S \hat{k}_1^2 \hat{k}_2^2 \hat{l}_a \hat{l}_b \hat{l} \hat{\lambda} \times \\
 & \times (T_{l_a l_b}^{ISj}(p, p') \cdot T_{l_1 l_2}^{\lambda S j}(t, t')) (\tau_p^T \cdot \tau_t^T), \quad (\text{П.15})
 \end{aligned}$$

где

$$T_{l_a l_b}^{ISj}(p, p') = [[Y_{l_a}(\hat{r}_p) \times Y_{l_b}(\hat{r}_p')]_l \times \sigma_p^S]_j \quad (\text{П.16})$$

— тензорный оператор ранга  $j$ , образованный из биполярной гармоники  $[Y_{l_a}(\hat{r}_p) \times Y_{l_b}(\hat{r}_p')]_l$  и оператора  $\sigma_p^S$ .

Используя разложение (П.9) для взаимодействия  $V_{pt}$ , формфактор прямой части амплитуды (П.1) представим в виде

$$\begin{aligned}
 F(r_p) = \langle Bb | \sum_t V_{pt} | Aa \rangle = & \sum_{ISJ} (J_A M_A J m | J_B M_B) (1/2 m_b S m_S | 1/2 m_a) \times \\
 & \times (l m_l S m_S | J m) i^{-l} Y_{l m_l}^* (\hat{r}_p) F_{ISJ}(r_p), \quad (\text{П.17})
 \end{aligned}$$

где  $F_{ISJ}(r_p)$  — радиальная часть формфактора:

$$\begin{aligned}
 F_{ISJ}(r_p) = & \sum_{TM_T} \frac{\hat{T}}{\hat{T}_B} (T_b M_T b T M_T | T_a M_T a) \times \\
 & \times (T_A M_T a T M_T | T_B M_T b) \sum_{Ln} i^{-n-L} (-1)^{l-J} \times \\
 & \times \frac{\hat{S} \hat{l} \hat{L}}{\hat{J}_B} (L \wedge l \wedge | n 0) W(L S l S, J n) G_{ST}^{(n)} \int g^{(Lln)}(r_p, r_t) \rho_{AB}^{JLS, T}(r_t) r_t^2 dr_t. \quad (\text{П.18})
 \end{aligned}$$

Здесь  $\rho_{AB}^{JLS, T}(r)$  — локальная переходная плотность, содержащая всю информацию о структуре ядер  $A$  и  $B$ :

$$\rho_{AB}^{JLS, T}(r) = \langle J_B T_B || \sum_t \frac{\delta(r-r_t)}{r_t^2} T_{LSJ}(t) \tau_t^T || J_A T_A \rangle. \quad (\text{П.19})$$

Аналогично, используя разложение (П.15) для обменного потенциала, нелокальный формфактор обменной амплитуды (П.12) представим в виде

$$\begin{aligned}
 F(r_p, r_p') = \langle Bb | \sum_t V_{pt}^E | Aa \rangle = & \sum_{ISJ} (J_A M_A J m | J_B M_B) (1/2 m_b S m_S | 1/2 m_a) \times \\
 & \times (l m_l S m_S | J m) \sum_{l_a l_b} i^{-l} [Y_{l_a}^*(\hat{r}_p) \times Y_{l_b}^*(\hat{r}_p')]_{l m_l} F_{l_a l_b}^{ISJ}(r_p, r_p'), \quad (\text{П.20})
 \end{aligned}$$

где  $F_{l_a l_b}^{lSJ}(r_p, r'_p)$  — радиальная часть нелокального фактора:

$$\begin{aligned}
 F_{l_a l_b}^{lSJ}(r_p, r'_p) = & \sum_{TM_T} \frac{\hat{T}}{\hat{T}_B} (T_b M_{T_b} T M_T | T_a M_{T_a}) \times \\
 & \times (T_A M_{T_A} T M_T | T_B M_{T_B}) \sum_{k_1 k_2 l_1 l_2 L n} i^{k_1 - k_2 - n + l} \times \\
 & \times (k_1^0 l_a^0 | n^0) (k_1^0 l_a^0 | l_2^0) (k_2^0 l_b^0 | l_1^0) \begin{Bmatrix} S & S & n \\ l & L & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} k_1 & k_2 & n \\ l_a & l_b & l \\ l_2 & l_1 & L \end{Bmatrix} \times \\
 & \times \frac{\hat{k}_1^2 \hat{k}_2^2 \hat{l}_a \hat{l}_b \hat{l} \hat{S}}{\hat{J}_B} (-1)^{l_a + l_b - J} \tilde{G}_{ST}^{(n)} g^{(k_1 k_2 n)}(r_p, r'_p) \rho_{l_1 l_2, AB}^{JLS, T}(r_p, r'_p); \quad (II.21)
 \end{aligned}$$

$$\rho_{l_1 l_2, AB}^{JLS, T}(r_p, r'_p) = \langle J_B T_B || \sum_t \frac{\delta(r_t - r'_p) \delta(r_p - r'_t)}{r_t^2 r'_t^2} T_{l_1 l_2}^{LSJ}(t, t') \tau_t^T || J_A T_A \rangle. \quad (II.22)$$

В этих формулах  $\rho_{l_1 l_2, AB}^{JLS, T}(r_p, r'_p)$  — нелокальная переходная плотность.

Используя разложение искаженных волн по парциальным, полную амплитуду (II.1) нуклон-ядерных столкновений в МИВ в системе координат, где ось  $z$  ||  $\mathbf{k}_i$ ,  $y$  ||  $[\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f]$ , запишем в виде

$$T_{fi} = T_{M_B M_b, M_A M_a} = \sum_{Jm} (J_A M_A J m | J_B M_B) t_J^{m M_b M_a}. \quad (II.23)$$

где

$$\begin{aligned}
 t_J^{m M_b M_a} = & \frac{\sqrt{4\pi}}{k_i k_f} \sum_{l_a j_a l_b j_b l S} i^{l_a - l_b - l} P_{l_b}^{m l_b}(\cos \theta) \sqrt{\frac{(l_b - m_{l_b})!}{(l_b + m_{l_b})!}} \times \\
 & \times \left( l_a^0 \frac{1}{2} M_a | j_a M_a \right) \left( l_b m_{l_b} \frac{1}{2} M_b | j_b m_b \right) (j_b m_b J m | j_a m_a) \hat{l}_b^2 \hat{l}_a \hat{l} \hat{J} \hat{j}_b \sqrt{2} \times \\
 & \times \left\{ \begin{matrix} l_b & 1/2 & j_b \\ l & S & J \\ l_a & 1/2 & j_a \end{matrix} \right\} \left\{ (l_b^0 l_b | l_a^0) D_{l_a j_a, l_b j_b}^{lSJ} + (-1)^{l_b} \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{l}_b} E_{l_a j_a, l_b j_b}^{lSJ} \right\}; \quad (II.24a)
 \end{aligned}$$

здесь радиальные интегралы определены следующим образом:

$$D_{l_a j_a, l_b j_b}^{lSJ} = \int dr_p \chi_{l_b j_b}(k_f, r_p) F_{lSJ}(r_p) \chi_{l_a j_a}(k_i, r_p); \quad (II.24б)$$

$$E_{l_a j_a, l_b j_b}^{lSJ} = \int dr_p \int dr'_p r_p r'_p \chi_{l_b j_b}(k_f, r'_p) F_{lSJ}(r_p, r'_p) \chi_{l_a j_a}(k_i, r_p), \quad (II.24в)$$

а  $\chi_{l_a j_a}(\chi_{l_b j_b})$  — радиальные части парциального разложения искаженной волны во входном (выходном) канале.

Дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного пучка частиц на неполяризованной мишени определяется стандартным образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ji}}{d\Omega} &= \frac{E_f E_i}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2J_A+1)(2J_a+1)} \sum_{M_B M_b M_A M_a} |T_{M_B M_b, M_A M_a}|^2 = \\ &= \frac{E_f E_i}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2J_A+1)(2J_a+1)} \sum_{M_b M_a m J} \frac{1}{(2J+1)} |t_J^{m M_b M_a}|^2, \quad (\text{П.25}) \end{aligned}$$

где  $E_i$  ( $E_f$ ) — приведенная энергия во входном (выходном) канале.

Обсудим структуру полученных выражений. Из (П.25) видим, что сечение рассеяния является некогерентной суммой возбуждений с определенным значением полного переданного момента  $J$ . Для рассеяния на ядрах с нулевым спином  $J_A = 0$  полный переданный момент  $J$  совпадает со спином  $J_B$  конечного состояния ядра мишени. Для фиксированного  $J$  сечение реакции является когерентной суммой возбуждений с различными орбитальными моментами  $l$  относительно движения. В прямую часть амплитуды (П.24) входит локальная переходная плотность  $\rho_{AB}^{JLS,T}$ , для которой разрешены только значения  $L = J$ ,  $S = 0$  и 1 для переходов нормальной четности и  $L = J \pm 1$ ,  $S = 1$  для переходов аномальной четности. В обменную часть амплитуды (П.24) входит нелокальная переходная плотность  $\rho_{l_1 l_2, AB}^{JLS,T}$ , для которой допустимы все значения  $L = J$ ,  $J \pm 1$ ,  $S = 1$  и  $L = J$ ,  $S = 0$  как для переходов нормальной, так и аномальной четности. При учете центральных сил [ $n = 0$  в формулах (П.18) и П.21)] каждому значению относительного орбитального момента  $l$  соответствует переход с определенным значением переданного углового момента  $L = l$  в ядре мишени. При учете тензорных сил [ $n = 2$  в (П.18) и (П.21)] переход с определенным  $l$  является смесью возбуждений ядра мишени с различными значениями  $L$ . Из выражения (П.18) для локального формфактора следует, что в прямую часть амплитуды реакции дают вклад только несколько членов мультипольного разложения взаимодействия. В случае обменной амплитуды такого прямого сопоставления переданного орбитального момента  $l$  и индексов  $k_1$  и  $k_2$  мультипольного разложения взаимодействия [ $g^{(k_1 k_2)}$  в формуле (П.15) для нелокального формфактора] проводить нельзя. Можно только сказать, что значения  $k_1$  и  $k_2$  в (П.15) порядка  $l_a$  и  $l_b$  — величины орбитальных моментов искаженных парциальных волн. Для прямых переходов возбуждение ядра мишени с определенными квантовыми числами  $S$  и  $T$  вызывается компонентами взаимодействия с теми же самыми значениями  $S$  и  $T$ . Такого соответствия для обменного выбивания нуклонов нет. Например, переход с  $S = 0$  и  $T = 0$  в прямой амплитуде вызывается только компонентой взаимодействия  $G_{00}^C$ . В обменной амплитуде это возбуждение определяется компонентой  $G_{00}^C$ , которая является смесью компонент взаимодействия с различными  $S$  и  $T$ :

$$\tilde{G}_{00} = -\frac{1}{4} (G_{00}^C + 3G_{10}^C + 3G_{01}^C + 9G_{11}^C).$$

Расчеты с точным учетом обменных амплитуд сложны и часто требуют большего времени на ЭВМ, особенно если используют многочастичные-многодырочные ядерные волновые функции для расчета переходных плотностей [126]. Поэтому используют приближенные методы рассмотрения обменных эффектов. Для центральных сил при промежуточных энергиях налетающих нуклонов существует простое приближение для учета эффектов антисимметризации. Вместо

нелокального обменного взаимодействия используют  $\delta$ -функциональное взаимодействие, которое определяется следующим образом [44]:

$$\left. \begin{aligned} V_{ST}^E &\rightarrow \tilde{G}_{ST}(E) \delta(\mathbf{r}); \\ \tilde{G}_{ST}(E) &= 4\pi \tilde{G}_{ST} \int_0^\infty g^C(r) j_0(kr) r^2 dr; \\ E &= \hbar^2 k^2 / 2\mu. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.26})$$

Здесь  $\hbar k$  — асимптотический импульс налетающего нуклона. В этом приближении обменная амплитуда сводится к прямой, и расчеты сечений сильно упрощаются. Часто в расчетах пренебрегают обменной частью тензорных сил, поскольку, как правило ее вклад мал по сравнению с вкладом прямого взаимодействия. Однако это не всегда оправдано (см. разд. 3).

Приведем также некоторые формулы для вычисления поляризационных характеристик реакции нуклон-ядерного рассеяния. Поляризация рассеянных нуклонов  $\mathbf{p}'$  определяется через заданную поляризацию  $\mathbf{p}$  налетающих частиц следующим образом [127]:

$$\begin{pmatrix} p_{x'} \\ p_{y'} \\ p_{z'} \end{pmatrix} \sigma = \sigma_0 \left\{ \begin{pmatrix} 0 \\ P_{y'} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} D_{xx'} & 0 & D_{zx'} \\ 0 & D_{yy'} & 0 \\ D_{xz'} & 0 & D_{zz'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \right\}; \quad (\text{П.27a})$$

$$\sigma = \sigma_0 (1 + p_y A_y); \quad (\text{П.27б})$$

$$\sigma_0 = \frac{1}{2} \text{Tr} (TT^+). \quad (\text{П.27в})$$

Это наиболее общее выражение для поляризации вылетающих нуклонов, разрешенное законом сохранения четности. Поляризация налетающих (вылетающих) частиц определяется в нештрихованной (штрихованной) системе координат. Выбор осей  $(x, z)$  и  $(x', z')$  может быть произвольным, но оси  $y$  и  $y'$  должны быть направлены по нормали к плоскости реакции  $[\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f]$ . В (П.27а)  $\sigma$  ( $\sigma_0$ ) — сечения рассеяния поляризованных (неполяризованных) частиц; коэффициенты передачи поляризации  $D_{ii'}$ , функция поляризации  $P_{i'}$  и анализирующая способность реакции  $A_i$  определены следующим образом:

$$D_{ii'} = \text{Tr} (T\sigma_i T^+ \sigma_{i'}) / \text{Tr} (TT^+); \quad (\text{П.28a})$$

$$P_{i'} = \text{Tr} (TT^+ \sigma_{i'}) / \text{Tr} (TT^+); \quad (\text{П.28б})$$

$$A_i = \text{Tr} (T\sigma_i T^+) / \text{Tr} (TT^+), \quad (\text{П.28в})$$

где  $T$  — амплитуда реакции; шпур берется по всем проекциям угловых моментов.

В системе координат, где ось  $z \parallel \mathbf{k}_i$  и  $y \parallel [\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f]$ , воспользовавшись представлением (П.23) для амплитуды реакции, получим

$$\begin{aligned} D_{ik} = \sum_{\substack{M_a M_b \\ m \geq 0}} \frac{6}{1 + \delta_{m0}} (1/2M_a - i1 \mid 1/2M_a) (1/2M_b 1k \mid 1/2M_b + k) \times \\ \times \text{Re} (t_j^{mM_b M_a} t_j^{mM_b + k M_a - i*}) / \sum; \quad (\text{П.29a}) \end{aligned}$$

$$\mathbf{P}' = \mathbf{n}_y \sum_{\substack{M_a M_b M_b' \\ m \geq 0}} \frac{2}{1 + \delta_{m0}} \operatorname{Im} (t_J^{m M_b M_a} t_J^{m M_b' M_a}) \times \\ \times (\delta_{-1/2 M_b} \delta_{1/2 M_b'} - \delta_{1/2 M_b} \delta_{-1/2 M_b'}) / \sum; \quad (\text{П.296})$$

$$\mathbf{A} = -\mathbf{n}_y \sum_{\substack{M_a M_b M_a' \\ m \geq 0}} \frac{2}{1 + \delta_{m0}} \operatorname{Im} (t_J^{m M_b M_a} t_J^{m M_b M_a'}) \times \\ \times (\delta_{1/2 M_a'} \delta_{-1/2 M_a} - \delta_{-1/2 M_a'} \delta_{1/2 M_a}) / \sum; \quad (\text{П.29в})$$

$$\sum = \sum_{M_a M_b m} |t_J^{m M_b M_a}|^2.$$

Важное значение имеет величина  $D_{yy}$ , которая связана с изменением поляризации в направлении перпендикулярном плоскости реакции. Если  $D_{yy} = 1$ , то никакого изменения поляризации нет, если  $D_{yy} = -1$ , то она меняет свое направление. Часто рассматривают другую величину,  $S = \frac{1}{2} (1 - D_{yy})$ , которая определяет вероятность переворота спина в реакции. Из (П.29а) получаем

$$S = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sum_{\substack{M_a M_a' M_b M_b' \\ m \geq 0}}^{-1} \frac{2}{1 + \delta_{m0}} \operatorname{Re} (t_J^{m M_b M_a} t_J^{m M_b' M_a'}) \times \right. \\ \left. \times (\delta_{-1/2 M_a} \delta_{1/2 M_a'} - \delta_{1/2 M_a} \delta_{-1/2 M_a'}) (\delta_{-1/2 M_b} \delta_{1/2 M_b'} - \delta_{1/2 M_b} \delta_{-1/2 M_b'}) \right\}. \quad (\text{П.30})$$

Простое и физически наглядное представление поляризационных характеристик реакции с нуклонами при промежуточных энергиях получено [51] в импульсном приближении плоских волн (PWIA). Амплитуда нуклон-ядерного рассеяния в PWIA есть

$$T = \eta \langle \mu | M(q) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 0 \rangle, \quad (\text{П.31})$$

где  $\mu$  — проекция переданного полного момента на ось  $q$ ;  $\eta$  — кинематический фактор;  $M(q)$  — амплитуда свободного  $NN'$ -рассеяния [6],

$$M(q) = A + B\sigma_{1n} \cdot \sigma_{2n} + C(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + E\sigma_{1q} \cdot \sigma_{2q} + F\sigma_{1p} \cdot \sigma_{2p} \quad (\text{П.32})$$

с  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ ,  $\mathbf{n} = [\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f]$ ,  $\mathbf{p} = [\mathbf{n} \times \mathbf{q}]$ ,  $\sigma_{in} = (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{n}})$ . Функции  $A, B, C, E, F$  зависят от энергии, переданного импульса и двухчастичного изоспина.

Для возбуждения состояний аномальной четности можно получить следующие выражения для поляризационных наблюдаемых [51]:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_0 D_{nn}^{\wedge\wedge} &= X_T^2 (C^2 + B^2 - F^2) - X_L^2 E^2; \\ \sigma_0 D_{pp}^{\wedge\wedge} &= X_T^2 (C^2 - B^2 + F^2) - X_L^2 E^2; \\ \sigma_0 D_{qq}^{\wedge\wedge} &= X_T^2 (C^2 - B^2 - F^2) + X_L^2 E^2; \\ \sigma_0 D_{qp}^{\wedge\wedge} &= -\sigma_0 D_{pq}^{\wedge\wedge} = 2X_T^2 \operatorname{Im}(BC^*); \\ \sigma_0 P_n^{\wedge} &= \sigma_0 A_n^{\wedge} = 2X_T^2 \operatorname{Re}(BC^*); \\ \sigma_0 &= X_T^2 (C^2 + B^2 + F^2) + X_L^2 E^2, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.33})$$

где  $X_L$  и  $X_T$  пропорциональны мультипольному разложению отклика ядра на продольное  $(\sigma \cdot q) e^{iqr}$  и поперечное  $\sigma \times q e^{iqr}$  внешние поля:

$$\left. \begin{aligned} X_L &= \sqrt{\frac{J}{2J+1}} \rho^{JJ-11}(q) + \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} \rho^{JJ+11}(q); \\ X_T &= \sqrt{\frac{J+1}{2(2J+1)}} \rho^{JJ-11}(q) - \sqrt{\frac{J}{2(2J+1)}} \rho^{JJ+11}(q), \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.34})$$

а  $\rho^{JLS}(q)$  — переходная плотность ядерного возбуждения в  $q$ -представлении.

Зная коэффициенты амплитуды свободного  $NN$ -рассеяния (П.32) и поляризацонные наблюдаемые, из уравнений (П.33) можно определить продольный и поперечный отклик ядра. Конечно, в  $PWIA$  нет такого прямого разделения ядерной структуры и динамики реакции, но можно надеяться, что чувствительность полученных выражений к продольному и поперечному отклику ядра сохранится.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **The (p, n) Reactions and the Nucleon-Nucleon Force**//Proc. Intern. Conf., 1979. Telluride./Eds. C. D. Goodman e.a. N. Y.: Plenum, 1980.
2. **Spin Excitations in Nuclei**//Proc. Intern. Conf., 1982. Telluride/Eds. F. Petrovich e.a. N. Y.: Plenum, 1984.
3. **Proc. of the Sixth Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics.** 1985. Osaka/Eds. M. Kondo e.a. Suppl. J. Phys. Soc. Japan. 1986. Vol. 55.
4. **Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering**//Proc. Intern. Symp., 1985. Bad Honef/Ed. von Geramb H. V., Springer-Verlag. Lecture Notes in Physics. B. 1985. Vol. 243.
5. **Antinucleon- and Nucleon-Nucleus Interactions**//Proc. Intern. Conf., 1985. Telluride./Eds. G. E. Walker e.a. N. Y.: Plenum, 1985.
6. **Kerman A. K., McManus H., Thaler R. M.**//Ann. Phys. 1959. Vol. 8. P. 551—635; **Clegg A. B., Satchler G. R.**//Nucl. Phys. 1961. Vol. 27. p. 431—447; **Chiang H. C., Hufner J.**//Nucl. Phys. A. 1980. Vol. 349. P. 466—482.
7. **Мигдал А. Б.**//Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. 2-е изд. М.: Наука, 1983.
8. **Suzuki T., Krewald S., Speth J.**//Phys. Lett. B. 1981. Vol. 107. P. 9—13; **Cha D., Speth J.**//Phys. Lett. B. 1984. Vol. 143. P. 297—302.
9. **Auerbach N., Klein A.**//Phys. Rev. C. 1984. Vol. 30. P. 1032—1043.
10. **Пятов Н. И., Фаянс С. А.**//ЭЧАЯ. 1983. Т. 14, вып. 4. С. 953—1019; **Pyatov N. I., Fayans S. A.**//Sov. J. Part. Nucl. 1983. Vol. 14. P. 401—430; **Fayans S. A., Pyatov N. I.**//Proc. 4th Intern. Conf. on Nuclei far from Stability. 1981. Helsingor. CERN. 81-09. P. 287—291.
11. **Гареев Ф. А., Ершов С. Н., Пятов Н. И. и др.**//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1401—1414.
12. **Bang J., Fayans S. A., Gareev F. A. e.a.**//Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 440. P. 445—479.
13. **Klein A., Love W. G., Auerbach N.**//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 710—712.
14. **Izumoto T.**//Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 395. P. 189—203.
15. **Osterfeld F., Cha D., Speth J.**//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 372—383.
16. **Гареев Ф. А., Ершов С. Н., Пятов Н. И. и др.**//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1435—1442.
17. **Bertsch G., Tsai S. F.**//Phys. Repts. C. 1975. Vol. 18. P. 126—158; **Shlomo S., Bertsch G. F.**//Nucl. Phys. A. 1975. Vol. 243. P. 507—518.

18. Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В., Фаянс С. А. Препринт ИАЭ-2571. М., 1975; Саперштейн Э. Е., Фаянс С. А., Ходель В. А. // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. Вып. 2. С. 221—285; Борзов И. Н., Фаянс С. А. Препринт ФЭИ 1129. Обнинск. 1981.
19. Bertsch G. F., Hamamoto I. // Phys. Rev. C. 1982. Vol. 26. P. 1323—1326; Adachi S. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 125. P. 5—8; Kuzmin V. A., Soloviev V. G. // J. Phys. G. 1984. Vol. 10. P. 1507—1522; Takayanagi K., Shimizu K., Arima A. // Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 444. P. 436—444; Drozd S., Klemt V., Speth J. e.a. // Phys. Lett. B. 1986. Vol. 166. P. 18—22; Wambach J. Preprint P/86/10/153. University of Illinois. 1986.
20. Anderson B. D., Chittrakarn T., Baldwin A. R. e.a. // Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 1147—1160; P. 1161—1172.
21. Ericson M., Figureau A., Thevenet C. // Phys. Lett. B. 1973. Vol. 45. P. 19—22; Oset E., Rho M. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 47—50; Bohr A., Mottelson B. R. // Phys. Lett. B. 1981. Vol. 100. P. 10—12.
22. Love W. G., Franey M. A. // Phys. Rev. C. 1981. Vol. 24. P. 1073—1094; Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 488—498.
23. Love W. G., Franey M. A., Petrovich F. Spin Excitations in Nuclei // Proc. Intern. Conf. 1982. Telluride. /Eds. F. Petrovich e.a. N. Y.: Plenum, 1984. P. 205—231.
24. Gaarde C., Larsen J. S., Rapaport J. Spin Excitations in Nuclei // Proc. Intern. Conf. 1982. Telluride. /Eds. F. Petrovich e.a. N. Y.: Plenum, 1984. P. 65—89.
25. McClelland J. B., Moss J. M., Aas B. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 98—101.
26. Love W. G., Klein A., Franey M. A. Antinucleon- and Nucleon-Nucleus Interactions // Proc. Intern. Conf. 1985. Telluride. /Eds. G. E. Walker e.a. N. Y.: Plenum, 1985. P. 1—23.
27. Ikeda K., Fujii S., Fujita J. I. // Phys. Lett. 1963. Vol. 3. P. 271—272; Fujita J., Ikeda K. // Nucl. Phys. 1965. Vol. 67. P. 145—177; Prog. Theoret. Phys. 1966. Vol. 36. P. 288—295.
28. Bainum D. E., Rapaport J., Goodman C. D. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 1751—1754; Goodman C. D., Goulding C. A., Greenfield M. B. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 1755—1759; Horen D. J., Goodman C. D., Foster C. C. e.a. // Phys. Lett. B. 1980. Vol. 95. P. 27—30; Phys. Lett. B. 1981. Vol. 99. P. 383—386.
29. Gaarde C., Rapaport J., Taddeucci T. N. e.a. // Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 369. P. 258—280.
30. Goodman C. // Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 374. P. 241c—251c; Gaarde C. // Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 396. P. 127c—150c; Phys. Scripta. 1983. Vol. T5. P. 55—62.
31. Rapaport J., Taddeucci T., Welch T. P. e.a. // Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 410. P. 371—398; Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 431. P. 301—316; Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 427. P. 332—356; Goodman C. D., Byrd R. C., Van Heerden I. J. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 877—880.
32. Madey R., Anderson B. D., Flanders B. S. e.a. Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei // Proc. Intern. Symp. 1986. Heidelberg /Ed. Klapdor H. V. Springer. 1986. p. 280—286; Hausser O. // Ibid. P. 273—279.
33. Taddeucci T. N. // Proc. 6th. Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics. 1986. Osaka. /Eds. M. Kondo e.a. Suppl. J. Phys. Soc. Japan. 1986. Vol. 55. P. 156—171; Antinucleon- and Nucleon-Nucleus Interactions // Proc. Intern. Conf. 1985. Telluride /Eds. G. E. Walker e.a. N. Y.: Plenum, 1985. P. 277—292; Sakai H., Ieiri M., Imai K. e.a. // Ibid. P. 293—297; Taddeucci T. N., Goodman C. D., Byrd R. C. e.a. // Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 746—748.
34. Anderson B. D., Chittrakarn T., Baldwin A. R. e.a. // Phys. Rev. C. 1986. Vol. 34. P. 422—428.
35. Chittrakarn T., Anderson B. D., Baldwin A. R. e.a. // Phys. Rev. C. 1986. Vol. 34. P. 80—94.



36. Osterfeld F.//Phys. Rev. C. 1982. Vol. 26. P. 762—765; Osterfeld F., Schulte A.//Phys. Lett. B. 1984. Vol. 138. P. 23—28.
37. Cha D., Osterfeld F. Antinucleon- and Nucleon-Nucleus Interactions//Proc. Intern. Conf. 1985. Telluride/Eds. G. E. Walker e.a. N. Y.: Plenum, 1985. P. 335—350.
38. Auerbach N., Klein A., Love W. G. Antinucleon- and Nucleon-Nucleus Interactions.//Proc. Intern. Symp. 1985. Telluride/Eds. G. E. Walker e.a. N. Y.: Plenum, 1985. P. 323—334.
39. Ershov S. N., Gareev F. A., Pyatov N. I. e.a. Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei//Proc. Intern. Symp. 1986. Heidelberg./Ed. H. V. Klapdor Springer. 1986. P. 287—290.
40. Bang J., Gareev F. A., Pyatov N. I. e.a.//Phys. Scripta. 1986. Vol. 34. P. 541—549.
41. Nadasen A., Schwandt P., Singh P. P. e.a.//Phys. Rev. C. 1981. Vol. 23. P. 1023—1043.;
42. Crawley C. M., Anantaraman N., Galonsky A. e.a.//Phys. Rev. C 1982. Vol. 26. P. 87—96; Schwandt P., Meyer H. O., Jacobs W. W. e.a.//Phys. Rev. C. 1982. Vol. 26. P. 55—64.
43. Gaarde C., Larsen J. S., Goodman C. D. e.a. Gamov-Teller Strength in  $^{42}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  and  $^{54}\text{Fe}$ . Preprint. Copenhagen. 1981.
44. Love W. G.//Nucl. Phys. A. 1978. Vol. 312. P. 160—176.
45. Goodman C. D., Bloom S. D. Spin Excitations in Nuclei//Proc. Intern. Conf. 1982. Telluride/Eds. F. Petrovich e.a. N. Y.: Plenum, 1984. P. 143—160.
46. Lindgren R. A., Petrovich F.//Ref. [45]. P. 323—353.
47. Wambach J., Drozd S., Schulte A. e.a. Preprint P/87/3/43. University of Illinois. 1987.
48. Adachi S., Lipparini E., Nguen van Giai//Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 438. P. 1—14. Desplanques B., Noguera S.//Phys. Lett. B. 1986. Vol. 173. P. 23—28.
49. Eshensen H., Bertsch G. F.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 32. P. 553—555; Smith R. D., Wambach J. Preprint P/87/4/52. University of Illinois. 1987.
50. Klein A., Love W. G.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 1920—1930.
51. Cornelius W. D., Moss J. M., Yamaya T.//Phys. Rev. C. 1981. Vol. 23. P. 1364—1374; Moss J. M.//Phys. Rev. C. 1982. Vol. 26. P. 727—729; Spin Excitations in Nuclei//Proc. Intern. Conf. 1982. Telluride/Eds. F. Petrovich e.a. N. Y.: Plenum, 1984. P. 355—369.
52. Morpurgo G.//Phys. Rev. 1958. Vol. 110. P. 721—725.
53. Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В., Фаянс С. А.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1977. Т. 41. С. 1573—1575; С. 2063—2066.
54. Борзов И. Н., Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В. и др.//ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. Вып. 4. С. 848—904.
55. Anantaraman N.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. P. 1318—1321; Bertrand F. E., Gross E. E., Horen D. J. e.a.//Phys. Lett. B. 1981. Vol. 103. P. 326—330; Djalali C., Marty N., Morlet M. e.a.//Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 388. P. 1—18; Garey T. A., Jones K. W., McClelland J. B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 144—147.
56. Wienhard R., Ackermann K., Bangert K. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 18—21.
57. Ratzek R., Berg U. E. P., Bläsing C. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 568—575.
58. Laszewski R. M., Rullhusen P., Hoblit S. D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 530—535.
59. Борзов И. Н., Толоконников С. В., Фаянс С. А.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1151—1162.
60. Борзов И. Н., Гареев Ф. А., Ершов С. Н. и др.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 625—636.

61. Toki H., Bertsch G. F., Cha D. // Phys. Rev. C. 1983. Vol. 28. P. 1398—1401; Вдовин А. И., Гареев Ф. А., Ершов С. Н. // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 388—395.
62. Steffen W., Gräf H. D., Richter A. e.a. // Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 404. P. 413—427; Meuer D., Frey R., Hoffman D. H. H. e.a. // Nucl. Phys. A. 1980. Vol. 349. P. 309—338; Raman S. // Proc. 3d Intern. Symp. Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy/Eds. R. E. Chrien, W. R. Kane N. Y.: Plenum Press, 1979. P. 193—220.
63. Crawley G. M., Anantaraman N., Galonski A. e.a. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 127. P. 322—326.
64. Djalali C., Marty N., Morlet M. e.a. // Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 758—761.
65. Djalali C., Marty N., Morlet M. e.a. // Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 380. P. 42—60.
66. Shimizu K., Ichimura M., Arima A. // Nucl. Phys. A. 1974. Vol. 226. P. 282—318; Townner I., Khanna F. // Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 399. P. 334—364.
67. Khafizov R. U. // Phys. Lett. B. 1985. Vol. 162. P. 21—24.
68. Cha D., Schwesinger B., Wambach J. e.a. // Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 430. P. 321—348.
69. Вдовин А. И., Велчев Ч., Пономарев В. Ю. Препринт ОИЯИ Р4-86-784. Дубна. 1986.
70. Ткачев В. Н., Камерджиев С. П. // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 832—844.
71. Толоконников С. В., Хафизов Р. У. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 890—899.
72. Гапонов Ю. В., Тихонов В. Н., Фаянс С. А. Препринт ИАЭ-2177. М., 1971.
73. Buck V., Perez S. M. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1975—1978.
74. Delorme J. // Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 446. P. 65с—88с.
75. Алхазов Г. Д., Артамонов С. А., Быков А. А. и др. Препринт ЛИЯФ-959. Ленинград. 1984; Alkhozov G. D., Vukow A. A., Wittmann V. D. e.a. // Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 438. P. 482—492; Alkhozov G. D., Artamonov S. A., Isakov V. I. e.a. Preprint LNPI-1305. Leningrad. 1987.
76. Townner I. S. // Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 444. P. 402—418.
77. Rho M., Brown G. E. // Comm. Part. Nucl. Phys. 1981. Vol. 10. P. 201—214.
78. Townner I. S. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1986. Vol. 36. P. 115—146.
79. Гапонов Ю. В., Толоконников С. В., Фаянс С. А. и др. Препринт ИАЭ-3573. М., 1982.
80. Backman S. O. Nucl. Phys. A. 1969. Vol. 130. P. 427—432; Friman B. L., Dhar A. K. // Phys. Lett. B. 1979. Vol. 85. P. 1—4.
81. Brown G. E., Osnes E. // Phys. Lett. B. 1985. Vol. 159. P. 223—227.
82. Martin M. J. // NDS. 1986. Vol. 47. P. 797—964.
83. Carey T. A., Jones K. W. Mc Clellans J. B. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 144—147.
84. Rees L. B., Moss J. M., Carey T. A. e.a. // Phys. Rev. C. 1986. Vol. 34. P. 627—636.
85. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks K. H. e.a. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 123. P. 275—278.
86. Ericson M., Thomas A. W. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 128. P. 112—116; Llewellyn-Smith C. H. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 128. P. 107—111; Berger E. U., Coester F., Wiringa R. B. // Phys. Rev. D. 1984. Vol. 29. P. 398—411; Титов А. И. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 76—84.
87. Саперштейн Э. Е., Шматиков М. Ж. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 44—47; Саперштейн Э. Е., Троицкий М. А., Шматиков М. Э. // Физика атомного ядра. Материалы XXI Зимней школы ЛИЯФ. Ленинград. 1986. С. 76—134.
88. Alberio W. M., Ericson M., Molinari A. // Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 379. P. 429—448.
89. Esbensen H., Bertsch G. F. // Ann. Phys. 1984. Vol. 157. P. 255—281; Esbensen H., Toki H., Bertsch G. F. // Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 1816—1820.

90. Alberico W. M., De Pace A., Ericson M. e.a.//Phys. Lett. B. 1987. Vol. 183. P. 135—140; Okuhara Y., Castel B., Johnstone I. P. e.a.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 34. P. 2019—2022.
91. Orlandini G., Traini M., Ericson M.//Phys. Lett. B. 1986. Vol. 179. P. 201—206.
92. Duhm H. H., Hafner H., Refordt R. e.a.//Phys. Lett. B. 1974. Vol. 48. P. 1—5.
93. Wharton W. R., Debevec P. T.//Phys. Rev. C. 1975. Vol. 11. P. 1963—1975.
94. Goodman C. D., Wharton W. R., Hensley D. C.//Phys. Lett. B. 1976. Vol. 64. P. 417—420.
95. Wharton W. R., Goodman C. D., Hensley D. C.//Phys. Rev. C. 1980. Vol. 22. P. 1138—1144.
96. Cunsolo A., Foti A., Imme G. e.a.//Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 355. P. 261—268.
97. Ciangaru G., Mc Grath R. L., Cecil F. E.//Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 380. P. 147—169; Phys. Lett. B. 1976. Vol. 61. P. 25—28.
98. Von Oertzen W.//Phys. Lett. B. 1985. Vol. 151. P. 95—99.
99. Winfield J. S., Anantaraman N., Austin S. M. e.a.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 1333—1339.
100. Aleksandrov D. V., Glukhov Yu. A., Dem'yanova A. S. e.a.//Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 436. P. 338—364.
101. Dem'yanova A. S., Fayans S. A., Glukhov Y. A. e.a.//Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 444. P. 519—540.
102. Cook J., Kemper K. W.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 1745—1751.
103. Anantaraman N., Winfield J. S., Austin S. M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 2375—2378.
104. Winfield J. S., Anantaraman N., Austin S. M. e.a.//Phys. Rev. C. 1987. Vol. 35. P. 1734—1745.
105. Гареев Ф. А., Гончаров С. А., Ершов С. Н. и др.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 73—81.
106. Кукулин В. И., Краснопольский В. М., Мисёлхи М. А. и др.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 21—32.
107. Vissher W. M., Ferrel R. A.//Phys. Rev. 1957. Vol. 107. P. 781—796.
108. Williams-Norton M. E., Petrovich F., Kempfer K. W. e.a.//Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 313. P. 477—484.
109. Gaarde C., Larsen J. S., Haraken M. H. e.a.//Nucl. Phys. A. 1980. Vol. 334. P. 248—268.
110. Morsch H. P. Antinucleon- and Nucleon-Nucleus Interactions//Proc. Intern. Conf. 1985. Telluride/Eds. G. E. Walker e.a. N. Y.: Plenum, 1985. P. 357—364.
111. Tabor S. L., Neuschaefer G., Carr J. A. e.a.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 422. P. 12—44.
112. Ellegaard C.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1745—1748.
113. Ellegaard C., Gaarde C., Larsen J. S. e.a.//Phys. Lett. B. 1985. Vol. 154. P. 110—114.
114. Contardo D., Bedjidian M., Grossiord J. Y. e.a.//Phys. Lett. B. 1986. Vol. 168. P. 331—335.
115. Gaarde C.//Nuclear Structure. JINR D4-85-851. 1985. Dubna. P. 104—123.
116. Schulte A., Udagawa T., Osterfeld F.//Phys. Lett. B. 1987. Vol. 183. P. 243—248.
117. Ableev V. G., Kobushkin A. P., Kurepin A. V. e.a. Preprint JINR E1-83-486. Dubna. 1983; Аблеев В. Г., Воробьев Г. Г., Елисеев С. М. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 35—38; Аблеев В. Г., Димитров Х., Елисеев С. М. и др. Препринт ОИЯИ Р1-87-374. Дубна. 1987.

118. **Аблеев В. Г., Воробьев Г. Г., Димитров Х. и др.** Препринт ОИЯИ РІ-86-435. Дубна. 1986.
119. **Rho M.**//Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1984. Vol. 34. P. 531—582.
120. **Dmitriev V. F., Suzuki T.**//Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 438. P. 697—710;
- Volf G.**//Phys. Rev. 1969. Vol. 182. P. 1538—1560.
121. **Dmitriev V. F.** Preprint 86—118. INP. Novosibirsk. 1986.
122. **Esbensen M., Lee T.-S. H.**//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 32. P. 1966—1974.
123. **Bergquist I., Brockstedt A., Carlen L. e.a.** The ( $^3\text{H}$ , t) Reaction at Intermediate Energies. Preprint. 1987.
124. **Horie H., Sasaki K.**//Progr. Theoret. Phys. 1961. Vol. 25. P. 475—492.
125. **Madsen K. A.** Nuclear Spectroscopy and Reactions. Pt. D. Ch. 9./Ed. J. Cherny. N. Y.: Acad. Press. 1975. P. 249—317.
126. **Гареев Ф. А., Гмитро М., Ершов С. Н. и др.**//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 20—28.
127. **Ohlsen G. G.**//Rep. Progr. Phys. 1972. Vol. 35. P. 717—801.
128. **Laszewsky R. M., Alarcon R., Hoblit S. D.**//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 431—434.
129. **Tain J. L., Berg G. P. A., Katayama I. e.a.**//Phys. Rev. C. 1987. Vol. 35. P. 1288—1290.
130. **Alkhazov G. D., Artamonov S. A., Isakov V. I. e.a.**//Phys. Lett. 1987. Vol. 198B. P. 37—41.
131. **Watson J. W., Pella P. J., Anderson B. D. e.a.**//Phys. Lett. 1986. Vol. 181. P. 47—51.