

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

И. Я. Барит

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Г. Л. Высоцкий

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау АН СССР,
Москва

М. И. Кривопустов

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

Р. П. Слабоспицкий

Физико-технический институт АН УССР,
Харьков

Дается обзор основных направлений экспериментальных и теоретических исследований поляризационных явлений в ядерных реакциях при малых и средних энергиях, интенсивно развивающихся в последние годы. Обсуждаются их роль в установлении спиновой зависимости ядерных взаимодействий, даваемая ими спектроскопическая информация и модели, используемые для описания поляризационных явлений.

A survey of the major trends of experimental and theoretical research of the polarization phenomena in nuclear reactions at low energies widely developing in recent years is presented. Their role in establishing the spin dependence of nuclear interactions as well as the spectroscopic data they give and models one uses to describe the polarization phenomena are under discussion.

ВВЕДЕНИЕ

История исследования поляризационных явлений при взаимодействии быстрых частиц с ядрами начинается, по-видимому, с работы Швингера [1] 1946 г., в которой предложен метод поляризации быстрых нейтронов, основанный на наличии спин-орбитального взаимодействия при рассеянии этих частиц на ядрах. В работе [2] рассчитана поляризация нейтронов, рассеянных на ${}^4\text{He}$, которая возникает вследствие интерференции резонансов, расщепленных по полному моменту. Проведенный Сигрейвом [3] фазовый анализ рассеяния был подтвержден поляризационными экспериментами Левинтова [4], устранившими неоднозначность данных анализа.

К 1952 г. относятся первые измерения поляризации при рассеянии протонов на ядрах. Измерение поляризации при упругом рассеянии протонов на ${}^{12}\text{C}$ показало, что возникающая поляризация значительно превышает поляризацию при нуклон-нуклонном рассеянии. Этот результат на первый взгляд казался неожиданным, поскольку предполагалось, что усреднение по спинам нукло-

нов ядра приведет к существенному уменьшению поляризации. В работах [5] было дано объяснение больших значений поляризации, связанное с запретом для переворачивания спина у рассеивающего нуклона ядра. Этот круг вопросов детально обсуждается в обзоре Бете [6]. Поляризация протонов в ${}^2\text{H} (d, p){}^3\text{H}$ -реакции была измерена Бишопом [7] в 1952 г. Поляризация анализировалась по рассеянию на гелии. В 1953 г. наблюдалась поляризация нейтронов из ${}^2\text{H} (d, n){}^3\text{He}$ -реакции, анализировавшаяся по рассеянию на углероде [8]. Эти работы положили начало целому направлению в ядерной физике — исследованию поляризационных явлений. Анализ информации, полученной в то время из поляризационных экспериментов, был проведен в обзорах [9].

В настоящее время можно указать следующие основные направления экспериментальных и теоретических исследований поляризационных эффектов. Продолжается изучение взаимодействия поляризованных нуклонов с поляризованными нуклонами и малонуклонными системами. Эти эксперименты связаны с проверкой полевых аспектов теории, выполнением P - и T -инвариантности, но рассмотрение выходит за рамки настоящей работы (см. [10]).

Проводятся расчеты поляризации в трехнуклонных системах со спиновой зависимостью парных амплитуд. Сейчас такие расчеты уже доступны, и сравнение их с экспериментом позволяет оценить применимость используемых нуклон-нуклонных амплитуд, их поведение вне массовой поверхности и роль трехнуклонных взаимодействий. Для четырехнуклонных систем была также записана система уравнений типа Фаддеева. Однако их решение пока находится на пределе вычислительных возможностей.

В ядерных реакциях при малых энергиях возбуждения, для которых применима концепция изолированных или перекрывающихся резонансов, измерение поляризации существенно облегчает определение квантовых характеристик уровней компаунд-ядра. Зачастую без измерения поляризации такой анализ невозможен. Информация о поляризации весьма эффективна для идентификации резонансов типа промежуточных структур, в частности изобразительных состояний. Часто лишь измерение знака поляризации позволяет решить вопрос о принадлежности наблюдаемого резонанса к изотопическому мультиплету.

При достаточно больших энергиях возбуждения для описания упругого канала используется оптическая модель, сформулированная вначале Томасом, Портером и Вайскопфом как модель сильного поглощения. Несмотря на то что оптическая модель разработана достаточно давно, исследования упругого рассеяния нуклонов на ядрах продолжают и сейчас. Это связано с выяснением роли спин-спиновых членов в оптическом потенциале, с возможностью использования оптической модели при малых A , с ролью нелокальностей и т. п.

Поляризационные эффекты при упругом рассеянии дейтронов, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ на ядрах исследуются в связи с вопросом о применимости так называемой фолдинг-модели, в которой, например, потенциал дейтрон — ядро представляется в виде суммы нуклон-ядерных потенциалов, усредненных по основному состоянию дейтрона. Вполне удовлетворительная при описании сечений фолдинг-модель предсказывает, как это выяснили при поляризационных экспериментах, спин-орбитальное взаимодействие втрое меньше наблюдаемого. Кроме того, в оптическом потенциале для дейтронов должны присутствовать инварианты, отсутствующие в случае частиц со спином $1/2$.

Поляризационные эффекты в прямых ядерных реакциях помимо чисто спектроскопической информации позволяют исследовать границы применимости метода искаженных волн, параметры мигдаловского взаимодействия [11] в начальном и конечном состояниях, роль тензорного взаимодействия дейтрона с ядром, относительную роль компаунд-процессов, особенно в резонансной области. Очень важным представляется вопрос о вкладе четырехугольных диаграмм [12], обсуждавшийся впервые применительно к поляризационным явлениям в серии работ В. Г. Неудачина, Е. А. Романовского [13].

При упругом рассеянии и реакциях зачастую важное значение приобретает связь с другими открытыми или закрытыми каналами, а также связь с реальными или виртуальными уровнями компаунд-ядра или ядра-мишени. При упругом рассеянии существенно возбуждение изобар-аналоговых состояний, присутствие которых не учтено феноменологическим оптическим потенциалом. Эту связь с изобар-аналогами наблюдали Е. А. Романовский и сотр. [14] в НИИЯФ МГУ.

Наконец, поляризационные эффекты весьма эффективны при изучении недавно открытых новых гигантских мультипольных резонансов в ядрах. Изучение радиационного захвата поляризованных протонов или поляризационных эффектов в неупругом рассеянии позволяет не только определять мультипольности резонансов, но и восстанавливать амплитуды процессов.

1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Матрицу плотности ансамбля поляризованных частиц параметризуют, разлагая по полному набору взаимоортогональных матриц с действительными матричными элементами $\tau_{mm'}^{kq} = \sqrt{2j+1} (-)^{j-m'} (jmj - m' | kq)$. Тогда коэффициенты разложения — статистические тензоры (спин-тензоры) t_{kq} — при переходе от системы координат K , в которой определена матрица плотности, к некоторой новой системе K' преобразуются по неприводимому представлению группы вращений:

$$t_{kq}(K) = \sum_{q'} D_{qq'}^k(K \rightarrow K') t_{kq'}(K'). \quad (1)$$

Явный вид матриц преобразования D_{qq}^h приведен, например, в работах [15]. В приложениях иногда удобно разлагать матрицу плотности по некоторому другому полному набору \mathcal{F}_ν , где индекс ν обозначает $0, x, y, z, xx, xy, \dots, xxx, xxy, xxz$ и т. д. Например, для частиц со спином $1/2$:

$$\mathcal{F}_0 = 1; \mathcal{F}_x = \sigma_x; \mathcal{F}_y = \sigma_y; \mathcal{F}_z = \sigma_z. \tag{2}$$

Для частиц со спином 1 принято набор \mathcal{F}_ν выбирать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{F}_0 = 1; \mathcal{F}_\alpha = S_\alpha \quad (\alpha = x, y, z); \\ \mathcal{F}_{\alpha\beta} = 3S_\alpha S_\beta \quad (\alpha \neq \beta); \mathcal{F}_{\alpha\alpha} = 3S_\alpha S_\alpha - 2. \end{aligned} \right\} \tag{3}$$

Этот набор переопределен, так как $\sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha\alpha} = 0$.

Коэффициенты разложения матрицы плотности по \mathcal{F}_ν обозначаются p_ν . Законы преобразования p_ν менее удобны, чем t_{hq} . Однако декартовы обозначения предусмотрены Мэдисонским соглашением [16] наравне со сферическими.

В реакции $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ матрица плотности начального состояния ρ_i преобразуется в матрицу плотности конечного состояния ρ_f с помощью матрицы рассеяния \hat{s} следующим образом:

$$\rho_f = (\hat{S}\rho_i\hat{S}^+) (\text{Tr } \hat{S}\rho_i\hat{S}^+)^{-1}, \tag{4}$$

где знаменатель $\sigma(\vartheta, \varphi) = \text{Tr } \hat{S}\rho_i\hat{S}^+$ — дифференциальное сечение процесса, обеспечивающее нормировку на единицу матрицы ρ_f . Матрица плотности начального состояния представляет собой прямое произведение матриц плотностей ансамблей частиц 1 и 2 :

$$\rho_i = \sum_{J_1 M_1} t_{J_1 M_1} \tau^{J_1 M_1} \sum_{J_2 M_2} t_{J_2 M_2} \tau^{J_2 M_2}. \tag{5}$$

Действительно, по условиям эксперимента состояния частиц 1 и 2 можно приготовить независимо. Что касается матрицы плотности конечного состояния, то ее можно разложить по прямому произведению матриц $\tau^{J_3 M_3} \tau^{J_4 M_4}$ с некоторыми коэффициентами $t_{J_3 M_3 J_4 M_4}$, где $t_{J_3 M_3 0 0}$ будет описывать поляризацию частиц 3 , когда поляризация частиц 4 не измеряется, а $t_{0 0 J_4 M_4}$ — обратную ситуацию. Пользуясь ортогональностью наборов $\tau^{h q}$, легко получить выражения для $t_{J_3 M_3 J_4 M_4}$ и σ [17]:

$$\left. \begin{aligned} t_{J_3 M_3 J_4 M_4} \sigma &= (2j_1 + 1)^{-1} (2j_2 + 1)^{-1} \sum_{J_1 M_1 J_2 M_2} t_{J_1 M_1} t_{J_2 M_2} \times \\ &\quad \times A \left(\begin{matrix} J_1 J_2 J_3 J_4 \\ M_1 M_2 M_3 M_4 \end{matrix} \right); \\ \sigma &= (2j_1 + 1)^{-1} (2j_2 + 1)^{-1} \sum_{J_1 M_1 J_2 M_2} t_{J_1 M_1} t_{J_2 M_2} A \left(\begin{matrix} J_1 J_2 0 0 \\ M_1 M_2 0 0 \end{matrix} \right); \\ A \left(\begin{matrix} J_1 J_2 J_3 J_4 \\ M_1 M_2 M_3 M_4 \end{matrix} \right) &= \text{Tr } \hat{S} \tau^{J_1 M_1} \tau^{J_2 M_2} \hat{S}^+ \tau^{J_3 M_3} \tau^{J_4 M_4}. \end{aligned} \right\} \tag{6}$$

Величина σ дает сечение процесса при поляризованных частицах 1 и 2, а величины, пропорциональные $A \begin{pmatrix} J_1 J_2 00 \\ M_1 M_2 00 \end{pmatrix}$, называются анализирующими способностями при $J_1 \neq 0$ или $J_2 \neq 0$ и представляют собой просто сечение σ_0 при неполяризованных падающих частицах 1 и ядрах мишени 2 при $J_1 = J_2 = 0$:

$$\sigma_0 = (2j_1 + 1)^{-1} (2j_2 + 1)^{-1} A \begin{pmatrix} 0000 \\ 0000 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Поляризация вылетающих частиц 4 выражается через $A \begin{pmatrix} 000 J_4 \\ 000 M_4 \end{pmatrix}$:

$$t_{J_4 M_4} \sigma_0 = (2j_1 + 1)^{-1} (2j_2 + 1)^{-1} A \begin{pmatrix} 000 J_4 \\ 000 M_4 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

а сечение процесса при поляризованных падающих частицах 1:

$$\sigma = (2j_1 + 1)^{-1} (2j_2 + 1)^{-1} \sum_{J_1 M_1} t_{J_1 M_1} A \begin{pmatrix} J_1 000 \\ M_1 000 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Передача поляризации, т. е. поляризация вылетающих частиц при поляризованных падающих, выражается через $A \begin{pmatrix} J_1 00 J_4 \\ M_1 00 M_4 \end{pmatrix}$. Мы предполагали при этом, что все спин-тензоры и матрица рассеяния отнесены к некоторой одной системе координат, определяющей ось квантования. Тогда переход к представлению спиральностей [18] достигается повтором системы, даваемой формулой (1).

Выражение для A после того, как произведено разложение \hat{S} -матрицы по мультиполям, достаточно сложно и в общей теории в представлении каналового спина имеет вид [19]:

$$\begin{aligned} A \begin{pmatrix} J_1 J_2 J_3 J_4 \\ M_1 M_2 M_3 M_4 \end{pmatrix} &= \frac{\pi}{K_i^2} \sum_{\alpha_i \beta_i \alpha_i \beta_i l_i \bar{l}_i s} (-)^{J_1 + J_2 + J_3 + J_4 + M_3 + M_4} \times \\ &\times (-)^{J + J' - s - s' + \bar{s} - \bar{s}' + l + \bar{l} + a_1 \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_3 \hat{j}_4 \hat{s} \hat{s}' \hat{l} \hat{l}' \hat{l} \hat{l}' \hat{j}_2 \hat{j}'_2} \times \\ &\times \hat{J}_1 \hat{J}_2 \hat{J}_3 \hat{J}_4 \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_3 \hat{a}_4 \hat{a}_5 \begin{Bmatrix} j_1 j_2 s \\ J_1 J_2 a_1 \\ j_1 j_2 s' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_3 j_4 \bar{s} \\ J_3 J_4 a_5 \\ j_3 j_4 \bar{s}' \end{Bmatrix} \times \\ &\times \begin{Bmatrix} s a_1 s' \\ a J l \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} a_2 s' J \\ J' a_3 l' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} a_4 J' \bar{s} \\ \bar{s}' a_5 \bar{l}' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l a_1 a_2 \\ a_3 l' b_1 \end{Bmatrix} \times \\ &\times \begin{Bmatrix} \bar{l} a_3 a_4 \\ a_5 \bar{l}' b_2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} b_1 a_1 a_3 \\ a_5 b_2 b_3 \end{Bmatrix} (J_1 M_1 J_2 M_2 | a_1 - \alpha_1) (J_3 M_3 J_4 M_4 | a_5 - \alpha_5) \times \\ &\times (a_1 \alpha_1 a_5 - \alpha_5 | b_3 - \beta_3) (l 0 l' 0 | b_1 0) (\bar{l} 0 \bar{l}' 0 | b_2 0) (\delta_{s \bar{s}} \delta_{l \bar{l}} - \\ &- \hat{S}_{s l, \bar{s} \bar{l}}^J) (\delta_{s' \bar{s}', \delta_{l' \bar{l}'}} - \hat{S}_{s' l', \bar{s}' \bar{l}'}^{J'*}) \mathcal{J}_{b_3 \beta_3} (b_1 \mathbf{k}_i, b_2 \mathbf{k}_j). \quad (10) \end{aligned}$$

Здесь $\hat{j} \equiv \sqrt{2j+1}$; s и \bar{s} — каналовые спины входного и выходного каналов; l и \bar{l} — соответствующие орбитальные моменты; J — полные моменты. Обобщенные сферические функции определены следующим образом:

$$\mathcal{Y}_{jm}(l_1 k_i, l_2 k_f) = \sum_{m_1 m_2} (l_1 m_1 l_2 m_2 | jm) Y_{l_1 m_1}(\mathbf{k}_i) Y_{l_2 m_2}(\mathbf{k}_f). \quad (11)$$

Эта формула преобразуется в рабочую лишь в области малых энергий, где проникаемости ограничивают участвующие в реакции орбитальные моменты, или в области изолированных резонансов, когда существенно лишь ограниченное число значений полных моментов с брейт-вигнеровским законом дисперсии интерферирующих элементов матрицы реакции. Чтобы вычислить поляризационные эффекты, необходимо сделать некоторые модельные предположения об элементах матрицы реакций. Величина $A \begin{pmatrix} J_1 & J_2 & J_3 & J_4 \\ M_1 & M_2 & M_3 & M_4 \end{pmatrix}$ вычислялась для прямых ядерных реакций срыва и подхвата дейтронов в приближении искаженных волн и для двухнуклонного срыва в работе [20]. Интерференция прямых и компаунд-процессов и интерференция резонанса с кулоновским срывом рассматривались в работах [21, 22]. Приведенная выше величина $A \begin{pmatrix} J_i \\ M_i \end{pmatrix}$ давала наблюдаемые величины, выраженные в какой-либо одной системе координат. В приложениях удобно пользоваться представлением спиральности, когда поляризация падающей и вылетающей частиц задаются в связанных с ними системах координат K и K' . Соответствующие формулы, естественно, имеют аналогичную структуру, что и приведенная выше величина $A \begin{pmatrix} J_i \\ M_i \end{pmatrix}$. Наблюдаемые параметры в этом случае удобно выражать через $p_\alpha, p_{\alpha\beta}$, отнесенные к соответствующей системе.

Рассмотрим, например, реакцию со спиновой структурой $1/2 + A \rightarrow B + 1/2$. Это означает, что поляризацией ядер мишени A и конечных ядер B мы интересоваться не будем, а будем вычислять лишь поляризацию вылетающих частиц, анализирующую способность и передачу поляризации от налетающей поляризованной частицы со спином $1/2$ к конечной частице со спином $1/2$. Тогда матрица плотности начального состояния будет иметь вид

$$\rho_i = (1 + \sum_i p_i \sigma_i) / 2, \quad (12)$$

матрица плотности конечного состояния

$$\rho_f = \hat{S} \hat{S}^+ / 2 + \sum_i p_i \hat{S} \sigma_i \hat{S}^+ / 2, \quad (13)$$

сечение процесса

$$I = \text{Tr } \rho_f = I_0 (1 + \sum_i p_i A_i), \quad (14)$$

где анализирующие способности

$$A_i = (\text{Tr } \hat{S}\sigma_i\hat{S}^+) (\text{Tr } \hat{S}\hat{S}^+)^{-1}. \quad (15)$$

Поляризация вылетающих частиц

$$p_i I = I_0 (p_{0i'} + \sum_j p_j K_j^{i'}), \quad (16)$$

где $p_{0i'} = (\text{Tr } \hat{S}\hat{S}^+\sigma_{i'}) (\text{Tr } \hat{S}\hat{S}^+)^{-1}$ — поляризация вылетающих частиц при неполяризованных падающих; $K_j^{i'} = (\text{Tr } \hat{S}\sigma_j\hat{S}^+\sigma_{i'}) \times (\text{Tr } \hat{S}\hat{S}^+)^{-1}$ — коэффициент передачи поляризации, связывающий i' компоненту поляризации вылетающей частицы с j компонентой поляризации падающей. С очень большой степенью точности в ядерных реакциях выполняется P - и T -инвариантность. При рассмотрении некоторых вопросов сюда можно добавить и изотопическую инвариантность, хотя во всех случаях кулоновские эффекты в ядре не малы. Сохранение пространственной четности налагает следующие ограничения на наблюдаемые величины первого порядка [23]:

$$t_{kq} = (-)^k t_{kq}^*. \quad (17)$$

Аналогичная формула имеет место для анализирующей способности. Таким образом, спин-тензоры четного ранга действительны, нечетного — чисто мнимы. В декартовых обозначениях это эквивалентно тому, что $A_x = A_z = p_x = p_z = 0$. Подобное же правило справедливо для коэффициентов, описывающих корреляцию поляризаций. Они действительны, если сумма рангов спин-тензоров четна, и чисто мнимы, если она нечетна. В декартовых обозначениях все коэффициенты с $n_x + n_z$ нечетным (n_x и n_z — число индексов x и z при коэффициенте) обращаются в нуль. Кроме того, те же соотношения четности дают следующее правило: наблюдаемые величины являются четными функциями угла рассеяния ϑ , если $n_x + n_y$ четно, и нечетными, если это значение нечетно.

Для упомянутого выше случая реакции $1/2 + A \rightarrow B + 1/2$ сечение и поляризация вылетающих частиц выражаются следующими формулами [24] ($z \parallel \mathbf{k}_i$; $z' \parallel \mathbf{k}_f$; $y (y') \parallel [\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f]$):

$$\left. \begin{aligned} \sigma(\vartheta) &= \sigma_0(\vartheta) [1 + p_y A_y(\vartheta)]; & p_{y'}(\vartheta) \sigma(\vartheta) &= \\ &= \sigma_0(\vartheta) [p_{0y'}(\vartheta) + p_y K_y^{y'}(\vartheta)]; \\ p_{x'}(\vartheta) \sigma(\vartheta) &= \sigma_0(\vartheta) [p_x K_x^{x'}(\vartheta) + p_z K_z^{x'}(\vartheta)]; \\ p_{z'}(\vartheta) \sigma(\vartheta) &= \sigma_0(\vartheta) [p_x K_x^{z'}(\vartheta) + p_z K_z^{z'}(\vartheta)]. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

При этом $K_x^{x'}$, $K_y^{y'}$ и $K_z^{z'}$ — четные функции от угла рассеяния ϑ и не исчезают при $\vartheta = 0$.

Иногда используются вольфенштейновские обозначения для коэффициентов передачи поляризации: параметр деполяризации

$D = Ky'$ и параметры вращения поляризации $R \equiv K_x^{x'}$, $A \equiv K_z^{x'}$; $R' \equiv K_x^{z'}$; $A' \equiv K_z^{z'}$. Эти обозначения используются только для реакций $1/2 + A \rightarrow B + 1/2$, при которых четность не меняется. Поляризационные наблюдаемые величины p_i , $K_i^{z'}$ заключены в пределах от -1 до $+1$.

Для реакций со спиновой структурой $1/2 + 0 \rightarrow 0 + 1/2$ связь между поляризацией и анализирующей способностью имеет вид $p_y = \pm A_y$, где «+» отвечает ситуации, когда внутренняя четность сталкивающихся частиц не меняется, а «-» — изменению внутренней четности.

Для реакций со спиновой структурой $1 + A \rightarrow B + 1/2$ помимо поляризации вылетающих частиц при неполяризованных падающих $p_{0y'} = (\text{Tr } \hat{S} \hat{S}^+ \sigma_{y'}) (\text{Tr } \hat{S} \hat{S}^+)^{-1}$ необходимо вводить два типа анализирующих способностей: векторную $A_\alpha = (\text{Tr } \hat{S} \hat{\mathcal{P}}_\alpha \hat{S}^+) \times (\text{Tr } \hat{S} \hat{S}^+)^{-1}$ и тензорную $A_{\alpha\beta} = (\text{Tr } \hat{S} \hat{\mathcal{P}}_{\alpha\beta} \hat{S}^+) (\text{Tr } \hat{S} \hat{S}^+)^{-1}$ и два коэффициента передачи поляризации: от векторной поляризации налетающей частицы к векторной поляризации вылетающей и от тензорной поляризации падающей к векторной поляризации вылетающей частицы. Эти коэффициенты передачи поляризации определяются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} K_j^{i'} &= (\text{Tr } \hat{S} \hat{\mathcal{P}}_j \hat{S}^+ \sigma_{i'}) (\text{Tr } \hat{S} \hat{S}^+)^{-1}; \\ K_{ij}^{i'} &= (\text{Tr } \hat{S} \hat{\mathcal{P}}_{ij} \hat{S}^+ \sigma_{i'}) (\text{Tr } \hat{S} \hat{S}^+)^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Дифференциальное сечение процесса σ и компоненты поляризации вылетающей частицы p_i выражаются с учетом (19) следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 (1 + 3p_y A_y / 2 + 2p_{xz} A_{xz} / 3 + \\ &+ p_{xx} A_{xx} / 3 + p_{yy} A_{yy} / 3 + p_{zz} A_{zz} / 3); \\ p_x \cdot \sigma &= \sigma_0 (3p_x K_x^{x'} / 2 + 3p_z K_z^{x'} / 2 + \\ &+ 2p_{xy} K_{xy}^{x'} / 3 + 2p_{yz} K_{yz}^{x'} / 3); \\ p_y \cdot \sigma &= \sigma_0 (p_{0y'} + 3p_y K_y^{y'} / 2 + 2p_{xz} K_{xz}^{y'} / 3 + \\ &+ p_{xx} K_{xx}^{y'} / 3 + p_{yy} K_{yy}^{y'} / 3 + p_{zz} K_{zz}^{y'} / 3); \\ p_z \cdot \sigma &= \sigma_0 (3p_x K_x^{z'} / 2 + 3p_z K_z^{z'} / 2 + \\ &+ 2p_{xy} K_{xy}^{z'} / 3 + 2p_{yz} K_{yz}^{z'} / 3). \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Ось квантования z направлена вдоль падающего пучка, ось y — вдоль $[\mathbf{k}_{in} \times \mathbf{k}_{out}]$, ось x находится в плоскости реакции, так что (x, y, z) образуют правую систему. Хотя падающий пучок может содержать все три компоненты p_x , p_y , p_z вектора поляризации, сечение чувствительно только к p_y компоненте. Нормировка здесь такова, что величины первого порядка изменяются от -1

до +1. Величины второго порядка p_{xy} , p_{yz} и p_{xz} изменяются от $-3/2$ до $+3/2$, компоненты p_{xx} , p_{yy} , p_{zz} , A_{xx} , A_{yy} и A_{zz} изменяются от -2 до $+1$. Величины $p_{\alpha\alpha}$ и $A_{\alpha\alpha}$, как и операторы $\mathcal{P}_{\alpha\alpha}$, не являются линейно-зависимыми, а именно $p_{xx} + p_{yy} + p_{zz} = 0$, и аналогично для анализирующих способностей $A_{xx} + A_{yy} + A_{zz} = 0$, так что лишь четыре из пяти анализирующих способностей независимы. Величины A_{xx} , A_{yy} , A_{zz} , $K_x^{x'}$, $K_y^{y'}$, $K_z^{z'}$, $K_{xy}^{z'}$, $K_{xz}^{y'}$ и $K_{yz}^{x'}$ являются четными функциями угла ϑ и не исчезают при $\vartheta = 0$.

Анализирующие способности $A_{ij}(\vartheta)$ в декартовой системе следующим образом связаны с анализирующими способностями $T_{kq}(\vartheta)$ в сферической системе координат:

$$\left. \begin{aligned} A_y &= 2iT_{11}/\sqrt{3}; \quad A_{zz} = \sqrt{2}T_{20}; \\ A_{xx} &= \sqrt{3}T_{22} - T_{20}/\sqrt{2}; \quad A_{xz} = -\sqrt{3}T_{21}; \\ A_{yy} &= -\sqrt{3}T_{22} - T_{20}/\sqrt{2}; \quad (A_{xx} - A_{yy})/2 = \sqrt{3}T_{22}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Значения A_y , $p_{y'}$ и $K_{y'}^{y'}$ заключены между ± 1 ; A_{xz} , $K_{xz}^{y'}$ и т. п. — между $\pm 3/2$; $K_{xx}^{x'}$, $K_{zz}^{z'}$ и т. п. — между ± 2 . Напомним, что мы пользуемся различными системами координат для падающей (система с осью z вдоль \mathbf{k}_i) и вылетающей (система с осью z' вдоль \mathbf{k}_f) частиц. Оси y и y' совпадают, а x и x' выбираются так, чтобы обе системы были правыми.

Для реакций со спиновой структурой $1/2 + A \rightarrow B + 1$ имеем:

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 (1 + p_y A_y); \quad p_{x'z'}\sigma = \sigma_0 (p_{0x'z'} + p_y K_y^{x'z'}); \\ p_x\sigma &= \sigma_0 (p_x K_x^{x'} + p_z K_z^{x'}); \quad p_{y'z'}\sigma = \sigma_0 (p_x K_x^{y'z'} + p_z K_z^{y'z'}); \\ p_{y'}\sigma &= \sigma_0 (p_{0y'} + p_y K_y^{y'}); \quad p_{x'x'}\sigma = \sigma_0 (p_{0x'x'} + p_y K_y^{x'x'}); \\ p_z\sigma &= \sigma_0 (p_x K_x^{z'} + p_z K_z^{z'}); \quad p_{y'y'}\sigma = \sigma_0 (p_{0y'y'} + p_y K_y^{y'y'}); \\ p_{x'y'}\sigma &= \sigma_0 (p_x K_x^{x'y'} + p_z K_z^{x'y'}); \quad p_{z'z'}\sigma = \sigma_0 (p_{0z'z'} + p_y K_y^{z'z'}). \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Обозначения в этих формулах очевидны. Например,

$$K_y^{y'y'} = (\text{Tr } \hat{S}\sigma_y \hat{S}^+ \mathcal{P}_{y'y'}) (\text{Tr } \hat{S}\hat{S}^+)^{-1}. \quad (23)$$

Величины $K_x^{x'}$, $K_y^{y'}$, $K_z^{z'}$, $K_z^{x'y'}$, $K_x^{y'z'}$, $K_y^{z'x'}$, $p_{0x'y'}$, $p_{0y'y'}$, $p_{0z'z'}$ являются четными функциями угла. Величины $p_{i'}$, A_i , $p_{i'j}$ заключены в следующих пределах: $-1 \leq p_{i'}$, $A_i \leq +1$; $-2 \leq p_{i'j'} \leq +1$.

Если мы хотим рассмотреть реакцию со спиновой структурой $1 + A \rightarrow B + 1$ в декартовой системе координат, помимо анализирующих способностей A_i , A_{ij} , поляризаций для неполяризованных падающих частиц $p_{0i'}$ и коэффициентов передачи поляризации (векторная \rightarrow тензорная) и (тензорная \rightarrow векторная) необ-

ходимо ввести коэффициенты передачи поляризации от тензорной поляризации падающей частицы к тензорной же поляризации вылетающей частицы:

$$K_{ij}^{i'j'} = (\text{Tr } \hat{S} \mathcal{P}_{ij} \hat{S}^+ \mathcal{P}_{i'j'}^+) (\text{Tr } \hat{S} \hat{S}^+)^{-1}. \quad (24)$$

Дифференциальные сечения и поляризации, выраженные через анализирующие способности, поляризации при неполяризованных падающих частицах и коэффициенты передачи поляризации, приведены в работе [24].

Для реакций со спиновой структурой $1/2 + 1/2 \rightarrow A + B$ сечение выражается через анализирующие способности (чтобы различать падающую частицу и мишень, величины, относящиеся к последней, будут снабжаться индексом T) и коэффициенты корреляции поляризаций

$$C_{ij} = (\text{Tr } \hat{S} \hat{\sigma}_i \sigma_j^T \hat{S}^+) (\text{Tr } \hat{S} \hat{S}^+)^{-1}. \quad (25)$$

Тогда сечение процесса при поляризованных падающей частице и мишени выражается через анализирующие способности и корреляции поляризаций следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma = \sigma_0 (1 + p_y A_y + p_y^T A_y^T + p_x p_x^T C_{xx} + p_y p_y^T C_{yy} + \\ + p_z p_z^T C_{zz} + p_z p_x^T C_{zx} + p_x p_z^T C_{xz}). \end{aligned} \quad (26)$$

В последнем выражении величины C_{xx} , C_{yy} и C_{zz} — четные функции углов. Величины C_{ij} изменяются в пределах от -1 до $+1$.

Для анализирующей способности $A(a, b)$ b' -реакций, где конечные частицы b и b' либо тождественны, либо принадлежат к изоспиновому дублету, соотношения симметрии дают $A_{h_q}(\vartheta) = (-)^q A_{h_q}(\pi - \vartheta)$. Это соотношение является точным, если $b = b'$, и нарушается кулоновским взаимодействием, приводящим к смешиванию по изоспину [25].

Инвариантность по отношению к операции обращения времени приводит к следующему соотношению между равенствами (6) и величинами $A \begin{pmatrix} J_1 J_2 J_3 J_4 \\ M_1 M_2 M_3 M_4 \end{pmatrix}$ [23]:

$$\begin{aligned} A(\text{прямая}) (\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j) = \\ = (-)^{J_1+M_1+J_2+M_2+J_3+M_3+J_4+M_4} A(\text{обратная}) (-\mathbf{k}_j, -\mathbf{k}_i). \end{aligned}$$

Отсюда следуют различные соотношения для наблюдаемых поляризационных величин, в частности: $A_y(\text{прямая}) = p_y(\text{обратная})$. Для упругого рассеяния, кроме того, $K_x^z(\text{прямая}) = -K_x^z(\text{обратная})$.

Коснемся теперь вопроса об определении из поляризационных экспериментов S -матрицы. Вопрос ставится следующим образом. Какие необходимо провести поляризационные эксперименты, что-

бы при данных угле и энергии определить все $N = (2j_1 + 1) \times (2j_2 + 1) (2j_3 + 1) (2j_4 + 1)$ комплексных матричных элементов S -матрицы [26]? В работе [27] получены достаточные условия для определения набора поляризационных экспериментов.

При малых энергиях и особенно в резонансной области, когда в мультипольном разложении существенно лишь небольшое число матричных элементов, пользуются частными случаями формулы (10). Для наблюдаемых величин первого порядка разложение $t_{kq}(\theta) \sigma_0(\theta)$ или анализирующей способности по полиномам Лежандра $P_L(\theta)$ позволяет отделить произведения $S_1 S_2^*$, отвечающие одной четности матричных элементов, от произведений, отвечающих различным четностям. Если в районе изолированного резонанса существует лишь один матричный элемент, отношение коэффициентов разложения $a_{kq}(L)/a_{00}(0) \equiv d_{kq}(L)$ (величина $a_{00}(0)$ — интегральное сечение реакции) вообще не зависит от S , а между величинами $d_{kq}(L)$ имеют место весьма простые соотношения. Например, для $L = 2$

$$d_{20}(2) = -\sqrt{6} d_{21}(2)/2 = \sqrt{6} d_{22}(2). \quad (27)$$

Эти соотношения выполняются с очень хорошей степенью точности, например, для ${}^3\text{H}(\mathbf{d}, n){}^4\text{He}$ -реакции в районе $3/2^+$ -резонанса при энергии 107 кэв. Некоторые случаи более сложных ситуаций были рассмотрены Сейлером [28].

2. МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

При постановке экспериментов по изучению поляризации частиц реализуются различные схемы, методической основой которых является определение асимметрий в угловых распределениях продуктов, образующихся в ядерных реакциях с поляризованными частицами. Ниже рассмотрим методические вопросы экспериментов с частицами средних энергий (1—50 Мэв).

Поляризационные исследования требуют проведения экспериментов по двойному и тройному рассеянию. В связи с успехами в получении и ускорении поляризованных частиц и создании поляризованных мишеней открываются новые возможности для изучения поляризационных явлений в ядерных реакциях.

Двойное рассеяние. Начиная с первых экспериментов Бишопа в 1952 г. [7] и до настоящего времени подавляющее число исследований поляризации на ускорителях с неполяризованными пучками частиц выполнено по схеме, приведенной на рис. 1. Начальный неполяризованный пучок частиц падает на первую мишень M . В результате ядерной реакции (или упругого рассеяния) из этой мишени вылетают поляризованные частицы, для определения степени поляризации которых используют, как правило, упругое

рассеяние на второй мишени, называемой анализатором. Два детектора, расположенных под одинаковыми углами ϑ относительно направления вылета частиц из второй мишени, регистрируют разные числа частиц. Это различие в интенсивностях можно использовать для определения поляризации $p(\vartheta)$.

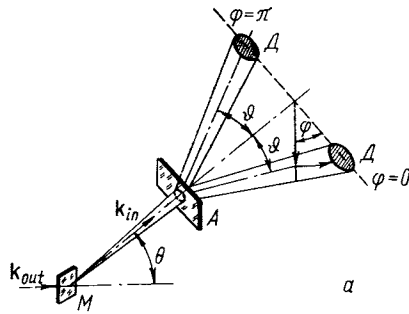
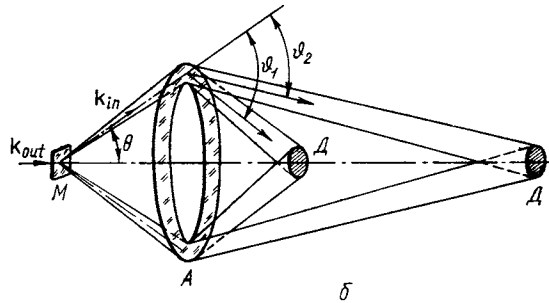


Рис. 1. Схемы поляризационных экспериментов: *a* — методика по измерению лево-правой асимметрии; *b* — поляризационный эксперимент в кольцевой геометрии; *M* — мишень; *A* — анализатор; *D* — детектор (описание других обозначений в тексте)



Если пучок частиц, вылетающих из первой мишени под углом Θ , имеет поляризацию p , то дифференциальное сечение второй реакции (рассеяния) зависит от углов ϑ и φ . Анализ поляризации пучка частиц со спином $1/2$ основан на том, что интенсивность рассеянных под углами ϑ и φ частиц определяется формулой (18) и имеем вид

$$I(\vartheta, \varphi) = I_0(\vartheta) [1 + p_y A_y(\vartheta)] = I_0(\vartheta) [1 + A(\vartheta)(\mathbf{p}\mathbf{n})], \quad (28)$$

где поляризационная (анализирующая) способность анализатора известна для некоторых углов в так называемой право-левой геометрии и во всем интервале углов для кольцевой геометрии (см. ниже). По Базельской конвенции [29] за положительное направление поляризации частиц принимается направление единичного вектора

$$\mathbf{n} = [\mathbf{k}_{in} \times \mathbf{k}_{out}] / |\mathbf{k}_{in} \times \mathbf{k}_{out}|^{-1}. \quad (29)$$

Этот вектор перпендикулярен плоскости, в которой происходит рассеяние. Угол между вектором \mathbf{n} и поляризацией \mathbf{p} , которую необходимо определить, обозначим φ : $\mathbf{np} = |p| \cos \varphi$ (угол φ отсчитывается от оси y , а не от оси x , как обычно!). Обозначим L интенсивность при $\varphi = 0^\circ$ (рассеяние влево) и R — интенсивность при $\varphi = 180^\circ$ (рассеяние вправо): $L = I_0 (1 + pA)$; $R = I_0 (1 - pA)$. Тогда асимметрия рассеяния

$$\varepsilon = pA = (L - R)/(L + R). \quad (30)$$

Разделив асимметрию ε на известную для угла ϑ анализирующую способность A , получим искомое значение поляризации пучка p . Схема эксперимента по двойному рассеянию дана на рис. 1, а.

Одна из главных трудностей эксперимента по измерению поляризации связана с проблемой интенсивности. Эффективным решением этой проблемы является схема поляризационного эксперимента с кольцевым анализатором, применение которого позволяет увеличить интенсивность частиц после второго рассеяния в 40—50 раз по сравнению с поляриметром лево-правой асимметрии. Определение поляризации в такой геометрии (см. рис. 1, б) основано на сравнении интенсивностей N_1 и N_2 , измеренных двумя (или несколькими) детекторами, которые установлены под одним и тем же азимутальным углом φ , но под разными углами второго рассеяния ϑ_1 и ϑ_2 .

Для кольцевой геометрии поляризационного эксперимента имеют место следующие соотношения:

$$\varepsilon = (N_1 - GN_2)/(N_2 + GN_2); \quad (31)$$

$$\varepsilon = p(\Theta) [A(\vartheta_1) - A(\vartheta_2)] / \{p(\Theta) [A(\vartheta_1) + A(\vartheta_2)] - 2\}, \quad (32)$$

где G — нормировочный фактор, учитывающий различие в геометрических положениях детекторов. Поляризационный эксперимент в кольцевой геометрии впервые осуществлен в Дубне [30].

Отметим, что выражения (30) — (32) содержат две возможности получения поляризационных данных:

а) исследование характеристик первого рассеяния или реакции по экспериментальным данным L и R (или N_1 и N_2) — определяется асимметрия ε и далее по известной анализирующей способности второй мишени $A(\vartheta)$ вычисляется поляризация $p(\Theta)$;

б) изучение рассеяния на второй мишени — по известной поляризации $p(\Theta)$ и определенной из эксперимента асимметрии ε получают информацию об анализирующей способности $A(\vartheta)$.

Варьируя углы Θ и ϑ , можно подробно исследовать величины $p(\Theta)$ и $A(\vartheta)$.

Для получения данных по усредненным угловым зависимостям поляризации интересен предложенный Е. А. Романовским [31]

высокоэффективный метод, основанный на анализе спектров обратного упругого рассеяния поляризационных протонов толстыми мишенями. При работе с неполяризованным пучком фиксированной энергии метод толстых мишеней позволяет получать данные об усредненных энергетических зависимостях поляризации при упругом рассеянии протонов ядрами.

Определение поляризации частиц со спином 1. Более сложным, чем анализ поляризации частиц со спином $1/2$, является случай поляризации частиц со спином 1 [32]. Интенсивность рассеянных под углами ϑ и φ частиц дается формулой (20).

Кроме системы координат x, y, z (ось z направлена вдоль падающего пучка, ось y — вдоль вектора $[\mathbf{k}_{in} \times \mathbf{k}_{out}]$, ось x находится в плоскости реакции, так что x, y, z образуют правую систему) введем в рассмотрение систему X, Y, Z (ось Z по-прежнему выбрана вдоль пучка, а ось Y — таким образом, чтобы вектор поляризации лежал в плоскости YZ).

Угол между плоскостями yz и YZ обозначим φ , а поляризационным наблюдаемым величинам в этой новой системе отсчета будем приписывать индексы X, Y, Z . В таких обозначениях интенсивность под углами ϑ и φ имеет следующее выражение:

$$\begin{aligned}
 I(\vartheta, \varphi) = I_0(\vartheta) \{ & 1 + 3(p_x \sin \varphi + p_y \cos \varphi) A_y(\vartheta)/2 + \\
 & + 2(p_{xz} \cos \varphi - p_{yz} \sin \varphi) A_{xz}(\vartheta)/3 + \\
 & + [(p_{xx} - p_{yy}) \cos 2\varphi - 2p_{xy} \sin 2\varphi] \times \\
 & \times [A_{xx}(\vartheta) - A_{yy}(\vartheta)]/6 + P_{zz} A_{zz}(\vartheta)/2 \}.
 \end{aligned} \quad (33)$$

Анализирующие способности $A_y(\vartheta)$, $A_{xz}(\vartheta)$, $A_{xx}(\vartheta) - A_{yy}(\vartheta)$, $A_{zz}(\vartheta)$ предполагаются известными.

Интенсивности, измеренные под одним и тем же углом рассеяния ϑ , но под разными азимутальными углами $\varphi = 0, 180, 270$ и 90° (влево, вправо, вверх и вниз), обозначим соответственно L, R, U и D . Отсюда можно получить пять асимметрий для определения p_x, p_y и p_{IK} :

$$\left. \begin{aligned}
 A_1 &= (L - R)(L + R)^{-1}; \quad A_2 = (U - D)(U + D)^{-1}; \\
 A_3 &= \frac{2(L - R)}{L + R + U + D}; \quad A_4 = \frac{2(U - D)}{L + R + U + D}; \\
 A_5 &= \frac{(L + R) - (U + D)}{L + R + U + D}.
 \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Если, пользуясь формулой (33), выразить асимметрии через поляризации и анализирующие способности, то получим, что в это выражение не входит p_{xy} . Это связано со специальным выбором азимутальных углов φ . Если вместо набора $\varphi = 0, 180, 270$ и 90° производить измерения при $\varphi = 45, 225, 315$ и 135° (L', R', U', D'), то вместо величины A_5 получим асимметрию A'_5 ,

которая уже зависит от p_{XY} :

$$A'_5 = \frac{-p_{XY}(A_{xx} - A_{yy})/3}{1 + p_{ZZ}A_{zz}/2}. \quad (35)$$

Естественно, только четыре из указанных пяти асимметрий являются независимыми величинами и одного набора измерений недостаточно для определения неизвестных поляризаций p_X , p_Y , p_{XY} , p_{YZ} , p_{XZ} , $(p_{XX} - p_{YY})$, p_{ZZ} . Поэтому необходимо произвести еще один эксперимент, в котором анализирующий пучок был бы предварительно повернут без деполяризации внешним электрическим или магнитным полем.

Ситуация существенно упрощается в следующих практически важных случаях:

а) когда хотят определить параметры поляризации пучка, созданного в источнике поляризованных частиц, для которого известно направление поляризующего магнитного поля, но эффективные заселенности подуровней N_{+1} , N_0 , N_{-1} , связанные с поляризацией пучка соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} p_Z &= (N_{+1} - N_{-1}) / (N_{+1} + N_0 + N_{-1}); \\ p_{ZZ} &= (N_{+1} - 2N_0 + N_{-1}) / (N_{+1} + N_0 + N_{-1}) \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

(ось Z направлена вдоль поля), точно не известны;

б) когда известны параметры поляризации пучка частиц из источника и направление ориентирующего поля, а определение подлежат неизвестные анализирующие способности;

в) когда анализируемый пучок создан в результате реакции, вызванной неполяризованным пучком, и направление вектора поляризации заведомо перпендикулярно плоскости реакции.

Для случаев а) и б), обозначая угол между направлением пучка и ориентирующего поля α , получаем для определения асимметрий следующие выражения:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{3p_Z \sin \alpha A_{yy}/2}{1 + p_{ZZ}(\sin^2 \alpha A_{yy} + \cos^2 \alpha A_{zz})/2}; \\ A_2 &= \frac{p_{ZZ} \sin \alpha \cos \alpha A_{xz}}{1 + p_{ZZ}(\sin^2 \alpha A_{xx} + \cos^2 \alpha A_{zz})/2}; \\ A_3 &= \frac{3p_Z \sin \alpha A_{y}/2}{1 + p_{ZZ}(3 \cos^2 \alpha - 1) A_{zz}/4}; \\ A_4 &= \frac{p_{ZZ} \sin \alpha \cos \alpha A_{xz}}{1 + p_{ZZ}(3 \cos^2 \alpha - 1) A_{zz}/4}; \\ A_5 &= \frac{-p_{ZZ} \sin^2 \alpha (A_{xx} - A_{yy})/4}{1 + p_{ZZ}(3 \cos^2 \alpha - 1) A_{zz}/4}; \\ A'_5 &= 0. \end{aligned} \quad (37)$$

Если направление магнитного поля совпадает с направлением пучка, то анализ особенно прост, так как сечения зависят лишь от P_{zz} .

$$L = R = U = D = I_0 (1 + p_{zz} A_{zz}/2). \tag{38}$$

На практике определение тензоров второго ранга в поляризации дейтронов при малых энергиях можно производить с помощью ^3He в качестве анализатора. Для резонанса $3/2^+$ при энергии 430 кэВ $^3\text{He} (d, p) ^4\text{He}$ -реакции анализирующие способности равны [33]:

$$\left. \begin{aligned} A_y &= 0; \\ A_{xz} &= -3\kappa \sin \vartheta \cos \vartheta/2; \\ (A_{xx} - A_{yy})/2 &= -3\kappa \sin^2 \vartheta/4; \\ A_{zz} &= -\kappa (3 \cos^2 \vartheta - 1)/2, \kappa \approx 0,90. \end{aligned} \right\} \tag{39}$$

Схема эксперимента по анализу поляризации частиц со спином 1 с использованием ^3He в качестве анализатора тензорной:

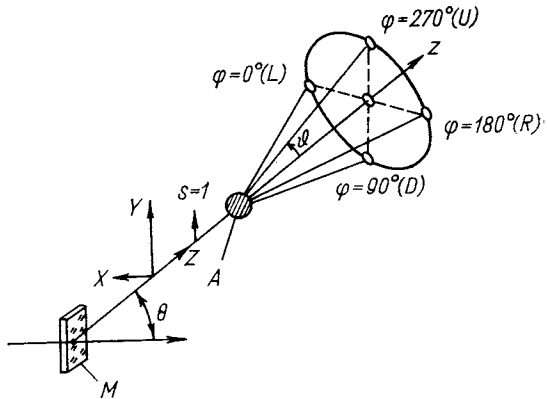


Рис. 2. Схема эксперимента по анализу поляризации частиц со спином 1:

M — мишень; A — анализатор (описание других обозначений в тексте)

поляризации дейтронов приведена на рис. 2. Угол рассеяния ϑ выбирается $54,7^\circ$. При $\vartheta = 0$ величина $A_{zz} = -\kappa$; если $\vartheta = 54,7^\circ$, то $A_{zz} = 0$. Отношение выхода при $\vartheta = 0$ к сумме выходов остальных четырех детекторов определяет p_{zz} , а величины p_{xz} , p_{yz} и $p_{xx} - p_{yy}$ определяются из асимметрий. Наконец, повернув детекторы на 45° , получим p_{xy} .

Тройное рассеяние. Дальнейшим развитием экспериментов по двойному рассеянию являются эксперименты с тройным рассеянием, позволяющие извлечь ценную информацию о более сложных поляризационных параметрах (деполяризация, коэффициенты передачи поляризации и др.). Первое рассеяние служит для получения пучка с известной поляризацией p_1 . Во втором

рассеянии исследуется взаимодействие поляризованного пучка с мишенью, в результате которого возникает некоторая новая поляризация p_2 , которая и анализируется в третьем рассеянии. Постановка экспериментов по двойному и тройному рассеянию представляет значительные методические трудности. Использование поляризованных пучков и мишеней позволяет сократить число рассеяний на одно и тем самым создается реальная возможность, с одной стороны, расширить существующие программы изучения поляризации, а с другой — впервые осуществить некоторые поляризационные эксперименты.

Уместно подчеркнуть, что сведения экспериментов по тройному рассеянию к экспериментам по двойному рассеянию при использовании ускоренного поляризованного пучка по-прежнему оставляет в ряду актуальных задач дальнейшее развитие метода двойного рассеяния. Удачным примером такого развития можно назвать предложение Балашко [34] о применении методики поляризационного эксперимента в кольцевой геометрии [30] для изучения передачи поляризации, в частности, в (d, p) -реакции.

Эксперименты по измерению передачи поляризации в двойном рассеянии. Рассмотрим ситуацию, когда образующиеся в результате какой-либо реакции частицы со спином $1/2$ имеют

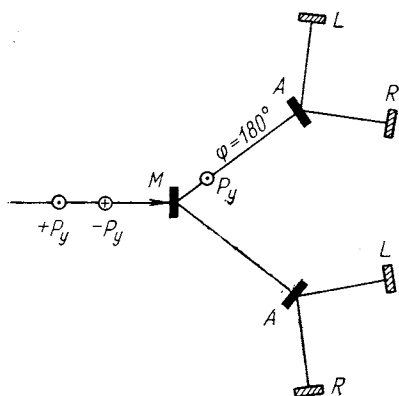


Рис. 3. Схема эксперимента по измерению передачи поляризации в двойном рассеянии:

M — мишень; A — анализатор; L, R — детекторы

лишь компоненту поляризации p_y вдоль оси y (рис. 3). Тогда, согласно формулам (22), сечение и p_y -компонента поляризации вылетающих в реакции $1/2 + A \rightarrow B + 1/2$ (первое рассеяние) частиц выражаются через анализирующую способность $A_y(\vartheta)$, параметр деполяризации $K_y'(\vartheta)$ и поляризацию $p_{0y}'(\vartheta)$ при неполяризованных падающих частицах следующим образом:

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_0 [1 + p_y A_y(\vartheta)]; \quad (40)$$

$$p_y \sigma = \sigma_0 [p_{0y}'(\vartheta) + p_y K_y'(\vartheta)]. \quad (41)$$

Анализирующую способность второго рассеяния предполагаем известной и равной A_{2y} ; сечение σ_2 известно (угол второго рассеяния постоянен и далее в записи формул опускается). Тогда интенсивности, измеряемые после второго рассеяния, будут определяться формулами

$$\begin{aligned} L &= II_2 [1 + p_y A_y + (p_{0y'} + p_y K_y^{y'}) A_{2y}], \\ R &= II_2 [1 + p_y A_y - (p_{0y'} + p_y K_y^{y'}) A_{2y}]. \end{aligned} \quad (42)$$

Заметим, что для упругого рассеяния частиц со спином $1/2$ на ядрах со спином 0 величина $K_y^{y'} = 1$. Поэтому отклонение $K_y^{y'}$ от единицы указывает на наличие спин-спинового члена в оптическом потенциале.

Изменение знака поляризации падающих частиц с $+p_y$ на $-p_y$ в реакции, где создается падающий пучок (это можно сделать изменением направления магнитного поля, если поляризованный пучок получается в источнике, или азимутального угла, если он образуется в результате реакции), и изменение азимутального угла рассеяния на мишени с $\varphi = 0$ (эксперимент «+») на $\varphi = 180^\circ$ (эксперимент «-») дают интенсивности $L_{++}, R_{++}, R_{-+}, L_{-+}, R_{+-}, L_{+-}, R_{--}, L_{--}$. Из полученных интенсивностей находится величина деполаризации $K_y^{y'} \equiv D$.

Эксперимент по измерению спин-спиновых корреляций в начальном состоянии. Геометрия такого эксперимента для $1/2 \leftrightarrow 1/2$ -корреляций не отличается от геометрии обычного эксперимента по двойному рассеянию и его анализ проводится с помощью формулы (26):

$$I = I_0(\vartheta) [1 + p_y A_y(\vartheta) - p_y^T A_y^T(\vartheta) + p_y p_y^T C_{yy}(\vartheta)], \quad (43)$$

где индекс T указывает, что соответствующая величина относится к мишени. Векторы поляризации пучка и мишени направлены вдоль оси y . Для интенсивности рассеяния вправо и влево получаем:

$$\left. \begin{aligned} L &\sim 1 + p_y A_y + p_y^T A_y^T + p_y p_y^T C_{yy}; \\ R &\sim 1 - p_y A_y - p_y^T A_y^T + p_y p_y^T C_{yy}. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

что позволяет, зная поляризацию частиц и ядер мишени, определить коэффициент корреляции поляризации C_{yy} .

Анализаторы поляризации. Наряду с требованием измерения асимметрии ε с наименьшей погрешностью в зависимости от типа эксперимента необходимо иметь достаточно подробные и точные данные об анализирующей способности A или поляризации p [см. выражения (30) — (32)]. Выбор рассеивателя — анализатора поляризации зависит от условий эксперимента. В качестве анализаторов обычно применяют ядра со спином 0 , для которых фазо-

вый анализ рассеяния выполнен достаточно полно и их анализирующая способность известна. Величину A_y можно определить из двойного рассеяния, а также методом обратных реакций. Чаще всего для нахождения поляризации используются ядра гелия и углерода, данные об анализирующей способности которых получены из экспериментов по двойному рассеянию в широком энергетическом и угловом интервалах.

Ложная асимметрия. При исследовании поляризационных эффектов необходимо знать вклад, обусловленный так называемой ложной асимметрией. В реальных экспериментах определяется асимметрия, представляющая сумму истинной и ложной. Так, при определении поляризации по измерению асимметрии после рассеяния «влево-вправо» источниками ложной асимметрии могут быть неточность изготовления поляриметрического блока и установки анализатора, погрешность регулировки поляриметра относительно направления ионного пучка, смещение центров детекторов относительно осей каналов, различие в эффективности детекторов, применяемых для регистрации частиц и др. Поэтому необходимо проводить контрольные и градуировочные эксперименты. Описание способов устранения или строгого учета вклада различных источников в ложную асимметрию можно найти, например, в работах [30, 35].

Пучки поляризованных частиц. Получение из экспериментов по двойному и тройному рассеянию исключительно важной информации сопряжено с преодолением больших методических трудностей, обусловленных малой интенсивностью регистрируемых частиц. Кроме того, наблюдаемый эффект мал еще и потому, что при первом рассеянии пучок редко поляризуется на 100%, а последнее рассеяние не является совершенным анализатором.

Необходимо соблюдать точную геометрию, так как сечение реакции может сильно зависеть от угла. Источником погрешностей может быть недостаточная точность данных о поляризационных (анализирующих) свойствах мишеней. В значительной мере перечисленные трудности удается преодолеть двумя способами: в первом используется поляризованный ускоренный пучок, во втором — мишень из поляризованных ядер.

В 1956 г. была сформулирована идея о возможности получения пучка поляризованных частиц с помощью источника поляризованных ионов, установленного на ускорителе [36], а в 1960 г. впервые были получены поляризованные протоны [29]. С этого времени начинается новый период в изучении поляризации в ядерных реакциях. Труды симпозиумов по поляризационным явлениям [16, 29, 37, 38] наглядно иллюстрируют основные этапы развития методов и техники получения поляризованных пучков. В данной работе приведены краткие сведения о достижениях в получении поляризованных пучков. Подробное обсуждение вопросов полу-

чения и ускорения пучков поляризованных частиц можно найти в специальных обзорах [39].

Существует два типа источников поляризованных ионов: источник ионизации атомного пучка и источник на основе метода Лэмба. В источнике первого типа, действующем по методу разделения компонент сверхтонкого расщепления основного состояния атома водорода в неоднородном магнитном поле, атомы пучка ионизируются электронным ударом. В различных лабораториях на действующих ускорителях реализованы два варианта этого физического принципа действия источника поляризованных ионов: ионизация в слабом [40] или сильном [41] магнитном поле.

В 1950 г. Лэмб [42] предложил идею об использовании метастабильного состояния атома водорода на одной из стадий получения поляризованных ионов водорода, а в 1964 г. была доказана возможность технической реализации источника отрицательных ионов с поляризованными протонами и дейтонами [43].

В настоящее время более 40 ускорителей дают пучки поляризованных протонов и дейтонов [38]. Недавно были получены поляризованные пучки тритонов, ^3He , ^6Li и ^{23}Na . Сведения об установках, которые по параметрам поляризованных пучков являются лучшими для данного типа ускорителя, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры ускорителей с пучками поляризованных ионов

Лаборатория, год получения поляризованного пучка	Тип ускорителя	Тип частиц	Степень поляризации пучка (эксп.)	Интенсивность пучка из ускорителя, μA	Энергия пучка, Мэв
Карнеги (США), 1962	Ускоритель Ван-де-Граафа	H^+	$\sim 0,35$	7—10	0,35—3
Беркли (США), 1969	Циклотрон	H^+	0,8	200—300	9—55
		D^+	0,54; 0,8	200—300	12—65
Стэнфорд (США), 1970	Тандем Ван-де-Граафа	H^-	0,67	40—100	2—18
		D^-	0,47	—	—
Гейдельберг (ФРГ), 1973	То же	$^6\text{Li}^-$	$> 0,46$	30—180	4—24
		$^{23}\text{Na}^-$	—	2	6—36
Вилиген (Швейцария), 1975	Двухступенчатый циклотрон	H^+	0,65	30—200	10—75; 590
		D^+	—	30—200	10—65
ТРИУМФ (Канада), 1975	Циклотрон	H^-	0,80	< 200	200—500
Бирмингам (Англия), 1975	»	$^3\text{He}^+$	0,38	0,15	33,4
Лос-Аламос (США), 1975	Тандем Ван-де-Граафа	H^-	0,85	100—200	2—18
		T^-	0,85	50—150	—

Из этой таблицы видно, что изучение поляризационных эффектов в ядерных реакциях доступно в широком энергетическом

интервале: от 0,35 до 590 Мэв. Создание источников поляризованных ионов ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ позволит быстро освоить получение пучков ионов других щелочных металлов: ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{39,41}\text{K}$, ${}^{85}\text{Rb}$ и ${}^{133}\text{Cs}$.

Поляризованные мишени. Наряду с получением поляризованных пучков имеется еще один эффективный способ преодоления трудностей экспериментов с многократным рассеянием — использование мишеней с поляризованными ядрами.

В настоящее время достигнуты некоторые успехи в создании поляризованных мишеней для изучения ядерных реакций при низких энергиях: созданы протонная и дейтронная мишени, мишени из ${}^3\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Один из методов получения поляризованных мишеней основан на использовании динамической поляризации в твердом диамagnetике с парамагнитными примесями. Этим способом достигнута поляризация протонов ($\sim 50\%$) в монокристалле лантан-магниевого двойного нитрата с 1%-ной примесью неодима. Результаты первых экспериментов по исследованию ядерных реакций при низких энергиях с протонными мишенями содержатся в работах [44]. На основе метода динамической поляризации была создана поляризованная дейтронная мишень, на которой исследовалось рассеяние поляризованных нейтронов малых энергий, позволившее сделать выбор между двумя наборами длин рассеяния [45].

Для создания поляризованной ${}^3\text{He}$ -мишени используется метод оптической накачки, с помощью которого удастся достигнуть 40%-ной поляризации ядер ${}^3\text{He}$. Примеры успешного получения таких мишеней и их применения для решения ядерно-физических задач можно найти в сообщениях [46]. В работе [47] описана поляризованная мишень ${}^6\text{Li}$, которая получена с использованием атомарного пучка поляризованных атомов ${}^6\text{Li}$.

Создание поляризованных мишеней на основе большинства методов в экспериментальном отношении определяется развитием техники получения сверхнизких температур. Эти сложные разработки превратились в самостоятельную область, лежащую на границе ядерной физики и физики твердого тела. Подробное обсуждение методов поляризации ядер и вопросов постановки экспериментов на поляризованных мишенях с обстоятельной библиографией содержится в работах [9, 16, 37, 48].

Для поляризации тяжелых ядер, по-видимому, наиболее перспективными являются равновесно-тепловые методы. Они заключаются или в поляризации непосредственно ядерных спинов сильным магнитным полем при глубоком охлаждении — метод грубой силы, или в выстраивании электронных спинов с последующими переходами между уровнями сверхтонкого расщепления. В работах [49—51] описаны мишени с поляризованными ядрами ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{115}\text{In}$ и ${}^{165}\text{Ho}$, однако в поляризационных экспериментах эти мишени пока не используются.

3. МАЛОНУКЛОННЫЕ СИСТЕМЫ

Трехнуклонные системы. Трехнуклонные системы изучались в реакциях упругого рассеяния $p + d$, $d + p$, $p + d$, $n + d$ [52—58]. В этих реакциях измерялись дифференциальные сечения σ , векторная и тензорные анализирующие способности $i T_{11}$ и T_{2q} , векторная и тензорная поляризации продуктов реакций p и p_{ik} , коэффициенты спин-спиновых корреляций C_{xx} и C_{yy} , коэффициенты передачи поляризации K_y' .

Интерес к трехнуклонным системам обусловлен в значительной степени надеждой получить новую информацию о нуклон-нуклонных силах и силах, действующих между тремя нуклонами. Эта надежда основана на том, что современные ЭВМ позволяют решать уравнения Фаддеева для трех тел с необходимой точностью для любого нуклон-нуклонного взаимодействия.

В большинстве работ [53, 55, 59—62] искались решения уравнений для различных нелокальных сепарабельных нуклон-нуклонных взаимодействий. Использовались разное число орбитальных моментов (до $l = 2$), тензорные силы. В некоторых работах эффект от более высоких моментов учитывался приближенно. Результаты расчетов [59, 60, 63, 64] для дифференциального сечения и различных поляризационных параметров качественно, а в большинстве случаев и количественно хорошо описывают экспериментальные данные при энергии порядка 10 Мэв в системе центра масс. Значительные качественные различия наблюдаются для параметров p и $i T_{11}$.

Следует отметить, что использованные тензорные силы не позволяют одновременно получить правильные значения для фазы нуклон-нуклонного взаимодействия $\delta (^3D_1)$ и параметра смешивания ϵ_1 [60]. В работах [63, 65] вместо сепарабельного потенциала применялись локальные потенциалы, которые воспроизводят $\delta (^3D_1)$ и ϵ_1 . Однако характер отклонения расчетных значений от экспериментальных такой же, как и при сепарабельных потенциалах. Во всех этих расчетах не используются свободные параметры. Задача дальнейших исследований — установить связь между имеющимися расхождениями и неоднозначностями в определении $N - N$ -фазовых сдвигов.

В результате изучения трехнуклонных систем было показано, что если для описания дифференциальных сечений достаточно учитывать только S -волны в нуклон-нуклонном потенциале, то описание тензорных компонентов поляризации должно производиться с учетом тензорных сил. А для того чтобы описать векторную поляризацию, необходимо учитывать совместно S -, P - D -волны и тензорные силы.

Измерения дифференциальных сечений, поляризации и анализирующей способности реакций позволяют существенно уточнить

необходимое приближение для вводимого нуклон-нуклонного потенциала. Однако эти измерения не дают достаточно точной информации о дублетной $N - D$ -амплитуде, которая, в свою очередь, чувствительна к короткодействующей части нуклон-нуклонного потенциала. Такую информацию можно получить только при исследовании спин-спиновых корреляций C_{xx} и C_{yy} . Такие эксперименты начали проводиться [56, 57, 63], и есть основания надеяться, что они дадут ценные сведения о нуклон-нуклонных силах.

Наряду с изучением нуклон-нуклонных сил в трехнуклонных системах большое внимание уделяется исследованию возбужденного состояния ядра ${}^3\text{He}$ при энергии возбуждения $E^* = 14 \text{ Мэв}$. Сведения об этом состоянии получают из детального фазового анализа экспериментальных результатов по упругому рассеянию протонов на дейтонах. Полученная информация пока неоднозначна; полному моменту приписываются два значения: $1/2^-$ или $3/2^-$ [55]. Для выяснения этого вопроса необходимы дальнейшие исследования.

В последнее время начаты работы по изучению поляризационных характеристик процесса развала дейтона под действием протонов.

Четырехнуклонные системы. Поляризационные эффекты в системах, состоящих из четырех нуклонов, исследовались в реакциях $p + T$, $n + {}^3\text{He}$, $p + {}^3\text{He}$, $d + d$, ${}^3\text{He} + p$ [66—71]. В этих реакциях измерялись дифференциальные сечения, поляризация и анализирующие способности, а в некоторых случаях детально изучались коэффициенты передачи поляризации (табл. 2).

Таблица 2
Основные параметры, исследованные в четырехнуклонных системах

Тип реакции (литература)	Интервал энергий, Мэв	Измеряемые параметры	Проведение фазового анализа
$p + T$ [66, 68]	1—15	σ , iT_{11}	До $E_p = 7 \text{ Мэв}$
$p + {}^3\text{He}$ [69]	2—15	σ , iT_{11} , $K_x^{x'}$, $K_y^{y'}$, $K_z^{z'}$	—
$p + {}^3\text{He}$ [71]	32	σ , iT_{11}	—
$n + {}^3\text{He}$ [67]	8—17	σ , iT_{11}	До $E_n = 25 \text{ Мэв}$
$d + d$ [70]	0,1—15	σ , iT_{11} , T_{20} , T_{21} , T_{22} , $K_y^{y'}$, $K_x^{x'}$, $K_z^{z'}$, K_{yz}^x , $K_{yy}^{y'}$, K_{xz}^y , K_{zz}^y	При $E_d < 1 \text{ Мэв}$

Интерес к изучению четырехнуклонных систем обусловлен, с одной стороны, тем, что эти ядра являются легчайшими, у которых наблюдаются возбужденные состояния; с другой стороны,

развитием в последние годы эффективных методов расчета таких систем [72]. Рассчитать четырехнуклонную систему с помощью уравнения Фаддеева пока не удалось. Поэтому в теоретических работах используются менее строгие подходы и значительное число работ посвящено расчетам возбужденных состояний этих ядер в рамках оболочечной модели с учетом остаточного взаимодействия частица — дырка [66, 73].

В работе [74] были выполнены микроскопические расчеты методом резонирующих групп с учетом связи каналов. В этих работах вычислялось не только положение уровней, но и непосредственно измеряемые в реакциях величины. Ни в одной из работ пока не удалось правильно воспроизвести последовательность всех возбужденных состояний, найденных в эксперименте (состояния с отрицательной четностью с изоспином $T = 0$ и 1), хотя положение большинства состояний качественно согласуется с результатами измерений.

За исключением основного состояния ядра ${}^4\text{He}$, все уровни четырехнуклонных систем лежат в области непрерывного спектра и обладают большими (одночастичными) ширинами. Это обстоятельство делает их экспериментальное обнаружение чрезвычайно трудным. Только фазовый анализ всех экспериментальных величин и параметризация фаз с помощью формул R -матричной теории позволяют установить существование уровней. Чтобы выполнить фазовый анализ, необходимо измерить определенное количество параметров (сечение, поляризация, коэффициенты передачи поляризации и др.) в широком интервале энергий. Сейчас идет интенсивный набор информации. Из табл. 1 и 2 видно, что уже ведутся эксперименты с поляризованными пучками протонов, дейтронов, трития, ионов ${}^3\text{He}$ в широком интервале энергий.

В работе [75] был выполнен фазовый анализ экспериментальных данных для $p - {}^3\text{He}$ - и $n - {}^3\text{H}$ -рассеяния, а именно дифференциальных сечений, поляризации и асимметрии. Анализ оказался неоднозначным, и было найдено несколько наборов фазовых сдвигов. Для всех наборов характерно наличие широких уровней у ядер ${}^4\text{Li}$ и ${}^4\text{H}$ в состояниях, образующихся при $l = 1$, и отсутствие уровней в состояниях с $l = 0$. Изоспин уровней ${}^4\text{Li}$ и ${}^4\text{H}$, естественно, равен 1. Фазовый анализ для этих четырехнуклонных систем проще, чем для ${}^4\text{He}$, так как для них в исследуемом интервале энергий открыто меньше каналов. В работе [76] был выполнен фазовый анализ $p - {}^3\text{He}$ -рассеяния с учетом также экспериментальных данных по корреляции спинов, что позволило значительно уменьшить обнаруженные ранее неоднозначности.

Фазовый анализ взаимодействий, приводящих к составному ядру ${}^4\text{He}$, оказался более сложной задачей. Был выполнен фазовый анализ $p - T$ [66]- и $n - {}^3\text{He}$ [67]-рассеяния. Однако в ука-

занных работах использовались только экспериментальные данные по дифференциальному сечению, поляризации и полному сечению реакции. По этой причине число параметров, которые необходимо было определить, значительно превышало число независимых величин, которые могли быть извлечены из эксперимента.

Результаты этих фазовых анализов неоднозначны и не могут рассматриваться как надежные.

Для ядра ${}^4\text{He}$ существенное продвижение в анализе было достигнуто при использовании принципа зарядовой инвариантности во внутренней области ядра. Это позволило значительно уменьшить число независимых параметров, определяющих элементы S -матрицы, и с помощью одного набора параметров описывать одновременно три взаимодействия: ${}^3\text{He}(n, n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(p, p){}^3\text{H}$. В результате зарядово-инвариантного фазового анализа [77] найдено единственное решение и надежно установлено существование трех возбужденных состояний ядра ${}^4\text{He}$ с изоспином $T = 0$ (0^+ , 0^- , 2^-). Однако последний результат не снимает вопроса об анализе экспериментальных данных без этого до-

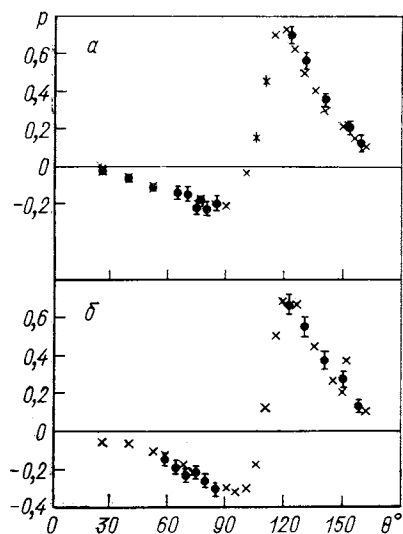


Рис. 4. Сравнение угловых зависимостей поляризации P для реакций: a — ${}^3\text{He}(n, n){}^3\text{He}$, при энергии $8,0 \text{ Мэв}$; \times — ${}^3\text{H}(p, p){}^3\text{H}$, $9,4 \text{ Мэв}$; b — ${}^3\text{He}(n, n){}^3\text{He}$, $12,0 \text{ Мэв}$; \times — ${}^3\text{H}(p, p){}^3\text{H}$, $13,4 \text{ Мэв}$

полнительного предположения. Предстоит также решить задачу об анализе возбужденных состояний ядра ${}^4\text{He}$ при больших энергиях возбуждения.

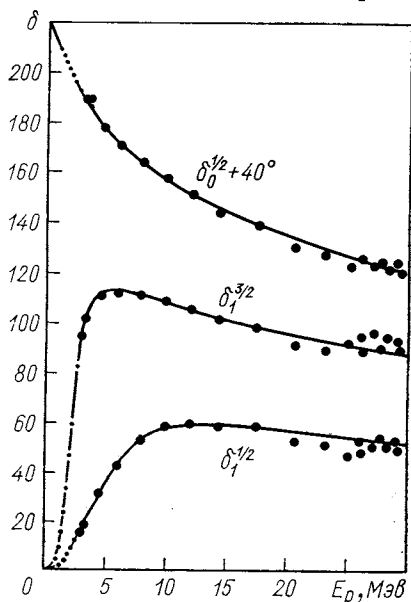
При исследовании четырехнуклонной системы значительное внимание уделялось проверке зарядовой симметрии. Выводы по этому вопросу можно сделать на основании сравнения значений поляризации p или анализирующей способности реакции A для ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$ и ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ или ${}^3\text{H}(p, p){}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}(n, n){}^3\text{He}$. В работах, выполненных в последние годы, установлено равенство величин p (или A) для этих реакций (рис. 4) [67]. Показано, что ранее наблюдавшееся различие было связано с тем, что не учитывалась кулоновская энергия в выходном канале реакции.

Отметим, что при исследовании четырехнуклонных систем пока не проводится анализ вклада различных типов нуклон-нуклонных потенциалов в описании этой системы.

Таблица 3
 Основные параметры, исследованные в пятинуклонных системах

Тип реакции (литература)	Интервал энергий, Мэв	Измеряемые параметры	Проведение фазового анализа
$p + {}^4\text{He}$ [78, 79]	1—18	σ, iT_{11}	До $E_p = 18 \text{ Мэв}$
$d + {}^3\text{He}$ [80—82]	1—16	$\sigma, iT_{11}, T_{20}, T_{21}, T_{22}, K_x^{x'}, K_y^{y'}$	—
$d + {}^3\text{He}$ [84]	3,7—12	$\sigma, iT_{11}, T_{20}, T_{21}, T_{22}, C_{yy}, C_{xy}, C_{zx}, C_{yy,y}$	—
$d + {}^3\text{He}$ [83]	27, 33	σ, iT_{11}	—
$d + {}^3\text{H}$ [85, 86]	1—12	$\sigma, iT_{11}, T_{20}, T_{21}, T_{22}$	—
$d + {}^3\text{H}$ [87]	10,5	$\sigma, iT_{11}, K_y^{y'}$	—

Пятинуклонные системы. Системы, состоящие из пяти нуклонов, исследовались в следующих ядерных реакциях с поляризованными частицами: $p + {}^4\text{He}$, $d + {}^3\text{He}$, $d + {}^3\text{He}$, $d + {}^3\text{H}$, $d + {}^3\text{H}$, $d + {}^3\text{He}$ [78—88]. Интерес к изучению пятинуклонных систем инициирован возможностью получения информации о структуре ядер ${}^5\text{Li}$ и ${}^5\text{He}$ и сравнения результатов фазового анализа экспериментальных данных с теоретическими расчетами (табл. 3). Наиболее полно теоретическое изучение $d + T$ и $d + {}^3\text{He}$ -систем проведено в работе [88] с использованием одноканального метода резонирующих групп с феноменологическими мнимыми потенциалами. Фазовые сдвиги рассчитывались вплоть до $l = 7$; R -матричный анализ фазовых сдвигов, выполненный в этой работе, указывает на большое число уровней с резонансными энергиями ниже 12 Мэв. Необходимо более полное изучение этого вопроса.


 Рис. 5. Зависимость фазовых сдвигов δ от энергии протонов E_p для ${}^4\text{He}$ (p, p) ${}^4\text{He}$ -реакции

Из табл. 3 видно, что пятинуклонные системы экспериментально изучаются весьма интенсивно. Однако ввиду сложности

этих систем до сих пор недостаточно данных для проведения точного фазового анализа взаимодействия дейтона с ядрами ${}^3\text{He}$ или T . В работе [82] детально рассмотрены варианты необходимых экспериментов для проведения анализа $d + {}^3\text{He}$ -системы.

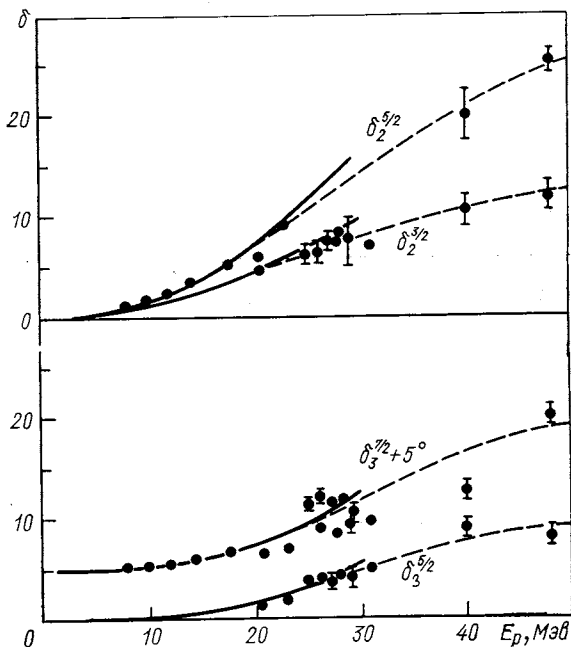


Рис. 6. Зависимость фазовых сдвигов δ от энергии протонов E_p для ${}^4\text{He}(p, p){}^4\text{He}$ -реакции

Фазовый анализ для $p + {}^4\text{He}$ -системы выполнен с достаточной надежностью в интервале энергий до 30 Мэв (рис. 5 и 6). Показано, что S -, P -, D - и F -фазы имеют существенное значение. Изучение пятинуклонных систем уже сейчас позволило получить сведения об уровнях ядер ${}^5\text{Li}$ и ${}^5\text{He}$.

4. РЕЗОНАНСНЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Реакции этого типа изучались в основном в целях получения информации о квантовых характеристиках возбужденных состояний составных ядер. Сведения об уровнях составных ядер получают при обработке экспериментальных данных по поляризации и сечению методом фазового анализа. В работах [89—92] в рамках

формализма S -матрицы в представлении спина канала получены выражения, позволяющие из экспериментальных данных по поляризации и сечению получать квантовые характеристики уровней исследуемых ядер.

$A(p, p)$ А-Реакции на ядрах со спином 0. В благоприятных условиях из измерений сечения и поляризации можно получить все элементы матрицы рассеяния, а для резонансов квантовые характеристики уровней ядра и параметры R -матричной теории. При этом упругое рассеяние протонов на ядрах со спином 0 удобнее описать не заданием S -матрицы как функции энергии, а при помощи полного набора фазовых сдвигов, на основании которых затем можно восстановить матрицу рассеяния. При относительно небольших энергиях число фаз, которое необходимо учитывать, невелико, и это позволит проводить фазовый анализ.

Дифференциальное сечение и поляризацию в рассматриваемом случае можно выразить [9] через амплитуду когерентного и некогерентного рассеяния $A(\vartheta) + B(\vartheta)$ [см] следующим образом:

$$p(\vartheta) = \frac{2\text{Im}(A^*B)}{|A|^2 + |B|^2} n; \tag{45}$$

$$\sigma(\vartheta) = \lambda^2 (|A|^2 + |B|^2). \tag{46}$$

Величины $A(\vartheta)$ и $B(\vartheta)$ даются формулами

$$A(\vartheta) = -\frac{1}{2} \eta \text{cosec}^2 \vartheta/2 \exp(i\eta \ln \text{cosec}^2 \vartheta/2) + \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1) f_l^+ + l f_l^-] \exp(i\alpha_l) P_l(\cos \vartheta); \tag{47}$$

$$B(\vartheta) = \sin \vartheta \sum_{l=1}^{\infty} (f_l^+ - f_l^-) \exp(i\alpha_l) P_l^1(\cos \vartheta), \tag{48}$$

где

$$f_l^{\pm} = (S^{\pm} - 1)/2i; \tag{49}$$

α_l — фазовый сдвиг, обусловленный кулоновским рассеянием; Z — заряд ядра мишени; v — скорость относительного движения; $P_l(\cos \vartheta)$ и $P_l^1(\cos \vartheta)$ — полиномы и присоединенные функции Лежандра.

Диагональные матричные элементы S_l^{\pm} -матрицы рассеяния можно определить из R -матричной теории. В одноканальном однорезонансном приближении элементы матрицы рассеяния имеют особенно простой вид:

$$S_l^{\pm} = \exp(2i\delta_l^{\pm}), \tag{50}$$

а амплитуды

$$f_l^{\pm} = \exp(i\delta_l^{\pm}) \sin \delta_l^{\pm}. \tag{51}$$

Здесь δ_l^\pm — фазовые сдвиги, относящиеся к парциальной волне с орбитальным моментом l и полным моментом $J = l \pm 1/2$. Фазовый сдвиг

$$\delta_l^\pm = \Phi_l + \beta_l^\pm, \tag{52}$$

где Φ_l — фазовый сдвиг потенциального рассеяния; β_l^\pm — фазовый сдвиг резонансного рассеяния, выражаемый через парциальную ширину уровня $\Gamma_{\lambda l}$ и резонансную энергию E_{RC} . Сдвиг

$$\beta_l^\pm = \text{arc tg} [\Gamma_{\lambda l} / (E_{RC} - E)]. \tag{53}$$

В области изолированного резонанса фаза потенциального рассеяния Φ_l меняется с энергией медленно, а резонансная фаза β_l^\pm , отвечающая возбужденному состоянию ядра с полным угловым моментом $J = l \pm 1/2$, быстро

изменяется с энергией по закону, даваемому формулой (53). Поскольку в $B(\theta)$ входит разность амплитуд $f^+ - f^-$, то при резонансах с одинаковыми l , но различными J поляризация отличается по знаку, что значительно облегчает определение спинов возбужденных состояний ядер.

Как пример на рис. 7 представлены экспериментальные и теоретические результаты [93] по исследованию поляризации при упругом рассеянии протонов на ядрах ^{40}Ca . Результаты измерений сравниваются с теоретическими кривыми, рассчитанными в предположении, что резонансная энергия $E_R = 2720$ кэв, $\Gamma = 12$ кэв спин и четность J^π равны $1/2^-$ или $3/2^-$. Из приведенного сравнения видно, что рассматриваемому возбужденному состоянию ядра ^{41}Sc следует приписать $J^\pi = 1/2^-$, а не $3/2^-$. Из измерений же только дифференциального сечения для этого

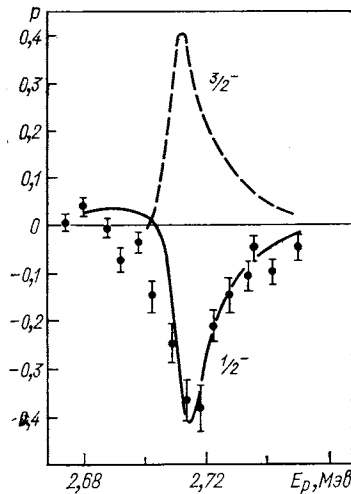


Рис. 7. Энергетическая зависимость поляризации протонов для $^{40}\text{Ca}(p,p)^{40}\text{Ca}$ -реакции:

точки — экспериментальные результаты; сплошная линия — расчет для $J^\pi = 1/2^-$; штриховая — $J^\pi = 3/2^-$; $\theta_{\text{ц.м.}} = 60^\circ$

состояния удалось определить лишь орбитальный момент. Резонансное приближение позволяет анализировать поляризацию $p(\theta, E)$ и сечение $\sigma(\theta, E)$ также для двух и более интерферирующих резонансов. Анализ для нескольких хорошо разделенных уровней с различными J^π проводится по формулам (46) —

(49), но с учетом как сдвигов фаз для каждого уровня, так и разности между этими сдвигами фаз. Возможности такого анализа иллюстрируются на рис. 8. В интервале энергий налетающих протонов $E = 1,5 \div 3,0$ Мэв проявляются три резонанса, соответствующих возбужденным состояниям ядра ^{29}P с $J\pi = 3/2^-$,

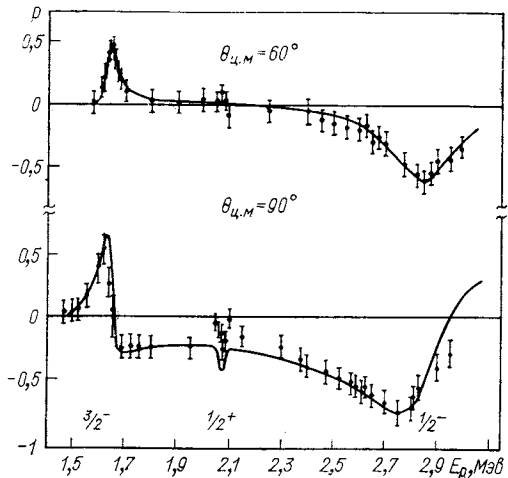


Рис. 8. Зависимость поляризации протонов p от их энергии E_p для $^{28}\text{Si}(p, p)^{28}\text{Si}$ -реакции

$1/2^-$ и $1/2^+$. Экспериментальные результаты сравниваются с теоретической кривой, рассчитанной в предположении, что параметры этих уровней соответственно равны $E = 1652$ кэв и $\Gamma = 48$ кэв, $E = 2088$ кэв и $\Gamma = 15,5$ кэв, а также $E = 2880$ кэв и $\Gamma = 300$ кэв. В результате анализа были определены зависимости фазовых сдвигов δ_0^+ , δ_1^+ и δ_1^- от энергии и построена карта поляризации.

Если два или три уровня расположены близко друг к другу и их полные моменты различны, то такая ситуация анализируется по приведенным выше формулам. Результаты анализа для упругого рассеяния протонов на ^{12}C при $\theta_{c.m.} = 120^\circ$ приведены на рис. 9. В составном ядре ^{13}N возбуждаются два близко расположенных состояния с полными моментами $J = 3/2$ и $5/2$ [94]. В тех случаях, когда ширина резонансов больше расстояния между ними, поляризационные измерения могут ответить на вопрос, имеется ли один широкий резонанс или два перекрывающихся. Для одного широкого резонанса зависимость фазовых сдвигов от энергии для ^{16}O [95] приведена на рис. 10, а. Здесь имеется интерференция потенциального $S_{1/2}$ - и резонансного $P_{1/2}$ -рассеяния. На рис. 10, б приведена зависимость фазовых сдвигов от энергии для случая перекрывающихся $^1P_{3/2}$ - и $D_{5/2}$ -резонансов для упругого рассеяния протонов на ^{12}C [96]. Поляризация при интерференции двух резонансов

$$p \sim \sin(\delta_{l_1} - \delta_{l_2}) \sin \delta_{l_1} \sin \delta_{l_2}. \quad (54)$$

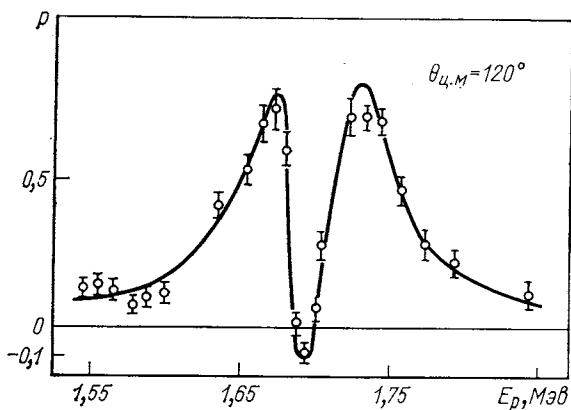


Рис. 9. Зависимость поляризации протонов p от их энергии E_p для $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ -реакции

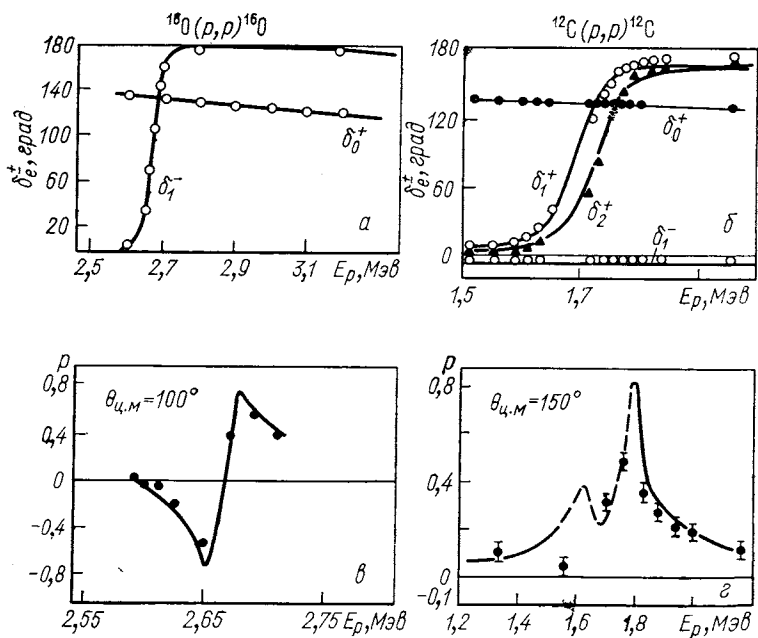


Рис. 10. Зависимость фазовых сдвигов δ (а, б) и поляризации p (в, г) от энергии протонов E_p

Из выражения (54) и рис. 10, а, б следует, что для перекрывающихся уровней поляризация не должна менять знака при изменении энергии вблизи резонанса, а при интерференции потенциального и резонансного рассеяния поляризация меняет знак. Действительно, из приведенных на рис. 10, в, г результатов [94, 96] видно, что для перекрывающихся резонансов ($p + {}^{12}\text{C}$) знак не меняется, а для одиночного резонанса ($p + {}^{16}\text{O}$) знак меняется.

Рассмотренное нами одноканальное приближение R -матричной теории не всегда справедливо. Если кроме канала упругого рассеяния открыты другие каналы реакции, то одноканальное приближение заменяется многоканальным. В этом случае диагональные матричные элементы

$$S_l = \exp(2i\Phi_l) + \exp(2i\Phi_l) \times \frac{i\Gamma_{\lambda p}}{E_R - E - i\Gamma_{\lambda}/2}, \quad (55)$$

а амплитуда

$$f_l^{\pm} = \exp(i\Phi_l) \sin \Phi_l + (\Gamma_{\lambda p}/\Gamma_{\lambda}) \sin \beta_{\lambda}^{\pm} \exp(i\beta_{\lambda}^{\pm} + 2i\Phi_l). \quad (56)$$

Индекс λ используется для обозначения определенного уровня, имеющего полную ширину Γ_{λ} и парциальную ширину упругого рассеяния $\Gamma_{\lambda p}$. Полная ширина $\Gamma_{\lambda} = \sum_s \Gamma_{\lambda s}$, где индекс s обозна-

чает различные возможные каналы распада составного ядра. Примером использования многоканального приближения R -матричной теории для анализа результатов измерения поляризации является работа [97], в которой определены полные угловые моменты возбужденных состояний ядра ${}^{29}\text{P}$ при упругом рассеянии протонов на ${}^{28}\text{Si}$ в области энергии падающих протонов, когда открыт канал неупругого рассеяния. Из анализа энергетической зависимости дифференциального сечения под углом 90° было известно, что четность состояния, наблюдаемого при $E_p = 3,98 \text{ Мэв}$, положительна и J^{π} может быть равным любому из трех значений

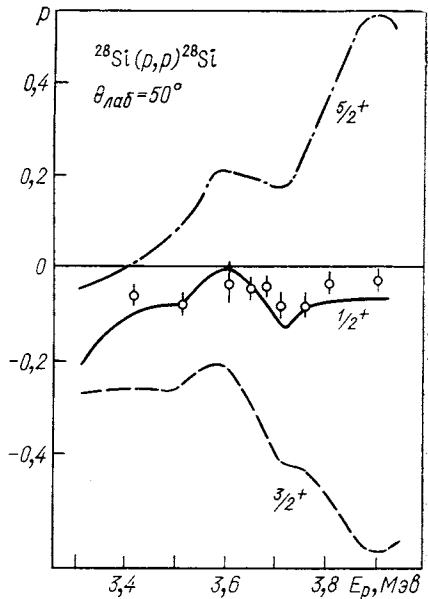


Рис. 11. Зависимость поляризации p от энергии E_p для ${}^{28}\text{Si}(p,p){}^{28}\text{Si}$ -реакции:

линии — результаты теоретического расчета для различных значений J^{π} уровня при $E_R = 3,98 \text{ Мэв}$;
 ○ — экспериментальные данные

$1/2^+$, $3/2^+$ и $5/2^+$. Сравнение экспериментальных значений поляризации с теоретическими кривыми, рассчитанными в многоканальном приближении для $J^\pi = 1/2^+$, $3/2^+$ и $5/2^+$, убедительно показывает, что $J^\pi = 1/2^+$ (рис. 11). Подобный анализ проведен в работе [98] для $^{20}\text{Ne}(p, p)^{20}\text{Ne}$ реакции.

Наличие ряда интерферирующих между собой резонансов значительно затрудняет проведение анализа, и в таком случае исследования поляризации особенно необходимы. Это связано с тем, что поляризация пропорциональна $\sin(\delta_1 - \delta_2)$, а сечение пропорционально $\sin^2(\delta_1 - \delta_2)$ и, следовательно, при малой разнице сдвигов фаз рассеяния δ_i измерение сечения не позволяет ее обнаружить, в то время как в поляризации эта разница уже заметна.

Поляризация и изучение изобар-аналоговых состояний. Большое число работ по исследованию поляризации при упругом рассеянии посвящено изучению изобар-аналоговых состояний (ИАС) ядер, т. е. состояний с изотопическим спином $T_>$ (величина $T_>$ на единицу больше изоспина основного состояния T_0) [99]. Интерес к этим исследованиям можно объяснить получением сведений об уровнях составного ядра и о низколежащих уровнях изобарного с ним ядра. При этом из упругого рассеяния протонов определяют полный момент возбужденного состояния, в то время как другими методами (обычно из (d, p) -реакции) в основном определяют орбитальный момент. Полный же угловой момент из (d, p) -реакции можно определить лишь в частных случаях [100].

При анализе результатов исследования ИАС исходят из того, что последние наблюдаются на фоне состояний с $T_< \equiv T_0$. Анализ же усредненного по тонкой структуре ИАС проводят в терминах многоканального приближения, так как открыты и другие каналы реакции. Вклад всех фоновых уровней с $T = T_<$ учитывается в нерезонансных комплексных фазовых сдвигах. При этом диагональные матричные элементы [101]

$$S_l = \exp(2i\lambda_l) \left[\exp(-2\mu_l^\pm) + \exp(2i\Phi_m) \frac{i\Gamma_p}{E_R - E + \frac{i}{2}\Gamma} \right], \quad (57)$$

где $\lambda_l^\pm + i\mu_l^\pm$ — нерезонансные фазовые сдвиги; Φ_m — разность между резонансными и нерезонансными фазовыми сдвигами.

Из анализа формул (46) — (50) с учетом выражения для матричных элементов (57) следует, что зависимость дифференциального сечения от энергии в области ИАС, особенно когда $\Gamma_p/\Gamma < 1$, незначительно отличается от резерфордского рассеяния. Мало также различие в сечениях упругого рассеяния в районах резонансов, соответствующих состояниям с одинаковым l , но разными $J = l \pm 1/2$. Кроме того, наличие в функции возбуждения флуктуаций за счет интерференции соседних состояний с $T_<$ затрудняет анализ экспериментов по изучению ИАС.

При исследовании поляризации [102] картина существенно меняется. Поляризация является интерференционным эффектом и при энергиях ниже кулоновского барьера полностью обусловлена интерференцией резонансной части амплитуды рассеяния с нерезонансной. Поэтому в резонансе поляризация намного больше, чем вдали от него, а для двух резонансов с одинаковыми l , но разными $J = l \pm 1/2$ поляризация отличается по знаку. Следовательно, даже для состояний с небольшим отношением Γ_p/Γ поляризация легко измерима и наблюдается на малом фоне; однозначно также определение полного момента. Картина несколько усложняется с увеличением энергии падающих протонов. Результаты расчета зависимости $p(E)$ для $^{90}\text{Zr}(p, p)$ ^{90}Zr -реакции при разных резонансных энергиях протонов [102] приведены на рис. 12. Видно, что за счет нерезонансных эффектов фоновые значения поляризации с ростом энергии увеличиваются. Однако даже при высоких энергиях значение поляризации в резонансе соизмеримо со значением вне его.

Исследования поляризации в целях определения J^π ИАС в настоящее время выполнены для большого числа ядер. В качестве примера на рис. 13 приведены результаты изучения ИАС в ядре ^{139}La [101]. Исследование поляризации в районе изобар-аналоговых резонансов имеет неоспоримые преимущества не только в определении квантовых характеристик уровней, но и в выяснении различных особенностей механизма процесса, как, например, при изучении внутреннего изоспинового смешивания [103]. В работе [104] при изучении упругого рассеяния поляризованных протонов на ядрах ^{40}Ca экспериментально подтверждено предсказываемое теорией [105] расщепление одночастичного $2P_{1/2}$ -состояния в ядре ^{41}Sc в мультиплет из пяти компонентов, а в работе [106] при исследовании изобар-аналоговых состояний найдены спин и четность основного состояния ядра ^{63}Ni , подтверждающие расчеты [107] по оболочечной модели с поверхностным δ -взаимодействием.

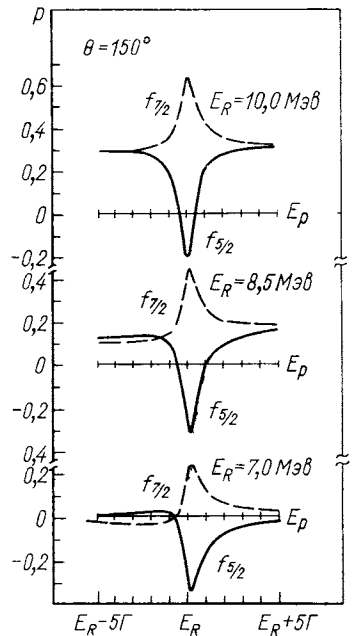


Рис. 12. Энергетическая зависимость поляризации P для $^{90}\text{Zr}(p, p)$ ^{90}Zr -реакции, рассчитанная в работе [102]

Анализ поляризации при упругом рассеянии протонов на ядрах, спин которых отличен от нуля, намного сложнее. Однако общие закономерности использования фазового анализа и R -матричной теории подобны рассмотренным выше. При этом возрастает необходимость в проведении поляризационных экспериментов.

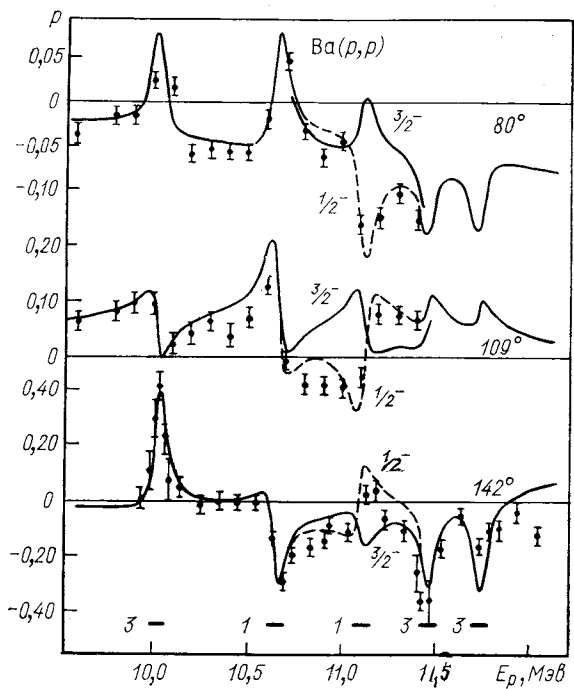


Рис. 13. Зависимость поляризации P от энергии протонов E_p для $^{138}\text{Ba}(p,p)^{138}\text{Ba}$ -реакции: точки — экспериментальные данные; линии — результаты теоретического расчета. Значения орбитальных моментов показаны вдоль оси абсцисс (углы — в системе центра масс)

Поляризация при неупругом p, p' -рассеянии. Наряду с изучением поляризации при упругом рассеянии проводятся работы по исследованию поляризационных явлений при неупругом рассеянии протонов. Изучение на поляризованном пучке протонов векторной анализирующей способности $i T_{11}$ и поляризации p_y неупруго рассеянных протонов позволяет получать сведения о высоковозбужденных состояниях составного ядра и о низколежащих состояниях ядра-мишени [108—112]. Анализирующая способность реакций существенно зависит от интерференции нескольких амплитуд во входном канале, и поэтому ее исследование помогает детально изучить также механизм процесса. В частности, величина $i T_{11}$ весьма чувствительна к различным нерезонансным эффектам, что позволяет определить [108, 109] вклад нерезонансной части амплитуды в сечение реакции. Получить подобные сведения при измерении только дифференциальных сечений затруднительно.

но, так как мал вклад интерференционных членов в сечение процесса.

Весьма интересную информацию можно получить при исследовании поляризации в неупругом рассеянии вблизи изобар-аналоговых резонансов. При неупругом рассеянии поляризованных протонов в области изолированного ИАР при отсутствии прямых процессов i T_{11} равно нулю [113], в то время как измерение поляризации p_y вылетевших протонов содержит значительную информацию. В работе [114] предложен метод, позволяющий из измерений анализирующей способности и спин-флип-эффекта на поляризованном пучке протонов получать сведения о величине p_y , а в работе [115] на примере $^{88}\text{Sr}(p, p'\gamma)^{88}\text{Sr}^*$ -реакции изучены возможности этого метода, детально исследованы три ИАР в ядре ^{89}Y и показано, что в области резонансов наблюдается существенное различие между значениями анализирующей способности и поляризации, которое связано со структурой ИАР. Этот метод, несомненно, найдет широкое применение в исследовании различных неупругих процессов, так как он позволяет изучить не только резонансные ядерные реакции, но и вклад прямых процессов.

Поляризация в реакциях с дейтонами. Квантовые характеристики возбужденных состояний ядер изучались также в резонансных ядерных реакциях с дейтонами. Проникновение дейтона в ядро всегда сопровождается значительным возбуждением образующейся составной системы. Поэтому резонансные ядерные реакции, идущие с возбуждением отдельных уровней составного ядра, имеют место только при взаимодействии дейтонов низкой энергии с легкими ядрами ($A < 20$), когда энергия возбуждения, а, соответственно, и плотность уровней и число открытых каналов еще невелики.

Наиболее полно изучено взаимодействие дейтонов с ядрами ^4He . Результаты большого числа исследований подытожены в работе [116], в которой приведены данные достаточно полного фазового анализа упругого рассеяния дейтонов на ядрах ^4He . Анализ выполнен с учетом орбитальных моментов $l \leq 4$ и с двумя параметрами смешивания ϵ_1 и ϵ_2 (ϵ_1 — параметр смешивания S - и D -волн для $J = 1$, ϵ_2 — параметр смешивания P - и F -волн для $J = 2$); получены зависимости всех фаз от энергии, построены карты векторной и тензорной поляризации. На основании полученных результатов проанализирована структура уровней, предсказаны ранее неизвестные уровни в ядре ^6Li и обсуждаются вопросы постановки экспериментов по измерению коэффициентов передачи поляризации.

Такие детальные исследования с дейтонами выполнены только на ядрах ^4He . Изучение поляризационных эффектов при взаимодействии дейтонов с другими ядрами: ^6Li [117], ^{12}C [118], ^{16}O [119], где возможно исследование уровней составных ядер, проведено

в ограниченном интервале энергий. Кроме того, в большинстве работ кроме дифференциальных сечений измерялись только отдельные компоненты поляризации, что существенно затрудняет проведение полного фазового анализа.

Поляризация в реакциях с ионами ${}^3\text{He}$ и T . В первых экспериментах по исследованию поляризации в реакциях двухнуклонной передачи [30, 120] изучались $({}^3\text{He}, p)$ -реакции на ядрах

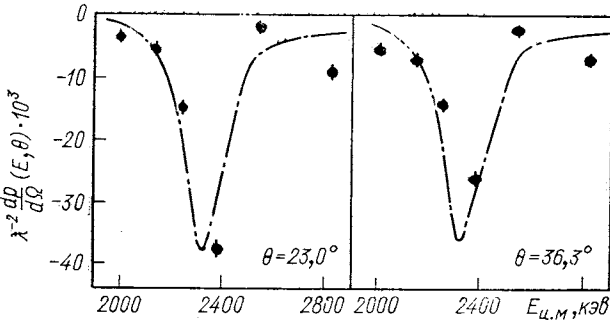


Рис. 14. Сравнение экспериментальных (точки) и теоретических (штрих-пунктирные линии) значений дифференциальной поляризации $\lambda^2 \frac{dp}{d\Omega}$ в ${}^{12}\text{C}$ (${}^3\text{He}, p$) ${}^{14}\text{N}$ -реакции [121].

(Подгонка с тремя уровнями: 2,18 $Mэв$, $1/2^+$; 2,29 $Mэв$, $7/2^-$; 2,33 $Mэв$, $5/2^+$; E — энергии ионов ${}^3\text{He}$ и угол θ — в системе центра масс)

${}^{10}\text{B}$ и ${}^{12}\text{C}$ при малых энергиях. Из совокупности данных о сечениях и поляризации протонов в этих реакциях следовало, что такие реакции протекают преимущественно через стадию образования составного ядра. Анализ экспериментальных данных о поляризации протонов в ${}^{12}\text{C}$ (${}^3\text{He}, p$) ${}^{14}\text{N}$ -реакции, полученных авторами работ [121], на основе R -матричной теории в предположении образования изолированных уровней составного ядра, позволил надежно установить существование в составном ядре ${}^{15}\text{O}$ нового уровня со спином и четностью $7/2^-$ при энергии 2,29 $Mэв$ (рис. 14) и полностью разрешить противоречия, обнаруженные ранее при анализе сечения этой реакции.

В 1967 г. началось исследование поляризации нейтронов в (${}^3\text{He}, n$)-реакциях на легких ядрах, и к настоящему времени имеются сообщения [16] о результатах поляризационных измерений на ядрах ${}^3\text{H}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{24}\text{Mg}$. Экспериментальные данные о поляризации нейтронов в этих реакциях анализировались в борновском приближении с искаженными волнами.

Теоретическая интерпретация экспериментальных данных о ядерных реакциях, инициированных ионами ${}^3\text{He}$ и T , с включени-

ем сведений о поляризации продуктов таких реакций разработана недостаточно. Одна из существенных трудностей состоит в том, что для реакций двухнуклонной передачи на легких ядрах могут иметь место как механизм образования составного ядра, так и процессы прямого взаимодействия. Авторы работы [22] изучали роль интерференции прямого и компаунд-процессов в возникновении поляризации частиц в реакциях двухнуклонной передачи. На основе предположения о значительном вкладе указанной интерференции им удалось в основных чертах описать экспериментальные данные [30] по (^3He , p)-реакции на ^{12}C .

5. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для анализа экспериментальных результатов по упругому рассеянию используется оптическая модель. Достаточно полные данные об оптических потенциалах, описывающих упругое рассеяние нуклонов на ядрах, приведены в работе [122]. При взаимодействии дейтронов, T , ^3He и ^6Li с ядрами оптические потенциалы изучены значительно хуже.

Поляризованные дейтронные пучки используются для исследования тензорных членов в дейтрон-ядерном потенциале, описывающем упругое рассеяние дейтронов на ядрах. В настоящее время недостаточно информации для построения феноменологической зависимости потенциалов от энергии. Тензорные члены наиболее чувствительны к тензорной части анализирующей способности, которая мала (как правило, меньше 0,1) и приводит к неопределенности в потенциале от 10 до 30 %.

Пока игнорировались поляризаационные данные, подгонка одних сечений представлялась успешной и это вызывало интенсивное развитие фолдинг-модели, в которой потенциал дейтрон—ядро записывается в виде суммы нуклонных потенциалов, усредненных по основному состоянию налетающей частицы. Введение такой модели в свое время было оправданным, так как она в значительной степени снимала обычные дискретные и непрерывные неопределенности, возникающие при сравнении модели с экспериментом. Однако в настоящее время установлено, что фолдинг-модель можно успешно применять только для описания поляризаационных эффектов при упругом рассеянии дейтронов ниже кулоновского барьера. Применительно к дейтону фолдинг-модель дает для упругого потенциала дейтронов выражение

$$V(r) = V_c(r) + V_{so}(r)(\mathbf{SL}) + V_T(r)[(\mathbf{Sr})^2 r^{-2} - 2/3], \quad (58)$$

где \mathbf{S} — спин дейтона. Более общее выражение для потенциала кроме учитываемого фолдинг-моделью члена

$$V_T T_T = V_T(r)[(\mathbf{Sr})^2 r^{-2} - 2/3] \quad (59)$$

может включать также инварианты

$$\begin{aligned} T_p &= (\mathbf{Sp})^2 - 2p^2/3; \\ T_L &= (\mathbf{SL})^2 + (\mathbf{SL})/2 - 2l(l+1)/3, \end{aligned} \quad (60)$$

где p и L — операторы импульса и орбитального момента дейтона. Фолдинг-модель учитывает лишь первый из возможных тензорных членов оптического потенциала. При обобщении на n -нуклонную налетающую частицу центральная часть потенциала приблизительно в n раз больше однонуклонной, а спин-орбитальная часть в n раз меньше. Для сложных частиц со спином $1/2$, например для трития, ${}^3\text{He}$, тензорная часть потенциала, естественно, выпадает. В предварительных исследованиях для спин-орбитального члена оптического потенциала T и ${}^3\text{He}$ получили значение от 3 до 8 $M\varepsilon$, что заметно превышает ожидаемое ($\approx 2 M\varepsilon$ [123]). Обсуждение данных по подгонке сечений для d , T , ${}^3\text{He}$ и более тяжелых частиц содержится в обзоре [124].

В первоначальной формулировке фолдинг-модель для дейтонов не содержала тензорных членов, так как пренебрегали примесью высших орбитальных моментов. Кроме того, не учитывались обменные члены, возмущение волновой функции основного состояния и каналы распада. Перечисленные эффекты учтены в работе [125].

Основные сведения о действительной и мнимой частях центрального потенциала взаимодействия дейтонов с ядрами получены без учета спин-орбитальных и тензорных членов. Установлено, что значения параметров оптического потенциала с радиальной зависимостью типа Вудса — Саксона изменяются в пределах:

$$V = 105 \div 120 M\varepsilon, \quad r_0 = 0,95 \div 1,1 \text{ ферми}, \quad a_0 = 0,9 \text{ ферми};$$

$$W = 10 \div 20 M\varepsilon, \quad r_w = 1,3 \div 1,6 \text{ ферми}, \quad a_w = 0,5 \div 0,8 \text{ ферми}.$$

С помощью этих значений параметров потенциала удовлетворительно описываются дифференциальные сечения взаимодействия дейтонов с ядрами. При рассеянии на средних и тяжелых ядрах параметры оптического потенциала для соседних ядер различаются незначительно. Для легких ядер нет универсального набора параметров — их значения сильно отличаются от ядра к ядру. Для усредненных же значений параметров показано, что мнимая часть потенциала iW при рассеянии на легких ядрах больше, чем при рассеянии на тяжелых, в то время как действительная часть потенциала V изменяется мало. Учет спин-орбитального и тензорного членов [123] несколько улучшает согласие между теоретическими расчетами и экспериментальными результатами, однако их влияние на дифференциальное сечение незначительно. Слабое проявление спин-орбитального и тензорных членов оптического потенциала затрудняет получение сведений о них из измерений дифференциальных сечений. Более полную информа-

цию можно извлечь, изучая поляризационные явления. Большинство таких исследований выполнено в последние годы после получения ускоренных пучков поляризованных ионов. На рис. 15

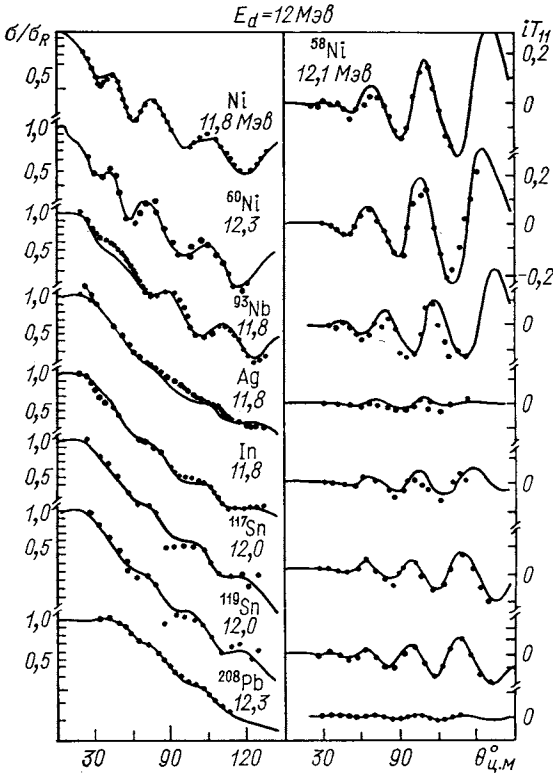


Рис. 15. Угловые зависимости отношения сечения σ/σ_R и векторной анализирующей способности iT_{11} упругого рассеяния дейтронов на различных ядрах

приведены результаты измерений векторной поляризации дейтронов, упруго рассеянных на ядрах Ni, ^{93}Nb , Ag, In, ^{117}Sn и ^{208}Pb при энергии 12 Мэв [127], и теоретических расчетов по оптической модели. В этой и некоторых других работах [126, 128] определены параметры спин-орбитального члена оптического потенциала $V_{SO} = 5,5 \div 7$ Мэв, $r_{SO} = 0,75 \div 1,0$ ферми, $a_{SO} = 0,38 \div 0,4$ ферми. Из измерений тензорной поляризации дейтронов установлено [125, 128, 129], что $V_L = 1$ Мэв, $r_L = 0,5$ ферми, $a_L = 0,5$ ферми, $V_T = -2,0$ Мэв, $r_T = 2,5$ ферми, $a_T = 0,9$ фер-

ми. Проведенный анализ экспериментальных данных о векторной и тензорной поляризации позволяет установить ряд закономерностей, а именно:

а) для анализа данных по измерению векторной поляризации упругого рассеяния дейтонов в основном достаточно учитывать спин-орбитальное взаимодействие; тензорные члены потенциала вносят незначительный вклад;

б) при анализе тензорной поляризации упруго рассеянных дейтонов необходимо учитывать и тензорные компоненты оптического потенциала. Наиболее полно влияние тензорных членов потенциала изучено в работах [130]. Установлено, что главную роль играет T_L -взаимодействие (60);

в) вклад D -состояния дейтона не существен при анализе данных по дифференциальным сечениям и векторной поляризации, но значителен для тензорных компонент [131]. В работе [125] на основании результатов по измерению дифференциальных сечений и поляризации упруго рассеянных дейтонов на ядрах ^{40}Ca получена зависимость центрального и спин-орбитального членов оптического потенциала от энергии дейтонов в интервале от 5 до 34 Мэв. Энергетическая зависимость тензорных членов оптического потенциала изучена недостаточно.

В последние годы начали проводиться эксперименты на поляризованных пучках ^3He и ^6Li в целях определения оптических потенциалов взаимодействия этих частиц с ядрами [132].

6. ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Можно условно выделить два направления исследований ядерных реакций, в которых доминирует прямой механизм. Первое из них, традиционное, связано с использованием прямых реакций для целей ядерной спектроскопии. Интерпретация экспериментов чаще всего проводится с помощью метода искаженных волн.

Второе направление связано с различными уточнениями теории: учетом связанных каналов, резонансами в начальном и конечном состояниях, двухступенчатым механизмом реакции, ее трехчастичным характером, обменными эффектами и т. п. Последние три обстоятельства особенно существенны при рассмотрении реакций двухнуклонной передачи. Например, возбуждение уровней с аномальной четностью $(-)^{J+1}$ при двухнуклонной передаче можно объяснить механизмом, связанным с четырехугольной диаграммой [12, 13].

В модели реакций срыва, предложенной Батлером [133], взаимодействие налетающих дейтонов и образующихся в реакции нуклонов с ядрами описывается с помощью плоских волн. В этом приближении поляризация вылетающих нуклонов и векторная анализирующая способность реакции срыва равны нулю. Однако

учет искажения плоских волн при взаимодействии частиц с ядром приводит к возникновению поляризации. Качественная сторона механизма возникновения поляризации в этом случае описана в работе [134]. Анализ поляризации с использованием метода искаженных волн проведен в работе [135]. Учет спин-орбитального взаимодействия вылетающих нуклонов с остаточными ядрами улучшает описание экспериментальных результатов [136]. В настоящее время кроме метода искаженных волн для описания реакций срыва также успешно используется метод слабосвязанных частиц [137].

После того, как в работе [138] было показано (рис. 16), что векторная анализирующая способность реакции имеет противоположный знак при захвате ядром нуклона с разными моментами J , но с одинаковыми l , этот метод широко используется в (d, p) -, (d, n) - и $(d, {}^3\text{He})$ -реакциях [138, 139] для определения спинов возбужденных состояний ядер.

При описании прямых ядерных реакций следует выделить роль поляризационных исследований в изучении срыва при энергиях частиц ниже кулоновского барьера. В этом случае, например, в (d, p) -реакциях используются функции, искаженные только кулоновским взаимодействием; вид угловой зависимости дифференциального сечения нечувствителен к орбитальному моменту переданного нейтрона. Поэтому надежды были связаны с поляризационными исследованиями. Расчеты, выполненные различными авторами, давали противоречивые результаты [140, 141]. Подробный расчет проведен в работе [142], где указано на возможность возникновения отличной от нуля поляризации, знак которой зависит от полного момента захваченного нуклона. В работах [143] были впервые измерены векторная и тензорная анализирующие способности ${}^{208}\text{Pb}(d, p)$, ${}^{209}\text{Pb}$ и ${}^{208}\text{Pb}(d, T)$, ${}^{207}\text{Pb}$ -реакций и подтверждены результаты расчетов [142]. Необходимо провести изучение поляризационных эффектов и на более легких ядрах.

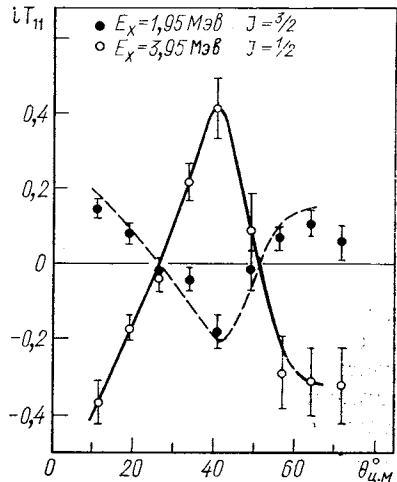


Рис. 16. Угловая зависимость векторной анализирующей способности $i T_{11}$ для ${}^{40}\text{Ca}(d, p){}^{41}\text{Ca}$ -реакции при энергии $E_d = 7,0 \text{ Мэв}$

7. ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ СТРУКТУРЫ В ЯДРАХ

При классификации процессов по времени их протекания различают прямые ядерные реакции, реакции, идущие через составное ядро, и промежуточные структуры. В прямой реакции составная система существует очень короткое время, равное времени пролета частицы вблизи ядра, т. е. 10^{-22} сек. Реакции, идущие через составное ядро, характеризуются временем порядка $10^{-16}—10^{-20}$ сек. Промежуточная структура соответствует образованию системы с временем жизни $10^{-20}—10^{-21}$ сек. Такая система в простейшем варианте состоит из налетающей частицы и ядра, в котором в результате возбуждения образовалась пара частица — дырка. В этом случае промежуточная система имеет структуру две частицы и одна дырка. Такое состояние через короткое время может или распастись с вылетом частиц, или перейти в долгоживущее состояние [144].

В экспериментальных исследованиях резонансы промежуточной структуры проявляются как широкие (100—300 кэв) аномалии в функциях возбуждения с определенными резонансными характеристиками. Однако кроме такой природы (входные состояния) широкие аномалии в функции возбуждения могут быть вызваны эриксоновскими флуктуациями и флуктуациями плотностей уровней, и, следовательно, при анализе только дифференциальных сечений затруднительно получить однозначный ответ. Существенную информацию о природе аномалий может дать исследование поляризационных эффектов. Это связано с тем, что векторная анализирующая способность реакции (или поляризации продуктов реакции) в районе статистических аномалий, вызванных эриксоновскими флуктуациями, должна быть равна нулю, а при резонансах промежуточной структуры наблюдается отличное от нуля значение iT_{11} в районе резонанса. Первые работы, выполненные с поляризованными пучками протонов (неупругое рассеяние на ядрах ^{24}Mg , ^{52}Cr , ^{58}Ni [145]) и дейтронов (реакции на ядрах ^{28}Si [146]), показали, что величины iT_{11} и p в районе широких аномалий отличны от нуля. Наблюдается корреляция поляризационных эффектов в различных каналах реакции. Определены ширины, резонансные энергии, сделана попытка установления их спинов и четностей. Анализ результатов, представленных на конференции в Цюрихе [38], свидетельствует, что поляризационные исследования нашли широкое применение при изучении широких аномалий в функциях возбуждения. На наш взгляд, подобные работы перспективны.

Поляризационные эксперименты могут оказаться полезными для проверки предположений статистической модели. В работе [147] в рамках статистической модели рассмотрена передача поляризации в реакции, где в конечном состоянии образуются две частицы со спином 1, и показано, что статистические тензоры второго ранга

у обеих частиц совпадают. Проверка этого предположения однозначно указывала бы на применимость статистической модели.

Вопросы флуктуации поляризационных величин до сих пор изучены мало [148]. Основная идея этой проблемы была сформулирована в работе [149] и заключается в том, что сечение взаимодействия поляризованного пучка, содержащего лишь избранные магнитные квантовые числа, будет флуктуировать с энергией быстрее, чем сечение неполяризованного. Вариации сечений для поляризованного пучка пропорциональны $1 + p^2$, где p — поляризация (рассматривался случай, когда частицы со спином $1/2$ налетают на ядра со спином 0). Изучение эриксоновских флуктуаций с поляризованным пучком представляет двойной интерес. С одной стороны, флуктуирующую амплитуду компаунд-процесса можно легче отделить от амплитуды прямых процессов. С другой стороны, облегчается анализ компаунд-амплитуды — определение среднего расстояния между уровнями D и их ширины Γ .

8. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В ЯДРАХ

Открытие в последние годы новых гигантских резонансов в ядрах, таких, как изоскалярный и изовекторный квадрупольные резонансы, ставит на повестку дня исследование поляризационных эффектов в районе этих резонансов. Легче всего исследовать анализирующую способность при радиационном захвате. В этом случае при описании резонансов кроме разложения сечения по полиномам Лежандра

$$\sigma(\vartheta, E) \sim 1 + \sum_k a_k(E) P_k(\cos \vartheta) \quad (61)$$

используется также разложение анализирующей способности по присоединенным функциям Лежандра:

$$A(\vartheta, E) \sigma(\vartheta, E) \sim \sum_k b_k(E) P_k(\cos \vartheta). \quad (62)$$

Для резонанса с мультипольностью L число $k \leq 2L$ (k — четно). Для интерферирующих резонансов с мультипольностями L и L' число $k \leq L + L'$ и k четно, если резонансы имеют одинаковую четность, и нечетно, если они имеют противоположную четность.

При этом для чистого $E1$ - или $M1$ -резонанса коэффициенты $a_2, b_2 \neq 0$, для чистого $E2$ -резонанса $a_2, a_4, b_2, b_4 \neq 0$. При интерференции $E1 - M1$ коэффициенты $a_1, b_1 \neq 0$, при интерференции $E1 - E2$ коэффициенты $a_1, a_3, b_1, b_3 \neq 0$, наконец, при интерференции $E1 - M2$ или $E2 - M1$ лишь $a_2, b_2 \neq 0$.

Для некоторых случаев, например для радиационных захватов протонов ядрами ^{15}N , спиновая структура реакции позволяет из разложения сечения и анализирующей способности полностью определить матричные элементы реакции [150].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ экспериментальных и теоретических исследований ядерных реакций при малых и средних энергиях показывает, что измерение поляризационных эффектов является важным и эффективным методом для изучения спиновой зависимости ядерных взаимодействий, проверки ядерных моделей, определения спектроскопических характеристик ядер. Информацию, получаемую из поляризационных измерений, нельзя извлечь из каких-либо косвенных экспериментов, и это оправдывает их трудоемкость. Достигнутый в последние годы прогресс в создании источников поляризованных частиц, поляризованных мишеней и эффективных анализаторов, значительно повышает роль и удельный вес поляризационных исследований в современной ядерной физике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schwinger J. «Phys. Rev.», 1946, v. 69, p. 681.
2. Schwinger J. «Phys. Rev.», 1948, v. 73, p. 407.
3. Seagrave J. «Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 1222.
4. Levintov I. e.a. «Nucl. Phys.», 1957, v. 3, p. 221.
5. Fermi E. «Nuovo cimento», 1954, v. 407, p. 17; Tamor S. «Phys. Rev.», 1955, v. 97, p. 1077.
6. Bethe H. «Ann. of Phys.», 1958, v. 3, p. 190.
7. Bishop G. R. e.a. «Nature», 1952, v. 170, p. 113.
8. Huber P. e.a. «Helv. Phys. Acta», 1953, v. 26, p. 423 and 545.
9. Wolfenstein L. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1956, v. 6, p. 43; Биленький С. М. и др. «УФН», 1964, т. 84, с. 243.
10. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А. «УФН», 1976, т. 118, с. 141.
11. Мигдал А. Б. «ЖЭТФ», 1955, т. 28, с. 3.
12. Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Атомиздат, 1967.
13. Еданова В. А. и др. «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 248; Неудачин В. Г. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 94; Gurbanovich I. S. e.a. «Ann. Phys.», 1947, v. 87, p. 263.
14. Романовский Е. А. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1974, т. 38, с. 2550.
15. Балдин А. М. и др. Кинематика ядерных реакций. М., Атомиздат, 1968, с. 371; Варшалович Д. А. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1974, т. 38, с. 1711.
16. Proc. 3rd Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions. Eds H. H. Barshall and W. Heaberli. Madison, 1970.
17. Vysotsky G. Lectures on Polarization Phenomena in Nuclear Physics. АЕЕ-8. Cairo, 1965.
18. Yacob M. e.a. «Ann. Phys.», 1959, v. 7, p. 404; Чжоу Гуан Чжао. «ЖЭТФ», 1959, т. 36, с. 909; Широков Ю. М. «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 1208; Чешков А. А., Широков Ю. М. «ЖЭТФ», 1962, т. 42, с. 144; Широков М. И. «ЖЭТФ», 1960, т. 39, с. 633.
19. Высоцкий Г. Л. и др. Препринт ХФТИ 72-9, 1972.
20. Высоцкий Г. Л., Ситенко А. Г. «ЖЭТФ», 1959, т. 35, с. 1143; Высоцкий Г. Л. «УФЖ», 1960, т. 5, с. 289; Magd A., Nadi M., Vysotsky G. «Nucl. Phys.», 1965, v. 71, p. 606.
21. Fachmi H., Vysotsky G. «Nucl. Phys.», 1964, v. 57, p. 531.
22. Высоцкий Г. Л., Черогян М. А. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1970, т. 34, с. 147.

23. Широков М. И. «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 975; Биленький С. М. и др. «ЖЭТФ», 1958, т. 35, с. 959.
24. Ohlsen H. «Rep. Progr. Phys.», 1972, v. 35, p. 717.
25. Биленький С. М. и др. «Ядерная физика», 1966, т. 4, с. 1063; Simonius M. «Phys. Lett. B», 1971, v. 37, p. 446.
26. Пузыков Л. Д. и др. «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 592; Simonius M. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 279.
27. Goldstein G. e.a. «Ann. Phys.», 1976, v. 98, p. 128.
28. Seiler F. In: Proc. of 4th Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions. Eds W. Gruebler and V. König. Zurich, 1975, p. 159; «Nucl. Phys. A», 1972, v. 187, p. 379; «Nucl. Phys. A», 1975, v. 244, p. 236.
29. Proc. Intern. Symp. Polarization Phenomena of Nucleons. Basel, 1960. Eds P. Huber and K. P. Meyer. Basel, Birkhäuser Verlag, 1961.
30. Кривоустов М. И. и др. Препринт ОИЯИ P15-3504, 1967; Oehler H. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 77, p. 293; Кривоустов М. И. и др. Сообщения ОИЯИ P15-8072, 1974.
31. Романовский Е. А. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1974, т. 38, с. 2250.
32. Lakin W. «Phys. Rev.», 1955, v. 98, p. 139; Чейшвили О. Д. «ЖЭТФ», 1956, т. 30, с. 1147.
33. Galonsky A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1959, v. 2, p. 349; Ohlsen C. «Phys. Rev.», 1967, v. 164, p. 1268; Mitchel C. e.a. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1972, v. 17, p. 152.
34. Балашко Ю. Г. «Краткие сообщения по физике ФИАН СССР», 1974, т. 10, с. 30.
35. Пучеров Н. Н. Препринт ИФ АН УССР, ИФ-69-8, 1969.
36. Clausnitzer G. e.a. «Z. Phys.», 1956, Bd 144, S. 336.
37. Proc. 2nd Intern. Symp. Polarization Phenomena of Nucleons. Karlsruhe, 1965. Eds P. Huber and H. Schopper. Basel, Birkhäuser Verlag, 1966.
38. Proc. 4th Intern. Symp. Polarization Phenomena in Nuclear Reactions. Zurich. Eds W. Gruebler and V. König. Basel, Birkhäuser Verlag, 1976.
39. Пучеров Н. Н. и др. Источники поляризованных частиц. Киев, «Наукова думка», 1968; Плис Ю. А., Сороко Л. М. «УФН», 1972, т. 107, с. 281.
40. Адыясевич. Б. П. и др. «Атомная энергия», 1964, т. 17, с. 17; Слабоспицкий Р. П. и др. «ЖТФ», 1966, т. 36, с. 2145.
41. Gruebler W. e.a. «Helv. Phys. Acta», 1967, v. 40, p. 793; Glavish H. V. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 65, p. 1.
42. Lamb W. E. «Phys. Rev.», 1950, v. 79, p. 549.
43. Donnally B. L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, p. 5023; 1965, v. 15, p. 439; Steffens E. e.a. «Nucl. Phys. B», 1967, v. 2, p. 93.
44. Cattlon P. e.a. «Nucl. Phys. B», 1967, v. 2, p. 93; Kuiper H. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 98, p. 151.
45. Шапиро Ф. Л. и др. Препринт ОИЯИ E3-3030, 1966; Alfimenkov V. P. e.a. «Phys. Lett. B», 1967, v. 24, p. 151.
46. Brulkman H. e.a. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 136, p. 81; Заика Н. И. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1972, т. 36, с. 155.
47. Wittchow F. e. a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 59, p. 29.
48. Proc. 2nd Intern. Conf. on Polarized Targets. Berkeley, LBL 500, 1971.
49. Dabbs J. e.a. «Phys. Rev.», 1955, v. 98, p. 1512.
50. Brunkart G. e.a. «Phys. Rev. B», 1965, v. 137, p. 1484; Healey D. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 117.
51. Fisher T. e.a. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 130, p. 709.
52. Trachlin W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 90, p. 539.
53. Sloan N. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 198, p. 549; 1972, v. 198, p. 321.
54. White R. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 180, p. 546.
55. Arvienx J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 221, p. 253.
56. Berovic N. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 259, p. 1.
57. Chauvin J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 247, p. 347.
58. Walter B. e.a. In [38], p. 489.

59. Pieper S. C. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 1738; «Nucl. Phys. A», 1972, v. 193, p. 529; «Phys. Rev. C», 1972, v. 6, p. 1157.
60. Doleshall P. «Phys. Lett. B», 1972, v. 38, p. 298; 1972, v. 40, p. 443; «Nucl. Phys. A», 1973, v. 201, p. 264; 1974, v. 220, p. 491.
61. Pieper S. C. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 1702.
62. Rad F. N. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1227.
63. Benayoun J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 1438.
64. Fiore A. e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 2019.
65. Stolk C. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 985.
66. Brown L. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 221, p. 325.
Hoighth C. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 28, p. 1587; Fick D. e.a. In [38], p. 510.
67. Lisowski P. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 259, p. 61.
68. Volkens J. e.a. In [38], p. 508.
69. Weitkamp W. e.a. In [38], p. 514.
70. Salzman G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 222, p. 512; Grüebler W. e.a. In [38], p. 522; «Nucl. Phys. A», 1974, v. 230, p. 353.
71. Karban O. e.a. In [38], p. 530.
72. Sloan I. M. «Phys. Rev. C», 1972, v. 6, p. 1945; Якубовский О. А. «Ядерная физика», 1966, т. 5, с. 1312.
73. Barrett I. «Phys. Rev.», 1967, v. 154, p. 955.
74. Heiss I. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 192, p. 522; 1973, v. 202, p. 335.
75. Morrow L. M. e.a. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 126, p. 225; Tombrello T. A. «Phys. Rev.», 1965, v. 138, p. 1340; Drigo L. e.a. «Nuovo cimento B», 1967, v. 51, p. 419.
76. McSherry e.a. «Phys. Rev. C», 1970, v. 1, p. 888.
77. Wernitz I. e.a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 121, p. 38; Барит И. Я. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 708.
78. Schwandt P. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 163, p. 432.
79. Brown L. e.a. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 90, p. 334.
80. Garrett R. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 224, p. 186.
81. Jenny V. e.a. In [38], p. 538.
82. Hardekoft R. e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 1629.
83. Ohumusoglu N. e.a. In [38], p. 560, 562.
84. Ohlsen G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 233, p. 1.
85. Smith J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 187, p. 433.
86. Debenham L. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 216, p. 42.
87. Ohlsen G. e.a. In [38], p. 544 and 558.
88. Chwieroth F. e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 938.
89. Heiss P. «Z. Phys.», 1972, Bd 251, S. 159.
90. Seiler F. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 261, p. 253.
91. Высокций Г. Л. и др. Препринт ХФТИ АН УССР 72-9, 1972.
92. Боровлев В. И. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1975, т. 39, с. 2176.
93. Ключарев А. П., Слабоспицкий Р. П. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, т. 35, с. 71.
94. Слабоспицкий Р. П. и др. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 865.
95. Harris R. e.a. «Nucl. Phys.», 1962, v. 38, p. 259.
96. Trüchslin W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 101, p. 273.
97. Сорока В. И., Пучеров Н. Н. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 1159.
98. Bem P. e.a. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 96, p. 529.
99. Terrel G. e.a. In: Proc. Conf. on Isobaric Spin in Physics Tallnassel 1966. Eds. J. Foxand and D. Robson. N. Y., Academic Press, 1966.
100. Lee L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, p. 108.
101. Veesser L. e.a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 115, p. 1972.
102. Adams J. e.a. «Nucl. Phys.», 1966, v. 89, p. 377.
103. Gram G. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 713.
104. Klucharev A. P. e.a. «Ann. Phys.», 1972, v. 71, p. 438.
105. Federman P. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 135, p. 545.

106. Лопатко И. Д. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, т. 35, с. 1707.
107. Glaudemans P. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 198, p. 609.
108. Graw G. e.a. «Phys. Lett. B», 1969, v. 30, p. 465.
109. Clement H. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 526.
110. Лопатко И. Д. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1973, т. 37, с. 1522.
111. Чегорян М. А. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1973, т. 37, с. 1522.
112. Papper G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 260, p. 163.
113. Hargney H. «Phys. Lett. B», 1968, v. 29, p. 249.
114. Boyd R. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 1590.
115. Glashauser C. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 29, p. 955.
116. Grüebler W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 242, p. 265.
117. Seiler F. e.a. In [38], p. 587; Dürr W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 120, p. 153 and 678.
118. Mayer H. e.a. «Helv. Phys. Acta», 1970, v. 43, p. 748; Боровлев В. И. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 47; Боровлев В. И. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, т. 35, с. 1670.
119. Слабосицкий Р. П. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1972, т. 36, с. 2225.
120. Simons D. G. e.a. «Phys. Rev. B», 1965, v. 137, p. 1471.
121. Элэр Г. и др. Сообщения ОИЯИ, Р15-5156, Дубна, 1970; Krivopustov M. I. e.a. In [38], p. 891; Oehler H. e.a. In [16], p. 619; Кривопустов М. И. Автореф. дис. ОИЯИ 15-8792, Дубна, 1975.
122. Raccetti F. e.a. «Phys. Rev», 1969, v. 182, p. 1190.
123. Hodgson P. Nuclear Reactions and Nuclear Study. Oxford, Clarendon Press, 1961.
124. Perey C. e.a. «Atomic Data and Nuclear Data Tables», 1974, v. 13, p. 293.
125. Keaton P. e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 1692.
126. Schwandt P. e.a. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 123, p. 401.
127. Lohr J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 232, p. 381.
128. Wilsch H. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 160, p. 609; Kocher D. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 172, p. 663.
129. Newman E. e.a. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 100, p. 222.
130. Cords H. e.a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 113, p. 608; Bürge H. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 247, p. 322.
131. Knutson L. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 241, p. 36.
132. Burcham W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 246, p. 269.
133. Барлер С. Ядерные реакции срыва. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
134. News H. «Proc. Phys. Soc. A», 1963, v. 66, p. 477.
135. Goldfarb L. e.a. «Nucl. Phys.», 1960, v. 18, p. 353.
136. Griffith J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 167, p. 87.
137. Pearson S. e.a. «Nucl. Phys.», 1969, v. 125, p. 111.
138. Yule T. e.a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 117, p. 1.
139. Quin P. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 183, p. 173; Liers H. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 261.
140. Drukarev G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 110, p. 218.
141. Губкин И. А. «Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 373.
142. Griffith L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 1496.
143. Vigolor S. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 210, p. 70; Knutson L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 690.
144. Izumo K. «Prog. Theor. Phys.», 1971, v. 26, p. 807; «Nucl. Phys.», 1965, v. 62, p. 673; Feshbach H. «Rev. Modern Phys.», 1974, v. 46, p. 1.
145. Ruh A. e.a. «Nucl. Phys.», 1970, v. 151, p. 479.
146. Боровлев В. И. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1972, т. 36, с. 2228.
147. Goldfarb L. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 160, p. 103.
148. Thompson W. In [38], p. 349.
149. Steppen R. «Nucl. Phys.», 1965, v. 70, p. 123.
150. Glavish H. In [38], p. 317.