

РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ С ИОНАМИ ЛИТИЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СТРУКТУРЫ ЯДЕР

Ф. А. Гареев, С. Н. Ершов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А. А. Оглоблин, С. Б. Сакута

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

Обзор посвящен реакциям перезарядки, являющимся в настоящее время наиболее универсальным средством изучения изобарических переходов. Основное внимание уделено экспериментам, выполненным в последнее время на пучках ионов ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ при энергиях более 10 МэВ/нуклон на циклотроне ИАЭ им. И. В. Курчатова и других циклотронах мира. Показана выделенность одноступенчатого механизма перезарядки в процессах (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) и (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$). Рассмотрены конкретные примеры использования этих реакций для изучения спин-изоспиновой структуры ядер. Проведено сравнение с другими реакциями перезарядки, вызываемыми как легкими, так и более тяжелыми ионами. Проанализированы результаты экспериментов с (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) по исследованию предкритических эффектов, а также радиальной зависимости формфактора квазиупругого процесса на малых расстояниях.

The review is devoted for charge-exchange reactions which are at present the most universal instrument for the study of the isobaric transitions. The main attention was paid for the last experiments with beams of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ at bombarding energies of more than 10 MeV/N. These experiments were performed on the cyclotron of the Kurchatov Institute of Atomic Energy and on the another ones of the world. The importance of the one-step charge-exchange process is shown for the (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) and (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) reactions. Concrete examples of their using for the study of the spin-isospin structure of the nuclei have been considered. The results on the (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) and (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) reactions are compared with other charge-exchange reactions induced both by light and more heavy ions. Experiments with the (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) reaction on the study of pre-critical phenomena as well as the behaviour of the form factor of the quasi-elastic process at short distances are analysed.

ВВЕДЕНИЕ

Реакциями перезарядки называются такие ядерные процессы, в которых нейтрон ядра мишени превращается в протон, и наоборот. Они являются наиболее универсальным средством изучения изоба-

рических переходов, так как позволяют проводить исследования во всей области возбуждения ядер, в том числе и в области, недоступной для β -распада. Именно в этих реакциях еще в начале 60-х годов были открыты изобар-аналоговые состояния (ИАС), которые вбирают в себя всю силу одночастичных переходов, идущих без изменения орбитального момента и спина ($\Delta L = 0$, $\Delta S = 0$) и соответствующих на языке теории β -распада переходам фермиевского типа. В последние годы интерес к реакциям перезарядки чрезвычайно возрос в связи с открытием в начале 80-х годов нового изобарического гигантского резонанса, отвечающего гамов-теллеровским переходам ($\Delta L = 0$, $\Delta S = 1$). Оба монополюсных изобарических резонанса были открыты в реакции (p, n): первый при энергиях протонов 10—20 МэВ [1], второй при энергиях 100—200 МэВ [2]. Этот успех был вызван не только тем, что реакция (p, n) обладает уникальной кинематической избирательностью к переходам с $\Delta L = 0$, но и ее динамическими особенностями, заключающимися в том, что при малых энергиях протонов доминируют фермиевские переходы, а при больших — гамов-теллеровские.

Эксперименты с протонами показали также, что зарядово-обменные возбуждения не исчерпываются монополюсными переходами и что возможно существование изобарических мультиполюсных резонансов ($\Delta L > 0$) [3]. Здесь, однако, реакция (p, n) в сравнении с другими реакциями перезарядки, в которых используются более тяжелые налетающие частицы, полностью теряют свои преимущества, так как дифференциальные сечения для переходов $\Delta L \geq 1$ падают настолько, что полученный результат будет существенным образом зависеть от того, как вычитать фон. В этом случае реакции перезарядки, в которых участвуют сложные частицы, могут стать предпочтительнее. Во-первых, потому что возрастает кинематическая избирательность к переходам с $\Delta L \geq 1$. Во-вторых, физический фон, связанный с процессами, отличными от механизма прямой перезарядки, например выбивание, предравновесная эмиссия, многоступенчатые процессы, может оказаться значительно меньше.

В какой степени прямой механизм перезарядки будет доминировать среди прочих механизмов, зависит также от того, насколько волновые функции налетающей и вылетающей частиц перекрываются между собой. Рассмотрим с этой точки зрения различные реакции с участием сложных частиц. В табл. 1 приведены возможные реакции перезарядки, в которых протон налетающей частицы перезарядается в нейтрон. В табл. 2 приведены примеры обратных реакций с перезарядкой нейтрона в протон. Мерой перекрытия волновых функций основных состояний начальной и конечной частиц является величина $lg ft$, определяемая из экспериментов по β -распаду и связанная с матричным элементом перехода M_{if} ($K/ft = M_{if}^2$).

Из табл. 1 видно, что ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ наиболее близки по структуре, между ними осуществляется сверхразрешенный гамов-теллеровский переход с рекордным значением $lg ft$. Квадрат матричного

Таблица 1. Зарядово-обменные реакции (p, n)-типа

a	J^π	b	J^π	$\lg ft$	Тип распада	Количество связанных состояний
p	$1/2^+$	n	$1/2^+$	3,07	$F+GT$	1
${}^3\text{He}$	$1/2^+$	${}^3\text{H}$	$1/2^+$	3,03	$F+GT$	1
${}^6\text{Li}$	1^+	${}^6\text{He}$	0^+	2,8	GT	1
${}^9\text{Be}$	$3/2^-$	${}^9\text{Li}$	$3/2^-$	5,31	$F+GT$	2
${}^{10}\text{B}$	3^+	${}^{10}\text{Be}$	0^+	13,42	GT^*	6
${}^{11}\text{B}$	$3/2^-$	${}^{11}\text{Be}$	$1/2^+$	6,83	F^*+GT^{**}	2
${}^{12}\text{C}$	0^+	${}^{12}\text{B}$	1^+	4,067	GT	5
${}^{13}\text{C}$	$1/2^-$	${}^{13}\text{B}$	$3/2^-$	4,01	GT	7
${}^{14}\text{N}$	1^+	${}^{14}\text{C}$	0^+	9,04	GT	7
${}^{16}\text{O}$	0^+	${}^{16}\text{N}$	2^-	9,1	GT^{**}	4

* Переходы, запрещенные во втором порядке.

** Переходы, запрещенные в первом порядке.

 Таблица 2. Зарядово-обменные реакции (n, p)-типа

a	J^π	b	J^π	$\lg ft$	Тип распада	Количество связанных состояний
n	$1/2^+$	p	$1/2^+$	3,07	$F+GT$	1
${}^3\text{H}$	$1/2^+$	${}^3\text{He}$	$1/2^+$	3,03	$F+GT$	1
${}^7\text{Li}$	$3/2^-$	${}^7\text{Be}$	$3/2^-$	3,32	$F+GT$	2
${}^{11}\text{B}$	$3/2^-$	${}^{11}\text{C}$	$3/2^-$	3,599	$F+GT$	8
${}^{12}\text{C}$	0^+	${}^{12}\text{N}$	1^+	4,12	GT	1
${}^{13}\text{C}$	$1/2^-$	${}^{13}\text{N}$	$1/2^-$	3,667	$F+GT$	1
${}^{14}\text{N}$	1^+	${}^{14}\text{O}$	0^+	7,266	GT	1
${}^{18}\text{O}$	0^+	${}^{18}\text{F}$	1^+	3,554	GT	18

элемента перехода ${}^6\text{He} - {}^6\text{Li}$, например, в 2 раза и на порядок больше соответствующих величин для переходов $n - p$ и ${}^{12}\text{B} - {}^{12}\text{C}$.

Что касается реакций с перезарядкой нейтрона в протон в налетающей частице (табл. 2), то наиболее перспективной для исследования изобарических переходов является реакция (${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$). Хотя $\lg ft$ для перехода ${}^7\text{Be} - {}^7\text{Li}$ несколько больше, чем $n - p$ и $t - {}^3\text{He}$, но пучки ионов ${}^7\text{Li}$ не представляют сейчас большой технической проблемы в сравнении с теми трудностями, которые возникают при получении моноэнергетических и интенсивных пучков нейтронов и радиоактивного трития больших энергий.

При выборе конкретной реакции перезарядки для исследования зарядово-обменных возбуждений следует учитывать и то, сколько стабильных состояний имеет вылетающая частица. В этом отношении ионы лития также, как правило, имеют преимущество в сравнении с более тяжелыми ионами (см. табл. 1 и 2).

Именно реакциям перезарядки с ионами лития и посвящен настоящий обзор. В его начале рассматриваются особенности реакций перезарядки и общие соотношения для расчета дифференциальных сечений применительно к налетающим частицам ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. В разд. 2 содержатся основные результаты экспериментального исследования реакций перезарядки, полученные на пучках легких частиц p , n , d , ${}^3\text{He}$. Эти сведения необходимы для лучшего понимания места, занимаемого тяжелыми ионами в общей проблеме зарядово-обменных возбуждений ядер. В последующих разделах излагаются результаты исследований механизма реакций (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) и (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и их применения для изучения спин-изоспиновой структуры ядер. И наконец, последний раздел посвящен приложениям реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$). Здесь обсуждаются два эксперимента. Первый связан с поиском эффектов близости атомных ядер к порогу π -конденсатной неустойчивости. Второй — с определением формфактора квазиупругого процесса на малых расстояниях.

1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА РЕАКЦИЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Характерной и важной особенностью зарядово-обменных реакций является то, что они позволяют изучать изовекторные моды возбуждений отдельно от изоскалярных. Этого невозможно достичь, например, в неупругом рассеянии протонов и электронов.

В общем случае, когда ядро мишени имеет изоспин T_0 [$T_z = (N - Z)/2$], изовекторные переходы приводят к трем типам состояний, характеризующимся изотопическим спином: $T_0 - 1$, T_0 и $T_0 + 1$ (рис. 1). Все они возбуждаются в реакциях с перезарядкой в направлении уменьшения проекции изотопического спина ($\Delta T_z = -1$). Неупругое рассеяние ($\Delta T_z = 0$) дает два состояния: T_0 и $T_0 + 1$. Еще большая селективность достигается в другой ветви зарядово-обменных возбуждений, идущих в направлении увеличения проекции изотопического спина ($\Delta T_z =$

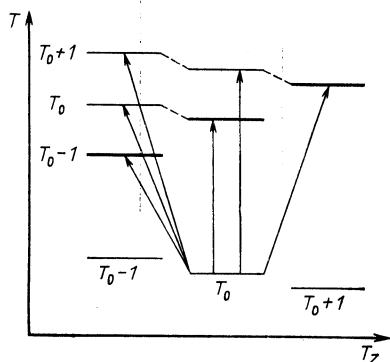


Рис. 1. Схема изовекторных переходов в реакциях перезарядки и в неупругом рассеянии

$= +1$). В этом случае возможны переходы лишь в состоянии с $T = T_0 + 1$.

О силе изовекторных переходов в различные состояния по T в реакциях перезарядки и в неупругом рассеянии можно судить по изоспиновым коэффициентам Клебша — Гордана, приведенным в табл. 3. При прочих равных условиях сечения переходов будут пропорциональны квадратам этих величин. Следовательно, для ядер с

Таблица 3. Изоспиновые коэффициенты Клебша — Гордана

T \ T_Z	$T_0 - 1$ (p, n)	T_0 (p, p')	$T_0 + 1$ (n, p)
$T_0 + 1$	$\sqrt{\frac{1}{(2T_0 + 1)(T_0 + 1)}}$	$\sqrt{\frac{1}{T_0 + 1}}$	1
T_0	$\sqrt{\frac{1}{T_0 + 1}}$	$\sqrt{\frac{T_0}{T_0 + 1}}$	—
$T_0 - 1$	$\sqrt{\frac{2T_0 - 1}{2T_0 + 1}}$	—	—

достаточно большим нейтронным избытком реакции типа (p, n) будут заселять преимущественно состояния с $T = T_0 - 1$, а неупругое рассеяние — с T_0 .

Механизм реакции накладывает определенные ограничения на спины и четности конечных состояний ядер. Если реакция осуществляется одноступенчатой перезарядкой, то в случае сложных ядер-снарядов имеют место следующие правила отбора:

$$J_t = L_t + S, \Delta\pi = (-1)^{L_t};$$

$$J_p = L_p + S, \Delta\pi = (-1)^{L_p},$$

где индекс t относится к системе ядер мишени и продукта, а индекс p — к системе ядер-снаряда и вылетающей частицы; J, L, S — переданные полный угловой момент, орбитальный момент и спин. При перезарядке без переворота спина $S = 0$, с переворотом $S = 1$.

Если в качестве снаряда использовать ядра ${}^6\text{Li}$ и зарегистрировать ${}^6\text{He}$, то, как впервые было отмечено в [4, 5], разрешено лишь одно значение $S = 1$, так как основные состояния ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ характеризуются квантовыми числами (LST), равным (010) и (001) соответственно. Это означает, что переходы в конечные состояния ядер должны индуцироваться исключительно спин-изоспиновым членом в центральной части нуклон-нуклонного потенциала взаимодействия. При $S = 1$ строго запрещены переходы $0^+ \rightarrow 0^+$, будут также сильно подавлены возбуждения частично-дырочных состояний нормальной четности, построенных на «диагональных» ($jl - jl$) конфигурациях. Легко видеть также, что состояния аномальной четности могут возбуждаться только с переворотом спина, а состояния нормальной четности как с $S = 0$, так и с $S = 1$.

Для реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) правила отбора не дают той избирательности по S , которая имеет место в случае (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$). Однако, как уже отмечалось выше, она имеет несомненные методические преимущества перед аналогичными реакциями (n , p) и (t , ${}^3\text{He}$).

2. РАСЧЕТ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ПРЯМОГО ПРОЦЕССА ПЕРЕЗАРЯДКИ

Общие соотношения. В методе искаженных волн амплитуда T_{if} реакции $A(a, b)B$ записывается в виде

$$T_{if} = \int \psi_f^{(-)*}(\mathbf{k}_f, \mathbf{r}) F(\mathbf{r}) \psi_i^{(+)}(\mathbf{k}_i, \mathbf{r}) dr, \quad (1)$$

где $\psi_{i(f)}$ — искаженные волны, описывающие относительное движение ядер во входном (выходном) канале, а $F(\mathbf{r})$ — формфактор реакции

$$F(\mathbf{r}) = \sum_{pt} \langle Bb | V_{pt} | Aa \rangle. \quad (2)$$

Здесь B , b и A , a — внутренние волновые функции ядер, принимающих участие в реакции, индексы t и p нумеруют «активные» частицы ядра-мишени и налетающего ядра соответственно.

Ограничиваясь только центральными и тензорными компонентами, взаимодействие, ответственное за перезарядку, можно в общем виде записать следующим образом:

$$V_{pt} = \{V_{\tau}^C(r_{pt}) + V_{\sigma\tau}^C(r_{pt}) \sigma_p \sigma_t + V_{\tau}^T(r_{pt}) S_{pt}\} \tau_p \tau_t, \quad (3)$$

где σ , τ — спиновые и изоспиновые операторы Паули; $S_{pt} = 3(\sigma_p \cdot \hat{r}_{pt})(\sigma_t \cdot \hat{r}_{pt}) - \sigma_p \sigma_t$, а $V_{\tau}^C(r_{pt})$, $V_{\sigma\tau}^C(r_{pt})$, $V_{\tau}^T(r_{pt})$ определяют радиальную зависимость центрального (C) и тензорного (T) взаимодействий от относительного расстояния между нуклонами $r_{pt} = |\mathbf{r} + \mathbf{r}_p - \mathbf{r}_t|$, где r — расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер, \mathbf{r}_p (\mathbf{r}_t) — координата p (t)-нуклона относительно центра масс ядра a (A).

Обычно используется гауссова форма

$$V(r) = V \exp(-\alpha_G^2 r^2), \quad \alpha_G^{-1} = 1,8 \text{ фм} \quad (4)$$

или же суперпозиция потенциалов Юкавы со слагаемым $\delta(r)$, имитирующим эффекты обмена [6]:

$$V(r) = \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-b_i r) / b_i r + c \delta(r), \quad (5)$$

формфакторы реакции $F(r)$, содержащие всю информацию о свойствах ядер, можно разложить по парциальным волнам

$$F(r) = \sum_{L_r M_r J_p M_p J_t M_t} (J_A M_A J_t M_t | J_B M_B) (J_b M_b J_p M_p | J_a M_a) \times \\ \times (L_r M_r J_p M_p | J_t M_t) i^{-L_r} Y_{L_r M_r}^*(\Omega_r) \mathcal{F}^{L_r J_p J_t}(r). \quad (6)$$

Для этого удобно воспользоваться преобразованием Фурье — Бесселя радиальной части взаимодействия

$$V(r_{pt}) = (2\pi)^{-3} \int d\mathbf{k} \tilde{V}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}r_{pt}}; \quad (7)$$

$$\tilde{V}(\mathbf{k}) = 4\pi \int V(r_{pt}) j_0(kr_{pt}) r_{pt}^2 dr_{pt}. \quad (8)$$

Тогда, учитывая только центральные компоненты взаимодействия для радиальной части формфактора, получаем выражение [7, 8]:

$$\mathcal{F}^{L_r J_p J_t}(r) = \sum_{TM_T SL_p L_t} G_{ST} (-1)^{J_a - J_b + T_b - T_a} \times \\ \times \hat{T}_a^{-1} \hat{T}_B^{-1} \hat{J}_a^{-1} \hat{J}_B^{-1} \hat{J}_p \hat{L}_p \hat{L}_t (T_A M_A T M_T | T_B M_B) (T_b M_b T M_T | T_a M_a) \times \\ \times (L_p 0 L_t 0 | L_r 0) W(J_p L_p J_t L_t, SL_r) I_{ST}(r), \quad (9)$$

где $\hat{x} \equiv (2x+1)^{1/2}$; $G_{01} = V_\tau$; $G_{11} = V_{\sigma\tau}$;

$$I_{ST}(r) = \frac{1}{4(\pi)^{5/2}} \int_0^\infty dk k^2 j_{L_r}(kr) \tilde{\rho}_{ab}^{L_p S J_p, T}(k) \tilde{\rho}_{AB}^{L_t S J_t, T}(k) \tilde{V}(k); \quad (10)$$

$$\tilde{\rho}_{ab}^{L_p S J_p, T}(k) = 4\pi \int_0^\infty dr_p r_p^2 j_{L_p}(kr_p) \rho_{ab}^{L_p S J_p, T}(r_p); \quad (11)$$

$$\tilde{\rho}_{AB}^{L_t S J_t, T}(k) = 4\pi \int_0^\infty dr_t r_t^2 j_{L_t}(kr_t) \rho_{AB}^{L_t S J_t, T}(r_t). \quad (12)$$

Переходные плотности ρ_{ab} (ρ_{AB}) относятся к «легкой» («тяжелой») системе, а их конкретный вид уже зависит от выбранной модели ядра и определяется стандартным образом:

$$\rho_{ab}^{L_p S J_p, T}(r_p) = \langle J_b T_b || \sum \frac{\delta(r_p - r'_p)}{r_p^2} T^{L_p S J_p, T}(p') \tau^T(p') || J_a T_a \rangle; \quad (13)$$

$$T_M^{LSJ}(e) \equiv i^L [Y_L(\Omega_e) \times \sigma^S(e)]_M^J. \quad (14)$$

Здесь J_p и J_t обозначают полные угловые моменты, передаваемые в процессе реакции налетающему иону и ядру мишени, а L_r — изменение момента относительного движения сталкивающихся ядер.

Из (6) и (9) получаются следующие правила отбора:

$$\begin{aligned} & \Delta (T_a T T_b), \Delta (T_A T T_B); \\ & \Delta (J_a J_p J_b), \Delta (L_p S J_p), \Delta \pi_{ab} = (-1)^{L_p}; \\ & \Delta (J_A J_t J_B), \Delta (L_t S J_t), \Delta \pi_{AB} = (-1)^{L_t}; \\ & \Delta (J_p J_t L_r), \Delta (L_p L_t L_r), \Delta \pi_{ab} \cdot \Delta \pi_{AB} = (-1)^{L_r}. \end{aligned}$$

Детали расчетов для реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$). Так как ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ представляет собой «рыхлые» системы, то реакция (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) носит поверхностный характер. Поэтому волновые функции этих ядер, а также ядра-мишени и ядра-продукта на больших расстояниях должны быть вычислены с достаточно хорошей точностью. В данной работе используются оболочечные волновые функции для ядра-мишени и ядра-продукта, подправленные на больших расстояниях с помощью процедуры подгонки глубины ямы (*WDP*), а в качестве волновых функций ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ функции, получаемые в рамках трехчастичной модели $\alpha + N + N$. Согласно работам [9, 10], волновые функции ${}^6\text{Li}$, и ${}^6\text{He}$ в схеме *LS*-связи записываются в виде

$$\begin{aligned} \psi_i^{JM} (x_i y_i \sigma_{N_1} \sigma_{N_2}) = & \psi_\alpha (1) \sum_{LSM_L M_S} (L M_L S M_S | J M) \psi^{SM_S} (\sigma_{N_1} \sigma_{N_2}) \times \\ & \times \sum_{\lambda_i l_i \mu_i m_i} (\lambda_i \mu_i l_i m_i | L M_L) Y_{\lambda_i \mu_i} (\hat{x}_i) Y_{l_i m_i} (\hat{y}) \Phi_{\lambda_i l_i}^L (x_i y_i), \quad (15) \end{aligned}$$

где $Y_{\lambda \mu} (\hat{x}_i)$, $Y_{lm} (\hat{y}_i)$ и $\psi^{SM_S} (\sigma_{N_1} \sigma_{N_2})$ — сферические и спиновые функции соответственно; $\Phi_{\lambda l}^L (x, y)$ — радиальная часть волновой функции, а ψ_α — волновая функция α -частицы. Как следствие принятого нами способа описания ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ нуклоны α -частичного остова не принимают участия в реакции. В дальнейшем будем использовать систему координат, указанную на рис. 2. Тогда

$$S_{pt} = \mathbf{r} + \mathbf{r}_p - \mathbf{r}_t = a_p \mathbf{x} + b_p \mathbf{y} + \mathbf{r} - \mathbf{r}_t, \quad (16)$$

где коэффициенты a_p и b_p определены в [9, 10]. Как видно из рис. 2, мы учитываем эффекты отдачи по легкой системе ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$, которые во многих случаях весьма существенны [12]. Учет трехтельных аспектов задачи приводит к тому, что формфактор $F(r)$ (2) содержит девятимерные интегралы, а не шестимерные, как это было в приближениях работ [7, 11].

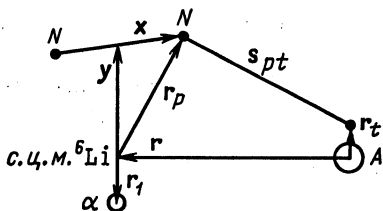


Рис. 2. Координатная система для реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$)

Радиальная часть функции (15) разлагалась [10] по базисному набору функций типа Гаусса:

$$\Phi_{\lambda l}^L(x_i y_i) = \sum_j C_j N_j x_i^{\lambda} y_i^l \exp \{ -\alpha_{\lambda j} x_i^2 - \beta_{l j} y_i^2 \}. \quad (17)$$

Такое представление радиальных функций позволяет провести интегрирование по координатам x и y в явном виде и прийти к однократному интегралу по координате r_i .

Детали расчетов для реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$). Мы предполагаем, что ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ состоят из двух кластеров: α -частицы и трехнуклонного ядра (${}^3\text{H}$ или ${}^3\text{He}$). Оба кластера находятся в их основных состояниях, α -частица рассматривается как инертный бесструктурный кор, не принимающий участия в процессе перезарядки. Тогда волновая функция ядер с $A = 7$ может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \psi_{TN}^{JM_J} = & \psi_{\alpha}(1) \sum_{lm\mu} \left(\text{Im} \frac{1}{2} \mu \mid JM_J \right) \times \\ & \times Y_{lm}(\Omega_R) \Phi_l(R) \psi_{TN}^{\frac{1}{2}\mu}(2, 3, 4), \quad (18) \end{aligned}$$

где $\psi_{\alpha}(1)$ и $\psi_{TN}^{1/2\mu}(2, 3, 4)$ — волновые функции α -частицы и ядер с $A = 3$ соответственно, а $\Phi_l(R)$ — радиальная часть волновой функции относительного движения кластеров с данным угловым моментом l . Используемая система координат показана на рис. 3, откуда видим, что

$$\mathbf{r}_p = a_p \boldsymbol{\chi}_4 + b_p \boldsymbol{\eta}_4 + c_p \mathbf{R} \quad (p = 1, 2, 3, 4). \quad (19)$$

Коэффициенты a_p , b_p и c_p даны в [13]. Волновые функции ядер с $A = 3$ взяты из работы [14] в схеме LS -связи, а радиальная часть $\Phi_l(R)$ волновой функции относительного движения кластеров была разложена по функциям Гаусса [15]

$$\Phi_l(R) = \sum_n C_n R^l \exp(-\alpha_n R^2). \quad (20)$$

Детали вычисления формфакторов можно найти в [13], здесь только заметим, что в рассматриваемой модели $l_a = l_b = 1$ и поэтому $L_p = 0, 2$, так как $\Delta(l_a l_p l_b)$ и $\Delta l = (-1)^{l_a + l_b + L_p} = 1$.

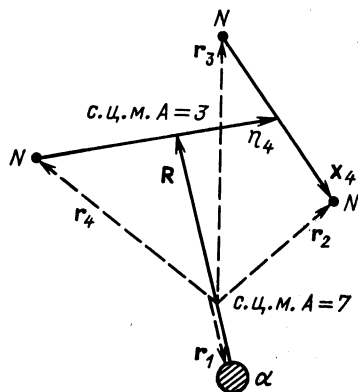


Рис. 3. Координатная система для реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$)

3. РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ С ЛЕГКИМИ ЧАСТИЦАМИ

Реакции (p, n) как средство исследования монополярных изобарических переходов. Реакция (p, n) является идеальной для исследования изобарических монополярных переходов. Проводя измерение под углом 0° , можно обеспечить условия максимального подобия процесса перезарядки и β -распада, в котором превращение нейтрона в протон осуществляется по существу с нулевым переданным импульсом. В перезарядке под углом 0° переданный импульс определяется, как известно, выражением

$$q = 0,11Q / \sqrt{E_p} \text{ фм}^{-1}, \quad (21)$$

где Q — энергия реакции; E_p — энергия протонов в МэВ. Таким образом, наиболее благоприятные условия наблюдения монополярных переходов, а также максимальное подобие β -распаду достигается тем лучше, чем больше энергия протонов. В этом случае естественно ожидать, что дифференциальные сечения реакции будут пропорциональны квадратам матричных элементов β -распада и, следовательно, с ее помощью сила β -переходов может быть легко измерена и в области, энергетически недоступной для β -распада.

В импульсном приближении метода искаженных волн ($DWIA$) зависимость сечения монополярных переходов реакции (p, n) от энергии протонов (E_p), массы мишени (A), переданного импульса (q), изменения энергии $\omega = E_x - Q_{g.s}$ и структуры начального и конечного состояний ядер согласно [16] выражается через произведение трех сомножителей:

$$\sigma(q, \omega) = \hat{\sigma}_\alpha(E_p A) F(q\omega) B(\alpha), \quad (22)$$

где индекс α характеризует фермиевский (F) или гамов-теллеровский (GT) тип перехода. Первый сомножитель есть «эталонное» сечение $\hat{\sigma}(E_p, A)$, приходящееся на единицу силы перехода в пределе $q = 0, \omega = 0$:

$$\sigma(q = 0, \omega = 0) / B(\alpha) = K(E_p, \omega = 0) |J_\alpha|^2 \exp(-xA^{1/2} + a_0). \quad (23)$$

Здесь $K(E_p, \omega) = \frac{E_i E_f}{(\hbar^2 c^2 \pi)^2} \frac{k_f}{k_i}$ — кинематический фактор, J_α — объемный интеграл эффективного взаимодействия ($\tau_1 \tau_2$) или ($\sigma_1 \sigma_2$) ($\tau_1 \tau_2$). Зависимость от массы мишени (A) дается в экспоненте, где $x = 4W_i r_0 (\hbar c \beta_i)$, W — глубина мнимой части оптического потенциала радиуса r_0 , $\beta = \hbar ck / E$.

Для второго сомножителя дается выражение

$$F(q, \omega) = \frac{k(E_p, \omega)}{k(E_p, 0)} \exp\left(-\frac{1}{3} q^2 \langle r^2 \rangle\right) \exp[p(\omega) - a_0], \quad (24)$$

где $p(\omega) = a_0 + a_1 \omega + a_2 \omega^2$. Видно, что в пределе $q, \omega \rightarrow 0$ фактор $F(q, \omega)$ стремится к единице.

$B(\alpha)$ — сила β -перехода. Ее можно вычислить, если известно время жизни, согласно формуле

$$(G_V)^2 B(F) + (G_A)^2 B(GT) = \frac{K}{ft}, \quad (25)$$

где $K/G_V = 6166$ с; $(G_A/G_V)^2 = 1,260^2$.

Многочисленные исследования реакции (p, n) при промежуточных энергиях, выполненные на циклотроне Индианского университета (США) [2, 3, 16—26], показали, что гамов-теллеровские переходы доминируют в спектрах, измеренных под углом 0° , в то время как

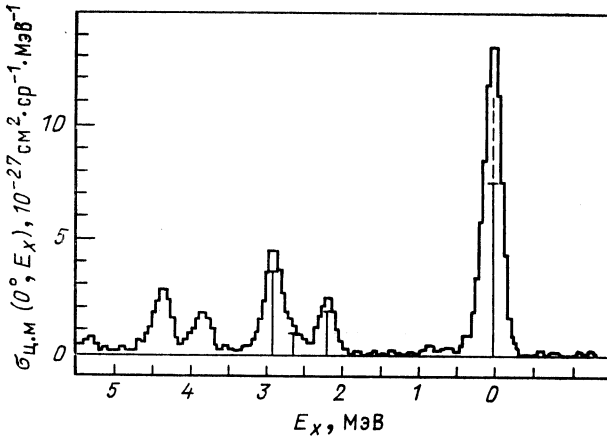


Рис. 4. Энергетический спектр реакции $^{27}\text{Al}(p, n)^{27}\text{Si}$, полученный при энергии протонов 120 МэВ под углом 0° . Высота вертикальных линий пропорциональна силе гамов-теллеровских переходов. Штриховой линией показан ожидаемый вклад фермиевских переходов.

изобар-аналоговые состояния (ИАС) возбуждаются слабо. Как и ожидалось, отношение $\sigma(0^\circ)/B(GT)$ оказалось постоянным для данного спектра и, следовательно, дифференциальные сечения под углом 0° могут служить мерой силы гамов-теллеровских переходов. Это иллюстрируется на примере реакции $^{27}\text{Al}(p, n)^{27}\text{Si}$, показанном на рис. 4, взятом из работы [16].

В то же время если сравнивать $\sigma(0^\circ)/B(GT)$ и $\sigma(0^\circ)/B(F)$ для разных ядер, то для этих значений, как показано в [16], обнаруживается значительный разброс (рис. 5), который невозможно воспроизвести расчетом по методу искаженных волн, дающим плавную зависимость от A . Причина этого пока неясна. Таким образом, экстраполяция или интерполяция от ядра к ядру констант $\hat{\sigma}_{GT}$ и $\hat{\sigma}_F$, связывающих сечения с силой переходов в формуле (22), возможна в настоящее время лишь с погрешностью $\sim 20\text{--}50\%$.

Относительно слабое возбуждение ИАС в реакции (p, n) при промежуточных энергиях легко понять, если построить величины

$$R(E_p) = (\hat{\sigma}_{GT}/\hat{\sigma}_F)^{1/2}$$

в зависимости от энергии протонов. Наилучшим источником информации о них является реакция $^{14}\text{C}(p, n)^{14}\text{N}$, для которой известны сечения переходов в состояния 0^+ (2,3 МэВ, ИАС) и 1^+ (3,95 МэВ,

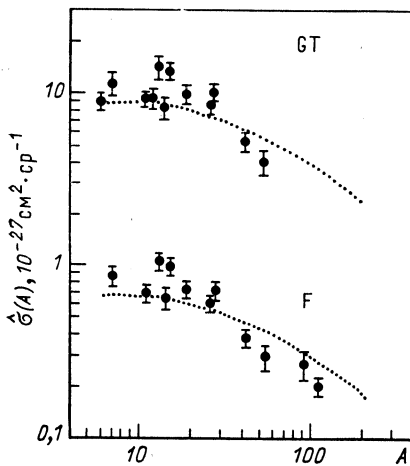


Рис. 5. Сечения реакции (p, n) , отнесенные к единице силы переходов $B(GT)$ и $B(F)$, при энергии протонов 200 МэВ. Кривые проведены по точкам

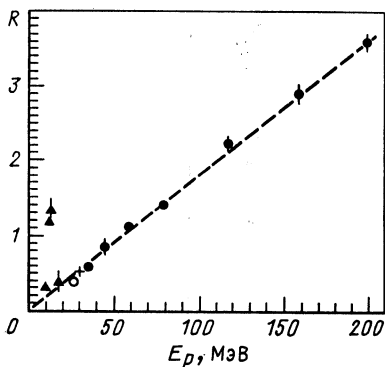


Рис. 6. Отношение сил спин-изоспинового (GT) и изоспинового (F) взаимодействий в зависимости от энергии протонов

ГТР) в интервале $E_p = 12 \div 200$ МэВ. Значения $R(E_p)$, полученные для этого случая и вычисленные из выражения

$$R^2(E_p) = \frac{\sigma_{GT}(0^0)/B(GT)}{\sigma_F(0^0)/B(F)}, \quad (26)$$

показаны на рис. 6, взятом из [16]. Наблюдается линейная зависимость от E_p , $R(E_p) = E_p/(55,4 \pm 0,4)$, где E_p выражено в мегаэлектронвольтах.

Такая же зависимость наблюдается и для других мишеней. Если вернуться к выражению, в котором $R(E_p)^2$ описывается через отношение $\hat{\sigma}_{GT}/\hat{\sigma}_F$, то легко видеть, что указанную зависимость от энергии можно связать с отношением величин $|J_{\sigma\tau}/J_\tau|$. Следовательно, динамика реакции (p, n) такова, что с ростом энергии протонов возрастает роль спин-изоспинового взаимодействия, так что при энергии более 100 МэВ гамов-теллеровские переходы ($S = 1, T = 1$) доминируют над ИАС ($S = 0, T = 1$).

Отмеченная выше селективность реакции (p, n) при промежуточных энергиях к гамов-теллеровским переходам, а также тот факт, что сечения под углом 0° оказались пропорциональными их силе, позволили провести исследования спин-изоспиновой структуры большого количества ядер. На рис. 7 показаны типичные нейтронные спектры, полученные методом времени пролета под углом 0° при энергиях протонов 200 МэВ на ряде средних и тяжелых ядер [26, 27].

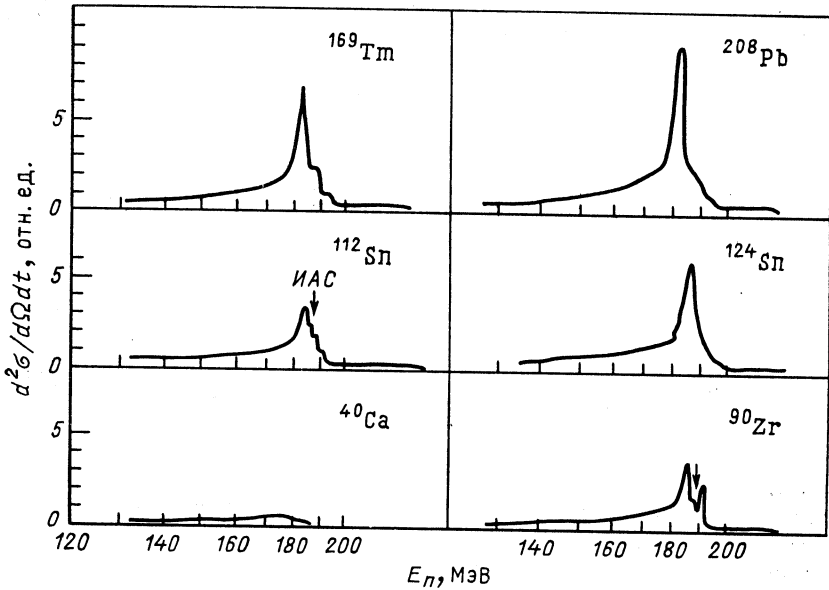


Рис. 7. Энергетические спектры нейтронов из реакции (p, n), полученные при энергии протонов 200 МэВ под углом 0° на различных ядрах

Одиночные пики, наблюдаемые в спектрах, связываются с возбуждением коллективных 1^+ -состояний, а именно гамов-теллеровских резонансов. Таким образом, гамов-теллеровская сила концентрируется в сравнительно узкой области энергий возбуждения ядер.

Для спин-изоспиновой моды возбуждений существует очень простое правило сумм, вытекающее из коммутационного соотношения операторов t_+ и t_- :

$$S_{\beta^-} - S_{\beta^+} = 3(N - Z), \quad (27)$$

где S_{β^-} — сила β^- (β^+)-переходов, просуммированная по всем состояниям. Для ядер с большим избытком нейтронов S_{β^+} мала, так как все конечные состояния, связанные с превращением протона в нейтрон, блокированы.

На рис. 8 показаны доли исчерпывания правила сумм, наблюдаемые в реакции (p, n) при $E_p = 160$ МэВ в области энергии возбуж-

дения $E_x < 30$ МэВ [27]. Видно, что в эксперименте обнаруживается лишь около 50 % силы, предсказываемой теорией. В настоящее время обсуждаются две возможные причины ослабления ГТ-переходов. Первая возникает из существования внутренней структуры нуклона, в результате чего нейтрон может под действием того же спин-изоспинового взаимодействия превратиться в Δ -изобару. Вторая причина заключается в смешивании простых частично-дырочных возбуждений с более сложными конфигурациями. Обе причины могут привести к тому, что часть гамов-теллеровской силы сдвинется в область более

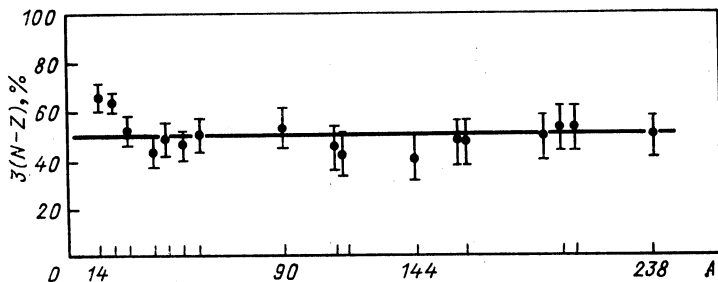


Рис. 8. Доли истощения правила сумм для гамма-теллеровских переходов в реакции (p, n) при $E_p = 160$ МэВ

высоких энергий возбуждения или размажется по спектру так, что станет неотличимой от фона. Обнаруженные недавно [28] вариации коэффициента ослабления в зависимости от заполнения оболочек явно указывают на важность смешивания конфигураций, по крайней мере, для ряда случаев.

Реакция ($^3\text{He}, t$). Следующей реакцией, в которой так же, как и в (p, n) , возможна перезарядка нейтрона ядра мишени в протон, является $(^3\text{He}, t)$. Исследования, выполненные на циклотронах Юлиха [29—31], Гренобля [32], Гронингена [33] и Мэриленда [34], показали, что эта реакция возбуждает те же состояния, что и (p, n) , но при энергии ионов ^3He , по крайней мере, ниже 200 МэВ механизм перезарядки в инклюзивном спектре тритонов составляет лишь небольшую долю сечения. Искомая структура частично-дырочных возбуждений располагается на весьма интенсивном фоне, природа которого, согласно [30, 31, 33], скорее всего связана с развалом ядра ^3He ($^3\text{He}, dp$) и последующим подхватом (d, t) . По этой причине анализ спектров реакции $(^3\text{He}, t)$ при $E_{^3\text{He}} < 200$ МэВ часто бывает неоднозначным, и здесь реакция $(^3\text{He}, t)$ как метод исследования изобарических переходов неэффективна.

С повышением энергии пучка одноступенчатый механизм перезарядки выделяется лучше. На рис. 9 показано сравнение спектров реакций (p, n) и $(^3\text{He}, t)$, полученных при энергии 200 МэВ на нуклон на ядре ^{12}C [35]. Причем углы выбраны так, чтобы переданные им-

пульсы в обеих реакциях были одинаковыми. Очевидно, в этих условиях реакции (${}^3\text{He}, t$) и (p, n) эквивалентны.

И все-таки реакция (${}^3\text{He}, t$) нашла свою область применения, где с ней пока не может конкурировать ни одна другая реакция. Используя пучки ${}^3\text{He}$ в несколько гигаэлектрон-вольт на ускорителе «Сатурн» в Сакле [36, 37] и синхрофазотроне ОИЯИ [38, 39], удалось ис-

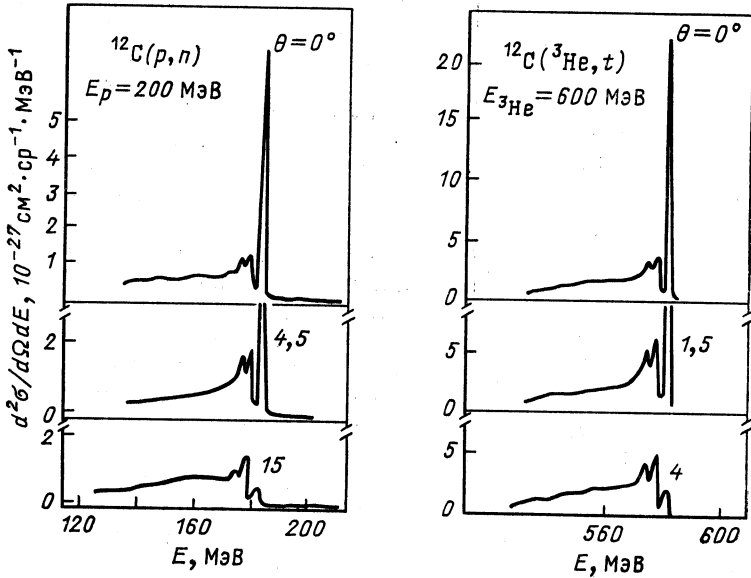


Рис. 9. Сравнение спектров реакций (p, n) и (${}^3\text{He}, t$) на ядре ${}^{12}\text{C}$, полученных при энергии 200 МэВ/нуклон налетающей частицы

следовать ядра при энергиях возбуждения около 300 МэВ, отвечающим (σ)-переходу нуклона в Δ -изобару. Однако освещение этого вопроса не входит в задачу настоящего обзора.

Реакция (n, p). Исследование зарядово-обменных возбуждений в направлении увеличения нейтронного избытка на пучках легких частиц в принципе возможно с использованием реакций (n, p), ($d, {}^2\text{He}$) и ($t, {}^3\text{He}$). Опубликованные спектры последней реакции, однако, ограничены сравнительно узким интервалом энергий возбуждения [40], что связано с техническими трудностями получения пучков радиоактивного трития больших энергий.

Первая реакция исследовалась на циклотроне Калифорнийского университета при энергии нейтронов около 60 МэВ. Квасимоноэнергетический нейтронный пучок получался с помощью реакции ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$. Обычно интенсивность его составляла 10^6 с^{-1} с энергетическим разрешением около 1 МэВ. Измерения проводились на многих ядрах мишени от ${}^4\text{He}$ до ${}^{209}\text{Bi}$ [41—45]. Основным результатом исследований состоит в обнаружении в экспериментальных спектрах прото-

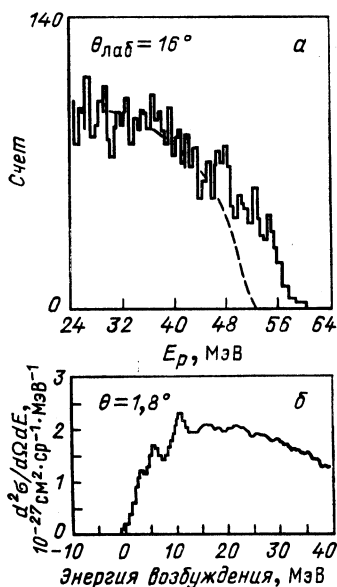


Рис. 10. Энергетические спектры протонов из реакции $^{90}\text{Zr}(n, p)^{90}\text{Y}$:
 а — $E_n = 59,4$ МэВ; б — $E_n = 198$ МэВ под углом $1,8^\circ$

нов структур, соответствующих гигантским дипольным резонансам ядер мишеней. То, что реакции типа (n, p) отбирают при этом состоянии $T_0 + 1$, где T_0 — изотопический спин ядра-мишени, делает их перспективным средством изучения изотопического расщепления гигантских резонансов.

Что касается конкретно реакции (n, p) , то следует сказать, что возможности ее сильно ограничены. Во-первых, интенсивность нейтронного пучка слишком мала. Она, как правило, в 10^6 раз меньше, чем у обычно используемых пучков заряженных частиц. Кроме того, энергетический профиль пучка не представляет собой, строго говоря,

монолинию, а содержит также непрерывную компоненту, дающую заметный вклад в полное сечение. Во-вторых, резонансная структура при $E_n < 100$ МэВ располагается на весьма интенсивном распределении, связанном с многоступенчатыми процессами, которое быстро растет с энергией возбуждения. Пример типичного спектра реакции $^{90}\text{Zr}(n, p)^{90}\text{Y}$ показан на рис. 10, а. И наконец, в-третьих, реакция (n, p) при $E_n < 100$ МэВ не обладает селективностью по отношению к перевороту спина. В ней в равной мере осуществляются переходы как $S = 0$, так и $S = 1$. Все вместе взятое вносит значительную неопределенность в оценку фона, в анализ и интерпретацию результатов.

Указанные ограничения частично преодолеваются в экспериментах на нейтронных пучках, полученных недавно на установке TRIUMF [46—49], которые позволяют исследовать реакцию (n, p) при промежуточных энергиях (200—500 МэВ). В последнее время появились также нейтронные пучки с энергией до 800 МэВ на мезонной фабрике в Лос-Аламосе [50]; до 200 МэВ на циклотроне в Уппсала (Швеция) [51] и циклотроне Индианского университета [52]. При таких энергиях реакция (n, p) становится избирательной к переходам с переворотом спина ($S = 1$). Кроме того, с увеличением энергии пучка максимум фона от многоступенчатых процессов должен смещаться в сторону больших энергий возбуждения, что изменит соотношение эффект — фон в пользу одноступенчатого механизма перезарядки, по крайней мере, в жесткой части спектра.

Энергетический спектр реакции $^{90}\text{Zr}(n, p)^{90}\text{Y}$, полученный под углом $1,8^\circ$ при энергии нейтронов 198 МэВ [47], показан на рис. 10, б.

Максимумы, наблюдаемые при $E_x \simeq 5$ и 10 МэВ, связываются с преимущественным возбуждением спин-дипольного резонанса ($L = 1$, $S = 1$). Заметим, что указанные максимумы не наблюдаются в аналогичных спектрах, измеренных при $E_n = 59,4$ МэВ (рис. 10, а). Вместо них выделяется группа с центром при $E_x \sim 7$ МэВ, отвечающая возбуждению $T_>$ -компоненты обычного дипольного (без переворота спина) резонанса. Нейтронный избыток приводит к значительной асимметрии в зарядово-обменных переходах, идущих в направлении увеличения ($\Delta T_z = -1$) или уменьшения ($\Delta T_z = +1$) заряда. Если в (p, n) в энергетических спектрах, измеренных под углом 0° , доминирует гамов-теллеровский резонанс (см. рис. 7), то в обратной ей реакции (n, p) на тяжелых ядрах не должно наблюдаться сильных гамов-теллеровских переходов, так как нейтронная подоболочка $\nu j_{l-1/2}$, куда могли бы совершаться эти переходы из протонных $\pi j_{l+1/2}$, уже занята. Это облегчает исследования спин-дипольных и других резонансов более высокой мультипольности.

Реакция ($d, {}^2\text{He}$). Если в реакции (n, p) избирательность к переходам с переворотом спина возникает только с повышением энергии пучка, то в $(d, {}^2\text{He})$ она существует с самого начала и обусловлена структурой дейтрона, имеющего квантовые числа $(LST) = (010)$ и системы двух несвязанных протонов. Необходимо лишь регистрировать в эксперименте на совпадениях протоны с небольшой относительной энергией, когда основной вклад дает синглетное состояние $(LST) = (001)$. Реакция $(d, {}^2\text{He})$ изучалась при $E_d = 55$ МэВ [53], $E_d = 99$ МэВ [54], 70 МэВ [55] и 650 МэВ [35] на нескольких легких ядрах от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{14}\text{N}$, и избирательность ее к переходам с переворотом спина показана достаточно хорошо. Однако и эта реакция имеет свои методические трудности, объясняющие факт отсутствия до сих пор систематических исследований на средних и тяжелых ядрах. Основная проблема в измерении заключается в том, что наиболее вероятным процессом с дейтронами является развал, который дает большое количество одиночных протонов, сопутствующих коррелированным парам. Поэтому в эксперименте по $(d, {}^2\text{He})$ необходимо осуществлять отбор этих пар по совпадениям, что ведет к потере эффективности и трудностям с получением абсолютного значения сечения.

Таким образом, ни одна из рассмотренных в этом разделе реакций перезарядки с легкими ионами, особенно это касается реакций, идущих в направлении увеличения нейтронного избытка, полностью нас удовлетворить не может.

4. ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$)

Реакция (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) при малых энергиях. Впервые реакция (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) была исследована в 1970 г. на циклотроне ИАЭ им. И. В. Курчатова при энергии пучка ионов ${}^6\text{Li}$ около 32 МэВ [4,5].

Энергетические спектры, измеренные на ядрах ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}$ (рис. 11), оказались в довольно хорошем качественном согласии с

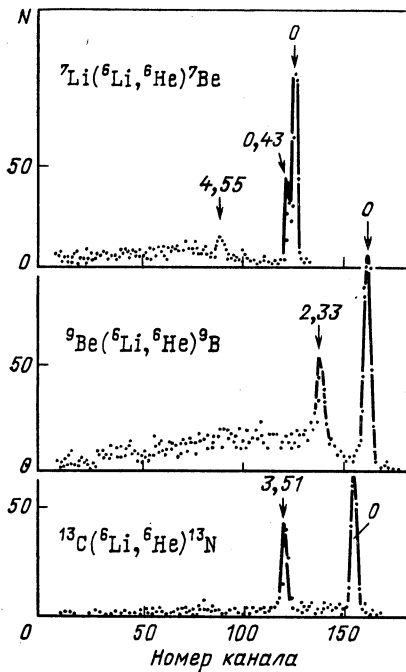


Рис. 11. Энергетические спектры реакции $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ на ядрах ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}$, полученные при энергии ${}^6\text{Li}$ 31,8 МэВ под углом $\theta_{\text{лаб}} = 12^\circ$

предположением о квазиупругом характере этой реакции, в которой нечетный нейтрон перезарядается в протон только за счет сил, осуществляющих переворот спина и изоспина.

Позднее при энергиях пучка 30—40 МэВ реакция $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ изучалась более систематически [56—65]. Было установлено, что одноступенчатый механизм перезарядки объясняет большую часть наблюдаемых сечений. Однако в ряде случаев сообщалось о значительной вариации извлекаемой из анализа параметра силы спин-изоспинового взаимодействия $V_{\sigma\tau}$, принимающего нереально большие значения, особенно для со-

стояний нормальной четности, а также о возбуждении запрещенных в одноступенчатом механизме 0^+ -состояний, дифференциальные сечения которых могут достигать 10 % значений соответствующих величин наиболее интенсивных переходов. Эти факты указывают на то, что механизм $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ при энергиях 30—40 МэВ оказывается более сложным. Например, в [64] при анализе реакции ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ 10 % сечения объясняется за счет механизма образования составного ядра. В других работах [58—60] делается вывод о существенном вкладе в реакцию квазипрямых многоступенчатых процессов. Можно выделить два их типа. Первый связан с перезарядкой, которая предшествует кулоновскому возбуждению или следует за ним. Второй — с последовательной передачей одного нуклона от ядра мишени налетающей частице и обратно (${}^6\text{Li} - {}^7\text{Li} - {}^6\text{He}$). Очевидно, что последний процесс должен идти с большим сечением, так как и на первой, и на второй стадиях мы имели дело с интенсивной однонуклонной передачей.

Исследование механизма реакции $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ при $E/A > 10$ МэВ. При более высокой энергии механизм реакции $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ подробно исследовался в [12]. Измерение проводилось на мишени из ${}^{14}\text{C}$, энергия ионов лития составляла 93 МэВ. Угловые распределения, полученные для ряда состояний аномальной четности ядра ${}^{14}\text{N}$ (1^+ , 2^- , 4^-), анализировались в рамках одноступенчатого механизма перезарядки.

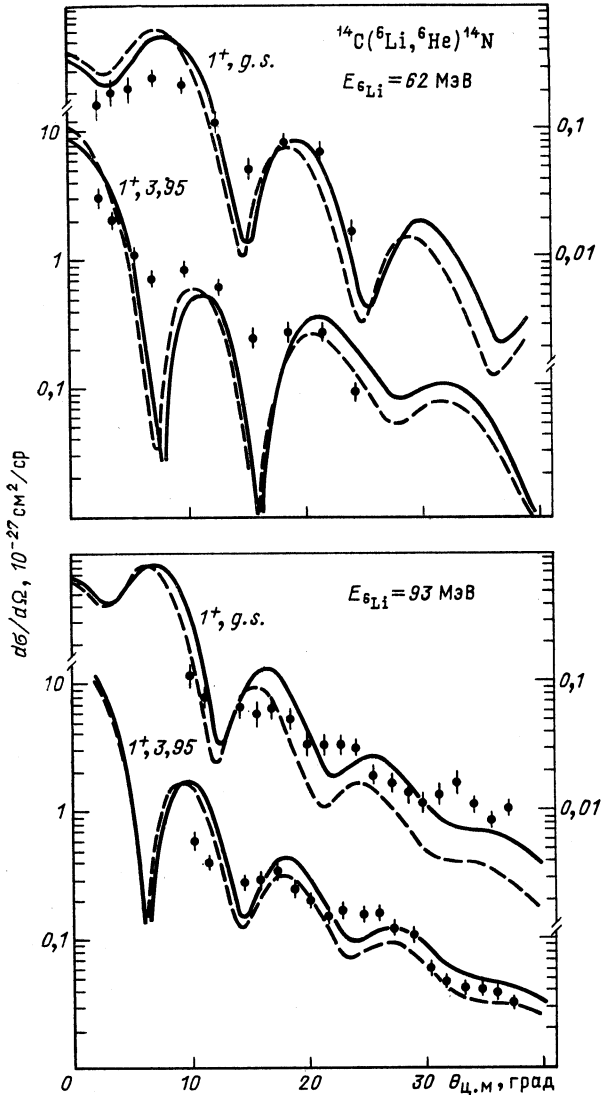


Рис. 12. Угловые распределения ядер ${}^6\text{He}$ из реакции ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ для переходов в состояния 1^+ с E_x , равной 0 и 3,95 МэВ при энергии ионов лития 62 и 93 МэВ:

сплошная кривая — расчет с гауссовым взаимодействием ($V_{\sigma\tau} = 10,7$ МэВ); штриховая — с взаимодействием МЗУ (в последнем случае рассчитанные сечения умножены на фактор 1,7)

изложенного в разд. 2. В расчетах формфактора использовались только центральный потенциал, ответственный за переворот спина $f(r) (\sigma_p \sigma_t) \cdot (\tau_p \tau_t)$ и волновые функции оболочечной модели. На рис.

12, взятом из [12], показано сравнение экспериментальных и теоретических угловых распределений для переходов в основное и возбужденное 1^+ -состояние ядра ^{14}N при энергиях пучка 62 и 93 МэВ.

Экспериментальные данные для 62 МэВ были получены в работе [11]. Для двух вариантов взаимодействия $f(r)$ наблюдается одинаково хорошее описание формы угловых распределений. В случае потенциала гауссовой формы $f(r) = V_{\sigma\tau} e^{-r^2/a^2}$ ($a = 1,8$ фм) теоретические абсолютные сечения согласуются с экспериментальными, когда сила взаимодействия $V_{\sigma\tau} = 10,7$ МэВ. Аналогичный результат получен в [64], но для области измерения энергии ионов лития 30—60 МэВ. Таким образом, извлекаемая из эксперимента сила взаимодействия не меняется в интервале энергий пучка 30—90 МэВ, не зависит она и от энергии возбуждения.

Приведенное выше значение силы спин-изоспинового взаимодействия находится в разумном согласии с другой эмпирической оценкой $V_{\sigma\tau} \simeq \frac{300g'}{\pi^{3/2}a^3}$ [66], если в этом выражении использовать значения константы Ландау — Мигдала, найденное из положения ГТР в различных ядрах $g' = 1,1$ [67].

В другом варианте взаимодействие представлялось в виде суперпозиции потенциалов Юкавы с дополнительным членом, имитирующим обменные эффекты, и параметрами работы [6] (взаимодействие МЗУ). При этом для согласования теории с экспериментом теоретические сечения приходится умножить на $N = 1,7$, что может быть в первую очередь связано с пренебрежением в расчетах тензорными силами. Следует отметить, что дополнительные нормировочные факторы приходится вводить и в случае взаимодействия гауссовой формы для переходов в состояния с большими значениями спина 2^- ($N = 2$) и 4^- ($N = 3$) в реакции $^{14}\text{C} (^6\text{Li}, ^6\text{He})^{14}\text{N}$ (рис. 13).

Недавно реакция $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ была исследована на ряде ядер при энергии пучка 210 МэВ [68]. При анализе перехода в 1^+ -состояние ядра ^{14}N ($E_x = 3,95$ МэВ) использовалось взаимодействие Юкавы $f(r) = V_{\sigma\tau} \frac{e^{-r/a}}{r/a}$ с параметром длины $a = 1,0$ фм. Учитывались как центральные, так и тензорные силы. Нормализация к эксперименту дает значение $V_{\sigma\tau} = 14,4$ МэВ, что довольно близко к значению $(11,7 \pm 1,7)$ МэВ, полученному из реакции (p, n) при тех же значениях энергии на нуклон [69].

Если реакция $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ осуществляется прямым одноступенчатым механизмом, то дифференциальные сечения, измеренные для гамма-теллеровских переходов при некотором фиксированном импульсе, должны быть пропорциональны гамма-теллеровской силе. Как показано на рис. 14, взятом из [68], действительно имеется хорошо выраженная корреляция между дифференциальными сечениями во втором дифракционном максимуме угловых распределений ($q = 100$ МэВ/с для ^{14}C) и известными величинами $B(GT)$. Таким образом, график рис. 14 является фактически эмпирической калибровкой, с

помощью которой можно определить силу ГТ-перехода по измеренному дифференциальному сечению. Остается вопрос, в какой мере найденная при $E = 210$ МэВ эмпирическая зависимость пригодна для других энергий бомбардирующих частиц? Ответ зависит от того, насколько велики будут различия в искажениях волновых функций относительного движения. На рис. 15 приведено сравнение угловых распределений для перехода в состоянии 1^+ с энергией возбуждения 3,95 МэВ ядра ^{14}N , измеренных при трех значениях энергии ионов ^6Li : 62 МэВ [11], 93 МэВ [12] и 210 МэВ [68]. Угловые распределения

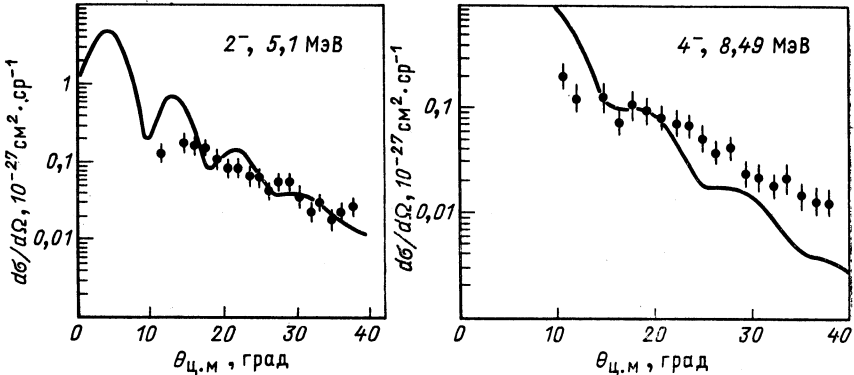


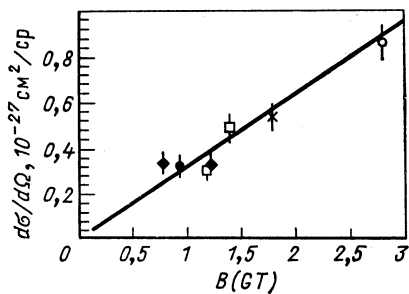
Рис. 13. Угловые распределения ядер ^6He из реакции $^{14}\text{C} (^6\text{Li}, ^6\text{He})$ для переходов в состояния 2^- ($E_x = 5,1$ МэВ) и 4^- ($E_x = 8,49$ МэВ):

сплошные кривые — расчет с гауссовым взаимодействием. Теоретические сечения умножены на коэффициент 2 в первом случае и 3 во втором

построены в шкале переданного импульса без дополнительной нормировки. Из рис. 15 видно, что во всех трех случаях наблюдается одинаковая дифракционная структура с максимумами при q , равном 0,5 и 1 фм^{-1} . Однако если угловые распределения для энергий 62 и 93 МэВ совпадают во всем измеренном диапазоне переданных импульсов, то для энергии 210 МэВ дифференциальные сечения в области первого и третьего дифракционных максимумов заметно меньше, чем в первых двух случаях. Расхождение в относительных значениях дифференциальных сечений при энергиях 62 и 93 МэВ, с одной стороны, и 210 МэВ, с другой, воспроизводится теоретическими расчетами с искаженными волнами и, следовательно, целиком объясняется эффектами искажений. Заметим вместе с тем, что искажения не сильно меняются при изменении энергии ионов ^6Li с 60 до 210 МэВ, приводя к уменьшению сечений примерно в 2 раза лишь в областях первого и третьего дифракционных максимумов. Таким образом, с точностью до фактора два дифференциальные сечения реакции ($^6\text{Li}, ^6\text{He}$) характеризуют силу ГТ-переходов при любой энергии ионов ^6Li от 60 до 210 МэВ.

Рис. 14. Дифференциальные сечения гамма-тепловых переходов при фиксированном значении qR ($q = 100$ МэВ/с для мишени ^{14}C) в зависимости от B (GT):

конечные ядра указаны на рисунке следующим образом: \circ — ^{14}N ($E_x = 3,95$ МэВ); \times — ^{90}Nb (2,3 МэВ); \bullet — ^{12}N (0,0 МэВ); \square — ^7Be (0 и 0,43 МэВ); \blacklozenge — ^{26}Al (1,06 и 1,85 МэВ)



Хорошей дополнительной проверкой механизма реакции (^6Li , ^6He) является сравнение сечений возбуждения состояний 2,31 МэВ (0^+), запрещенного в одноступенчатом механизме перезарядки, и 3,95 МэВ (1^+) ядра ^{14}N . С изменением энергии пучка их отношение, измеренное под малыми углами, согласно [68] равно 0,05 при $E/A = 35$ МэВ/нуклон и 0,1 при $E/A = 10$ МэВ/нуклон. Сравнение, про-

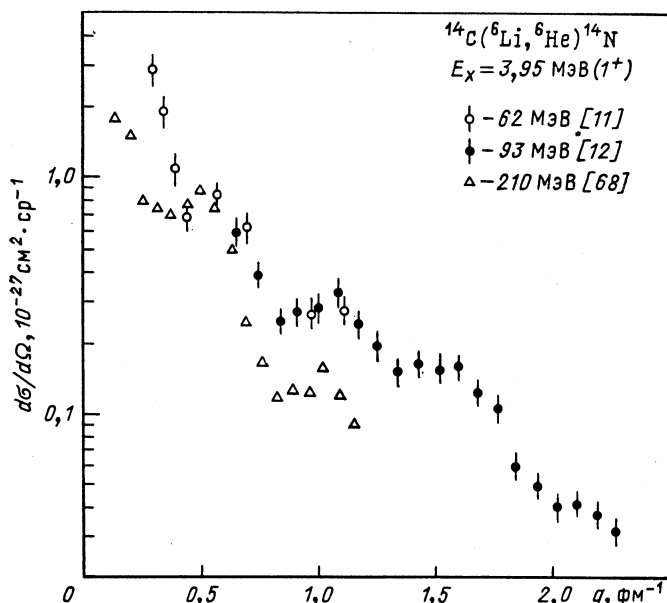


Рис. 15. Угловые распределения для перехода в состояние 1^+ с энергией возбуждения 3,95 МэВ ядра ^{14}N , построенные в шкале переданного импульса

веденное нами в более широком диапазоне углов (10 — 30°), показывает, что это отношение заметно меняется уже при изменении энергии E/A с 10 до 15 МэВ/нуклон, уменьшаясь примерно в 2 раза. Этот факт свидетельствует о том, что роль многоступенчатых процессов уменьшается с увеличением энергии пучка.

Итак, все имеющиеся в настоящее время данные позволяют утверждать, что по крайней мере при энергиях более 10 МэВ/нуклон в реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) доминирует прямой одноступенчатый механизм перезарядки с переворотом спина.

Реакция (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) на средних ядрах. Прямой одноступенчатый механизм реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) позволяет использовать ее как средство исследования спин-изоспиновой структуры более тяжелых ядер. На рис. 16 показаны примеры спектров реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$), полученных на мишенях ${}^{52}\text{Cr}$, ${}^{90,91}\text{Zr}$, ${}^{120}\text{Sn}$ при энергии пучка 93 МэВ. По своему характеру спектры подобны друг другу, во всех случаях наблюдаются широкие распределения с максимумами, соответствующими энергии возбуждения остаточных ядер 10—15 МэВ. Сравнение энергетических спектров реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) и (p , n), изученных при энергиях протонов более 100 МэВ в условиях, когда доминирует спин-изоспиновая компонента взаимодействия (рис. 17), демонстрирует их существенные различия. Если в (p , n) под $\theta = 0^\circ$ преимущественно возбуждается ГТ-резонанс, то в реакции ${}^{90}\text{Zr}$ (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$), хотя максимум спектра и приходится на ГТР, наблюдается более сложная структура. Основная причина расхождения в характере спектров (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) и (p , n) заключается в том, что они исследованы в разных диапазонах по переданным импульсам (рис. 18), так что в (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) кинематически предпочтительнее оказываются переходы с большим значением орбитального момента. При близких переданных импульсах отличие спектров (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) и (p , n) может быть за счет разного физического фона, который в первом случае ожидается меньшим, чем во втором. Кроме того, нужно всегда иметь в виду, что реакция (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) обладает более жесткой избирательностью к переходам с переворотом спина.

Реакция ${}^{90}\text{Zr}$ (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) ${}^{90}\text{Nb}$ была подробно исследована в работе [66]. Ввиду сложности наблюдаемой структуры анализ полученных спектров проводился с разбиением их на отдельные участки без какого-либо вычитания фона. Угловые распределения для каждого энергетического интервала рассчитывались в рамках микроскопического метода искаженных волн с центральным спин-изоспиновым потенциалом взаимодействия, в котором координатная часть описывалась функцией Гаусса, что позволяло сравнительно просто учесть эффекты отдачи в легкой системе. Входящие в интегралы формфактора переходные плотности ядра мишени [см. формулу (13)] вычислялись на основе теории конечных ферми-систем (ТКФС) [67]. При расчетах сечений учитывались все уровни и резонансы частично-дырочной структуры вплоть до $J^\pi = 8^-$. Теоретические угловые распределения, полученные при $V_{\sigma\tau} = 10,7$ МэВ, приведены на рис. 19. Показаны вклады всех мультипольностей от 0 до 6 и суммарные угловые распределения вместе с экспериментальными точками. Видно, что на всех участках можно ограничиться вкладами мультипольностей ≤ 5 , вклады более высоких мультипольностей быстро убывают. Видно также, что ни на одном участке спе-

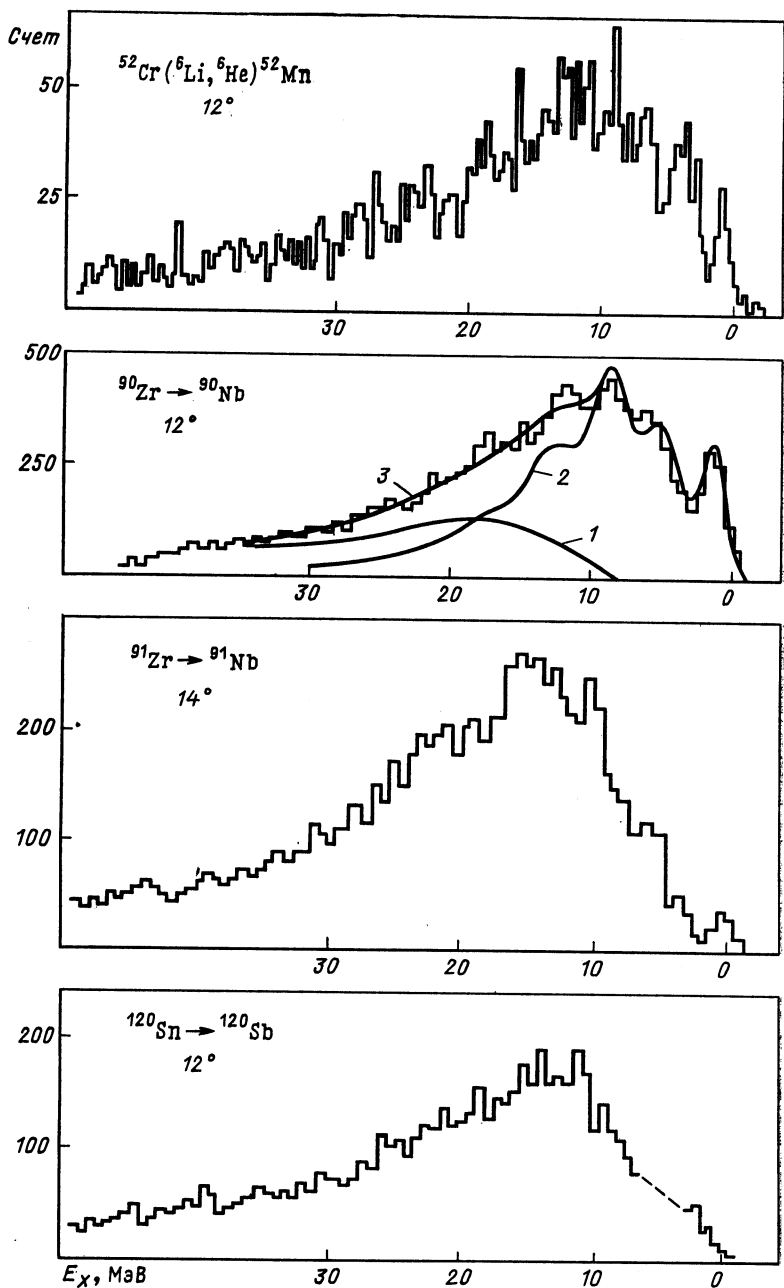


Рис. 16. Энергетические спектры ядер ^6He из реакции $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ на мишенях из ^{52}Cr , ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{120}Sn , полученные при энергии пучка 93 МэВ:

1 — предполагаемый вклад двухступенчатого процесса типа $^6\text{Li} + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^7\text{Li}^* + ^{89}\text{Zr} \rightarrow ^6\text{He} + p + ^{89}\text{Zr}$; 2 — вклад одноступенчатого процесса перезарядки; 3 — сумма 1 и 2

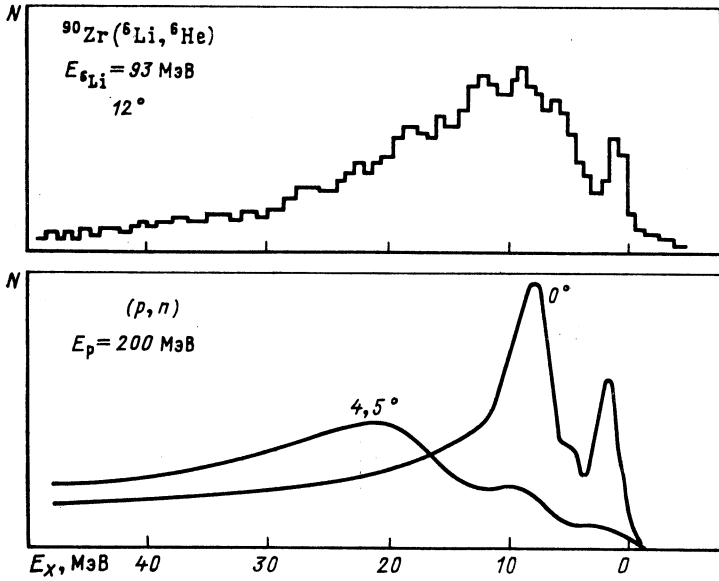
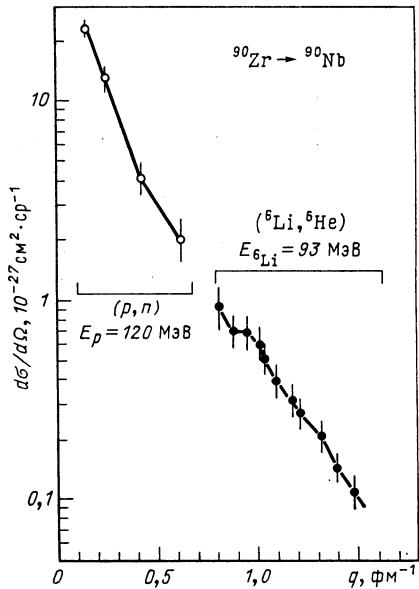


Рис. 17. Сравнение энергетических спектров реакций $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ и (p, n) . Спектр реакции (p, n) взят из работы [2]

Рис. 18. Дифференциальные сечения гамов-теллеровского резонанса, измеренные в реакциях (p, n) [2] и $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ на ${}^{90}\text{Zr}$. По оси абсцисс — шкала переданных импульсов

ктра нельзя выделить доминирующего вклада какой-либо одной мультипольности. Так, на участке $E_x = 7 \div 11$ МэВ наряду с ГТР и спин-дипольными переходами существенны переходы с $\Delta L = 2, 3$. При больших энергиях возбуждения вклад переходов ΔL , равное 0 и 1, падает, составляя не более 10–15 % полного сечения, так что на участке $E_x = 15 \div 25$ МэВ характер углового распределения в основном определяется мультипольностями $L = 4$ и $L = 5$.

Сравнение суммарных теоретических угловых распределений с



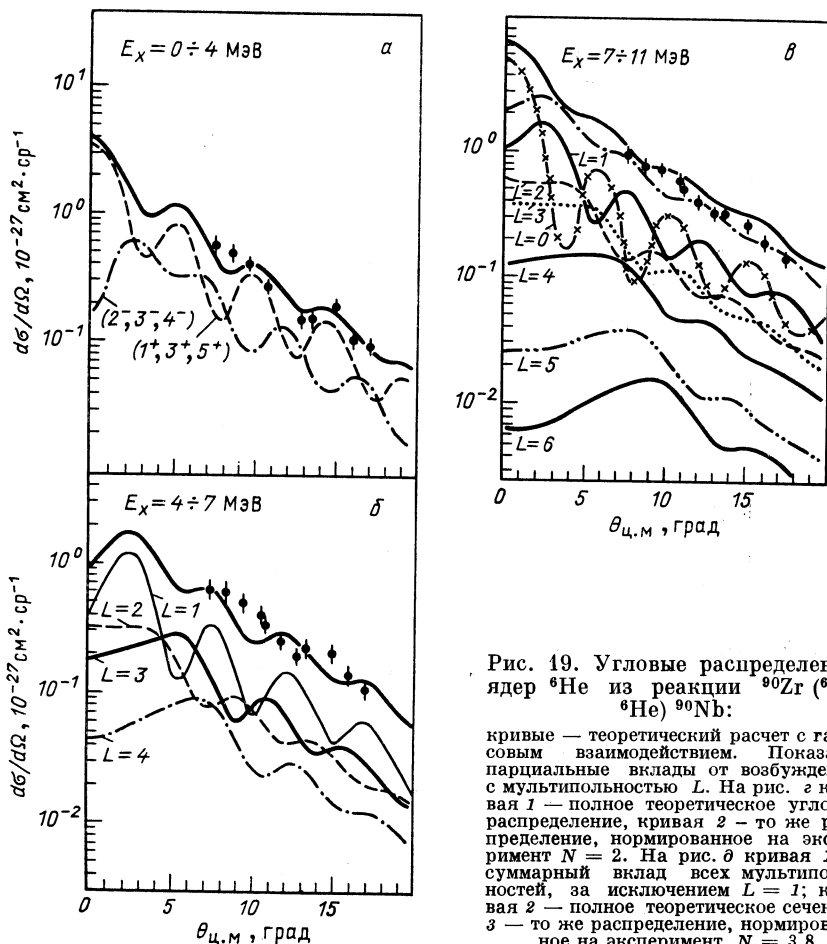
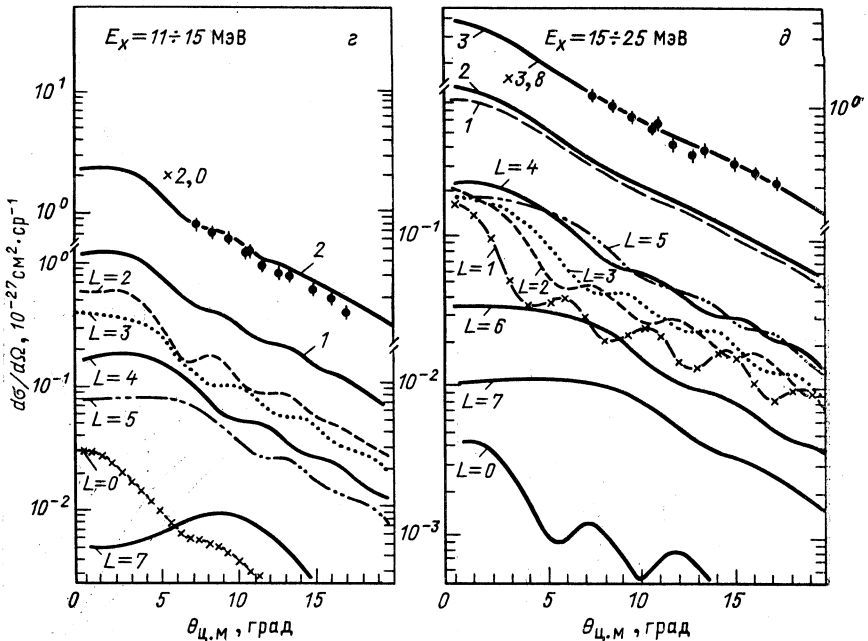


Рис. 19. Угловые распределения ядер ${}^6\text{He}$ из реакции ${}^{90}\text{Zr}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{90}\text{Nb}$:

кривые — теоретический расчет с гауссовым взаимодействием. Показаны парциальные вклады от возбуждения с мультипольностью L . На рис. а кривая 1 — полное теоретическое угловое распределение, кривая 2 — то же распределение, нормированное на эксперимент $N = 2$. На рис. б кривая 1 — суммарный вклад всех мультипольностей, за исключением $L = 1$; кривая 2 — полное теоретическое сечение; 3 — то же распределение, нормированное на эксперимент $N = 3,8$.

экспериментальными показывает, что до $E_x \sim 11$ МэВ расчеты хорошо согласуются с экспериментом. Характер угловых распределений правильно описывается и при более высоких энергиях возбуждения, однако разница между экспериментальными абсолютными сечениями и теоретическими, полученными при $V_{\sigma\tau} = 10,7$ МэВ, быстро нарастает. Так, в области $E_x = 11 \div 15$ МэВ теоретическое сечение составляет 50 % экспериментального, а в области $E_x = 15 \div 25$ МэВ только 26 %. Этот факт можно понять, предположив, что в этих областях заметную роль начинают играть процессы, отличные от одноступенчатого механизма перезарядки.

Более наглядно роль квазиупругих процессов видна из сравнения теоретического и экспериментального энергетических спектров (рис. 16). Теоретический спектр был получен введением размытия

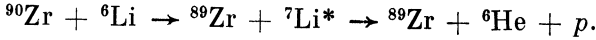


брейт-вигнеровского типа

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \sum_i \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_i \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_i}{(E - \bar{E}_{x_i})^2 + \Gamma_i^2/4}, \quad (28)$$

где $(d\sigma/d\Omega)_i$ — полное дифференциальное сечение под углом θ на энергетическом интервале i , представляющее собой сумму вкладов всех мультипольностей на этом интервале; \bar{E}_{x_i} — центроидные энергии, которые полагались равными $\bar{E}_x = 1,5; 5,6; 8,8; 13,0$ и $18,0$ МэВ в соответствии с характером спектров, наблюдаемых в реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$). Из рис. 16 видно, что предположение о квазиупругом механизме реакции (кривая 2) позволяет хорошо описать низкоэнергетическую часть спектров вплоть до $E_x \approx 10$ МэВ. Далее вклад этого механизма быстро падает и составляет лишь малую долю наблюдаемого сечения. Если из экспериментального спектра вычистить теоретический, отвечающий прямому одноступенчатому механизму, то в остатке грубо получаем широкое распределение с максимумом, приблизительно соответствующим энергии возбуждения в ${}^{90}\text{Nb}$: $E_x \approx 18 \div 20$ МэВ (кривая 1). Это распределение можно, по-видимому, связать с другими механизмами, неучтенными в расчете. Среди них наиболее вероятным является двухступенчатый процесс, идущий через подхват одного нейтрона в возбужденные состояния ядра ${}^7\text{Li}$, распо-

ложенные выше порога его развала на ${}^6\text{He} + p$:



В пользу такого механизма говорит то, что максимум полученного распределения соответствует скоростям возбужденных ядер ${}^7\text{Li}$, а ширина его не противоречит кинематическим границам для указанного двухступенчатого процесса.

Исследование реакции ${}^{90}\text{Zr} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ в [66] показало также, что спин-флипповые переходы с $L \geq 2$ сильно фрагментированы и не об-

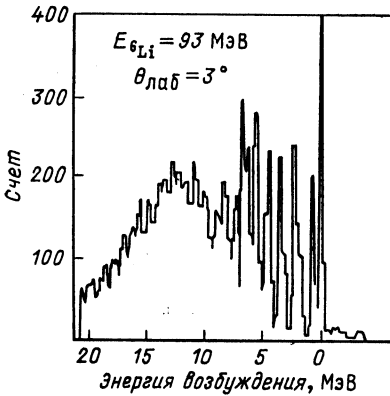


Рис. 20. Энергетический спектр реакции ${}^{27}\text{Al} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{27}\text{Si}$ при $E_{\text{Li}} = 93$ МэВ [70]

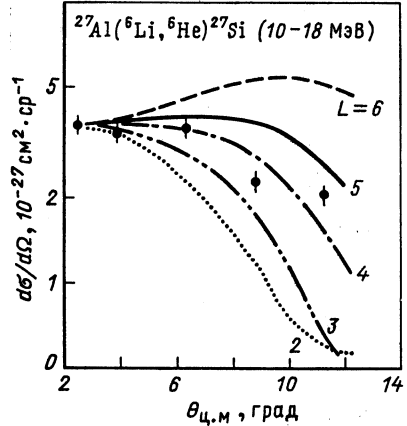


Рис. 21. Сравнение экспериментального углового распределения для широкой группы, наблюдаемой в реакции ${}^{27}\text{Al} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{27}\text{Si}$ при $E_x \sim 10 \div 12$ МэВ с теоретическими расчетами при различных значениях переданного орбитального момента L

разуют локализованных гигантских резонансов, как в случае $L = 0$ и $L = 1$. Если же ставить задачу выделения в реакциях с легкими ионами резонансных структур с определенной мультипольностью, то, по-видимому, перспективно выполнить измерения под малыми углами и существенно поднять энергию пучка с целью еще большего расширения доступной исследованию энергетической области возбуждения остаточного ядра. Последнее диктуется резким падением сечения квазиупругого процесса с ростом энергии возбуждения (Q -зависимость). Так, при $E_{\text{Li}} = 93$ МэВ вычисленное сечение реакции ${}^{90}\text{Zr} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{90}\text{Nb}$ для квадрупольного резонанса в области $E_x = 25$ МэВ примерно на два порядка меньше, чем в области $E_x = 18$ МэВ.

В работе [70] сообщалось об исследовании реакции $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$ на мишени из ${}^{27}\text{Al}$. Энергия ионов ${}^6\text{Li}$ также составляла 93 МэВ. При-

мер спектра этой реакции, измеренного под углом 3° , показан на рис. 20. По форме он очень похож на спектры, приведенные на рис. 16. Кроме низколежащих дискретных групп состояний наблюдается распределение с шириной на половине высоты около 10 МэВ и центроидом при $E_x \simeq 10 \div 12$ МэВ. Угловое распределение для этой структуры показано на рис. 21. Анализ на основе микроскопического метода искаженных волн с NN -взаимодействием типа MZY показывает, что наблюдаемое угловое распределение можно объяснить смесью мультиполей $L = 3 \div 5$.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$)

Реакция (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) на легких ядрах. Наиболее простой путь получить качественное представление о механизме реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) — это сравнить ее энергетические спектры со спектрами эталонной реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$), механизм которой можно считать установленным. Недавно обе эти реакции исследовались на одних и тех же ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13,14}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ в близких кинематических условиях [71]. Примеры спектров, полученных при энергии ионов ${}^6\text{Li} - 93$ МэВ и ${}^7\text{Li} - 78$ МэВ показаны на рис. 22. Особый интерес представляет сравнение энергетических спектров реакций (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) на ядрах с $N = Z$: ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$. В этом случае условия перезарядки нейтрона и протона будут одинаковыми и, следовательно, можно ожидать, что если обе реакции имеют общий механизм, то их спектры должны быть подобными. Из рис. 22 видно, что в спектрах реакций (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) и (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) на ядрах ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ действительно наблюдается одна и та же система уровней зеркальных ядер ${}^{12}\text{N} - {}^{12}\text{B}$ и ${}^{16}\text{N} - {}^{16}\text{F}$. Причем отношения дифференциальных сечений между отдельными группами уровней в реакциях (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) примерно одинаковы. В (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$), как и в (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$), отмечается преимущественное возбуждение состояний аномальной четности 1^+ , 2^- , 4^- . Это является удивительным фактом, так как из правил отбора, приведенных выше, вовсе не следует кинематическая выделенность переходов с переворотом спина в реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$).

Если же сравнивать спектры реакций (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) со спектрами (p , n) и (n , p) при близких переданных импульсах (рис. 23), то можно заметить, что спектры обеих реакций с литием подобны спектрам реакции (p , n), полученным при энергии протонов более 100 МэВ, и заметно отличаются для случая (n , p) при $E_n = 60$ МэВ. Главное отличие состоит в том, что в (n , p) наиболее интенсивно осуществляются переходы в 1^- , 2^- состояния. Резкое изменение характера возбуждения в (n , p) и (p , n) при изменении энергии пучка с 60 до 100 МэВ, как уже отмечалось выше, связано сдинамическими особенностями реакций перезарядки с нуклонами, заключающимися в том, что отношение $V_{\sigma\tau}/V_\tau$ растет с увеличением энергии. Это приводит к тому, что при энергиях более 100 МэВ спин-изоспиновый механизм перезарядки доминирует.

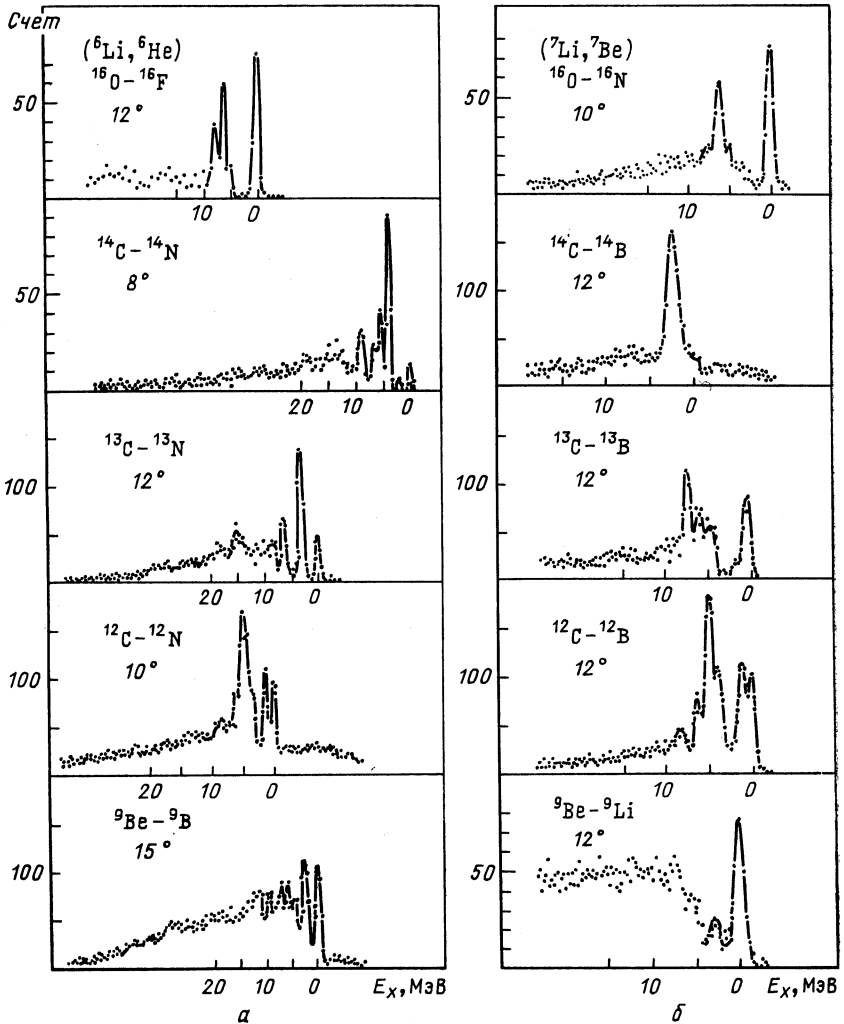


Рис. 22. Энергетические спектры ядер ⁶He из реакций (⁶Li, ⁶He) на ядрах ⁹Be, ¹², ¹³, ¹⁴C, ¹⁶O (а). Энергетические спектры ядер ⁷Be из реакций (⁷Li, ⁷Be) на тех же ядрах (б)

Угловые распределения для наиболее интенсивных групп состояний, наблюдающихся в энергетических спектрах реакций ¹²C (⁷Li, ⁷Be) ¹²B и ¹⁶O (⁷Li, ⁷Be) ¹⁶N при E_x равной 4,5 и 6,2 МэВ (рис. 24) соответственно, были проанализированы в работе [13] в рамках микроскопического метода искаженных волн для одноступенчатой пере-

зарядки (см. разд. 2). Расчет проводился с центральными силами, радиальная зависимость которых описывалась суперпозицией потенциалов Юкавы с добавлением члена, имитирующего обменные эффекты. Переходная плотность для системы ${}^7\text{Li} - {}^7\text{Be}$ вычислялась

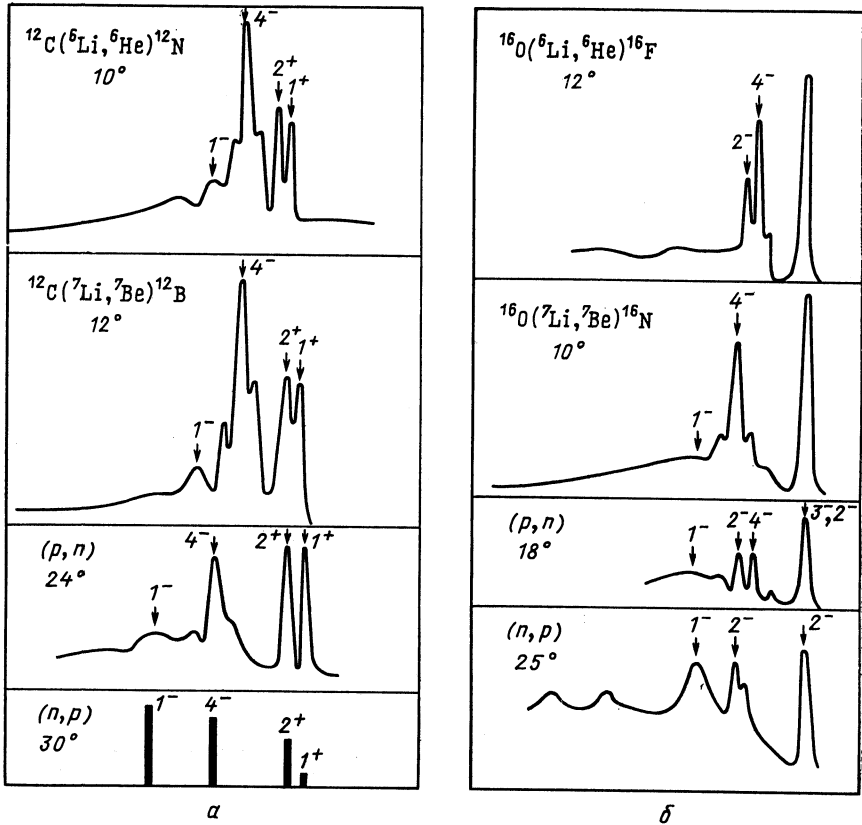


Рис. 23. Сравнение энергетических спектров реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) при $E_{{}^6\text{Li}} = 93$ МэВ, (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) при $E_{{}^7\text{Li}} = 78$ МэВ, (p , n) при $E_p = 99,1$ МэВ [19] и (n , p) при $E_n = 59,5$ МэВ [41], полученных под различными углами на мишени ${}^{12}\text{C}$ (а) и спектров тех же реакций, полученных на мишени ${}^{16}\text{O}$ под различными углами (б). Энергетический спектр из реакции ${}^{16}\text{O}$ (p , n) при $E_p = 135,2$ МэВ взят из работы [23], а для (n , p) — из [41]

по кластерной модели ${}^7\text{Li}$ ($\alpha + t$) и ${}^7\text{Be}$ ($\alpha + {}^3\text{He}$) с тремя «активными» нуклонами. Переходные плотности в тяжелых системах ${}^{12}\text{C} - {}^{12}\text{B}$ и ${}^{16}\text{O} - {}^{16}\text{N}$ рассчитывались для нескольких (неразрешенных в эксперименте) состояний (4^- , 3^- , 2^- , 1^-) простой частично-дырочной структуры. Использовались осцилляторные волновые функции. Результаты расчетов вместе с экспериментальными

данными показаны на рис. 24. Теоретические угловые распределения хорошо воспроизводят экспериментальные при коэффициентах нормировки $N = 6$ в случае мишени ^{12}C и $N = 7$ — ^{16}O , что соответствует коэффициентам перенормировки силы взаимодействия $\sim 2,4 - 2,6$. Аналогичные результаты получались в других расчетах реакции (^7Li , ^7Be) с центральными силами [6, 72]. По нашему мнению, перенормировка вызвана скорее всего тем, что в расчетах не учитывалась

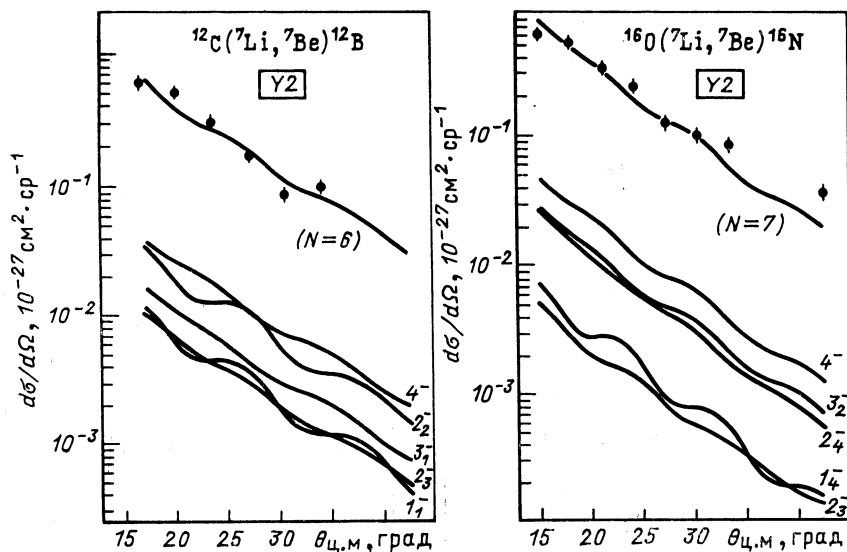


Рис. 24. Дифференциальные сечения реакций $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, ^7\text{Be}) ^{12}\text{B}$ с возбуждением группы состояний при $E_x = 4,5$ МэВ и $^{16}\text{O} (^7\text{Li}, ^7\text{Be}) ^{16}\text{N}$ с возбуждением группы состояний при $E_x = 6,2$ МэВ:

кривые — парциальные и полные теоретические сечения. Полные теоретические сечения умножены на фактор $N = 6$ в первом случае и $N = 7$ во втором

тензорная компонента эффективного взаимодействия. Действительно, в недавних работах [73, 74] было показано, что учет тензорных сил может уменьшить коэффициенты перенормировки примерно в 2 раза. Таким образом, современные данные указывают на то, что в реакции (^7Li , ^7Be) доминирует прямой одноступенчатый механизм перезарядки, в котором важную роль играет переворот спина. Однако для более точной оценки роли этого механизма необходимо провести расчеты двухступенчатых процессов последовательной одноуклонной передачи.

Реакция (^7Li , ^7Be) на средних и тяжелых ядрах. В работе [75] был проведен обзорный эксперимент, в котором при энергии пучка 78 МэВ исследовались энергетические спектры реакции (^7Li , ^7Be) на многих ядрах мишеней от ^{27}Al до ^{208}Pb . Пример спектра на ^{27}Al

показан на рис. 25. Наблюдается четыре интенсивные группы состояний с центрами при энергиях возбуждения 2,0; 4,1; 6,2 и 9,3 МэВ ядра ^{27}Mg , расположенные на широком распределении с центроидом при $E_x = 18$ МэВ. Для сравнения на этом же рисунке показан спектр реакции (n, p) , измеренный при энергии нейтронов 60 МэВ [42]. Главное отличие приведенных на рис. 25 спектров состоит в том, что в (^7Li , ^7Be) практически не наблюдается группы переходов при $E_x = 15$ МэВ, доминирующей в (n, p) и соответствующей возбуждению

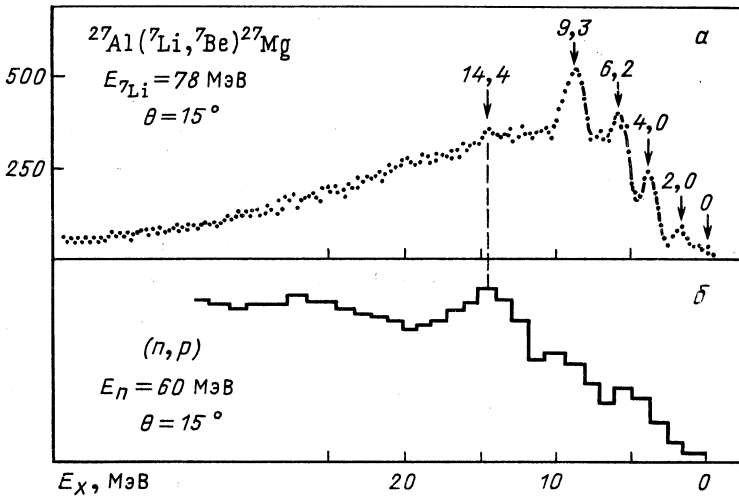


Рис. 25. Энергетический спектр ядер ^7Be из реакции $^{27}\text{Al} (^7\text{Li}, ^7\text{Be}) ^{27}\text{Mg}$, полученный при $E_{^7\text{Li}} = 78$ МэВ под углом $\theta = 15^\circ$ [75] (a); энергетический спектр протонов из реакции $^{27}\text{Al} (n, p) ^{27}\text{Mg}$, полученный под углом $\theta = 15^\circ$ при $E_n = 60$ МэВ [42] (б)

электрического дипольного резонанса ядра ^{27}Al . Разная избирательность в (n, p) и (^7Li , ^7Be) может быть объяснена различным вкладом механизма переворота спина в указанные реакции.

Основная причина образования сплошного спектра в реакции (^7Li , ^7Be), вероятно, связана или с распадом промежуточного ядра ^8Be на $^7\text{Be} + n$ [этот механизм уже обсуждался при анализе спектров реакции (^6Li , ^6He)], или с развалом ядра ^7Li уже на первой стадии $^7\text{Li} \rightarrow ^6\text{Li} + n$ с последующим подхватом протона из ядра мишени. Недавно были опубликованы результаты исследования реакции $^{27}\text{Al} (^7\text{Li}, ^7\text{Be})$ при энергиях ионов лития от 100 до 180 МэВ [76]. Примеры спектров, взятые из этой работы, приведены на рис. 26. Оказалось, что форма сплошного спектра $^{27}\text{Al} (^7\text{Li}, ^6\text{Li} + X)$ подобна широкому распределению, наблюдающемуся в (^7Li , ^7Be). Это указывает на то, что из двух упомянутых выше механизмов последний наиболее интенсивный. Сравнение спектров реакции (^7Li , ^7Be) при 78 и 180

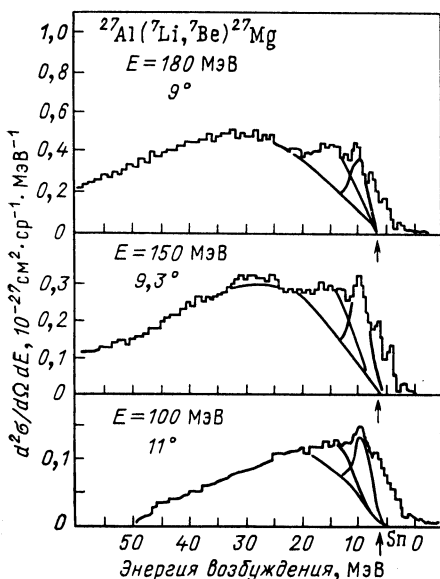


Рис. 26. Энергетические спектры реакции $^{27}\text{Al} (^7\text{Li}, ^7\text{Be}) ^{27}\text{Mg}$, полученные при трех различных энергиях ^7Li

МэВ показывает, что рост сечения развала $^7\text{Li} \rightarrow ^6\text{Li} + n$ с увеличением энергии пучка может затруднить исследование изовекторных резонансов при больших энергиях возбуждения.

На рис. 27 показаны энергетические спектры реакции ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$) для четырех изотопов никеля [75]. Наблюдается характерная для реакции ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$) на средних ядрах картина: максимум при энергии возбуждения 4—5 МэВ и широкие распределения с центроидами при $E_x \approx 13 \div 16$ МэВ. С увеличением нейтронного избытка при

переходе от ^{58}Ni и ^{64}Ni , как видно из рисунка, ширина пика при $E_x \sim 4 \div 5$ МэВ заметно уменьшается, а сам пик лучше выделяется на фоне более широкого распределения. Отметим, что в реакции (n, p), в отличие от ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$), основная структура обнаруживается в области энергии возбуждения 7—10 МэВ [41] и связывается с возбуждением $T_{>}$ -компоненты гигантского дипольного резонанса. Таким образом, спектры реакции ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$) на изотопах никеля, так же как и для случая ^{27}Al , рассмотренного выше, по избирательности существенно отличаются от аналогичных спектров реакции (n, p).

Сложность наблюдаемых спектров реакции ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$) оставляет нам мало надежд объяснить их характерные особенности ограниченным набором мультипольностей. Поэтому для более надежных выводов необходимы исследования, включающие в себя полный теоретический анализ дифференциальных сечений с учетом всех состояний частично-дырочной структуры подобно тому, как это было сделано в случае реакции $^{90}\text{Zr} (^6\text{Li}, ^6\text{He}) ^{90}\text{Nb}$, обсуждавшейся ранее. Исследования такого типа были проведены в работе [77], в которой изучалась реакция $^{90}\text{Zr} (^7\text{Li}, ^7\text{Be}) ^{90}\text{Y}$ при энергии пучка 78 МэВ. Пример энергетического спектра ядер ^7Be из этой реакции показан на рис. 28. На фоне широкого распределения отчетливо наблюдаются пики при энергиях возбуждения ^{90}Y : 4,6 и 1,5 МэВ. Теоретический анализ проводился в рамках одноступенчатого механизма перезарядки. Методика расчета сечений описана выше. Входящие в интегралы фактора (2) переходные плотности ($^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$) вычислялись на основе теории конечных ферми-систем с учетом непрерывного спектра

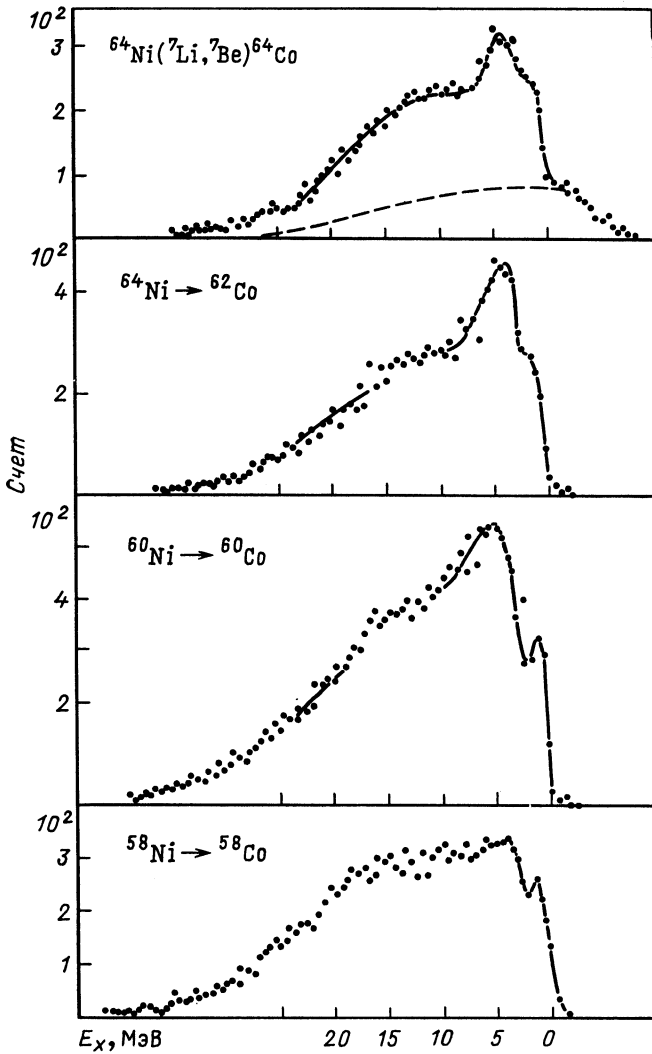


Рис. 27. Энергетические спектры реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) на изотопах никеля при $E_{{}^7\text{Li}} = 78 \text{ МэВ}$

и однопротоонного обмена [67]. Переходная плотность системы ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}_0$ (${}^7\text{Be}_1$) вычислялась по кластерной модели. Использовались только центральные силы с радиальной зависимостью, описываемой суммой потенциалов Юкавы в параметризации МЗУ с включением дополнительного члена, имитирующего обменное взаимодействие

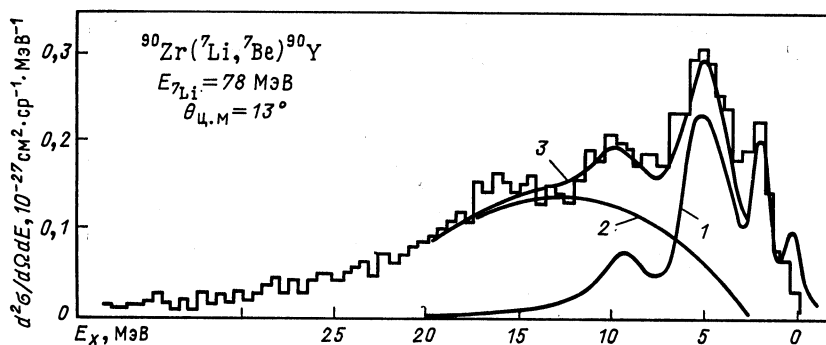


Рис. 28. Энергетический спектр реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) на ${}^{90}\text{Zr}$ при $E_{7\text{Li}} = 78$ МэВ

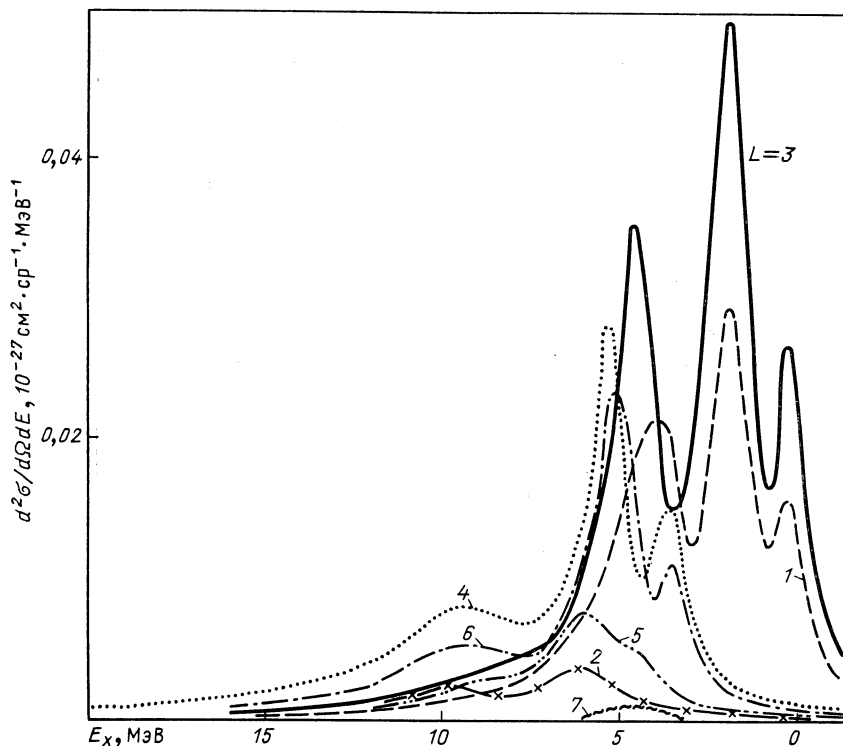


Рис. 29. Парциальные сечения для одноступенчатого механизма перезарядки в реакции ${}^{90}\text{Zr}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{90}\text{Y}$ при энергии пучка 78 МэВ

[6]. В расчетах учитывались все частично-дырочные состояния ядра ^{90}Y вплоть до $J^\pi = 8^-$. Вычисленный спектр с соответствующим «размытием» частично-дырочных переходов показан на рис. 28 (кривая 1). При этом теоретические сечения были умножены на коэффициент 0,5, что соответствует перенормировке взаимодействия на фактор 0,7. Видно, что теоретическое распределение хорошо воспроизводит характер экспериментального спектра при не очень больших энергиях возбуждения ($E_x < 6$ МэВ), однако с ростом возбуждения ядра разница в абсолютных значениях сечений быстро нарастает. Расхождение теории с экспериментом в области $E_x \geq 7$ МэВ можно объяснить вкладом уже рассмотренных выше для случая ^{27}Al двухступенчатых процессов ($^{90}\text{Zr} + ^7\text{Li} \rightarrow ^{89}\text{Y} + ^8\text{Be}^* \rightarrow ^{89}\text{Y} + ^7\text{Be} + n$ и $^{90}\text{Zr} + ^7\text{Li} \rightarrow ^6\text{Li} + n + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{89}\text{Y} + ^7\text{Be} + n$), приводящим к сплошным спектрам (рис. 28, кривая 2).

На рис. 29 показаны парциальные дифференциальные сечения для переходов различной мультипольности L . Характер спектра до энергии возбуждения ~ 3 МэВ, как видно из рисунка, в основном определяется переходами с $L = 1$ и $L = 3$, а при $E_x > 7,0$ МэВ основную роль играют переходы с $L = 4$ и $L = 6$. Что касается области максимума экспериментальных дифференциальных сечений ($E_x = 4 \div 6$ МэВ), то здесь почти в равной степени можно говорить о вкладе всех отмеченных выше мультипольностей (L равно 1,3,4,6). Отсутствие переходов с $L = 0$ связано с эффектом блокировки, возникающим из-за нейтронного избытка.

6. СРАВНЕНИЕ С РЕАКЦИЯМИ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА ТЯЖЕЛЫХ ИОНАХ

Как уже отмечалось во введении, в реакции перезарядки с ионами лития вклад одноступенчатого механизма должен быть большим, чем в реакциях с другими тяжелыми ионами, если сравнение проводить при одних и тех же энергиях на нуклон налетающей частицы. Напомним, что это следует из зависимости амплитуды реакции от интеграла перекрытия волновых функций налетающей и вылетающей частиц (1). Исследования реакций (^6Li , ^6He), (^7Li , ^7Be), дополненные (^{12}C , ^{12}N), (^{12}C , ^{12}B), (^{18}O , ^{18}F), подтверждают особую выделенность одноступенчатого механизма в реакциях с литием. В этом отношении красноречива табл. 4, в которой приводятся значения феноменологического параметра силы спин-изоспинового взаимодействия $V_{\sigma\tau}$, полученные из анализа различных экспериментальных данных. Анализ проводился в предположении чистого одноступенчатого процесса. Видно, что в реакциях (^{12}C , ^{12}N), (^{12}C , ^{12}B), (^{18}O , ^{18}F) величины $V_{\sigma\tau}$, как правило, значительно больше, чем в (^6Li , ^6He) и (^7Li , ^7Be). Значения $V_{\sigma\tau}$ для последних реакций, в свою очередь, согласуются со значениями, полученными в (p , n). Это означает, что в реакциях с тяжелыми ионами ^{12}C , ^{18}O большая часть наблюдаемого в экспери-

Таблица 4. Сила спин-изоспинового взаимодействия из различных реакций перезарядки

Реакция	E, МэВ	Тип взаимодействия			Литература	
		Гаусс, $\alpha = 1,8$ фм	Юкава, $\alpha = 1,0$ фм	МЗУ *		
$\langle p, n \rangle$ $\langle {}^6\text{Li}, {}^6\text{He} \rangle$	20—50	7—21	11,7	0,43—0,55	[69, 78, 79]	
	34	—	14,2	—	[65]	
	93	10,7	30	—	[41]	
$\langle {}^7\text{Li}, {}^7\text{Be} \rangle$	210	—	14,4	1,3	[12, 66]	
	36	10	15,3	—	[68]	
	50	—	—	1,4—2,4	[6, 72]	
	78	—	—	—	1,25—2,9	[73]
					0,75—0,9	[74]
$\langle {}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{B} \rangle$	102	38—55	118—167	2,4—2,6	[13]	
	420	—	32—300	0,7	[77]	
$\langle {}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N} \rangle$	56	25	76	6,2—10	[80]	
$\langle {}^{18}\text{O}, {}^{18}\text{F} \rangle$	—	—	—	—	[81]	
	—	—	—	5,3	[82]	

* Здесь приводятся коэффициенты перенормировки сил эффективного взаимодействия.

менте сечения связана с двухступенчатым процессом последовательной однонуклонной передачи.

Зависимость сечений одно- и двухступенчатого процессов от энергии пучка для случая (${}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}$) оценивалась в [81]. Последовательная передача рассчитывалась по формуле

$$\sigma_{Seq} = \frac{A\sigma_1\sigma_2}{\sqrt{E}} \approx \frac{A'\sigma_1^2}{\sqrt{E}}, \quad (29)$$

где σ_1 и σ_2 — сечения однонуклонной передачи на первой и второй стадиях, вычисленные методом искаженных волн; A , A' — константы. Результаты расчетов (рис. 30) показывают, что с увеличением энергии пучка сечение одноступенчатого процесса растет примерно до энергии 40 МэВ на нуклон, а двухступенчатого экспоненциально спадает, так что лишь при $E \sim 50$ МэВ/ N оба механизма становятся сравнимыми.

Такая энергетическая зависимость сечений подтверждается более строгими расчетами [83—85], в которых двухступенчатая передача протона и нейтрона вычислялась с учетом связи каналов. На рис. 31, взятом из работы [84], показана энергетическая зависимость дифференциальных и полных сечений реакции ${}^{12}\text{C} ({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}) {}^{12}\text{B}$ для переходов в основное 1^+ и возбужденные состояния 2^- ($E_x = 4,37$ МэВ) и 4^- ($E_x = 4,52$ МэВ) ядра ${}^{12}\text{B}$. Видно, что с увеличением спина со-

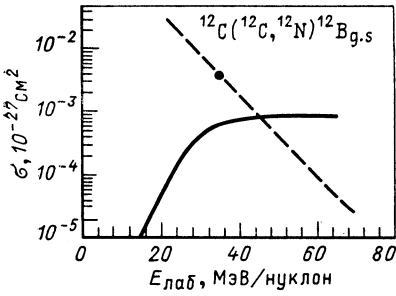
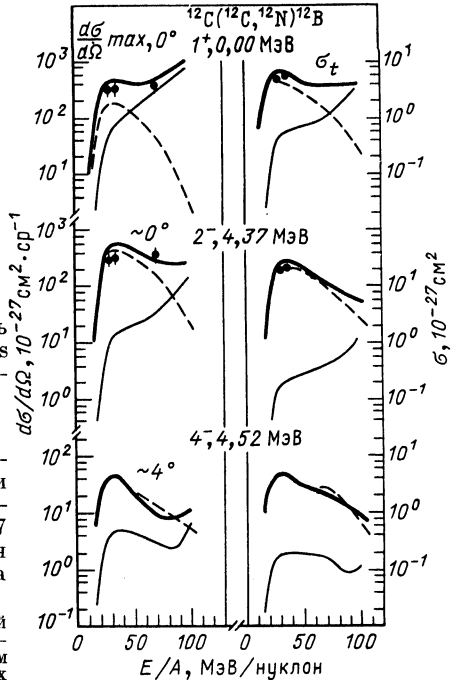


Рис. 30. Энергетическая зависимость сечений реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{Bg.s}$ для одно- и двухступенчатого процессов

Рис. 31. Зависимость дифференциальных и полных сечений реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{B}$ для переходов в основное 1^+ и возбужденные $2^-(E_x = 4,37 \text{ МэВ})$ и $4^-(E_x = 4,52 \text{ МэВ})$ состояния ядра ^{12}B от энергии налетающего иона ^{12}C :

сплошная тонкая кривая — одноступенчатый механизм перезарядки; штриховая линия — двухступенчатый процесс (расчет с учетом связи каналов); сплошная жирная линия — их когерентная сумма



стояния спад сечения для двухступенчатого процесса становится менее крутым и область, где одноступенчатый механизм доминирует, отодвигается за границу 100 МэВ/нуклон.

7. РЕАКЦИЯ (^6Li , ^6He). ПРИЛОЖЕНИЯ

Поиск эффектов близости к порогу л-конденсации. В теории конечных ферми-систем (ТКФС) показывается, что энергия пиона в нуклонной среде $\omega^2(k)$ имеет минимум при значении импульса k , близком к импульсу Ферми, и может при некоторой плотности нуклонов даже обратиться в нуль [86]. В этом случае возникла бы неустойчивость ядерного вещества в отношении пионного поля, выражающаяся в возрастании амплитуды пионного поля с волновым вектором k_0 с самопроизвольным рождением пионов. Это явление получило название «пионной конденсации». В настоящее время считается, что л-конденсата в реальных ядрах скорее всего нет, но весьма вероятно, что пионная степень свободы все-таки сильно смягчена. Смягчение пионной моды должно приводить к эффектам, которые могут наблюдаться в различных ядерных процессах. Такие эффекты, получившие название предкритических, подробно проанализированы в обзоре [87]. В частности, ожидается, что близость к точке л-конден-

сатной неустойчивости скажется на дифференциальных сечениях реакций с возбуждением состояний аномальной четности [87, 88]. Согласно теоретическим предсказаниям, наибольшая чувствительность должна проявляться в области переданных импульсов $q = (2 - 3)m_\pi$, там, где пионная мода максимально смягчена. В этом районе в дифференциальных сечениях может проявляться максимум, значение которого тем больше, чем ближе ядро находится к критической точке.

Избирательное возбуждение состояний аномальной четности — состояний пионной симметрии — позволяет использовать реакцию (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) для поиска эффектов близости к порогу π -конденсации.

В работе [12] исследовались особенности поведения дифференциальных сечений ряда уровней аномальной четности, возбуждающихся в реакции ${}^{14}\text{C} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{14}\text{N}$ при энергии ионов ${}^6\text{Li}$ 93 МэВ, в области переданных импульсов 0,6—2,3 фм $^{-1}$. В расчетах угловых распределений использовались переходные плотности, полученные в рамках ТКФС на основе подхода, изложенного в [87]. В качестве эффективного NN -взаимодействия использовалась спин-изоспиновая амплитуда с явным включением однопионного обмена

$$G = C_0 \left[g' (\sigma_1 \sigma_2) + g_\pi^* \frac{(\sigma_1 K) (\sigma_2 K)}{m_\pi^2 + k^2 + P_\Delta(k)} \right] (\tau_1 \tau_2). \quad (30)$$

Здесь g_π^* — эффективная константа однопионного обмена; P_Δ — поляризационный оператор, учитывающий вклад процессов виртуального рождения Δ -изобары и нуклонной дырки; k — переданный импульс. Конкретные значения констант, входящих во взаимодействие, приведены в [12, 87]. Параметр g' , характеризующий короткодействующее отталкивание в канале частица—дырка, считался феноменологическим и определялся из сравнения теории с экспериментом. Его значение очень важно для заключения о том, насколько реальные ядра близки к точке π -конденсации. Критическое значение параметра оценивалось в работах [87, 88] ($g'_{\text{кр}} = 0,605$ для 1^+ -возбуждения). Таким образом, близость фазового перехода характеризуется разностью $g' - g'_{\text{кр}}$.

На рис. 32 показан пример сравнения теоретических угловых распределений для переходов в 1^+ -состояние ядра ${}^{14}\text{N}$, полученных при различных значениях параметра g' , с экспериментальными данными [12]. Видно, что при $g' \simeq 0,7$ получается еще разумное описание угловых распределений. С уменьшением g' до значения, близкого к критическому, абсолютное значение сечения сильно растет во всем диапазоне углов. Предсказанного же особого усиления сечений в области переданных импульсов 1,4—2,1 фм $^{-1}$ (23 — 25°) не наблюдается. Авторы [12] связывают это с недостаточной чувствительностью используемой реакции к искомому эффекту из-за ее поверхностного характера. Действительно, расчеты показывают, что переходная плотность мало меняется на поверхности ядра с изменением g' приблизительно до 0,7. Кроме того, искажения в оптическом потенциале

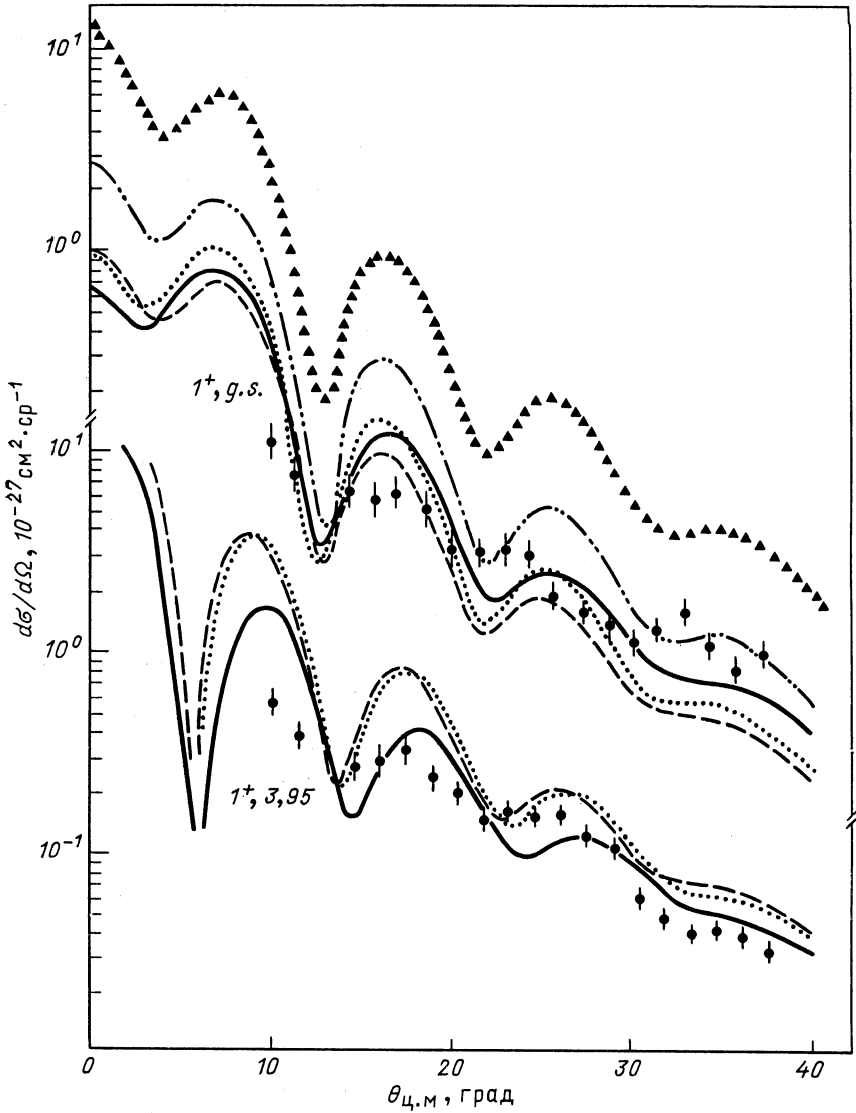


Рис. 32. Угловые распределения ядер ${}^6\text{He}$ из реакции ${}^{14}\text{C} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{14}\text{N}$ для переходов в состояния 1^+ с E_x , равной 0 и 3,95 МэВ при энергии ионов ${}^6\text{Li} = 93$ МэВ:

— — расчет с переходными плотностями при $g' = 1,1$; ... — $g' = 0,7$; -.-.- — $g' = 0,65$; - - - - — $g' = 0,61$

также приводят к дополнительному и довольно существенному сглаживанию предкритического эффекта. Следует, однако, заметить, что эти факты не закрывают пути дальнейшего поиска предкритических эффектов в реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$). Эксперименты при больших энергиях пучков крайне желательны, так как позволяют повысить чувствительность к внутренней области ядра.

Экспериментальное определение формфактора квазиупругого процесса на малых расстояниях. На протяжении многих лет предпринимались большие усилия, чтобы из экспериментальных данных, главным образом упругого рассеяния, получить однозначную информацию о потенциале межъядерного взаимодействия. Трудность здесь состоит в том, что на дифференциальное сечение рассеяния существенно влияет лишь небольшое число парциальных волн, соответствующих радиусу сильного поглощения (R_a). Поэтому любые потенциалы с определенным значением вблизи этого радиуса, правильно предсказывающие фазы для ограниченного количества парциальных волн, дадут близкие угловые распределения. В результате потенциал взаимодействия для $r \ll R_a$ остается неопределенным, так как малые парциальные волны, чувствующие внутреннюю область ядра из-за сильного поглощения, дают весьма незначительный вклад в сечение.

Прогресс был достигнут с повышением энергии пучков, когда в экспериментах стал наблюдаться эффект ядерного радужного рассеяния. Характерные особенности получающихся при этом угловых распределений можно объяснить результатом интерференции волн, рассеянных на «ближнем» и «дальнем» краях ядра. В этих условиях поглощение оказалось не настолько сильным, чтобы совсем ослабить эффекты преломления волн с малым угловым моментом, так что становится возможным зондировать межъядерный потенциал на расстояниях, значительно меньших радиуса сильного поглощения.

Естественно поставить вопрос, насколько эффекты преломления скажутся на других ядерных процессах, отличных от упругого рассеяния? Можно ожидать, что, по крайней мере, в квазиупругих процессах, под которыми мы понимаем взаимодействия с незначительным изменением кинетической энергии масс и зарядов сталкивающихся ядер, будут наблюдаться такие же эффекты, что и в упругом рассеянии. В этом случае стало бы возможным (опираясь на знание потенциала, определенного однозначно из упругого рассеяния) получать важную информацию о деталях механизма квазиупругого процесса и исследовать поведение формфакторов на малых расстояниях.

Руководствуясь этой идеей, в работе [89] была исследована реакция ${}^{14}\text{C}$ (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) ${}^{14}\text{N}$ с возбуждением 1^+ ($E_x = 3,95$ МэВ)-состояния ядра ${}^{14}\text{N}$ при энергии пучка 93 МэВ в широком интервале углов вплоть до 120° . Соответствующее угловое распределение показано на рис. 33. Данные по реакции анализировались в рамках одноступенчатого механизма перезарядки методом искаженных волн. При этом учитывались как центральные, так и тензорные силы. Экспериментальные результаты и расчеты показывают, что, действительно, име-

ется качественная аналогия реакций перезарядки и упругого рассеяния. Как и в упругом рассеянии, в угловом распределении реакции имеются дифракционная структура, затухающая с углом, и монотонный спад сечения под большими углами. Наблюдаемая дифракцион-

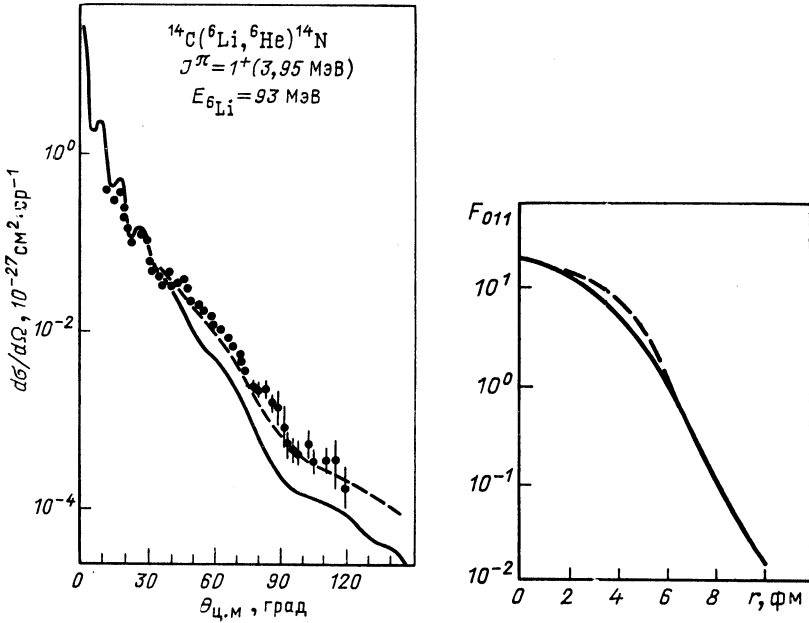


Рис. 33. Дифференциальные сечения реакции $^{14}\text{C}(^6\text{Li}, ^6\text{He})^{14}\text{N}$ ($J^\pi = 1^+$; $E_x = 3,95$ МэВ) при $E_{\delta\text{Li}} = 93$ МэВ:

сплошная линия — расчет по методу искаженных волн с теоретическим формфактором $F_{011}(r)$; штриховая линия — расчет с эмпирическим формфактором

Рис. 34. Формфакторы реакции $^{14}\text{C}(^6\text{Li}, ^6\text{He})^{14}\text{N}$ ($E_x = 3,95$ МэВ, $J^\pi = 1^+$): сплошная кривая — теоретический формфактор; штриховая линия — эмпирический формфактор, рассчитанный по формуле (31)

ная структура объясняется интерференцией волн, рассеянных на ближнем и дальнем краях ядра.

Однако, как видно из рис. 33, расчетное сечение (сплошная кривая) для углов свыше 40° более чем в 2 раза меньше экспериментального. Имеется два очевидных пути улучшения согласия расчетов с экспериментом. Первый путь состоит в отказе от предположения об идентичности потенциалов во входном и выходном каналах. В [89, 90] показано, что изменение, например, мнимой части потенциала $W(^6\text{He})$ не приводит к радикальному улучшению согласия теории и эксперимента в области углов $45-90^\circ$.

Второй путь связан с видоизменением теоретического формфактора. Эмпирический формфактор был выбран в виде

$$F_{lsj}^{\text{эмп}}(r) = F_{lsj}^{\text{теор}}(r) \left\{ 1 + \frac{4V \exp(-x)}{1 + \exp(-x)} \right\}, \quad x = (r - R)/\alpha. \quad (31)$$

Это отвечает приподниманию теоретического формфактора на расстоянии R с интенсивностью V и шириной распределения α .

Довольно хорошее согласие может быть достигнуто, если выбрать $R = 4,5$ фм; $V = 0,7$; $\alpha = 0,6$ фм. Такой формфактор показан на рис. 34 штриховой линией. Соответствующее ему сечение такой же линией показано на рис. 33.

Таким образом, для описания экспериментальных данных в широком диапазоне углов требуется определенное видоизменение формфактора, что открывает реальную возможность получения из эксперимента информации о радиальной зависимости формфакторов прямых реакций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре мы рассмотрели результаты исследований реакций перезарядки с ионами лития. При этом основное внимание было уделено экспериментам, выполненным в последнее время при энергиях пучков более 10 МэВ/нуклон. Исследования показали, что в реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) доминирует прямой одноступенчатый механизм перезарядки с переворотом спина. Выделенность в (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) переворота спина следует из правил отбора и структуры основных состояний ядер ${}^6\text{Li}$ (1^+) и ${}^6\text{He}$ (0^+). Этим реакция (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) выгодно отличается от (p , n), в которой избирательность (неполная) к спин-изоспиновым возбуждениям возникает лишь в результате динамического усиления с повышением энергии пучка до 100 МэВ и более. В согласии с установленным механизмом сечение реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) для ГТ-переходов пропорциональны гамов-теллеровской силе и, следовательно, при надлежащей калибровке является ее мерой.

В обзоре были проанализированы результаты исследования реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) на ${}^{27}\text{Al}$ и ${}^{90}\text{Zr}$. Оказалось, что гамов-теллеровские и спин-дипольные переходы не могут объяснить характер экспериментальных спектров и что главную роль в (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$), особенно при энергиях возбуждения > 10 МэВ, играют спин-флиповые переходы с $L = 3 \div 5$. Таким образом, реакция (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) может использоваться как средство исследования спин-изоспиновых возбуждений высокой мультипольности. Если же ставить задачу выделения гамов-теллеровского и спин-дипольного резонансов, то следует проводить исследования под малыми углами и при больших энергиях пучка. Однако последние эксперименты по изучению реакции ${}^{90}\text{Zr}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{90}\text{Nb}$ [91, 92] показали, что энергии ${}^6\text{Li}$ 200 МэВ все еще недостаточно.

Значительно меньше в настоящее время исследован механизм реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$). Однако уже имеющиеся данные, полученные, главным образом, при энергии пучка около 11 МэВ/нуклон, свидетельствуют о том, что в этой реакции доминирует прямой одноступенчатый механизм перезарядки, в котором важную роль играет и переворот спина. Этим реакция (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$), как и (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$), резко отличается от других реакций с тяжелыми ионами: (${}^{12}\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$), (${}^{12}\text{C}$, ${}^{12}\text{B}$) и (${}^{18}\text{O}$, ${}^{18}\text{F}$), где, по крайней мере до энергии 50 МэВ/нуклон, основной вклад дает двухступенчатый механизм с последовательной передачей нейтрона и протона.

В реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) на средних и тяжелых ядрах наблюдается универсальный характер спектров, представляющих собой широкие распределения с максимумом при $E_x = 4 \div 5$ МэВ. Исследование реакции (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) на ${}^{90}\text{Zr}$ показывает, что в спектре возбуждения ядра ${}^{90}\text{Y}$ могут быть выделены области, где главную роль играют переходы $L = 1,3$ ($E_x < 3$ МэВ) и $L = 4,6$ ($E_x > 7$ МэВ). Для повышения чувствительности к переходам при $E_x > 7$ МэВ требуется увеличить энергию пучка. Но с ростом энергии растет и сечение процесса, идущего через стадию развала ядра ${}^7\text{Li} \div {}^6\text{Li} + n$ с образованием сплошного спектра, что может затруднить исследование при больших энергиях возбуждения.

В обзоре были рассмотрены приложения реакций (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) к исследованию предкритических эффектов и поведение формфактора на малых расстояниях. Показано, что как в первом, так и во втором случаях желательно провести измерение при больших энергиях пучка для увеличения чувствительности к внутренней области ядра. Показано также, что при расчетах дифференциальных сечений нижняя граница зоны чувствительности к формфактору уже при энергии 93 МэВ лежит на радиусе, существенно меньшем радиуса сильного поглощения.

Мы благодарим Ю. А. Глухова, С. А. Гончарова, А. С. Демьянову, Н. И. Пятова, С. А. Фаянса за сотрудничество в проведении ряда работ, затронутых в обзоре, и их обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Anderson J. D., Wong C. // Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 7. P. 250—252.
2. Bainum D. E., Rapaport J., Goodman C. D. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 1751—1754.
3. Gaarde C. // Nucl. Phys. 1983. Vol. A396. P. 127c—144c.
4. Chuev V. I., Davidov V. V., Manko V. I. e.a. // Phys. Lett. 1970. Vol. 31B. P. 624—620.
5. Chuev V. I., Davidov V. V., Novatsky B. G. e.a. // J. de Phys. 1971. Vol. 32. P. C6—167—168.
6. Williams-Norton M. E., Petrovich F., Kemper K. W. e.a. // Nucl. Phys. 1979. Vol. A313. P. 477—484.
7. Petrovich F., Stanley D. // Nucl. Phys. 1977. Vol. A275. P. 487—508.
8. Гареев Ф. А., Гончаров С. А., Ершов С. Н. и др. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 73—81.

9. Bang J., Gignoux C.//Nucl. Phys. 1979. Vol. 313A. P. 119—140.
10. Кукунин В. И., Краснопольский В. М., Миселхи М. А., Ворончев В. Т.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 21—32.
11. Wharton W. R., Debevec P. T.//Phys. Rev. 1975. Vol. C11. P. 1963—1975; Wharton W. R., Goodman C. D., Hensley D. C.//Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 1138—1144.
12. Aleksandrov D. V., Bang J., Borzov I. N. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A436. P. 338—358.
13. Bang J., Gareev F. A., Goncharov S. A., Kasacha G. S.//Nucl. Phys. 1984. Vol. 429. P. 330—350.
14. Laverne A., Gignoux C.//Nucl. Phys. 1973. Vol. A203. P. 597—608.
15. Kukulin V. I. e.a.//Nucl. Phys. 1975. Vol. 245. P. 429—444.
16. Taddeucci T. N., Goulding C. A., Carey T. A. e.a.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A469. P. 125—172.
17. Goodman C. D., Goulding C. A., Greenfield H. B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 1755—1759.
18. Horen D. G., Goodman C. D., Foster C. C. e.a.//Phys. Lett. 1980. Vol. 95B. P. 27—30.
19. Knudson J. N., Anderson B. D., Tandy P. C. e.a.//Phys. Rev. C. 1980. Vol. 22. P. 1826—1831.
20. Taddeucci T. N., Rapaport J., Bainum D. E. e.a.//Phys. Rev. C. 1981. Vol. 25. P. 1094—1097.
21. Rapaport J., Taddeucci T., Gaarde C. e.a.//Phys. Rev. C. 1981. Vol. 24. P. 335—341.
22. Goodman C. D., Foster C. C., Bainum D. E. e.a.//Phys. Lett. 1981. Vol. 107B. P. 406—411.
23. Fazely A., Anderson B. D., Ahmad M. e.a.//Phys. Rev. C. 1982. Vol. 25. P. 1760—1777.
24. Rapaport J., Taddeucci T., Welch T. P. e.a.//Phys. Lett. 1982. Vol. 119B. P. 61—64.
25. Anderson B. D., Fazely A., McCarthy R. J. e.a.//Phys. Rev. C. 1983. Vol. 27. P. 1387—1393.
26. Gaarde C., Rapaport J., Taddeucci T. N. e.a.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A369. P. 258—280.
27. Gaarde C.//Phys. Scripta. 1983. Vol. T5. P. 55—62.
28. Rapaport J.//Canad. J. Phys. 1987. Vol. 65. P. 574—577.
29. Galonsky A., Didelez J. P., Djalois A., Oelert W.//Phys. Lett. 1978. Vol. 74B. P. 176—178.
30. Bousshid O., Machner H., Alderlisten C. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 980—982.
31. Gopal S., Djalois A., Bojowald J. e.a.//Phys. Rev. C. 1981. Vol. 23. P. 2459—2462.
32. Ovazza D., Willis A., Morlet M. e.a.//Phys. Rev. C. 1978. Vol. 18. P. 2438—2440.
33. Aarts E. H. L., Bhowmik R. K., Meijer R. J., Van der Werf S. Y.//Phys. Lett. 1981. Vol. 102B. P. 307—311.
34. Tabor S. L., Chang C. C., Collins M. T. e.a.//Phys. Rev. C. 1982. Vol. 25. P. 1253—1262.
35. Ellegaard C.//Canad. J. Phys. 1987. Vol. 65. P. 600—608.
36. Ellegaard C., Gaarde C., Larsen J. S. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 154B. P. 110—114.
37. Contardo D., Bedjidian M., Grossiord J. Y. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 168B. P. 331—335.
38. Аблеев В. Г., Воробьев Г. Г., Елисеев С. М. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 35—38.
39. Аблеев В. Г., Димитров Х., Елисеев С. М. и др. Препринт ОИЯИ P1-87-374. Дубна, 1987.

40. Ajzenberg-Selove F., Brown R. E., Flynn E. R., Sunier J. W.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 777—786.
41. Brady F. P., Needham G. A.//The (p , n) reaction and nucleon-nucleon force. N.Y.: Plenum Press, 1980. P. 357—371; King N. S. P., Ullman J. L.//Ibid. P. 372—385.
42. Brady F. P., King N. S. P., McNaughton M. W., Satchler G. R.//Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 15—18.
43. Brady F. P., Castaneda C. M., Needham G. A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 860—863.
44. Needham G. A., Brady F. P., Fitzgerald D. H. e.a.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A385. P. 349—372.
45. Ullman J. L., Brady F. P., Castaneda C. M. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A427. P. 493—510.
46. Jackson K. P., Celler A., Alford W. P. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 201B. P. 25—28.
47. Yen S., Spicer B. M., Moinester M. A. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 206B. P. 597—600.
48. Vetterli M. C., Hausser O., Alford W. P. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 439—442.
49. Yen S.//Canad. J. Phys. 1987. Vol. 65. P. 595—599.
50. Lind D. A.//Ibid. P. 637—642.
51. Conde H., Crona S., Hakansson A. e.a.//Ibid. P. 643—646.
52. Pocanic D., Wang K., Martoff C. J. e.a.//Ibid. P. 687—690.
53. Stahel D. P., Jahn R., Wozniak G. J., Cerny J.//Phys. Rev. C. 1979. Vol. 20. P. 1680—1688.
54. Beard K. B., Kasagi J., Kashy E. e.a.//Phys. Rev. C. 1982. Vol. 26. P. 720—722.
55. Motobayashi T., Sakai H., Matsuoka N. e.a.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 34. P. 2365—2368.
56. Duhm H. H., Ueta N., Heinecke W. e.a.//Phys. Lett. 1972. Vol. 38B. P. 306—310.
57. Gaarde C., Kammuri T., Osterfeld E.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A222. P. 579—595.
58. Duhm H. H., Hafner H., Refordt R. e.a.//Phys. Lett. 1974. Vol. 48B. P. 1—5.
59. Wharton W. R., Debevec P. T.//Phys. Lett. 1974. Vol. 51B. P. 451—455.
60. Gaarde C., Kammuri T.//Nucl. Phys. 1974. Vol. 221. P. 238—254.
61. Wharton W. R., Cramer J. G., Calarco J. R., Nair K. G.//Phys. Rev. C. 1974. Vol. 9. P. 156—163.
62. Goodman C. D., Wharton W. R., Hensley D. C.//Phys. Lett. 1976. Vol. 64B. P. 417—420.
63. McGrath R. L., Geesaman D. F., Lee L. L., Noe J. W.//Phys. Rev. C. 1981. Vol. 23. P. 1060—1063.
64. Cunsolo A., Foti A., Imme G. e.a.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A355. P. 261—268.
65. Ciangaru G., McGrath R. L., Cecil F. E.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A380. P. 147—169; Phys. Lett. 1976. Vol. 61B. P. 25—28.
66. Демьянова А. С., Фаянс С. А., Глухов Ю. А. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A444. P. 519—540.
67. Пятов Н. И., Фаянс С. А.//ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. Вып. 4. С. 953—1019.
68. Anantaraman N., Winfield J. S., Austin S. M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 2375—2378.
69. Austin S. M.//The (p , n) reaction and nucleon-nucleon force. N.Y. Plenum Press, 1980. P. 203—232.
70. Guterman A., Ciangaru G., Chang C. C. e.a.//Phys. Rev. C. 1983. Vol. 27. P. 1524—1525.
71. Глухов Ю. А., Демьянова А. С., Оглоблин А. А., Сакута С. Б.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 62—72.

72. Williams-Norton M. E., Petrovich F., Kemper K. W. e.a.//Nucl. Phys. 1975. Vol. 275. P. 509—518.
73. Cook J., Kemper K. W., Drumm P. V. e.a.//Phys. Rev. C. 1984. Vol. 30. P. 1538—1544.
74. Dodd A. C. e.a.//J. Phys. Nucl. Phys. G. 1985. Vol. 11. P. 1035—1044.
75. Глухов Ю. А., Демьянова А. С., Оглоблин А. А., Сакута С. Б.//ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1236—1244.
76. Nakayama S., Yamagata T., Yuasa K. e.a.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 34. P. 366—369.
77. Гареев Ф. А., Глухов Ю. А., Гончаров С. А. и др.//ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1217—1227.
78. Une T., Tamaji S., Yoshida H.//Prog. Theor. Phys. 1966. Vol. 35. P. 1010—1021.
79. Petrovich F., Howell R. H., Poppe C. H. e.a.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A383. P. 355—391.
80. Etchegoyen E., Sinclair D., Liu S. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A397. P. 343—364.
81. Winfield J. S., Anantaraman N., Austin S. M. e.a.//Phys. Rev. C. Vol. 33. P. 1333—1339.
82. Kim B. T., Greiner A., Fernandes M. A. G. e.a.//Phys. Rev. C. 1979. Vol. 20. P. 1396—1407.
83. Lenske H., Wolter H. H., Bohlen H. G.//Proc. of the intern. nucl. phys. conf. Harrogate. U.K. 1986. P. 197.
84. Bohlen H. G., Lenske H., Wolter H. H.//Jahresbericht Hahn-Meitner-Institut. 1987. S. 51.
85. Von Oertzen W. Preprint HMI-P 87/9. 1987.
86. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем. М.: Наука, 1983.
87. Борзов И. Н., Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В., Фаянс С. А.//ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. Вып. 4. С. 848—904.
88. Weise W.//Тр. междунар. школы по структуре ядра. Алушта. Препринт ОИЯИ Д4-80-385. Дубна, 1980, С. 231—260.
89. Demyanova A. S., Ogloblin A. A., Ershov S. N. e.a.//Nucl. Phys. 1988. Vol. A482. P. 383c—390c.
90. Демьянова А. С., Банг Е., Гареев Ф. А. и др. Препринт ОИЯИ Р4-88-285. Дубна, 1988.
91. Winfield J. S., Anantaraman N., Austin S. M. e.a.//Phys. Rev. C. 1987. Vol. 35. P. 1734—1745.
92. Wirth H., Dietzel R., Eyrich W. e.a.//Phys. Lett. B. 1988. In print.