

## ПОЛНЫЙ РАЗВАЛ ЛЕГКИХ ЯДЕР ЭЛЕМЕНТАРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

*Р. И. Джибутти*

Институт физики АН ГССР

В обзоре систематизированы существующие на сегодняшний день теоретические и экспериментальные результаты по исследованию полного распада легких ядер элементарными частицами. Обзор ограничен теми последними теоретическими работами, результаты которых способствуют развитию нового направления в теории ядра — единого подхода к исследованию структуры легких ядер и ядерных реакций на легких ядрах. На примере трехчастичного рассеяния проанализированы трудности современной теории многочастичных реакций, связанные со сложной асимптотикой волновой функции в координатном представлении или с сингулярностями амплитуды рассеяния в импульсном представлении. Изложены различные методы теории реакции полного распада легких ядер элементарными частицами.

Приведены экспериментальные данные по некоторым реакциям полного развала легких ядер и проведено сравнение с ними теоретических результатов. Рассмотрены реакции полного фоторасщепления трех- и четырехчастичных ядер; реакция трехчастичного фоторасщепления ядра  ${}^6\text{Li}$  в кластерной модели; трех- $\alpha$ -частичный фоторазвал ядра  ${}^{12}\text{C}$ ; полный развал легких ядер  $\pi^\pm$ -мезонами; реакции развала с участием  $\mu$ -мезонов и гиперонов.

In the present work the first attempt is made to systematize as theoretical so experimental investigation results connected with full break-up processes on light nuclei caused by elementary particles. The unique approach to the description of the structure of nuclei and of nuclear reactions on light nuclei is discussed. Theoretical works favoring the development of this approach are reviewed.

The difficulties of the modern many-particle reactions theory are analyzed on the three-body scattering example. The full break-up reactions on light nuclei caused by elementary particles are considered in the framework of various methods.

The full photobreak-up of three and four particle nuclei and the  $\pi^- + {}^3\text{H} \rightarrow 3n$ ,  $\pi^+ + {}^3\text{He} \rightarrow 3p$ ,  $\pi^- + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + 3n$ ,  $\pi^- + {}^3\text{H} \rightarrow \gamma + 3n$ ,  $\pi^- + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^+ + 4n$ ,  $\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + 4p$ ,  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + 2n$ ,  $\mu^- + {}^3\text{H} \rightarrow 3n + \nu_\mu$ ,  ${}^3\text{H} \rightarrow \pi^- + 2p + n$ ,  ${}^3\text{H} \rightarrow 2n + p$  reactions are studied. The cross sections of the break-up reactions is shown to be very sensitive to the form of the nucleon-nucleon interaction.

## ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия проведены интенсивные исследования в области физики малонуклонных систем. Учеными из разных научных центров мира выполнены высокоточные расчеты основных состояний ядер  ${}^2\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  методами интегральных уравнений Фаддеева, гиперсферических функций и функций трансляционно-инвариантной модели оболочек в целях получения однозначных заключений, позволяющих разобратся в многообразии видов нуклон-нуклонных потенциалов. Однако характеристики основных состояний трехчастичных ядер не оказались достаточно критичными к форме ядерного потенциала и не позволили решить поставленную задачу [1]. Недавние расчеты [2] аналогичных характеристик для основного состояния ядра  ${}^4\text{He}$ , проведенные методом гиперсферических функций, показали, что задача остается нерешенной и в этом случае.

В такой ситуации представляет интерес расширение области исследования при рассмотрении наряду с характеристиками основных состояний легких ядер и ядерных процессов на легких ядрах с участием элементарных частиц. Многогранные аспекты ядерной структуры и ядерной системы в непрерывном спектре сильнее всего должны проявиться в процессах типа полного распада ядер. В последнее время заметно возрос интерес к задачам такого рода.

Настоящая работа посвящена обзору некоторых из полученных результатов, изложению трудностей в теории и современных ее методов исследования, приведены существующие к настоящему моменту более или менее надежные экспериментальные результаты, и даны их теоретические объяснения.

## 1. ТРУДНОСТИ ТЕОРИИ

Из многообразия ядерных процессов реакции полного развала ядер до последнего времени оставались наименее изученными. Когда ядро полностью разваливается на нуклоны — это многочастичный процесс, и для идентификации таких событий требуется сложная экспериментальная техника. Не менее сложной должна быть схема теоретического описания данных процессов. Действительно, например, в процессе полного развала трехчастичного ядра при учете взаимодействия в конечном состоянии необходимо рассмотрение сложного процесса трехчастичного рассеяния. При этом возникают большие трудности, которые интенсивно обсуждались в [3—12]. Благодаря таким обсуждениям и особенно в результате интенсивных исследований С. П. Меркурьева [3] мы сегодня хорошо представляем, как эти трудности связаны с граничными условиями для трехчастичных волновых функций. В импульсном представлении они выражаются сингулярностью полной  $T$ -матрицы рассеяния и, как показано в [8, 10, 11], вынуждают нас пересмотреть используемые определения наблюдаемых величин рассеяния. Можно ожидать, что при переходе к рассмотрению систем из четырех и более частиц проблема ста-

нет еще сложнее, хотя вопрос об асимптотике, например, четырех-частичных волновых функций пока не исследован.

Несмотря на такие сложности изучения многочастичных процессов в последнее время возрос интерес к исследованию реакций полного развала легких ядер элементарными частицами. Это в первую очередь вызвано существенным сдвигом в теории нескольких тел, обусловленным созданием и дальнейшим развитием методов точных интегральных уравнений Фаддеева и гиперсферического базиса. При этом возникла надежда безмодельного описания не только связанных состояний нескольких тел, но и ядерных реакций. Кроме того, как показывают расчеты, волновые функции непрерывного спектра, описывающие конечное состояние в реакции полного развала трех- и четырехчастичных ядер, сильно меняются с учетом взаимодействия между всеми продуктами реакции и соответствующие сечения оказываются достаточно критичными к выбору вида потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия. Этот результат весьма привлекателен, так как позволяет разобраться в многообразии видов нуклон-нуклонных потенциалов, которыми так богата современная ядерная физика.

Сравнительно систематические исследования, например, полного развала трехчастичных ядер  $\gamma$ -квантами были начаты с применением метода интегральных уравнений Фаддеева [13]. Хотя Делвес [14] еще в 1959 г. впервые сделал попытку применить для этой цели метод гиперсферических функций, систематические исследования реакций полного развала легких ядер методом разложения по базису гиперсферических функций проведены в последнее время группой Левинджера, Фабр де ла Рипелла и Фанга в США, группой База и тбилисской группой в Советском Союзе.

Возможности применения метода гиперсферических функций в задачах непрерывного спектра многочастичных систем ограничены по сравнению с возможностями метода точных интегральных уравнений Фаддеева. Многочастичная волновая функция непрерывного спектра, полученная методом гиперсферических функций, в асимптотике ведет себя, как многомерная сферическая волна [для трех тел она имеет вид  $\exp(ik_0\rho_0)/\rho_0^{3/2}$ , а для четырех —  $\exp(ik_0\rho_0)\rho_0^{-4}$ , где  $\rho$  и  $k$  — длины радиуса-вектора и импульса в соответствующих многомерных пространствах]. С другой стороны, например, трех-частичный оператор энергии  $H$  имеет  $1 + \sum_{i=1}^3 N_i$  типов волновых функций [9, 13], где  $N_i$  — число двухчастичных состояний с отрицательной энергией  $\epsilon_i^\alpha$  (число связанных состояний в  $i$ -й двухчастичной системе). Обозначим эти функции  $\psi_{\kappa_0}(\rho)$  и  $\psi_{p_i}^\alpha(\rho)$ ,  $i = 1, 2, 3$  и  $\alpha = 1, 2, 3, \dots, N_i$ , где  $\rho \equiv \{\eta_i, \xi_i\}$  и  $\kappa_0 \equiv \{q_i, p_i\}$  — шестимерные радиус-вектор и импульс. Волновая функция  $\psi_{\kappa_0}(\rho)$  описывает трехчастичное рассеяние, когда все три частицы в начале

были свободны, а волновая функция  $\psi_{p_i}^\alpha(\rho)$  описывает процесс, когда  $i$ -я пара до рассеяния находилась в связанном состоянии с номером  $\alpha$ . Эти функции являются решениями одного и того же уравнения Шредингера ( $\hbar = 2M = 1$ ):

$$[E + \Delta_\rho - \sum_{i=1}^3 v_i(\eta_i)] \psi(\rho) = 0, \quad (1)$$

где  $E = q_i^2 - \varepsilon_i^\alpha \equiv E_i^\alpha$  для функции  $\psi_{p_i}^\alpha(\rho)$  и  $E = \kappa_0^2$  для функции  $\psi_{\kappa_0}(\rho)$ .

Однако граничные условия для этих решений совершенно отличны.

Для  $i = 1$  канала волновую функцию  $\psi_{p_i}^\alpha(\rho)$  можно представить в виде

$$\psi_{p_i}^\alpha(\rho) = \chi_{p_i}^\alpha(\rho) + \sum_{i=1}^3 \left[ \sum_{\beta=1}^{n_i^\alpha} \psi_i^\beta(\eta_i) U_{ip_i}^{\beta\alpha}(\xi_i) + U_{ip_i}^\beta(\rho) \right], \quad (2)$$

где

$$\chi_{p_i}^\alpha(\rho) = \psi_i^\alpha(\eta_i) \exp(ip_i \xi_i); \quad (3)$$

$\psi_i^\beta(\eta_i)$  — волновая функция связанного состояния  $i$ -й пары.

Асимптотический вид функции  $U_{ip_i}^\alpha(\rho)$  дается формулой

$$U_{ip_i}^\alpha(\rho) = \frac{\exp[i(E)^{1/2}\rho]}{\rho^{5/2}} [A_{ip_i}^\alpha(\eta_i, \xi_i) + O(1)], \quad (4)$$

а функция  $U_{ip_i}^{\beta\alpha}(\xi_i)$  в асимптотике представляется в виде

$$U_{ip_i}^{\beta\alpha}(\xi_i) = \frac{\exp[i(E_i^\beta)^{1/2}\xi_i]}{\xi_i} [a_{ip_i}^{\beta\alpha}(\xi_i) + O(1)]. \quad (5)$$

Из (2) — (5) видно, что, если в системе трех частиц могут образоваться связанные подсистемы, то асимптотика соответствующей волновой функции принимает вид, отличный от  $\exp(ik_0\rho_0)/\rho_0^{5/2}$ , и, следовательно, метод гиперсферического базиса неэффективен для описания таких состояний.

Рассмотрим теперь волновую функцию  $\psi_{\kappa_0}(\rho)$ . Ее можно представить в виде

$$\psi_{\kappa_0}(\rho) = \chi_{\kappa_0}(\rho) + \sum_{i=1}^3 [U_{i\kappa_0}^s(\rho) + \sum_{\beta=1}^{N_i} \psi_i^\beta(\eta_i) U_{i\kappa_0}^{\beta s}(\xi_i) + U_{i\kappa_0}(\rho)], \quad (6)$$

где  $\chi_{\kappa_0}(\rho)$  — плоская волна в шестимерном пространстве;  $U_{i\kappa_0}^s(\rho)$  описывают вклады процессов однократного и двукратного рассеяния, которые изображены на рис. 1. Функции  $U_{i\kappa_0}^{\beta s}(\xi_i)$  имеют асимптотическую форму вида (5). Если в системе трех тел отсутствуют двух-

частичные связанные состояния, то функция (6) принимает вид

$$\Psi_{\kappa_0}(\rho) = \chi_{\kappa_0}(\rho) + \sum_{i=1}^3 [U_{i\kappa_0}^s(\rho) + U_{i\kappa_0}(\rho)]. \quad (7)$$

В асимптотической области функция  $U_{i\kappa_0}(\rho)$  ведет себя как  $\exp(ik_0\rho_0)/\rho_0^{5/2}$ .

Вся трудность в проблеме непрерывного спектра трехчастичной системы связана с функциями  $U_{i\kappa_0}^s(\rho)$ . Дело в том, что из-за присутствия эффектов, изображенных на рис. 1, б, волновая функция проявляет неединообразное поведение в своей зависимости от величины и направления шестимерного радиуса-вектора  $\rho$ .

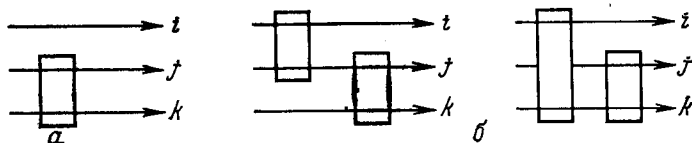


Рис. 1. Диаграммы вкладов однократного (а) и двухкратного (б) рассеяний в трехчастичный процесс  $3 \rightarrow 3$

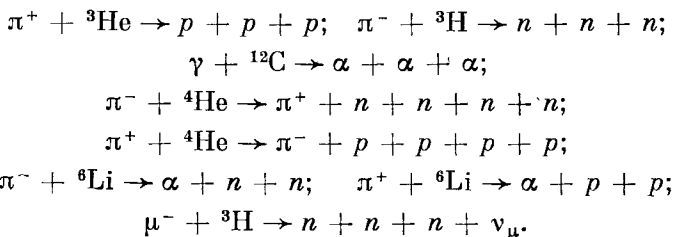
Двукратные рассеяния, изображенные на рис. 1, могут произойти на энергетической поверхности и вне ее. В соответствии с этим функция  $U_{i\kappa_0}^s(\rho)$  в асимптотике содержит два члена. Один из них стремится к нулю, как  $\rho^{-2}$ , а другой — как  $\rho^{-5/2}$ . Первый соответствует ситуации, когда частицы  $i$  и  $j$  рассеиваются, а затем после прохождения макрорасстояния рассеивается другая пара, например  $jk$ . При фиксированных значениях начальных импульсов такое двукратное рассеяние разрешено для конкретных значений конечных импульсов, определяемых законом сохранения импульсов.

Следуя работе Ньютона и Штокхамера [8], введем понятие «хребта» двукратного рассеяния в шестимерном пространстве. Хребет определяется направлением шестимерного радиуса-вектора  $\rho$ , которое соответствует двукратному рассеянию на энергетической поверхности. Если такой хребет появляется, то картина в целом становится весьма сложной. Действительно, на самом хребте из-за того, что происходит фактически независимое парное рассеяние на энергетической поверхности, в асимптотике функция  $U_{i\kappa_0}^s(\rho)$  будет вести себя как  $\rho^{-2} \exp(iq_i\rho)$ . Самый сложный вид функция принимает в том случае, когда рассеяние происходит около хребта. Как было показано в [3, 5], в этом случае появляется функция Френеля. Теперь уже вектор  $q_i$  не направлен по шестимерному радиусу-вектору  $\rho$  и рассеянная волна перестает быть сферической. Физически происхождение несферической волны связано с большим значением расстояния между двумя последовательными парными рассеяниями. Когда это расстояние большое, частицы от второго рассеяния больше

не будут «исходить» из начала координат и, следовательно, соответствующая волна будет несферической. Далеко от хребта волновая функция  $U_{i\kappa_0}^{\pm}(\rho)$  в асимптотике ведет себя как шестимерная сферическая волна  $\rho^{-5/2} \exp(i\kappa_0\rho)$ . Таким образом, если в процессе  $3 \rightarrow 3$ -рассеяния появляется хребет, то сразу возникают принципиальные трудности.

Теперь вернемся к рассмотрению процессов полного развала легких ядер элементарными частицами. Ясно, что при полном развале трехчастичного ядра в конце реакции осуществляются процессы  $3 \rightarrow 3$ -рассеяния. Насколько вероятно появление опасного хребта в этом случае? Рассматривая обратную реакцию, можно прийти к выводу, что макроскопические расстояния в  $3 \rightarrow 3$ -рассеяниях при образовании трехчастичного ядра с излучением элементарной частицы не должны сыграть заметной роли. Следовательно, появление хребта маловероятно и в теории принципиальных трудностей не возникнет. С математической точки зрения это вызвано тем фактом, что волновая функция связанного состояния трехчастичного ядра быстро падает с ростом  $\rho$ , в результате чего те части волновой функции конечного состояния, которые связаны с процессами на макроскопических расстояниях, фактически не вносят вклада в матричный элемент перехода.

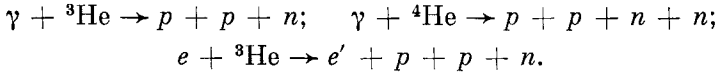
Реакции полного развала легких ядер элементарными частицами можно разбить на две большие группы. К одной из них можно отнести реакции развала, в конечном состоянии которых не могут образоваться связанные подсистемы. Эти реакции наиболее благоприятны с теоретической точки зрения, так как соответствующие каналы единственны. При этом если появление опасного хребта маловероятно из-за распадного характера процесса, то можно ограничиться единственной асимптотикой волновой функции непрерывного спектра в виде многомерной сферической волны. Метод гиперсферических функций весьма перспективен для изучения такого рода распадных процессов. К этой группе относятся, например, реакции



Расчетная схема и обзор полученных результатов по этим реакциям будут даны в последующих разделах настоящей работы.

Вторая группа распадных процессов является сравнительно широкой и объединяет все реакции полного развала легких ядер, где в конечном состоянии присутствуют подсистемы, выделяющиеся

своей возможностью образовать связанные состояния. Конечно, в этом случае нарушается «демократия», а ситуация может оказаться сложной, и в общем случае надо учесть связь каналов. Однако бывают случаи, когда нарушение демократии можно считать не столь существенным и такие реакции распадного типа можно исследовать методом гиперсферических функций. Из этой группы реакций к настоящему моменту сравнительно подробно изучены реакции



Обзор соответствующих результатов приведен ниже.

## 2. МЕТОД ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ФАДДЕЕВА В ИМПУЛЬСНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЯДЕРНОГО ПРОЦЕССА ПРЯМОГО ПОЛНОГО РАЗВАЛА ТРЕХЧАСТИЧНЫХ ЯДЕР

Ограничимся здесь проблемой полного развала трехчастичных ядер, так как метод интегральных уравнений Фаддеева для непрерывного спектра четырех и более частиц пока до конца не развит.

Метод уравнений Фаддеева для рассмотрения проблемы перехода из связанного состояния трех тел в состояние непрерывного спектра (полный развал ядра) впервые был применен Аароном, Амадо и Яном [15]. Предложенную схему затем интенсивно использовали другие авторы в расчетах полной фотодезинтеграции ядра  ${}^3\text{He}$  [16—18], а также в исследованиях развала трехчастичных ядер под действием других элементарных частиц [19, 20]. В этом направлении особенно много сделано по фоторасщеплению  ${}^3\text{He}$  Барбуор и Филлипсом [16] и Гибсоном и Леманом [17]. Изложим кратко расчетную схему, предложенную в [17].

Рассмотрим трехчастичную систему с гамильтонианом  $H$ . Обозначим  $H^1$  гамильтониан взаимодействия внешнего агента с нуклонами ядра, вызывающий полный развал. Далее пусть  $|\psi_{св}\rangle$  и  $|\psi_{\alpha\beta\gamma}\rangle$  обозначают волновые функции связанного состояния и состояния непрерывного спектра трехчастичной системы. Эти функции будут удовлетворять уравнениям

$$H |\psi_{св}\rangle = -E_{св} |\psi_{св}\rangle, \quad E_{св} > 0; \quad (8)$$

$$H |\psi_{\alpha\beta\gamma}\rangle = E_{\alpha\beta\gamma}^{(s)} |\psi_{\alpha\beta\gamma}\rangle; \quad E_{\alpha\beta\gamma}^{(s)} = \frac{p_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}} + \frac{k_{\beta\gamma}^2}{2\mu_{\beta\gamma}}, \quad (9)$$

где  $p_{\alpha}$  — импульс частицы  $\alpha$  относительно центра масс частиц  $\beta$  и  $\gamma$ ;  $k_{\beta\gamma}$  — относительный импульс частиц  $\beta$  и  $\gamma$ . Приведенные массы  $m_{\alpha}$  и  $\mu_{\beta\gamma}$  выражаются через массы частиц  $M_{\alpha}$  формулами

$$\begin{aligned} m_{\alpha} &= M_{\alpha} (M_{\beta} + M_{\gamma}) / (M_{\alpha} + M_{\beta} + M_{\gamma}); \quad \mu_{\beta\gamma} = \\ &= M_{\beta} M_{\gamma} / (M_{\beta} + M_{\gamma}), \quad \alpha \neq \beta \neq \gamma = (1, 2, 3). \end{aligned} \quad (10)$$

Амплитуда трехчастичного развала представляется в виде

$$A_3(\alpha, n, \mathbf{p}, \mathbf{k}) = \langle \psi_{\alpha n \mathbf{p} \mathbf{k}}^{(-)} | H' | \psi_{\text{св}} \rangle. \quad (11)$$

Волновую функцию трехчастичного рассеяния можно получить решением уравнения

$$\psi_{\alpha n \mathbf{p} \mathbf{k}}^{(-)} = [1 - G(E_{\alpha n}^{(3)} - i\eta) V] | \Phi_{\alpha n \mathbf{p} \mathbf{k}}^0 \rangle, \quad \eta > 0, \quad (12)$$

где

$$V = \sum_{\alpha=1}^3 V_{\alpha} \equiv \sum_{i < j} V_{ij} \quad (13)$$

( $V_{ij}$  — двухнуклонный потенциал);

$$G(z) = (H - z)^{-1} \quad (14)$$

— оператор резольвенты;

$| \Phi_{\alpha n \mathbf{p} \mathbf{k}}^0 \rangle$  — шестимерная плоская волна, являющаяся собственной функцией оператора кинетической энергии трех тел ( $H_0$ ). Следуя работе [17], введем оператор

$$\Omega_0^{(+)}(z) = \Omega_0(z + i\eta) = 1 - VG(z + i\eta). \quad (15)$$

Тогда амплитуду трехчастичного развала можно записать в виде

$$A_3(\alpha, n, \mathbf{p}, \mathbf{k}) = \langle \Phi_{\alpha n \mathbf{p} \mathbf{k}}^0 | \Omega_0^{(+)}(z) H' | \psi_{\text{св}} \rangle. \quad (16)$$

Введем операторы  $X_{\alpha\beta}(z)$ , которые связывают состояния частица плюс коррелированная пара. В [17] для этих операторов получены уравнения

$$X_{\alpha\beta}(z) = G_0(z) (1 - \delta_{\alpha\beta}) - G_0(z) \sum_{\gamma} (1 - \delta_{\alpha\gamma}) T_{\gamma}(z) X_{\gamma\beta}(z), \quad (17)$$

где

$$G_0(z) = (H_0 - z)^{-1}; \quad (18)$$

$T_{\gamma}(z)$  — двухчастичный  $T$ -оператор, определяемый условием

$$T_{\gamma}(z) G_0(z) = V_{\gamma} G_{\gamma}(z); \quad (19)$$

$$G_{\gamma}(z) = (H_0 + V_{\gamma} - z)^{-1}. \quad (20)$$

Для амплитуды трехчастичного развала окончательно имеем

$$\begin{aligned} A_3(\alpha, n, \mathbf{p}, \mathbf{k}) = & \langle \Phi_{\alpha n \mathbf{p} \mathbf{k}}^0 | H' | \psi_{\text{св}} \rangle - \\ & - \sum_{\beta=1}^3 \langle \Phi_{\alpha n \mathbf{p} \mathbf{k}}^0 | T_{\beta}(z) G_0(z) H' | \psi_{\text{св}} \rangle + \\ & + \sum_{\beta, \gamma=1}^3 \langle \Phi_{\alpha n \mathbf{p} \mathbf{k}}^0 | T_{\gamma}(z) X_{\gamma\beta}(z) T_{\beta}(z) G_0(z) H' | \psi_{\text{св}} \rangle, \quad z = E_{\alpha n}^{(3)} + i\eta. \quad (21) \end{aligned}$$

Первый член в правой части формулы (21) является плосковолновым борновским членом, второй соответствует однократным перерассеяниям, а третий — всем остальным эффектам перерассеяния.



Исходя из рассуждений, приведенных в разд. 1, можно заключить, что второй и третий члены амплитуды  $A_3$  не будут содержать опасных сингулярностей, если однократные и все остальные перерассеяния будут происходить вне энергетической поверхности. Тогда волновая функция непрерывного спектра свободной трехчастичной системы, образованной в результате развала трехчастичного ядра, в асимптотике будет вести себя как  $\rho^{-5/2}$ . В [17] изложенную схему использовали для расчета реакции  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + p + n$ . В качестве потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия был взят нелокальный потенциал с разделяющимися переменными, параметризованный по данным нуклон-нуклонного рассеяния при низких энергиях. Полученные результаты находятся в разумном согласии с экспериментальными данными [21]. Расчеты показали, что в области малых энергий фотонов при полном фоторазвале ядра  ${}^3\text{He}$  три нуклона в конце образуются преимущественно в состоянии с изоспином  $T_f = 3/2$ , тогда как сечение канала с  $T_f = 1/2$  примерно на порядок меньше.

Методом интегральных уравнений Фаддеева в импульсном представлении были исследованы и другие реакции распадного типа. Так, реакция радиационного захвата пионов ядром  ${}^3\text{He}$  с полным развалом была исследована Филлипсом и Роигом [22] в рамках модели Амадо [23], использованной ранее Барбоур и Филлипсом [16] для изучения полной фотодезинтеграции трехчастичного ядра. В модели Амадо вероятность радиационного захвата  $\pi$ -мезонов ядром  ${}^3\text{He}$  с полным развалом пропорциональна квадрату амплитуды трехнуклонного рассеяния. Эта амплитуда представляется в виде суммы борновского члена и члена, учитывающего образование, распространение и распад конфигураций нуклон-дейтрон и нуклон-синглетная пара.

Изложенные расчетные схемы трехчастичных распадных реакций привлекательны тем, что они основываются на интегральных уравнениях Фаддеева в импульсном представлении, являющихся единственным полностью корректным способом рассмотрения трехчастичной квантовой механики. С другой стороны, возможности ее применения ограничены. Во-первых, пользуясь этой схемой, сегодня вряд ли можно приступить к решению поставленной выше задачи о выявлении статуса реалистических потенциалов внутри ядра и о возможности разобраться в многообразии современных форм нуклон-нуклонных потенциалов, так как в этой схеме фактически приходится ограничиваться нелокальными потенциалами с разделяющимися переменными. Во-вторых, ввиду чрезвычайной сложности пока еще не сделан шаг в сторону четырехчастичной системы, а для системы трех тел число распадных реакций мало. В числе таких можно назвать, например, реакцию  $\mu^- + {}^3\text{H} \rightarrow n + n + n + \nu_\mu$ , которая в начале была исследована применением изложенной выше схемы Филлипсом, Роигом и Росом [19] и Тоуре, Гигноуксом и Гоулардом [20], а затем Тоуре и Гоулард [24] в применение для этой

реакции предложили новую схему рассмотрения перехода из трех-тельного связанного состояния в состояние непрерывного спектра. Эта схема тоже основывается на уравнениях Фаддеева, однако при этом используется координатное представление.

### 3. МЕТОД УРАВНЕНИЯ ФАДДЕЕВА В КООРДИНАТНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ РАСПАДНОГО ТИПА

Рассмотрим конкретную реакцию полного развала ядра  ${}^3\text{H}$   $\mu$ -мезоном. Вероятность перехода можно представить в виде [24]  $\lambda_\mu ({}^3\text{H} \rightarrow 3n) =$

$$= \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d^3v}{(2\pi)^3} |\langle \mathbf{v} \otimes \psi_{pq}^{(-)} | H' | \Phi_{св} \otimes \Phi_\mu \rangle|^2 \delta(E_f - E_i) \frac{d^3p d^3q}{(2\pi)^6}, \quad (22)$$

где  $|\mathbf{v}\rangle$  — плоская волна, описывающая движение выходящего нейтрино;  $\psi_{pq}^{(-)}$  — волновая функция рассеяния трех нейтронов;  $\Phi_{св}$  — волновая функция связанного состояния  ${}^3\text{H}$ ;  $E = m_\mu c^2 - E_{св}$ ;  $E_{св}$  — энергия связи ядра  ${}^3\text{H}$ ;  $\Phi_\mu$  — волновая функция  $\mu$ -мезона. Как было указано в разд. 1, функция  $|\psi_{pq}^{(-)}\rangle$  имеет сложную асимптотику, и решение соответствующего дифференциального уравнения Фаддеева с реалистическими нуклон-нуклонными потенциалами является весьма трудной задачей. Авторы работы [24] предлагают обойти эту трудность переходом к новой функции  $|\chi_\nu\rangle$ , которая имеет асимптотическое поведение:

$$\langle \rho | \chi_\nu \rangle |_{|\rho| \rightarrow \infty, |\eta|/|\xi| = \text{const}} = A_\nu(\eta, \xi, \eta/\xi) \frac{\exp(i k_\rho \rho)}{\rho^{5/2}}, \quad (23)$$

где  $A_\nu(\eta, \xi, \eta/\xi)$  — амплитуда трехчастичного рассеяния;  $\eta$  и  $\xi$  — координаты Якоби;  $\rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$ . Функция  $|\chi_\nu\rangle$  получается решением неоднородного уравнения

$$(E - E_\nu - H_\kappa) |\chi_\nu\rangle = \langle \mathbf{v} | H' | \Phi_{св} \otimes \Phi_\mu \rangle, \quad (24)$$

где  $E_\nu$  — энергия нейтрино;  $H_\kappa$  — ядерный гамильтониан.

Конечно, асимптотическое поведение функции  $|\chi_\nu\rangle$  гораздо проще, чем функции  $\psi_{pq}^{(-)}$ . Это приводит к большому упрощению задачи. Решить уравнение для функции  $\psi_{pq}^{(-)}$  намного труднее, чем найти функцию  $|\chi_\nu\rangle$  из неоднородного дифференциального уравнения [24].

В [8, 9] было показано, что для амплитуды  $A_\nu$  существует следующее интегральное представление:

$$A_\nu(\eta, \xi, \eta/\xi) = \frac{M}{\hbar^2} \frac{\exp(i\pi/4)}{2(2\pi)^{5/2}} \kappa^{3/2} \langle \psi_{p\hat{\xi}, q\hat{\eta}}^{(-)} \otimes \mathbf{v} | H' | \Phi_{св} \otimes \Phi_\mu \rangle \quad (25)$$

(с условием  $p/q = \xi/\eta$ ), где  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{p}$  — импульсы Якоби, сопряженные координатам Якоби  $\eta$  и  $\xi$ ;  $\kappa^2 = p^2 + q^2$ .

Далее, если учесть, что детектор находится далеко от начала координат, можно принять  $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\xi}$ ,  $\hat{\mathbf{q}} = \hat{\eta}$ , и из формул (22) и (25) для вероятности процесса  $\mu^- + {}^3\text{H} \rightarrow 3n + \nu_\mu$  окончательно получим

$$\lambda_\mu({}^3\text{H} \rightarrow 3n) = \frac{2\hbar}{M} \int \frac{d^3\nu}{(2\pi)^3} d^3p d^3q \frac{\Phi_\mu}{\kappa_0^3} |A_\nu(\mathbf{p}, \mathbf{q}, p/q)|^2. \quad (26)$$

Уравнение (24) получается из предположения, что функция  $|\chi_\nu\rangle$ , являющаяся чистой выходящей шестимерной сферической волной, генерируется действием оператора возмущения  $H^1$  на волновую функцию основного состояния. В этом предположении можно записать

$$|\chi_\nu\rangle = G_\pi^+(E - E_\nu) \langle \nu | H^1 | \Psi_{\text{св}} \otimes \Phi_\mu \rangle, \quad (27)$$

где  $G_\pi^+$  — трехнуклонная функция Грина. Формула (27) эквивалентна уравнению (24).

Пользуясь методом уравнения Фаддеева в координатном представлении, С. П. Меркурьев и С. А. Позднеев [25] рассмотрели задачу рассеяния заряженной частицы на связанной паре заряженных частиц (упругое рассеяние, развал). Тем же методом было исследовано связанное состояние трех заряженных частиц. В таком подходе привлекает возможность единого описания (в рамках одного и того же формализма) связанного состояния трехчастичной системы и состояния рассеяния трех тел с кулоновским взаимодействием. Теорию, основанную на едином подходе к исследованию структуры ядра и к ядерным реакциям, называют единой теорией ядра [26]. Последние исследования показывают, что в такой единой теории успешно можно использовать метод разложения по базисным гиперсферическим функциям. Эти вопросы будут изложены ниже.

#### 4. МЕТОД ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ В ИМПУЛЬСНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ И РАСПАДНЫЕ РЕАКЦИИ

Рассмотрим конкретную реакцию захвата остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядром  ${}^3\text{H}$ . В этом случае открыт один единственный канал — полный развал ядра. Такая реакция с учетом взаимодействия одновременно между всеми нейтронами в конечном состоянии впервые была исследована в [27], где был развит метод гиперсферических функций в импульсном представлении для непрерывного спектра. Для дискретного спектра метод гиперсферических функций в импульсном представлении был предложен и развит ранее в [28].

Вероятность реакции  $\pi^- + {}^3\text{H} \rightarrow n + n + n$  можно записать в виде

$$W = \frac{2\pi}{i\hbar} \int \sum | \langle f | H^1 | i \rangle |^2 \delta \left( \frac{\hbar^2 \kappa_0^2}{2m} + E_{\text{св}} - \mu c^2 \right) \rho_f, \quad (28)$$

где  $E_{\text{св}}$  — энергия связи ядра  ${}^3\text{H}$ ;  $\kappa_0^2 = p_0^2 + q_0^2 = 2mE/\hbar^2$ ;  $E$  — энергия трех нейтронов в системе центра масс;  $\mu$  — масса  $\pi^-$ -мезона.

Плотность конечных состояний

$$\rho_f = p_0^2 dp_0 q_0^2 dq_0 d\Omega_{p_0} d\Omega_{q_0}. \quad (29)$$

Предположим, что  $\pi^-$ -мезон поглощается с  $S$ -орбиты мезоатома нуклонной парой [29, 30] и гамильтониан  $\pi - NN$ -взаимодействия возьмем в нерелятивистском приближении

$$H'_{12} = \frac{f}{k} \frac{\mu}{m} \Phi_S (T^- \sigma \cdot \nabla + \tau^- S \cdot \nabla), \quad (30)$$

где  $f$  — константа  $\pi - N$ -взаимодействия;  $k$  — комптоновская длина волны  $\pi^-$ -мезона;  $\Phi_S$  — волновая функция  $S$ -орбиты мезоатома. Так как волновая функция мезона мало меняется в области ядра, следуя работам [29, 30], возьмем  $\Phi_S = \pi^{-1/2} a_0^{-3/2}$ , где  $a_0$  — радиус боровской орбиты мезоатома. В (30) введены обозначения:

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma(1) - \sigma(2); & S &= [\sigma(1) + \sigma(2)]/2; \\ \tau &= \tau(1) - \tau(2); & T^- &= [\tau(1) + \tau(2)]/2; \\ \tau(i) &= [\tau_x(i) - i\tau_y(i)]/V\sqrt{2}; & \nabla &= [\nabla(1) - \nabla(2)]/2. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Для матричного элемента перехода имеем

$$\begin{aligned} \langle f | H' | i \rangle &= \\ &= -\frac{3i}{2V\sqrt{2}} \frac{f}{k} \frac{\mu}{m} \Phi_S \int \langle \psi_{p_0 q_0}^f(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \{\sigma, \tau\}) \rangle \times \\ &\times | T^- \sigma \cdot \mathbf{q} + \tau^- S \cdot \mathbf{q} | \psi^i(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \{\sigma, \tau\}) \rangle d\mathbf{p} d\mathbf{q}, \end{aligned} \quad (32)$$

где  $\langle | | \rangle$  — матричный элемент в спин-изоспиновом пространстве;  $\psi^i(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \{\sigma, \tau\})$  — полная волновая функция тритона в импульсном представлении ( $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{q}$  — импульсы Якоби);  $\psi_{p_0 q_0}^f(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \{\sigma, \tau\})$  — волновая функция трех нейтронов в непрерывном спектре;  $\sigma$  и  $\tau$  — спин и изоспиновые переменные.

Антисимметризованную функцию тритона разложим по полному базису гиперсферических функций в импульсном представлении [28]:

$$\begin{aligned} \psi^i(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \{\sigma, \tau\}) &= \\ &= \sum_{K[\Gamma]\mu[\Gamma]^\nu} \Phi_{KO}^{[\Gamma]^\nu}(\kappa) \frac{1}{V_{h[\Gamma]}} \Phi_{KO}^{[\Gamma]\mu[\Gamma]^\nu}(\Omega) V_1^{[\tilde{\Gamma}]\mu[\tilde{\Gamma}]^\nu}(\sigma, \tau), \end{aligned} \quad (33)$$

где  $\Phi_{KO}^{[\tilde{\Gamma}]\mu[\tilde{\Gamma}]^\nu}(\Omega)$  — гиперсферические функции, определяемые на гиперсфере единичного радиуса в шестимерном пространстве импульсов  $\mathbf{p}, \mathbf{q}$ ;  $\kappa^2 = p^2 + q^2$ ;  $\Omega$  — совокупность пяти углов, четыре из которых определяют направление векторов  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{q}$ , а пятый вводится

условиями  $p = \kappa \sin \alpha$ ,  $q = \kappa \cos \alpha$ ;  $V_1^{[f]\mu[f]}$  ( $\sigma$ ,  $\tau$ ) — спин-изоспиновые функции;  $h_{[f]}$  — размерность представления  $[f]$ ;  $\mu_{[f]}$  — символ Яманучи. В (32) принято  $L_i = 0$  и  $L_j = 1$ .

Для гиперрадиальных функций  $\varphi_{K'O}(\kappa)$  в импульсном представлении получается система зацепляющихся одномерных интегральных уравнений ( $\kappa_0^2 = 2m\varepsilon/\hbar^2$ ,  $\varepsilon$  — энергия связи тритона)

$$\begin{aligned}
 (\kappa^2 + \kappa_0^2) \varphi_{K'O}^{[f]v}(\kappa) = & -\frac{6m}{\hbar^2} \frac{1}{\kappa^2} \sum_{K'[f]v'l_q l_p} \sum_{\mu_{[f]}\mu_{[f]'}} C_{K'O}^{[f]\mu[f]v}(l_q l_p) \times \\
 & \times C_{K'O}^{[f']\mu_{[f]}'v'}(l_q l_p) \frac{1}{V \hbar_{[f]}\hbar_{[f]'}} i^{K-K'} \int J_{K+2}(\kappa\rho) J_{K'+2}(\kappa'\rho) \times \\
 & \times \tilde{\Phi}_K^{l_q l_p}(\alpha_\rho) \tilde{\Phi}_{K'}^{l_q l_p}(\alpha_\rho) \langle V_1^{[f']\mu_{[f]}'v'}(\sigma, \tau) | U(\eta) | \times \\
 & \times V_1^{[f]\mu}(\sigma, \tau) \rangle \varphi_{K'O}^{[f']v'}(\kappa') d\tilde{\Omega}_\rho d\rho \kappa'^3 d\kappa', \quad (34)
 \end{aligned}$$

где

$$\left. \begin{aligned}
 \tilde{\Phi}_K^{l_q l_p}(\alpha_\rho) = & \sqrt{\frac{2n!(K+2)(n+l_p+l_q+1)!}{\Gamma(n+l_q+3/2)\Gamma(n+l_p+3/2)}} (\cos \alpha_\rho)^{l_q} (\sin \alpha_\rho)^{l_p} \times \\
 & \times P_n^{l_p+1/2, l_q+1/2}(\cos 2\alpha_\rho); \\
 d\tilde{\Omega} = & \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha d\alpha; \quad 2n = K - l_q - l_p;
 \end{aligned} \right\} (35)$$

$P_n^{l_q l_p}$  — полиномы Якоби;  $l_q$ ,  $l_p$  — орбитальные моменты. В (34)  $C_{K'O}^{[f]\mu[f]v}(l_q l_p)$  — коэффициенты ортогональных преобразований от функций с определенными  $l_q l_p K$  функциям данной симметрии. Как показано в [27], эти коэффициенты выражаются через коэффициенты Рейнал — Ревай [31], которые являются коэффициентами унитарных преобразований гиперсферических функций, определяемых на разных наборах координат Якоби. Для коэффициентов Рейнал — Ревай в [32] получены простые рекуррентные соотношения.

Учитывая, что волновой функции конечного состояния соответствует  $T = 3/2$  и  $S = 1/2$ , ее можно представить в виде разложения

$$\begin{aligned}
 \Psi_{\text{poc}_0}^f(\rho, \mathbf{q}, \{\sigma, \tau\}) = & \\
 = & \frac{1}{2} \sum_{Kv} \varphi_{K1}(\kappa, \kappa_0) [\Phi_{K1}^{m2v}(\Omega_0) - \Phi_{K1}^{m1v}(\Omega_0)] \times \\
 & \times [V_2^{m2}(\sigma, \tau) \Phi_{K1}^{m1v*}(\Omega) - V_2^{m1}(\sigma, \tau) \Phi_{K1}^{m2v*}(\Omega)], \quad (36)
 \end{aligned}$$

где  $V_2$  — спин-изоспиновые функции.

Гиперрадиальные функции непрерывного спектра  $\varphi_{K1}(\kappa, \kappa_0)$  являются решениями следующей системы зацепляющихся одномер-

ных неоднородных интегральных уравнений:

$$\begin{aligned} \varphi_{K1}^{mv}(\kappa, \kappa_0) &= \frac{\delta(\kappa - \kappa_0)}{\kappa_0^5} - \frac{3m}{\hbar^2} \kappa^{-2} (\kappa^2 - \kappa_0^2 - i\epsilon)^{-1} \times \\ &\times \sum_{K'v'l_q l_p \mu_m} C_{K1}^{\mu m v} (l_q l_p) C_{K'1}^{\mu m v'} (l_q l_p) i^{K-K'} \times \\ &\times \int J_{K+2}(\kappa\rho) J_{K'+2}(\kappa'\rho) \tilde{\Phi}_K^{l_q l_p}(\alpha_\rho) \tilde{\Phi}_{K'}^{l_q l_p}(\alpha_\rho) \times \\ &\times \langle V_2^{\mu m}(\sigma, \tau) | U(\eta) | V_2^{\mu m}(\sigma, \tau) \rangle \times \\ &\times \varphi_{K'1}^{mv'}(\kappa', \kappa_0) d\tilde{\Omega}_{\rho\rho} d\rho \kappa'^3 d\kappa'. \end{aligned} \quad (37)$$

В (34) и (37)  $U(\eta)$  — потенциал двухнуклонного взаимодействия. Задавая конкретный вид этого потенциала, из интегральных уравнений (34) получаем энергию связи и устанавливаем структуру исходного ядра. Решая затем систему интегральных уравнений (37), для того же потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия получаем волновые функции непрерывного спектра, и формулы (28) — (32) позволяют тем же методом исследовать ядерную реакцию  $\pi^- + {}^3\text{H} \rightarrow n + n + n$ . Таким образом, получается единый подход к структуре ядра и к ядерным реакциям типа полного распада без использования модельных представлений о структуре ядра и дополнительных предположений о механизме реакции. При решении системы уравнений (37) удобнее перейти к амплитудным функциям

$$\varphi_{K1}^{mv}(\kappa, \kappa_0) = \frac{\delta(\kappa - \kappa_0)}{\kappa_0^5} + (\kappa^2 - \kappa_0^2 - i\epsilon)^{-1} F_{K1}^{mv}(\kappa, \kappa_0). \quad (38)$$

Тогда для функций  $F$  получим систему

$$\begin{aligned} F_{K1}^{mv}(\kappa, \kappa_0) &= \sum_{K'} f_{KK'1}^{mv}(\kappa, \kappa_0) + \\ &+ \sum_{K'} \int \frac{\kappa'^5 d\kappa'}{\kappa'^2 - \kappa_0^2 - i\epsilon} f_{KK'1}^{mv}(\kappa, \kappa') F_{K'1}^{mv}(\kappa', \kappa_0), \end{aligned} \quad (39)$$

где

$$\begin{aligned} f_{KK'1}^{mv}(\kappa, \kappa_0) &= -\frac{2m}{\hbar^2} \frac{1}{(\kappa\kappa_0)^2} \sum_{l_q l_p \mu_m} C_{K1}^{\mu m v} (l_q l_p) \times \\ &\times C_{K'1}^{\mu m v'} (l_q l_p) i^{K-K'} \int J_{K+2}(\kappa\rho) J_{K'+2}(\kappa_0\rho) \times \\ &\times \tilde{\Phi}_K^{l_q l_p}(\alpha_\rho) \tilde{\Phi}_{K'}^{l_q l_p}(\alpha_\rho) \times \\ &\times \langle V_2^{\mu m}(\sigma, \tau) | U(\eta) | V_2^{\mu m}(\sigma, \tau) \rangle d\tilde{\Omega}_{\rho\rho} d\rho. \end{aligned} \quad (40)$$

Аналогично рассматривается и реакция  $\pi^+ + {}^3\text{He} \rightarrow p + p + p$  с тем различием, что теперь необходимо вычислить сечение процесса

$$\sigma = \frac{2\pi}{v_\pi} \int \sum |\langle f | H | i \rangle|^2 \delta(E_i - E_f) d\rho_f, \quad (41)$$

где  $v_\pi = k_\pi/\mu$  — скорость налетающего на ядро  $\pi^+$ -мезона;  $E_i = k_\pi^2/2\mu + \mu c^2$ ;  $E_f = k^2 k_0^2/2m + E_0$ , а матричный элемент вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} & \langle f | H | i \rangle = \\ & = -\frac{3i}{2\sqrt{2}} \Phi_{\pi^+}(0) \frac{f}{k} \frac{\mu}{m} \int \langle \psi_{\text{poch}}^f(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \{\sigma, \tau\}) \times \\ & \times | T^+ \sigma \cdot \mathbf{q} + \tau^+ S \cdot \mathbf{q} | \psi^i(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \{\sigma, \tau\}) \rangle d\rho d\mathbf{q}. \end{aligned} \quad (42)$$

В рамках изложенного выше формализма в [33] были рассмотрены трехчастичная кластерная структура ядра  ${}^{12}\text{C}$  и распадная реакция  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$ . В [34] были исследованы трехчастичная кластерная структура ядра  ${}^6\text{Li}$  и трехчастичные реакции  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + n + n$ ;  $\pi^+ + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + p + p$ . В [35] изучены структура гипертретия и реакция полного распада гипертретия. В [36] тем же методом исследован трехчастичный фоторазвал ядра  ${}^6\text{Li}$ . В разд. 6 будут приведены результаты некоторых из перечисленных работ с соответствующими экспериментальными данными.

Следует отметить, что предложенный в [27] вариант единого подхода к структуре трехчастичного ядра и трехчастичных реакций распадного типа допускает естественное обобщение на случай четырех тел. Соответствующая теория дана в [37].

### 5. ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДНЫХ РЕАКЦИЙ МЕТОДОМ ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ В КООРДИНАТНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Рассмотрим конкретно реакцию двойной перезарядки  $\pi^\pm$ -мезонов на ядре  ${}^4\text{He}$

$$\pi^- + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^+ + 4n; \quad (43)$$

$$\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + 4p. \quad (44)$$

Реакции (43) и (44) методом гиперсферических функций в координатном представлении впервые исследованы в [38, 39]. Дифференциальное сечение этих реакций можно записать в виде

$$\begin{aligned} d\sigma = 2\pi \frac{P_f E_i E_f}{P_i} |M_{fi}|^2 \delta \left( E_i - \frac{q_1^2 + q_2^2 + q_3^2}{2m} - \right. \\ \left. - Q - E_f \right) \frac{dq_1 dq_2 dq_3}{(2\pi)^3} \frac{d\rho_f}{(2\pi)^3}, \end{aligned} \quad (45)$$

где  $q_1, q_2, q_3$  — импульсы Якоби для четырех нейтронов или протонов, определяемые импульсами нуклонов следующими соотноше-

ниями:

$$q_1 = (k_1 - k_2)/\sqrt{2}; \quad q_2 = (k_3 + k_4 - k_1 - k_2)/2; \quad q = (k_3 - k_4)/\sqrt{2}; \quad (46)$$

$P_{i\mu} \equiv (p_i, E_i)$  и  $P_{f\mu} \equiv (p_f, E_f)$  — 4-импульсы  $\pi$ -мезонов соответственно в начальном и конечном состояниях;  $E_i$  — энергия связи ядра  ${}^4\text{He}$ ;  $M_{if}$  — матричный элемент перехода,

$$M_{fi} = \int \Psi_f^*(\xi_1, \xi_2, \xi_3) F(p_i, p_f, \xi_1, \xi_2) \times \\ \times \Psi_i(\xi_1, \xi_2, \xi_3) d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3, \quad (47)$$

где  $\xi_i$  — координаты Якоби, сопряженные импульсам  $q_i$ . В (47)  $F(p_i, p_f, \xi_1, \xi_2)$  — амплитуда двойной перезарядки;  $\psi_i(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$  и  $\psi_f(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$  — волновые функции ядра  ${}^4\text{He}$  и четырехнуклонной системы в конечном состоянии соответственно.

Перейдем от импульсов Якоби  $q_i$  к гиперсферическим координатам в импульсном пространстве. Гиперсферический радиус-вектор в девятимерном импульсном пространстве определяется формулой  $\kappa = (q_1^2 + q_2^2 + q_3^2)^{1/2}$ , а гиперсферические углы  $\beta_1$  и  $\beta_2$  вводятся следующим образом:

$$q_1 = \kappa \cos \beta_1 \sin \beta_2; \quad q_2 = \kappa \sin \beta_1 \sin \beta_2; \quad q_3 = \kappa \cos \beta_2. \quad (48)$$

Остальные шесть углов определяют направление векторов  $q_1$ ,  $q_2$  и  $q_3$ .

Используя гиперсферические переменные и учитывая, что  $dq_1 dq_2 dq_3 = \kappa^8 d\kappa d\Omega_\kappa$ , из (45) для дифференциального сечения двойной перезарядки получаем

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega} = 2\pi \frac{E_i}{P_i} \rho_f \int |M_{fi}|^2 d\Omega_\kappa, \quad (49)$$

где

$$d\Omega_\kappa = \sin^2 \beta_1 \cos^2 \beta_1 \sin^5 \beta_2 \cos^2 \beta_2 d\beta_1 d\beta_2 d\Omega_{q_1} d\Omega_{q_2} d\Omega_{q_3}; \quad (50)$$

$\rho_f$  — пятичастичная плотность конечных состояний,

$$\rho_f = (2\pi)^{-12} P_f E_f [(2m)^{9/2}/2] (E_i - E_f - Q)^{7/2}. \quad (51)$$

Волновую функцию ядра  ${}^4\text{He}$  разложим по четырехчастичным симметризованным гиперсферическим функциям

$$\Psi_i(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \sum_{\mu [f] \lambda L M} \chi^{\mu [f] \lambda L}(\rho) \Gamma_{\mu [f] \lambda}^{LMST}(\Omega_\rho, \sigma, \tau), \quad (52)$$

где  $\mu$  — обобщенный угловой момент в девятимерном пространстве;  $\lambda$  — символ Яманучи;  $L$  и  $M$ ,  $S$  и  $T$  — полный орбитальный момент и его проекция, полный спин и изоспин соответственно;  $\rho = (\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2)^{1/2}$  — длина радиуса-вектора в девятимерном координатном пространстве;  $\Omega_\rho \equiv (\alpha_1, \alpha_2, \hat{\xi}_1, \hat{\xi}_2, \hat{\xi}_3)$  — совокупность восьми углов, шесть из которых  $\hat{\xi}_1, \hat{\xi}_2, \hat{\xi}_3$  определяют направление единичных векторов, соответствующих координатам Якоби, а углы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$



вводятся аналогично соотношениям (48) с использованием гиперрадиуса  $\rho$ . Симметризированные четырехчастичные функции  $\Gamma_{\mu[f] \lambda}^{LMST}(\Omega_\rho, \sigma, \tau)$  строятся из спин-изоспиновых и гиперсферических функций [37]

$$\Gamma_{\mu[f] \lambda}^{LMST}(\Omega_\rho, \sigma, \tau) = \frac{1}{\sqrt{h_{[f]}}} \sum_{\nu} \Phi_{\mu LM}^{[f] \nu \lambda}(\Omega_\rho) \Phi_{[f] \nu}^{ST}(\sigma, \tau), \quad (53)$$

где  $h_{[f]}$  — размерность представления группы  $S_4$ ;  $\nu$  нумерует строки этого представления;  $\Phi_{[f] \nu}^{ST}(\sigma, \tau)$  — четырехчастичные спин-изоспиновые функции;  $\Phi_{\mu LM}^{[f] \nu \lambda}(\Omega_\rho)$  — симметризированные гиперсферические функции, вводимые согласно формуле

$$\Phi_{\mu LM}^{[f] \nu \lambda}(\Omega_\rho) = \sum_{l_1 l_2 l_3 K} C_{\mu L}^{[f] \nu \lambda}(l_1 l_2 l_3 K) \Phi_{\mu LKM}^{l_1 l_2 l_3}(\Omega_\rho); \quad (54)$$

$l_1, l_2$  и  $l_3$  — орбитальные моменты, соответствующие координатам Якоби  $\xi_1, \xi_2$  и  $\xi_3$ ;

$$\begin{aligned} \Phi_{\mu LKM}^{l_1 l_2 l_3}(\Omega_\rho) &= \\ &= \sum_{m_1 m_2 m_3} \langle l_1 l_2 m_1 m_2 | l_{12} m_{12} \rangle \langle l_{12} l_3 m_{12} m_3 | LM \rangle \times \\ &\times \psi_{\mu K}^{l_1 l_2 l_3 m_1 m_2 m_3}(\Omega_\rho); \end{aligned} \quad (55)$$

$\psi_{\mu K}^{l_1 l_2 l_3 m_1 m_2 m_3}(\Omega_\rho)$  — гиперсферические функции в девятимерном координатном пространстве [40], являющиеся собственными функциями квадрата девятимерного углового момента

$$\begin{aligned} \hat{M}^2 \psi_{\mu K}^{l_1 l_2 l_3 m_1 m_2 m_3}(\Omega_\rho) &= \\ = \mu(\mu + 7) \psi_{\mu K}^{l_1 l_2 l_3 m_1 m_2 m_3}(\Omega_\rho). \end{aligned} \quad (56)$$

Для четырехчастичных коэффициентов симметризации  $C_{\mu L}^{[f] \nu \lambda}(l_1 l_2 l_3 K)$  в [37] дан простой способ вычисления. Эти коэффициенты простыми способами связаны с введенными в [40] четырехчастичными коэффициентами Рейнал — Ревай. Эти последние имеют простую связь с трех- и четырехчастичными коэффициентами Талми — Мошинского [41]. В [37] найдены рекуррентные соотношения для четырехчастичных коэффициентов Рейнал — Ревай.

Подставляя разложение (52) в четырехчастичное уравнение Шредингера, для гиперрадиальных функций  $\chi^{\mu[f] \lambda}(\rho)$  получаем бесконечную систему зацепляющихся дифференциальных уравнений [42].

Волновую функцию четырехчастичной системы в непрерывном спектре представим в виде разложения [37]

$$\begin{aligned} & \Psi_{f\bar{\beta}\bar{\beta}'}^{[f]\beta\beta'}(\xi_1, \xi_2, \xi_3, \mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3) = \\ & = \sum_{\mu LM} \frac{\Phi_{\mu L}(\kappa, \rho)}{\rho^4} \hat{A} \Psi_{\mu LM}^{[f]\beta\beta}(\Omega_\rho, \sigma, \tau) \Psi_{\mu LM}^{*[f]\bar{\beta}\bar{\beta}'}(\Omega_\kappa), \end{aligned} \quad (57)$$

где  $\beta, \beta'$  и  $\bar{\beta}, \bar{\beta}'$  соответствуют значкам  $s$  и  $a$  из работы Яна [43] и по парам нумеруют функции пяти неприводимых представлений группы  $S_4$ : симметричное [4], антисимметричное [1111], два трехмерных [31] и [211] и одно двумерное [22]. В частности, для трехмерных представлений имеем функции ([31],  $ss$ ) ([31],  $aa$ ), ([211],  $aa$ ), ([211],  $as$ ). Функции  $\Psi_{\mu LM}^{[f]\beta\beta'}$ ( $\Omega_\rho, \sigma, \tau$ ) состояются из четырехчастичных спин-изоспиновых и гиперсферических функций.

Подставляя разложение (57) в уравнение Шредингера для четырех частиц в непрерывном спектре, получаем бесконечную систему зацепляющихся дифференциальных уравнений для гиперрадиальных функций

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \Phi_{\mu L}^{[f]}(\kappa, \rho)}{d\rho^2} + \left[ \kappa^2 - \frac{(\mu+3)(\mu+4)}{\rho^2} \right] \Phi_{\mu L}^{[f]}(\kappa, \rho) = \\ & = \sum_{[f']\mu'} V_{\mu\mu'}^{[f][f']}(\rho) \Phi_{\mu'L}^{[f']}(\kappa, \rho), \end{aligned} \quad (58)$$

где  $V_{\mu\mu'}^{[f][f']}(\rho)$  — эффективная четырехчастичная потенциальная энергия, умноженная на  $2m/\hbar^2$ , составленная из реалистических потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия.

В [44] метод фазовых функций был обобщен для квантовой механики трех и четырех тел при ограничении «истинно» многочастичными рассеяниями (асимптотика волновой функции многочастичного рассеяния представляется в виде многомерной сферической волны, и не возникают те опасные сингулярности амплитуды рассеяния, о которых шла речь в разд. 1). Предложенный в [44] метод весьма продуктивен при решении системы дифференциальных уравнений (58). Запишем эту систему в матричной форме

$$\frac{d^2 \varphi(\kappa, \rho)}{d\rho^2} + \left[ \kappa^2 - \frac{(\mu+3)(\mu+4)}{\rho^2} \right] \varphi(\kappa, \rho) = V(\rho) \varphi(\kappa, \rho), \quad (59)$$

где

$$\varphi(\kappa, \rho) = \begin{pmatrix} \varphi_{\alpha_1}(\kappa, \rho) \\ \varphi_{\alpha_2}(\kappa, \rho) \\ \vdots \end{pmatrix}; \quad (60)$$

$$V(\rho) = \begin{pmatrix} V_{\alpha_1\alpha_1}(\rho) & V_{\alpha_1\alpha_2}(\rho) & \dots \\ V_{\alpha_2\alpha_1}(\rho) & V_{\alpha_2\alpha_2}(\rho) & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}; \quad (61)$$

$\alpha \equiv (\mu [f] \lambda)$  — совокупность квантовых чисел. Решение матричного уравнения (59) будем искать в виде

$$\varphi(\kappa, \rho) = [j(\kappa, \rho) - n(\kappa, \rho) K(\kappa, \rho)] A(\kappa, \rho), \quad (62)$$

где

$$j(\kappa, \rho) = \begin{pmatrix} j_{\mu+3}(\kappa, \rho) & 0 & 0 \dots \\ 0 & j_{\mu+5}(\kappa, \rho) & 0 \dots \\ 0 & 0 & j_{\mu+7}(\kappa, \rho) \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (63)$$

и

$$n(\kappa, \rho) = \begin{pmatrix} n_{\mu+3}(\kappa, \rho) & 0 & 0 \dots \\ 0 & n_{\mu+5}(\kappa, \rho) & 0 \dots \\ 0 & 0 & n_{\mu+7}(\kappa, \rho) 0 \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (64)$$

— матрицы, составленные соответственно из функции Риккати — Бесселя и Риккати — Неймана;  $A(\kappa, \rho)$  — матрица-столбец;  $K(\kappa, \rho)$  — диагональная матрица с элементами  $K_{\alpha_1}(\kappa, \rho), K_{\alpha_2}(\kappa, \rho), K_{\alpha_3}(\kappa, \rho) \dots$ . Для  $K(\kappa, \rho)$  получается нелинейное матричное уравнение первого порядка [44]

$$\begin{aligned} & dK(\kappa, \rho)/d\rho = \\ & = -[j(\kappa, \rho) - K(\kappa, \rho) n(\kappa, \rho)] V(\rho) [j(\kappa, \rho) - n(\kappa, \rho) K(\kappa, \rho)], \end{aligned} \quad (65)$$

а уравнение для амплитудной матрицы имеет вид

$$\begin{aligned} & dA(\kappa, \rho)/d\rho = \\ & = n(\kappa, \rho) V(\rho) [j(\kappa, \rho) - n(\kappa, \rho) K(\kappa, \rho)] A(\kappa, \rho). \end{aligned} \quad (66)$$

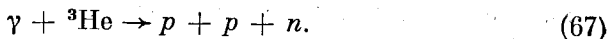
В [38, 39] с использованием разных видов современных реалистических нуклон-нуклонных потенциалов в рамках изложенного подхода были исследованы одновременно и структура основного состояния ядра  ${}^4\text{He}$ , и ядерные реакции двойной перезарядки (ДП)  $\pi^\pm$ -мезонов при низких энергиях. При этом было предположено, что ДП происходит посредством двух последовательных зарядовообменных  $\pi N$ -рассеяний с образованием на одном нуклоне и с последующим захватом другим нуклоном  $\pi^0$ -мезона. Соответствующая амплитуда элементарного акта была построена в [45]. Ясно, что вклад такого механизма будет преобладать в области низких энергий  $\pi$ -мезонов. Полученные результаты совместно с экспериментальными данными обсудим ниже.

Тем же методом в [46, 47] была исследована реакция полного фоторасщепления ядра  ${}^4\text{He}$ , а в [48] был введен и рассчитан квази- $\alpha$ -частичный механизм двойной перезарядки  $\pi^\pm$ -мезонов на ядре  ${}^{12}\text{C}$ .

Базис трехчастичных гиперсферических функций в координатном представлении был интенсивно использован для исследования процесса полного фоторасщепления ядра  ${}^3\text{He}$  Левинджером, Фабр де ла Рипелле, Фангом и Фицджеробом в [49—54]. В этом направлении работают А. Н. Востриков и М. В. Жуков [55, 56], которые кроме полного фоторасщепления подробно исследовали и канал двухчастичного фоторасщепления ядра  ${}^3\text{H}$  с использованием интерполяционного подхода А. И. Базя и М. В. Жукова [57]. Этот же подход был применен В. К. Тартаковским с сотрудниками [58] при исследовании электрорасщепления ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ .

### 6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО НЕКОТОРЫМ РЕАКЦИЯМ ПОЛНОГО РАЗВАЛА ЛЕГКИХ ЯДЕР И СРАВНЕНИЕ С НИМИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

**Полное фоторасщепление трех- и четырехчастичных ядер.** Среди реакции полного развала легких ядер элементарными частицами экспериментально наиболее изучена реакция



Экспериментальные данные и теоретические кривые для сечения реакции (67) приведены на рис. 2. Теоретические результаты получены методом интегральных уравнений Фаддеева (см. разд. 2), когда

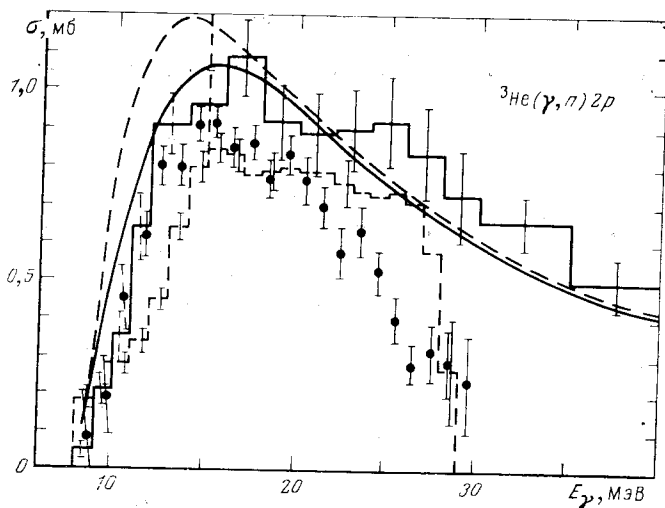


Рис. 2. Сечения реакции  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + p + n$ :

пунктирная кривая взята из [16], сплошная — из [17]; экспериментальные данные: сплошная гистограмма из [21]; штриховая гистограмма — из [59]; черные точки — из [60]

в качестве нуклон-нуклонного потенциала взят сепарабельный потенциал. В [16, 17] было показано, что учет взаимодействия в конечном

состоянии существенно изменяет сечение реакции (сечение уменьшается почти в 2 раза, и местоположение максимума сдвигается в сторону малых энергий). Экспериментальные данные из тех же работ приведены на рис. 3, однако теоретические кривые взяты из работ, выполненных методом гиперсферических функций в координатном представлении (см. разд. 5). При этом сплошная и штриховая кривые — результаты Фабр де ла Рипелле и Левинджера [49] для потенциалов  $V^X$  и  $G2$  соответственно, а штрихпунктирная кривая — результат А. Н. Вострикова и М. В. Жукова [55] для

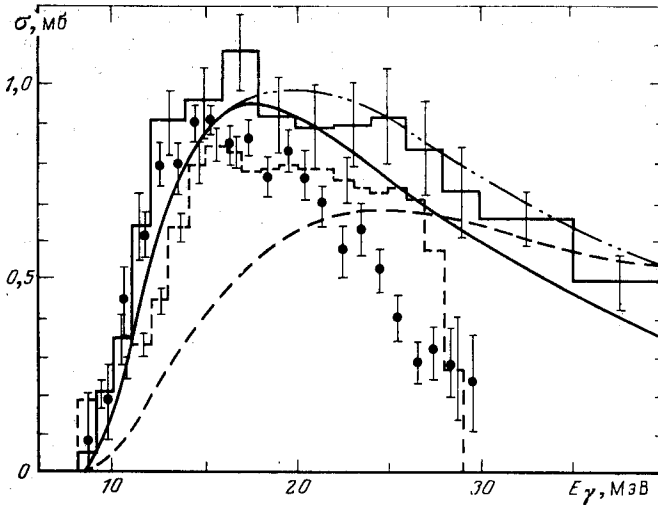
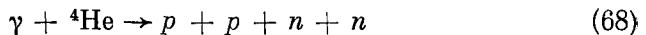


Рис. 3. Сечения реакции  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + p + n$ : сплошная и штриховая кривые взяты из [49]; штрихпунктирная линия — из [55]; экспериментальные данные из тех же работ, что и на рис. 2

потенциала Эйкемейера — Хаккенброха. Как видно, результаты существенно зависят от вида нуклон-нуклонного потенциала.

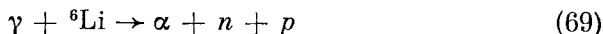
Экспериментальные данные полного фоторасщепления ядра  ${}^4\text{He}$



в настоящее время известны с гораздо большими ошибками, чем данные по рассмотренной выше реакции. Теоретически эта реакция методом гиперсферического базиса в координатном представлении (см. разд. 5) была исследована в [46, 47]. Теоретические кривые на рис. 4 взяты из [47] и соответствуют разным нуклон-нуклонным потенциалам. Штрихпунктирные кривые — сечения, полученные без учета взаимодействия в конечном состоянии (сечение умножено на 0,5). Как видно, эффект взаимодействия одновременно между всеми нуклонами в конечном состоянии для полного фоторасщепле-

ния ядра  ${}^4\text{He}$  сильнее выступает (уменьшает сечение почти на порядок), чем при фоторасщеплении  ${}^3\text{He}$ . Особенно важным из полученных в [46, 47] теоретических результатов является сильная зависимость сечения от вида выбранной формы нуклон-нуклонного потенциала, а также тот факт, что взаимодействие между нуклонами в конечном состоянии подавляет роль механизма одночастичного поглощения  $\gamma$ -кванта ядром и основным становится механизм парного поглощения.

В процесс



могут вносить вклад два механизма: 1) непосредственный развал на три взаимодействующие частицы; 2) двухэтапный развал с образованием подсистемы в возбужденном состоянии на первом этапе и развалом подсистемы на втором этапе. Области действия этих двух механизмов более или менее разделяются. Действительно, если предположить, что трехчастичный фоторазвал ядра  ${}^6\text{Li}$  в кластерной модели в области энергий  $E_\gamma < 20$  МэВ происходит в два этапа, то на первом этапе образуется возбужденное состояние  ${}^5\text{He}$  или  ${}^5\text{Li}$ . У данных ядер связанные основные состояния отсутствуют, а первые возбужденные состояния с более или менее узкими ширинами появляются лишь при  $E_x^{5\text{Li}} = 16,81$  МэВ и  $E_x^{5\text{He}} = 16,68$  МэВ. Ниже  $E_\gamma = 16$  МэВ основной вклад должен вносить механизм непосредственного развала на три частицы. Двухэтапный механизм ( $\gamma, n$ )-реакции на ядре  ${}^6\text{Li}$  был подробно исследован в [68, 69]. В [36] был исследован механизм непосредственного трехчастичного развала ядра  ${}^6\text{Li}$  методом гиперсферических функций в импульсном представлении (см. разд. 4). На рис. 5 представлены экспериментальные данные по сечению ( $\gamma, n$ )-реакции на ядре  ${}^6\text{Li}$  [70]. В расчетах в качестве нуклон-нуклонного потенциала взят потенциал Гогни — Парера — де-Туррела [64], а в качестве нуклон- $\alpha$ -потенциала — потенциал Пирса и Свона [71].

Было показано, что основной вклад в норму волновой функции ядра  ${}^6\text{Li}$  вносит гармоника  $K = 2$  (96,7 %). Полученная при этом энергия связи ядра  ${}^6\text{Li}$  (4,70 МэВ) близка к экспери-

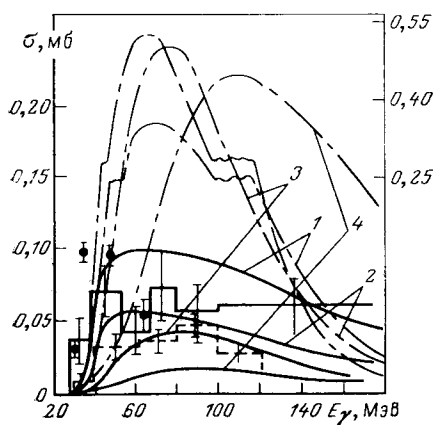


Рис. 4. Сечения реакции  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + p + n + n$ :

Теоретические результаты взяты из [47]. 1 — для потенциала Гогни-Паерса-де-Туррела [64]; 2 — для потенциала Волкова [65]; 3 — для потенциальной ямы [66]; 4 — для потенциала Бейкера [67]; экспериментальные данные: сплошная гистограмма — из [61]; штриховая — из [62]; черные точки — из [63]

ментальному значению (4,53 МэВ). Из сравнения кривых на рис. 5, а и б видно, что без учета взаимодействия в конечном состоянии волновая функция системы  $\alpha + n + p$  весьма неточная. Именно в результате этой неточности теорема Зигерта перестает быть справедливой, и потому в плосковолновом приближении с учетом обменных токов (теорема Зигерта) кривые сечения (пунктирные и штриховые) на рис. 5, б проходят ниже соответствующих кривых рис. 5, а (без учета обменных токов). Включение взаимодействия в конечном

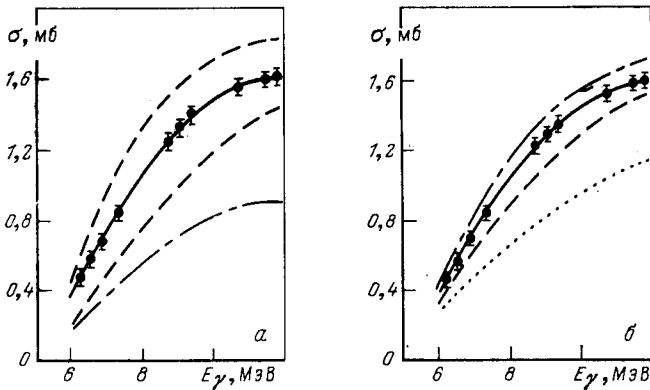
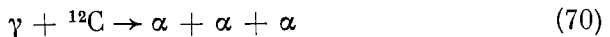


Рис. 5. Сечения реакции  $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + n + p$  без учета вкладов обменных токов (а), с неявным учетом этих вкладов (б) — теоретические результаты из [36]: пунктирные кривые — сечение в плосковолновом приближении с учетом одной гармоники в конечном состоянии; штриховые — в плосковолновом приближении с учетом  $K = 1,3$  гармоник в конце; штрихпунктирные — сечение с учетом взаимодействия между всеми частицами и двух гармоник в конечном состоянии. Экспериментальные данные взяты из [70]

состоянии существенно поправляет волновую функцию, и штрихпунктирная кривая на рис. 5, б, которая учитывает вклады обменных токов (по теореме Зигерта), проходит заметно выше соответствующей кривой на рис. 5, а, не учитывающей вкладов обменных токов. Такой результат указывает на то, что теорема Зигерта весьма критична к неточностям волновых функций и ее использование даже в длинноволновом приближении (область низких энергий) может привести к неправильным результатам.

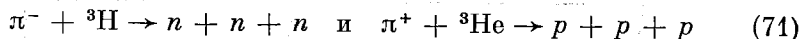
Реакция



экспериментально мало изучена. Данные В. Н. Майкова [72] основаны на весьма малой статистике, и на экспериментальной кривой не указаны соответствующие погрешности. Харьковская группа экспериментаторов [73, 74] приступила к систематическому исследованию этой реакции. До последнего периода не существовала и более или менее приемлемая теория реакции  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ . После работ Верде и др. [75, 76] ядерная физика и особенно проблема трех тел

в ядерной физике получили существенное развитие, и, конечно, эти работы совершенно неудовлетворительны. В [33] реакция фоторазвала ядра  $^{12}\text{C}$  на три  $\alpha$ -частицы впервые была исследована методом гиперсферических функций в импульсном представлении (см. разд. 4). Эффект взаимодействия в конечном состоянии и здесь оказался определяющим. Эти теоретические исследования привели к заключению, что трехчастичный фоторазвал ядра  $^{12}\text{C}$  происходит в основном через механизм двух- $\alpha$ -частичного квадрупольного поглощения  $\gamma$ -квантов.

**Полный развал легких ядер  $\pi^\pm$ -мезонами.** Реакции



экспериментально пока не изучены. Теория, основанная на использовании базиса гиперсферических функций в импульсном представлении (см. разд. 4), разработана в [27]. Из полученных теоретических

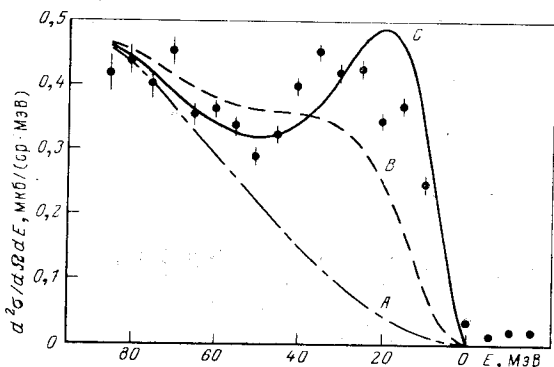


Рис. 6. Дифференциальное сечение реакции  $\pi^- + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + 3n$ :

A соответствует распределению четырехчастичного фазового объема, когда амплитуда перехода считается константой; B получена из кривой A некогерентным добавлением борновской амплитуды; C — с учетом взаимодействия в конечном состоянии. Экспериментальные данные из работы [77]

результатов наиболее важным представляется установление значительной роли взаимодействия между всеми нуклонами в конечном состоянии. Можно надеяться, что в будущем будут проведены соответствующие эксперименты и станет возможным проверить результаты теории и, в частности, основное предположение о механизме парного поглощения  $\pi^\pm$ -мезонов трехчастичными ядрами.

По реакции



существует экспериментальная работа [77], где определено дифференциальное сечение как функция кинетической энергии трехнейтронной системы. При этом положительные пионы детектировались в интервале углов от 15 до 40°. Теория реакции двойной перезарядки



$\pi^-$ -мезона на ядре  ${}^3\text{He}$  была разработана Филлипсом [78] с применением метода интегральных уравнений Фаддеева в импульсном представлении (см. разд. 2). Однако при этом эти уравнения были применены лишь для описания конечного состояния трех нейтронов, начальное состояние ядра описано гауссовой функцией. Сравнение между теорией [78] и экспериментом [77] дано на рис. 6. Кривая *C* получена из кривой *B* заменой борновской амплитуды амплитудой, вычисленной с учетом взаимодействия в конечном состоянии (применяется первая итерация уравнения Фаддеева). Несмотря на весьма

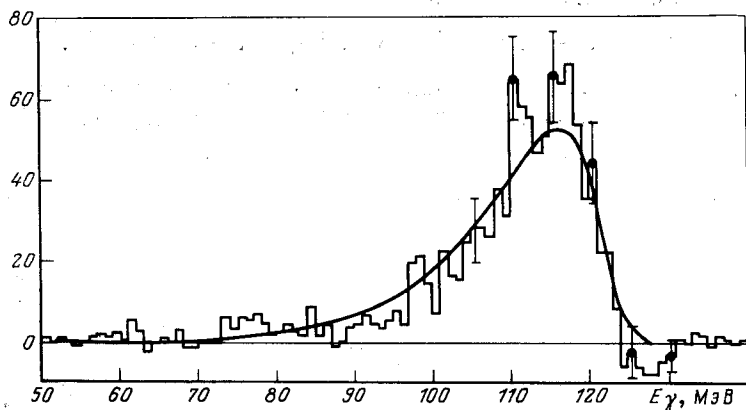
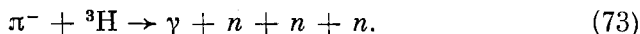


Рис. 7. Энергетический спектр фотонов в реакции  $\pi^- + {}^3\text{H} \rightarrow \gamma + 3n$ : теоретическая кривая из работы [22]. Экспериментальная гистограмма из работы [80]

приближенный характер расчетов, теория показывает определяющую роль взаимодействия между нейтронами в конечном состоянии. Было заключено, что в эксперименте [77] не наблюдался трехнейтронный резонанс, а своеобразная структура кривой распределения на рис. 6 — результат сильного эффекта взаимодействия в конечном состоянии.

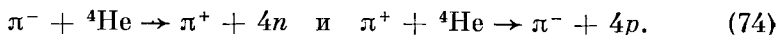
Рассмотрим реакцию



Экспериментально процесс радиационного захвата  $\pi^-$ -мезонов ядром  ${}^3\text{He}$  впервые был исследован в [79]. Затем Быстрих и др. [80] провели детальное экспериментальное исследование реакции  $\pi^- + {}^3\text{H} \rightarrow \gamma + 3n$ . Экспериментальная гистограмма спектра фотонов из реакции  $\pi^- + {}^3\text{H} \rightarrow \gamma + n + n + n$  дана на рис. 7. Там же представлена теоретическая кривая, принадлежащая Филлипсу и Роигу [22]. Эти авторы провели исследование радиационного захвата  $\pi^-$ -мезонов ядром  ${}^3\text{He}$  методом интегральных уравнений Фаддеева в импульсном представлении, используя нуклон-нуклонный потенциал сепарабельной формы. При этом взаимодействие в конечном

состоянии учитывалось в модели Амадо (см. разд. 2). Как видно из рисунка, существует хорошее согласие между теорией и экспериментом, чего, конечно, никак нельзя получить без учета взаимодействия между нейтронами в конечном состоянии. Энергетическое распределение фотонов имеет хорошо выраженный пик в области больших энергий, что соответствует малой относительной энергии нейтронов, однако это является следствием эффекта взаимодействия между нейтронами и не свидетельствует об образовании трехнейтронного резонансного состояния.

Рассмотрим теперь реакции



Как известно, процесс двойной перезарядки  $\pi$ -мезонов на ядрах впервые был обнаружен и изучен в экспериментах дубненской группы [81], а в последующем в экспериментах, проведенных в других

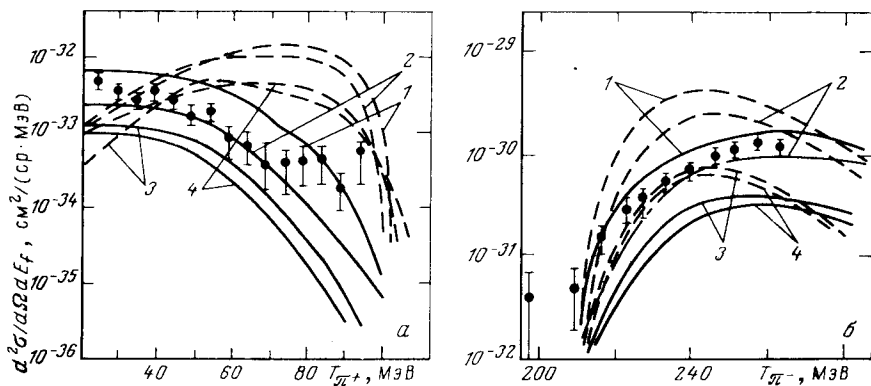


Рис. 8. Дифференциальное сечение реакции  ${}^4\text{He}(\pi^-, \pi^+)4n$ :

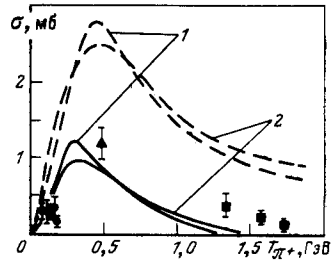
$a$  — экспериментальные данные, взятые из [85] (угол наблюдения  $\pi^+$ -мезона в конце  $\theta = 20^\circ$ ,  $T_{\pi^+} = 140$  МэВ;  $b$  — данные, взятые из [83] (угол наблюдения  $\theta = 0^\circ$ ,  $T_{\pi^+} = 176$  МэВ); теоретические кривые из [38]; штриховые — результаты плосковолнового приближения; сплошные — с учетом взаимодействия между всеми нейтронами в конечном состоянии; 1 — для потенциала Гогни—Паерса—де-Турреила; 2 — для потенциала Волкова; 3 — для потенциальной ямы; 4 — для потенциала Бейкера

научных центрах [82—84]. На основе единого рассмотрения структуры ядра  ${}^4\text{He}$  и ядерных реакций (74) в [38, 39] впервые были изучены процессы двойной перезарядки методом гипersферического базиса в координатном представлении (см. разд. 5). Экспериментальные данные по дифференциальному сечению реакции  ${}^4\text{He}(\pi^-, \pi^+)4n$  приведены на рис. 8. При этом данные рис. 8,  $a$  взяты из [85] и представляют зависимость дифференциального сечения от кинетической энергии  $\pi^+$ -мезона ( $T_{\pi^+}$ ). Из рисунка видно, что кривые без учета взаимодействия в конечном состоянии далеки от экспериментальных данных и в большинстве случаев даже каче-

ственно не передают поведения сечения. Включение взаимодействия одновременно между всеми нуклонами в конечном состоянии изменяет результаты плосковолновых расчетов качественно и количественно и приводит к новым результатам, которые правильно передают ход экспериментальных кривых сечений. Это достигается фактически для всех видов используемых  $MN$ -потенциалов. Однако результаты для разных потенциалов количественно отличаются. Кроме того, теоретические результаты показывают, что вклад эффекта взаимодействия в конечном состоянии существенно зависит от энергии, переданной четырехнуклонной системе в процессе двойной

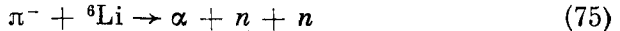
Рис. 9. Зависимость полного сечения реакции  $\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + 4p$  от энергии падающего  $\pi^+$ -мезона:

теоретические кривые из [38]: штриховые — в плосковолновом приближении; сплошные — с учетом взаимодействия в конечном состоянии; 1 — для потенциала Гогни—Паерса—де-Туррела; 2 — для потенциала Волкова; экспериментальные данные: ● — из [86, 87]; ▲ — из [88]; ■ — из [89]



перезарядки. Полное сечение реакции  $\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + 4p$  в зависимости от энергии падающего  $\pi^+$ -мезона приведено на рис. 9. Большой эффект взаимодействия в конечном состоянии демонстрируется также на этом рисунке.

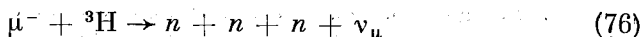
Реакция



выделяется своей простотой среди процессов захвата остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами с вылетом нуклонных пар, и она интенсивно исследована ранее как теоретически [90, 91], так и экспериментально [93, 94]. Однако в ранних теоретических работах взаимодействие в конечном состоянии учитывали лишь между двумя нейтронами. В [34] впервые было учтено взаимодействие между всеми частицами в конечном состоянии и реакция (75) была исследована методом гиперсферических функций в импульсном представлении (см. разд. 4). Было показано, что выключение  $N\alpha$ -взаимодействия из эффективного трехчастичного взаимодействия в конечном состоянии приводит к сильному завышению результатов (вероятность захвата увеличивается почти на порядок). Распределение нейтронов по импульсам отдачи  $\alpha$ -частицы из реакции (75) дано на рис. 10. Распределение нейтронов по углам разлета между ними из реакции (75) приведено на рис. 11. Как видно из рис. 10 и 11, можно достичь удовлетворительного описания экспериментальных данных при исследовании распределения по импульсам отдачи и по углам между вылетевшими нуклонами, если допустить, что  $\alpha$ -частица «принимает» импульс

отдачи не как бесструктурный «шарик», а как ядерная система, имеющая определенную внутреннюю структуру. И для полной вероятности процесса учет внутренней структуры  $\alpha$ -частицы приводит к удовлетворительному объяснению экспериментального значения.

**Реакция развала с участием  $\mu^-$ -мезонов и гиперонов.** Результаты недавних теоретических исследований [24] реакции



методом уравнений Фаддеева в координатном представлении (см. разд. 3) усиливают интерес к соответствующим экспериментам, которые пока не поставлены. В частности, весьма интересным представляется энергетический спектр нейтронов, полученный в [24]. Спектр оказался довольно критичным к эффекту взаимодействия между

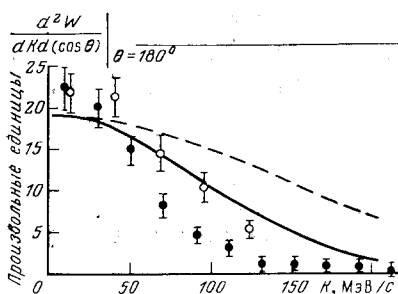


Рис. 10. Распределение нейтронов по импульсам отдачи из реакции  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + n + n$ :

теоретические результаты из [34]; штриховая кривая — результат расчета без учета внутренней структуры  $\alpha$ -частицы, сплошная — с учетом этой структуры; темные точки — экспериментальные данные из [93]; светлые — [96]

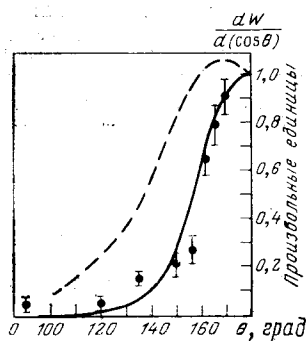
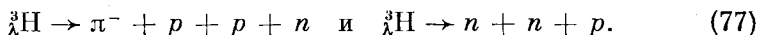


Рис. 11. Распределение нейтронов по углам разлета между ними из реакции  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + n + n$ :

теоретические результаты из [34]; штриховая кривая — без учета внутренней структуры  $\alpha$ -частицы; сплошная — с учетом этой структуры. Экспериментальные данные из [94]

нейтронами в конечном состоянии. Такой результат позволяет надеяться, что когда появится возможность проверить заключения теории, то можно будет судить о приемлемости используемых нуклон-нуклонных потенциалов.

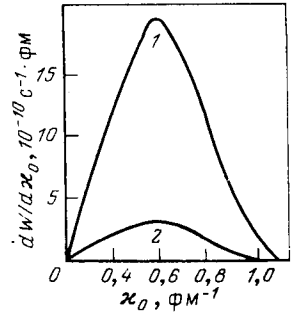
Рассмотрим реакции



Структура гипертрития методом интегральных уравнений Фаддеева в импульсном представлении впервые была исследована в [97, 98]. В последнее время в рамках такого формализма были проведены интенсивные исследования структуры трех- и четырехчастичных гиперядер [99—101]. Энергию связи трехчастичных гиперядер с применением гиперсферического базиса в координатном представле-

Рис. 12. Функции  $dW/d\kappa_0$  для реакции  ${}^3\text{H} \rightarrow \pi^- + p + p + n$  из [35]:

1 — результат без учета взаимодействия между нуклонами в конечном состоянии; 2 — с учетом этого взаимодействия



нии вычисляли в [102]. Что касается реакций (77), то для их изучения в [35] впервые был применен метод гиперсферических функций в импульсном представлении (см. разд. 4). При этом было показано, что взаимодействие между всеми нуклонами в конечном состоянии существенно влияет на вероятность мезонного и безмезонного

распадов гипертрипия. В полный распад гипертрипия основной вклад вносит механизм мезонного распада. Безмезонный распад идет с пренебрежимо малой вероятностью из-за рыхлости гипертрипия. На рис. 12 представлены теоретические кривые функции  $dW/d\kappa_0$  в зависимости от  $\kappa_0$ , где  $W$  — вероятность парциального распада  ${}^3\text{H} \rightarrow \pi^- + p + p + n$ , а  $\kappa_0 = (2ME/\hbar^2)^{1/2}$ ,  $E$  — полная энергия трехнуклонной системы в конце реакции (в с. ц. м.). Из кривой 2 рис. 12 время жизни  $\tau = 0,7 \cdot 10^{-10}$  с. Это число находится в разумном согласии с экспериментальным значением полного времени жизни гипертрипия [103]. Если же исходить из кривой 1, то время жизни получаем равным  $10^{-11}$  с, что находится в резком противоречии с экспериментальным значением полного времени жизни. Конечно, для более однозначных выводов относительно приемлемости выбранных форм нуклон- $\lambda$  и нуклон-нуклонных потенциалов требуется наличие более полных экспериментальных данных, чем те, которыми мы в настоящее время располагаем. Тот факт, что в [35] для энергии связи гипертрипия получено значение  $\epsilon_{\lambda\text{H}}^{\text{теор}} = -2,30$  МэВ, которое находится в хорошем согласии с экспериментальным значением  $\epsilon_{\lambda\text{H}}^{\text{эксп}} = -2,35$  МэВ указывает на приемлемость используемых потенциалов, однако, как указывалось во введении, этого недостаточно. Требуется сравнение с экспериментальными данными, например, кривой 2, а таких данных в настоящее время не существует. Возросший в последнее время интерес к гиперядерной физике позволяет надеяться, что в ближайшем будущем такие эксперименты будут проведены.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящий обзор является первой попыткой систематизировать существующие на сегодняшний день теоретические и экспериментальные результаты по полному распаду легких ядер элементарными частицами. Конечно, он получился далеко не полным и ограничен рамками лишь последних работ. Например, сравнительно ранние

теоретические работы, выполненные с применением вариационного формализма и без учета взаимодействия между всеми частицами в конечном состоянии, остались за этими рамками, хотя хорошо известно, что благодаря первым работам был пройден весьма важный этап на пути исследования ядерных реакций распадного типа.

Главной целью настоящей работы было показать, насколько интересна проблема прямого полного распада легких ядер элементарными частицами и насколько богата она возможностями получить более или менее надежные заключения одновременно о структуре легких ядер и о механизме ядерных реакций. Наиболее интересным представляется обнаруженная достаточная критичность сечений реакций распадного типа к выбранной форме нуклон-нуклонного потенциала.

Конечно, на пути исследования проблемы пока сделано сравнительно мало. В будущем потребуются большие усилия как экспериментаторов, так и теоретиков для более глубокого и всестороннего изучения этой весьма интересной проблемы.

Приношу глубокую благодарность Н. Б. Крупенниковой за весьма ценные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Phillips A.C.— Rept. Progr. Phys., 1977, v. 40, p. 905.
2. Фокин Б. А., Эфрос В. Д.— Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 1441.
3. Меркурьев С. П.— ТМФ, 1971, v. 8, p. 235; — Nucl. Phys. A, 1974, v. 223, p. 395.
4. Gerjuoy E.— J. Phys. B, 1970, v. 3, p. 92; — Phil. Trans. Rev. Soc. L., 1971, v. A270, p. 197.
5. Nuttall J.— J. Math. Phys., 1971, v. 12, p. 1896.
6. Aaron R., Amado R. D.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1157; Amado R.D.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 333; — Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 719; 1975, v. 12, p. 1354.
7. Бадалян А. И., Симонов Ю. А.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 299.
8. Newton R.G.— Ann. Phys., 1972, v. 74, p. 324; 1973, v. 78, p. 561; Newton R.G., Shtokhamer R.— Phys. Rev. A, 1976, v. 14, p. 642.
9. Merkuriev S.P., Gignoux C., Laverne A.— Ann. Phys., 1976, v. 99, p. 30.
10. Potarov V.S., Taylor J.R.— Phys. Rev. A, 1977, v. 16, p. 2264.
11. Yamazaki M.— Progr. Theor. Phys., 1978, v. 60, p. 112.
12. Джибути Р. И. Метод К-гармоник в импульсном представлении и проблема непрерывного спектра в теории многочастичных реакций. Препринт ИФ АН ГССР, ЯФ-1, 1980.
13. Фаддеев Л. Д.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, p. 1459; Тр. Матем. ин-та АН СССР, 1963, т. 69.
14. Delves L.M.— Nucl. Phys., 1959, v. 9, p. 391; 1960, v. 20, p. 275; 1962, v. 29, p. 268.
15. Aaron R., Amado R., Yan Y.— Phys. Rev. B, 1965, v. 140, p. 1291.
16. Barbour I. M., Phillips A.C.— Phys. Rev. C, 1970, v. 1, p. 165.
17. Gibson B.F., Lehman D.R.— Phys. Rev. C, 1976, v. 13, p. 477.
18. Heimbach C.R., Lehman D.R., O'Connell J.J.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 2135.
19. Phillips A.C., Roig E., Ros J.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 237, p. 493.

20. Torre J., Gegnoux C., Goulard B.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 511.
21. Горбунов А. Н. Фотонуклонные и фотомезонные процессы.— Тр. ФИАН СССР им. Лебедева, 1974, т. 71, с. 1.
22. Phillips A.C., Roig E.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 234, p. 378.
23. Amado R.D.— Phys. Rev., 1963, v. 132, p. 548.
24. Torre J., Goulard B.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1222.
25. Меркурьев С. П., Позднеев С. А.— Ядерная физика, 1979, v. 30, p. 941.
26. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра. Пер. с англ. М., Мир, 1980.
27. Jibuti R.I., Krupennikova N.B., Tomchinsky V.Yu.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 276, p. 421.
28. Джибути Р. И., Крупенникова Н. Б., Томчинский В. Ю.— Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 539.
29. Jibuti R.I., Kopaleishvili T.I.— Nucl. Phys., 1964, v. 55, p. 337.
30. Garcilazo H., Eisenberg T.U.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 220, p. 13.
31. Raynal J., Revai J.— Nuovo cimento A, 1970, v. 68, p. 612.
32. Джибути Р. И., Крупенникова Н. Б., Томчинский В. Ю.— Сообщение АН ГССР, 1976, т. 81, с. 69.
33. Джибути Р. И., Крупенникова Н. Б., Томчинский В. Ю.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 30.
34. Джибути Р. И., Крупенникова Н. Б., Томчинский В. Ю.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 2343.
35. Джибути Р. И., Циклаури Ш. М.— Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 58.
36. Джибути Р. И., Крупенникова Н. Б., Томчинский В. Ю.— Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 1185.
37. Джибути Р. И., Крупенникова Н. Б., Шубитидзе Н. И.— ТМФ, 1977, т. 32, с. 223.
38. Джибути Р. И., Кезерашвили Р. Я., Сигуа К. И.— Ядерная физика, 1980, т. 32, с. 1536.
39. Jibuti R.I., Kezerashvili R.Ya., Sigua K.I.— Phys. Lett. B, 1981, v. 102, p. 381.
40. Джибути Р. И., Томчинский В. Ю., Шубитидзе Н. И.— Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 1184.
41. Джибути Р. И., Шубитидзе Н. И.— Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 666.
42. Бадалиан А. М. и др.— Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 473.
43. Jahn H.A.— Proc. Roy. Soc., 1951, v. 205, p. 192.
44. Джибути Р. И., Сигуа К. И. Метод фазовых функций в квантовой механике трех и четырех тел. Препринт ИФАН ГССР, 31-ЯФ, 1977.
45. Gibbs W.R. e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 15, p. 1384.
46. Джибути Р. И., Кезерашвили Р. Я., Сигуа К. И.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 65.
47. Jibuti R.I., Kezerashvili R.Ya., Sigua K.I.— Phys. Lett. B, 1979, v. 81, p. 115.
48. Джибути Р. И., Кезерашвили Р. Я.— Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 1464.
49. Fabre de la Ripelle M., Levinger T.S.— Nuovo cimento A, 1975, v. 25; p. 555; Lett. Nuovo cimento, 1976, v. 16, p. 413.
50. Myers K.J., Fang K.K., Levinger T.S.— Phys. Rev. C, 1977, v. 15, p. 1245.
51. Fang K.K., Levinger T.S., Fabre de la Ripelle M.— Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 24.
52. Levinger T.S., Fitzibbon R.— Phys. Rev. C, 1978, v. 18, p. 56.
53. Levinger T.S.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 1136.
54. Levinger T.S.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 2083.
55. Востриков А. Н., Жуков М. В.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 716.
56. Востриков А. Н., Жуков М. В.— Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 344.
57. Базь А. И., Жуков М. В.— Ядерная физика, 1972, т. 16, с. 60, 958.
58. Тартаковский В. К. и др.— Ядерная физика, 1976, т. 23, т. 727.
59. Getenberg H.M., O'Connell J.S.— Phys. Rev., 1966, v. 144, p. 834.
60. Berman B.L., Fultz S.C., Yergin P.F.— Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 2221.

61. Горбунов А. Н.— Ядерная физика, 1969, т. 10, с. 469.
62. Аркатов Ю. М. и др.— Ядерная физика, 1969, т. 10, с. 1123.
63. Balestra F. e.a.— Nuovo cimento A, 1977, v. 38, p. 145.
64. Gogny D., Pires P., de Tournell R.— Phys. Lett. B, 1970, v. 32, p. 591.
65. Volkov A.— Nucl. Phys., 1965, v. 74, p. 33.
66. Хьюлтен Л., Сугавера М.— В кн.: Строение атомного ядра. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., ч. 1, 1959.
67. Backer G.A. e.a.— Phys. Rev., 1962, v. 125, p. 1754.
68. Shakin C.U., Weiss M.S.— Phys. Rev. C, 1973, v. 7, p. 1820.
69. Shakin C.U., Weiss M.S.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 1679.
70. Berman B.L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 727.
71. Pearce W.A., Swan P.— Nucl. Phys., 1966, v. 78, p. 433.
72. Майков В. Н. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., 1958, с. 414.
73. Догюст И. В. и др.— Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика высоких энергий и атомного ядра, 1974, вып. 3.
74. Догюст И. В. и др.— Тезисы докл. XXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1977, с. 228.
75. Telegdi V.L., Verde M.— Helv. Phys. Acta, 1949, v. 22, p. 380.
76. Telegdi V.L., Zünti W.— Helv. Phys. Acta, 1950, v. 23, p. 745.
77. Sperinde T. e.a.— Phys. Lett. B, 1970, v. 32, p. 185.
78. Phillips A.C.— Phys. Lett. B, 1970, v. 33, p. 260.
79. Truöl P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 1268.
80. Bistirlich J.A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 942.
81. Батусов Ю. А. и др. Препринт ОИЯИ, P-1474, 1963; — ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 817.
82. Massue T.P. e.a.— In: Compte Rendus du Congress Intern. de Physique Nucleaire. Paris, Tuillet, 1964, p. 326.
83. Gilly L. e.a.— Phys. Lett., 1965, v. 19, p. 335.
84. Davis R.E.P. e.a.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1964, v. 2, p. 627.
85. Kaufman L., Perez-Mendes V., Sperinde T.— Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 1358.
86. Falomkin V. e.a.— Nuovo cimento, 1974, v. 22, p. 333.
87. Falomkin V. e.a.— Lett. Nuovo cimento, 1976, v. 16, p. 525.
88. Carayannopoulos N. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 1215.
89. Gaille F. e.a.— Nuovo cimento A, 1977, v. 40, p. 31.
90. Sakamoto Y.— Nuovo cimento, 1965, v. 37, p. 774.
91. Копалейшвили Т. И., Мачабели И. З.— Ядерная физика, 1966, т. 4, с. 37.
92. Koltun D.S., Reitan A.— Phys. Rev., 1966, v. 155, p. 1139.
93. Davies H., Muirhead H., Woulds T.U.— Nucl. Phys., 1966, v. 78, p. 663.
94. Norberg U.E., Kinsey K.F., Burman R.L.— Phys. Rev., 1968, v. 165, p. 1096.
95. Джибути Р. И., Кезерашвили Р. Я.— Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 340.
96. П-Тонг Чеон, KG Report, I, June 1968.
97. Вашакидзе И. Ш., Чилашвили Г. А.— Докл. АН СССР, 1964, т. 157, с. 557.
98. Hetherington T. H., Schik L.H.— Phys. Rev. B, 1965, v. 139, p. 1169.
99. Gibson B.F.— Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 888.
100. Gibson B.F., Lehman D.R.— Phys. Lett. B, 1979, v. 83, p. 289.
101. Narumi H., Ogawa K., Sanami Y.— Lett. Nuovo cimento, 1979, v. 26, p. 294.
102. Verma S.P., Sural D.P.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 781.
103. Block M.M. e.a.— In: Proc. Sienna Confer. Element. Particles and High Energy Physics, 1963, p. 63.