

РАЗВАЛ ДЕЙТОНОВ ПРОТОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ

Г. Кунцф, Ю. Мёзнер, К. Мёллер, Г. Шмидт

Центральный институт ядерных исследований Россендорф, ГДР

Дан обзор теоретических и экспериментальных исследований по развалу дейтонов протонами и нейтронами с энергией до 50 Мэв. Изложены нерелятивистская трехчастичная кинематика, техника эксперимента и основные теоретические уравнения для описания рассеяния в трехчастичной системе. Обсуждены наиболее важные экспериментальные результаты последних лет и их теоретическая интерпретация. Показано, что в настоящее время достигнуто хорошее понимание механизма $N - d$ -развала и что удастся с хорошей точностью извлекать низкоэнергетические параметры двухчастичного рассеяния, в частности длину $n - n$ -рассеяния; однако несмотря на хорошее согласие между экспериментальными данными и теоретическими расчетами нельзя получить надежные количественные данные о внемассовом поведении ядерных сил и о трехчастичных силах.

A review is given on the present situation and the results obtained up to now in the experimental and theoretical investigation of the break-up of deuterons by protons and neutrons at bombarding energies up to 50 MeV. Besides a description of nonrelativistic three-particle kinematics, experimental techniques and the basic theoretical equations for three particle scattering, the most important experimental results of the last years are discussed together with theoretical interpretation. It is shown that the reaction mechanism of the $N - d$ breakup is well understood by now and that one can extract two-particle low energy scattering parameters with good accuracy. But despite of a relatively good agreement between experimental spectra and theoretical calculations no reliable quantitative information on the off-shell behaviour of the two-particle interaction and on three-body forces can be obtained at present.

ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия были достигнуты значительные успехи при изучении трехнуклонной системы. За основополагающей работой Л. Д. Фаддеева [1] последовало множество работ, посвященных расчету состояний рассеяния трех нуклонов для $N - N$ -взаимодействия.

Фундаментальные вопросы были поставлены в работах Митра [2], Амадо [3], Лавлэса [4], А. Г. Ситенко и В. Ф. Харченко [5], Вайнберга [6], Альта и др. [7]. Быстрое развитие вычислительной техники способствовало проведению практических расчетов [8—13], позволяющих сравнение с экспериментальными данными.

В экспериментальных исследованиях неупругого $p-d$ - и $p-n$ - d -рассеяния также достигнут значительный прогресс. Улучшение детекторов и измерительной техники, а также современные методы обработки данных позволили проведение кинематически полных опытов с достаточной эффективностью.

Отражением растущего интереса к проблемам трехнуклонной системы являются многочисленные работы, а также конференции (Брела, 1976 г.; Бирмингэм, 1969 г.; Лос Анджелес, 1972 г.; Квебек, 1974 г.; Дели 1976 г.) и симпозиумы (Либлице, 1974 г.; Тюбинген, 1975 г.; Влиланд, 1976 г.).

Этот интерес объясняется прежде всего тем, что в ядерной физике стремятся свести сложные свойства системы нуклонов к взаимодействию между двумя нуклонами. Хотя сегодня нельзя утверждать, что эта задача разрешима для тяжелых ядер, описание трехнуклонной системы может явиться первым шагом в этом направлении. Сюда же примыкают вопросы полноты знаний об $N-N$ -взаимодействии, в особенности вне энергетической поверхности, и также о роли многочастичных сил. На разрешение этих двух проблем направлены в последние годы усилия многих физиков (теоретиков и экспериментаторов).

Реакция ${}^2\text{H}(n, 2n)p$ играет ключевую роль в исследованиях нейтрон-нейтронного взаимодействия, имеющего большое значение в вопросе о зарядовой симметрии ядерных сил.

Существует ряд обзоров, относящихся к данной тематике. В работах [14—17] обсуждаются уравнения Фаддеева и методы их решения, в [18] — связь между двух- и трехнуклонной задачами. Обзор развала дейтона нуклонами содержится в [19], данные о ядрах с $A=3$ — в [20], анализ угловых распределений при развале дейтона — в [19, 21]. Обзорные доклады на конференциях представлены в [22, 23], сопоставление работ по длине $n-n$ -рассеяния — в [24].

В настоящей работе дан обзор экспериментальных исследований развала дейтона нуклонами и их анализ. Обсуждаются преимущественно результаты последних трех лет. Область энергии ограничивается примерно пятьюдесятью мегаэлектронвольтами в л. с. падающего нуклона. Связанные состояния и развал дейтона другими частицами не рассматриваются.

В разд. 1 содержатся введение в кинематику и экспериментальные методы кинематически полных опытов. Изложение ограничивается нерелятивистской кинематикой и регистрацией заряженных частиц. В неполных измерениях интегрирование по одной

из координат приводит к частичной потере информации. Поэтому такие опыты не рассматриваются.

В разд. 2 изложены теория рассеяния трех частиц для $N - N$ -взаимодействия, а также распространенные модельные представления и некоторые принципы численного решения задачи трех тел для сепарабельных потенциалов.

В разд. 3 обсуждаются результаты некоторых экспериментальных и теоретических работ, появившихся после 1974 г. При этом особое внимание уделяется сравнению теории с экспериментом и изучению поведения $N - N$ -взаимодействия вне энергетической поверхности.

В заключение освещено настоящее состояние проблемы и сделаны некоторые прогнозы на будущее.

1. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ В ИССЛЕДОВАНИИ РАЗВАЛА ДЕЙТОНА

Общие кинематические условия. В трехчастичной реакции законы сохранения энергии и импульса в л. с. принимают следующий вид:

$$E_0 + Q = E_1 + E_2 + E_3; \quad (1)$$

$$\mathbf{p}_0 = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3. \quad (2)$$

Кинематика такой реакции определяется девятью составляющими импульсов трех вылетающих частиц. С помощью четырех уравнений (1) и (2) задача кинематически полного измерения сводится к определению дифференциального сечения в зависимости от пяти переменных, удовлетворяющих следующему условию:

$$(1 + m_1/m_3) E_1 + (1 + m_2/m_3) E_2 + (2/m_3) (\sqrt{m_1 m_2 E_1 E_2} \cos(1, 2) - \sqrt{m_0 m_1 E_0 E_1} \cos \theta_1 - \sqrt{m_0 m_2 E_0 E_2} \cos \theta_2) - (1 - m_0/m_3) E_0 - Q = 0; \quad (3)$$

$$\cos(1, 2) = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где E_0 и m_0 — энергия и масса налетающей частицы; Q — это Q реакции; θ_1 , θ_2 — полярные углы; φ_1 , φ_2 — азимутальные углы и E_1 , E_2 — кинетические энергии частиц 1 и 2. Уравнение (3) описывает в координатной системе величины $\sqrt{E_1}$, $\sqrt{E_2}$ -эллипс [25]. В с. ц. м. выполняется равенство

$$E_{\text{tot}}^{\text{cm}} = E_1^{\text{cm}} + E_2^{\text{cm}} + E_3^{\text{cm}}, \quad (4)$$

где $E_{\text{tot}}^{\text{cm}} = (1 - m_0/M) E_0 + Q$ — суммарная энергия; E_1^{cm} , E_2^{cm} , E_3^{cm} — кинетические энергии трех частиц в с. ц. м.

Введем импульсные координаты Якоби:

$$\mathbf{p}_{1-23} = \mu_{1-23} [\mathbf{p}_1/m_1 - (\mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3)/(m_2 + m_3)] = \mathbf{p}_1 - (m_1/M) \mathbf{p}_0; \quad (5)$$

$$\mathbf{p}_{2-3} = \mu_{2-3} (\mathbf{p}_2/m_2 - \mathbf{p}_3/m_3), \quad (6)$$

где $\mu_{1-23} = m_1(m_2 + m_3)/M$; $\mu_{2-3} = m_2 m_3 / (m_2 + m_3)$; $M = m_1 + m_2 + m_3$. Выражения для \mathbf{p}_{2-13} , \mathbf{p}_{3-12} , \mathbf{p}_{1-3} и \mathbf{p}_{1-2} получаем соответствующей заменой индексов. Тогда относительные энергии выражаются следующим образом:

$$E_{1-23} = \mathbf{p}_{1-23}^2 / 2\mu_{1-23}; \quad (7)$$

$$E_{2-3} = \mathbf{p}_{2-3}^2 / 2\mu_{2-3} = E_{\text{tot}}^{\text{cm}} - M E_1^{\text{cm}} / (m_2 + m_3), \quad (8)$$

а закон сохранения энергии представляется в виде

$$E_{\text{tot}}^{\text{cm}} = E_{1-23} + E_{2-3} = (m_2 + m_3) E_{2-3} / M + (m_1 + m_3) E_{1-3} / M + (m_1 + m_2) E_{1-2} / M. \quad (9)$$

Если, по Далицу [26, 172], ввести приведенные энергии ε :

$$\varepsilon_1 \equiv M E_1^{\text{cm}} / (m_2 + m_3) E_{\text{tot}}^{\text{cm}} = 1 - E_{2-3} / E_{\text{tot}}^{\text{cm}} \quad (10)$$

аналогично для ε_2 и ε_3), то (9) примет вид

$$(m_2 + m_3) \varepsilon_1 + (m_1 + m_3) \varepsilon_2 + (m_1 + m_2) \varepsilon_3 = M. \quad (11)$$

Сопоставим каждой частице одну сторону в треугольнике, тогда величины ε будут соответствовать расстояниям точки от этих сторон, если углы α вычисляются по формуле

$$\text{tg}(\alpha_1/2) = (m_2 m_3 / m_1 M)^{1/2} \quad (12)$$

(аналогично для α_2 и α_3).

Для случая развала дейтона протонами на рис. 1 изображена в качестве примера кинематическая кривая по уравнению (3) для $E_0 = 8,5 \text{ Мэв}$, $\theta_1 = 35^\circ$, $\theta_2 = 48,72^\circ$, $\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$. То же самое в диаграмме Далица представлено на рис. 2. Здесь конечные точки кривой соответствуют пересечениям кривой с осью E_1 на предыдущем графике. Указаны точки минимальной относительной энергии.

Выделение области фазового пространства. Если не рассматривать явления поляризации, то дифференциальное сечение зависит от четырех переменных, образующих фазовое пространство. На практике надо всегда ограничиваться некоторыми областями фазового пространства. Далее приводятся кинематические условия некоторых областей, имеющих особое значение для измерений развала дейтона.

Далее в уравнениях $Q = -2,2246 \text{ Мэв}$ — энергия связи дейтона, $\mu = 1$ и 2 для нуклонов и дейтонов соответственно.

1. *Области постоянной относительной энергии (например $E_{1-2} = \text{const}$). Из (8) следует, что $E_3^{\text{cm}} = \text{const}$. Особая подобласть определяется условием квазиупругого рассеяния QFS. Это означает, что один из нуклонов дейтона остается неподвижным, например $p_3 = 0$, или что он пролетает с неизменной скоростью и направлением: $p_3 = p_0/2$ в случае падающего дейтона. Из этого*

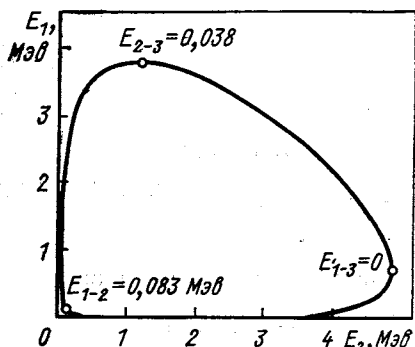


Рис. 1. Связь между энергиями E_1 и E_2 в л. с. двух наблюдаемых частиц для кинематически полного опыта.

Отмечены точки минимальной относительной энергии между парами частиц

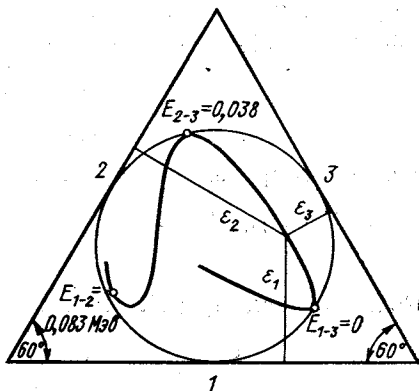


Рис. 2. Изображение кинематической кривой рис. 1 в диаграмме Далица

следует, что реакция компланарна, т. е. три вектора импульсов находятся в одной плоскости. Частица 3 называется спектатором. Полярные углы остальных двух частиц связаны соотношением

$$\cos \theta_2 = (\sqrt{E_0/\mu} - \sqrt{E_1} \cos \theta_1) / \sqrt{E_0/\mu - E_1 + Q}; \quad (13)$$

$$\sqrt{E_1} = (1/2) [\sqrt{E_0/\mu} \cos \theta_1 \pm \sqrt{(E_0/\mu) \cos^2 \theta_1 + 2Q}]. \quad (14)$$

Относительная энергия $E_{1-2} = E_0/2\mu + Q$, из чего следует, что $\epsilon_3 = E_0/(4E + 6\mu Q)$. В симметричном случае $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, т. е. $E_1 = E_2 = E_3$. Тогда

$$\cos \theta = \sqrt{E_0/2(E_0 + Q)}; \quad (15)$$

$$E = (E_0/\mu + Q)/2. \quad (16)$$

Другая особая подобласть — взаимодействие в конечном состоянии FSI при нулевой относительной энергии, например $E_{2-3} = 0$. В этом случае $E_1^{\text{cm}} = 2E_{\text{tot}}^{\text{cm}}/3$ и $\epsilon_1 = 1$. Частицы 2 и 3 движутся в одном и том же направлении с равными скоростями: $p_2 = p_3$;

реакция копланарна. Полярные углы связаны условиями:

$$\cos \theta_2 = (\sqrt{\mu E_0} - \sqrt{E_1} \cos \theta_1) / \sqrt{2(E_0 + Q - E_1)}; \quad (17)$$

$$\sqrt{E_1} = \frac{1}{3} [\sqrt{\mu E_0} \cos \theta_1 \pm \sqrt{\mu E_0 \cos^2 \theta_1 + (6 - 3\mu) E_0 + 6Q}]. \quad (18)$$

Угол в с.ц.м. (production angle) определяется равенством

$$\sin \theta_1^{\text{cm}} = \sqrt{E_1} \sin \theta_1 / \sqrt{2(E_0/3\mu + Q)/3}. \quad (19)$$

2. *Области, в которых две относительные энергии равны:* $E_{1-2} = E_{2-3}$.

Особая подобласть — коллинеарный случай. Частица 3 покоится в конечном состоянии в с.ц.м.: $\mathbf{p}_3^{\text{cm}} = 0$, т. е. $\mathbf{p}_3 = \mathbf{p}_0/2$. Реакция опять компланарна. Имеют место соотношения:

$$\cos \theta_2 = (2/3) (\sqrt{\mu E_0} - \sqrt{E_1} \cos \theta_1) / \sqrt{(9 - \mu) E_0/9 + Q - E_1}; \quad (20)$$

$$\sqrt{E_1} = (1/3) [\sqrt{\mu E_0} \cos \theta_1 \pm \sqrt{\mu E_0 \cos^2 \theta_1 + (9 - 5\mu) E_0/2 + 9Q/2}]; \quad (21)$$

$$\sin \theta_1^{\text{cm}} = \sqrt{2E_1/(2E_0/3\mu + Q)} \sin \theta_1. \quad (22)$$

В симметричном случае $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ ($E_1 = E_2 = E$) и уравнения упрощаются:

$$\cos \theta = \sqrt{2\mu E_0 / [(9 - \mu) E_0 + 9Q]}; \quad (23)$$

$$E = [(9 - \mu) E_0/9 + Q]/2; \quad \theta_1^{\text{cm}} = \pi/2. \quad (24)$$

Другая особая подобласть определяется равенством полярных углов $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, при этом, однако, реакция не компланарна. Из $E_{1-2} = E_{2-3}$ следует $E_1 = E_2 = E$. Для разности азимутальных углов $\varphi_2 - \varphi_1$ справедливо равенство

$$\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = [2\sqrt{\mu E_0 E} \cos \theta + (1 - \mu) E_0/2 + Q/2 - E(2 + \cos^2 \theta)] / E \sin^2 \theta. \quad (25)$$

Энергия вычисляется по формуле

$$\sqrt{E} = (1/3) [\sqrt{\mu E_0} \cos \theta \pm \sqrt{\mu E_0 \cos^2 \theta + (6 - 3\mu) E_0 + 6(Q - E_{2-3})}]. \quad (26)$$

3. *Область, в которой две относительные энергии равны и постоянны (например $E_{1-3} = E_{2-3} = \text{const}$). Эта область содержится в более общем случае 2. Из уравнения (9) находим, что и E_{1-2} также постоянна:*

$$E_{1-2} = \sqrt{\mu E_0 E_2} \cos \theta_2 - 3E_2/2 + Q + (1 - \mu/2) E_0; \quad (27)$$

$$E_{1-3} = |E_{2-3} = \sqrt{\mu E_0 E_1} \cos \theta_1 - 3E_1/2 + Q + (1 - \mu/2) E_0 = \text{const}. \quad (28)$$

Можно, например, задавать θ_1 и E_1 и представлять дифференциальное сечение в зависимости от E_3 . В этом случае $E_{2-3} = E_{1-3}$ получают из (28), E_2 вычисляют по закону сохранения энергии, θ_2 — из (27), а $(\varphi_2 - \varphi_1)$ — из (3).

Другой возможный выбор — симметричный случай: $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ и $E_{1-2} = E_{1-3} = E_{2-3} = E_{\text{tot}}^{\text{cm}}/2$. Дифференциальное сечение можно представить в зависимости от E_3 , значение E_1 ($E_1 = E_2$)

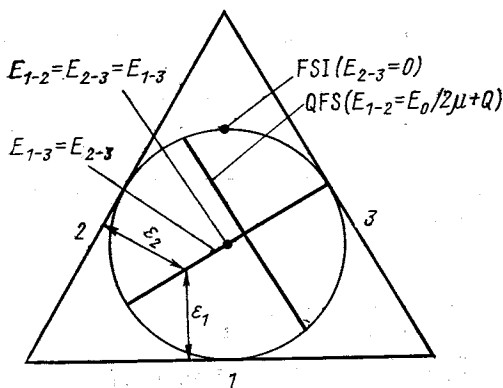


Рис. 3. Изображение кинематически выделенных областей фазового пространства в диаграмме Далица

следует из закона сохранения энергии. Из (27) или (28) получаем θ_1 ($\theta_1 = \theta_2$), а из (25) — разность $(\varphi_2 - \varphi_1)$.

Особый случай последней подобласти — так называемая симметричная точка. Она определяется условием $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \theta$, откуда следует $E_1 = E_2 = E_3 = (E_0 + Q)/3$. Из закона сохранения импульса находим

$$\cos \theta = \sqrt{\mu E_0 / 3 (E_0 + Q)}; \quad \varphi = 2\pi/3; \quad (29)$$

импульсы в с.ц.м. перпендикулярны к p_0 .

В уравнениях (14), (18), (24) и (26) знак «минус» может иметь место только в том случае, если суммарное выражение остается положительным.

Для наглядности целесообразно изобразить положения отмеченных областей в диаграмме Далица (рис. 3). В каждой точке круга Далица, за исключением трех точек взаимодействия в конечном состоянии $\varepsilon = 1$, можно дополнительно задавать две переменные. Равномерное распределение событий в фазовом пространстве дает также равномерное заполнение круга Далица.

Экспериментальные установки. Как уже было отмечено, трехчастичная реакция определена полностью, если измеряются пять кинематических переменных. Это означает, что необходимо регистрировать по крайней мере две частицы в совпадении. Схема часто применяемой установки для измерения двух протонов в совпаде-

нии изображена на рис. 4. Пучок протонов или дейтонов падает на водородсодержащую мишень и поглощается в цилиндре Фарадея. Протоны регистрируются двумя детекторами, установленными под переменными углами $\theta_1, \varphi_1; \theta_2, \varphi_2$ и покрывающими телесные углы $\Delta\Omega_1$ и $\Delta\Omega_2$. К этому обычно добавляют монитор для счета упругого $p-d$ -рассеяния. Мишень и детекторы находятся внутри камеры рассеяния в вакууме $10^{-5}-10^{-6}$ тор. Подобные установки описаны разными авторами [27—38]. Установки для регистрации нейтрона и протона в совпадении рассмотрены в [39—46]. Нейтроны во входном канале использовались в работах [47—56].

Дальнейшее обсуждение ограничивается измерениями двух протонов.

Для достижения достаточного углового разрешения пучок частиц фокусируется в пятне размером в несколько квадратных миллиметров. Мишени газовые или полиэтиленовые ($0,1-1$ мг/см²); изготовление подобных фольг описано, например, в [57]. Поток частиц составляет обычно 50—500 на 1 мм². Так как при такой плотности тока полиэтиленовая фольга плавится или быстро обедняется водородом [58], рекомендуется вращать мишень [59] или двигать ее другим способом [60]. Чаще всего используют поверхностно-барьерные детекторы. Они обеспечивают разрешение по энергии 10—20 кэв и временное разрешение около 1 нсек. Путем охлаждения и применения высоких напряжений можно несколько улучшить эти данные (см., например, [61]).

Перед детекторами обычно находятся круговые диафрагмы, края которых обработаны специальным способом. Их диаметры измеряются с погрешностью $\sim 0,01$ мм. Они определяют телесные углы $\Delta\Omega_1$ и $\Delta\Omega_2$, которые лежат в интервале $10^{-2}-10^{-4}$ стер.

Если падающие частицы — дейтоны, часто требуется дискриминация вида частиц. Применяют либо стандартный метод $\Delta E - E$ [41, 44, 62—64] при энергии протонов выше 1,5 Мэв, либо метод времени пролета [56]. Последний метод предполагает, конечно, пульсирующий пучок.

Детекторы установлены на вращающихся балках или дисках. Калибровка и проверка шкалы углов осуществляются разными способами. Кроме оптической юстировки можно, например, использо-

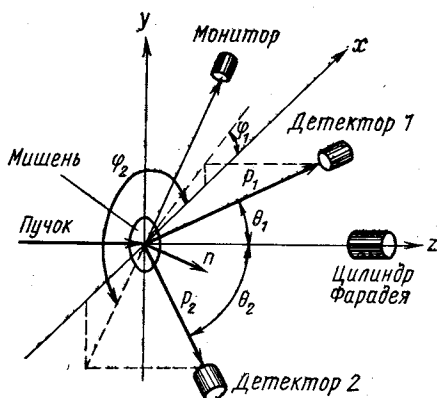


Рис. 4. Установка для измерений развала дейтона

вать упругое рассеяние на золоте для проверки симметрии относительно пучка и значений полярных углов. Испытанный метод — определение «углов пересечения» реакций ${}^2\text{H}(p, d)p$ и ${}^{12}\text{C}(p, p'){}^{12}\text{C}^*$ (4,433 Мэв). Полярный угол, при котором энергии упругорассеянных дейтронов и неупругорассеянных протонов равны, зависит только от энергии пучка и может быть измерен с погрешностью $\sim \pm 0,05^\circ$ [66]. Для градуировки энергии детекторов также может служить реакция ${}^{12}\text{C}(p, p'){}^{12}\text{C}^*$. На электростатическом генераторе можно достичь неопределенности в градуировке энергии ± 2 кэв.

Для калибровки временных отношений в системе из двух детекторов можно воспользоваться реакцией ${}^1\text{H}(p, 2p)$. При $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$ и равных расстояниях детекторов от мишени два протона попадают в детекторы одновременно. Тем самым находится точка нуля оси времени. Шкала времени обычно градуируется калиброванными кабелями задержки.

При измерении заряженных частиц полупроводниковыми детекторами обычно предполагается, что эффективность регистрации близка к единице. Разными авторами было найдено, что это не всегда верно (см., например, [67]). Поэтому необходимо до и после серии опытов проверить эффективность детекторов с помощью потока частиц известной интенсивности или методом сравнения.

Для лучшего использования времени на ускорителе выгодно применять больше двух детекторов в совпадении. Очень сложная установка с шестидестью четырьмя детекторными телескопами была создана на синхроциклотроне в Амстердаме. Авторы работы [68] указывают, что эта система охватывает 13% всего телесного угла. Распределение E -детекторов в шахматном порядке в восьмидесяти восьми полях дает угловое разрешение в 1° . Система из ста девяноста двух детекторов используется в университете шт. Техас [69]. Детекторы состоят из пластиковых сцинтилляторов NE-102 с фотоумножителями RCA 4517. При угловом разрешении порядка трех градусов все сто девяносто два детектора охватывают 3,5% всего телесного угла.

На тандегенераторе в г. Упсала была налажена установка с шестью детекторами и управляемой электроникой в системе КАМАК. По данным авторов работы [70], эффективность возрастает примерно в десять раз по сравнению с установкой из двух детекторов.

Исследование явлений поляризации при развале дейтона требует специальной измерительной техники, которая здесь не обсуждается. Пока проведено очень мало измерений такого рода [71—73]. Авторы указанных работ использовали поляризованные пучки протонов или дейтронов и исследовали асимметрию сечения при определенных комбинациях углов или анализирующую способность $A_y(\theta)$ в области $n-p$ -взаимодействия в конечном состоянии.

Электронные устройства для обработки данных измерений. На рис. 5 показана схема простой установки с двумя детекторами для непульсирующего пучка. Каждый предусилитель дает временной и спектроскопический сигналы. Временные сигналы с фронтом нарастания ~ 10 нсек усиливаются в быстрых усилителях, формируются в формирователях и запускают или останавливают конвертер времени в амплитуду. При этом сигнал остановки задерживается на 50—100 нсек. Выходной сигнал конвертера пропорционален временному интервалу между двумя временными сигналами. Он преобразуется в код в аналого-цифровом преобразователе.

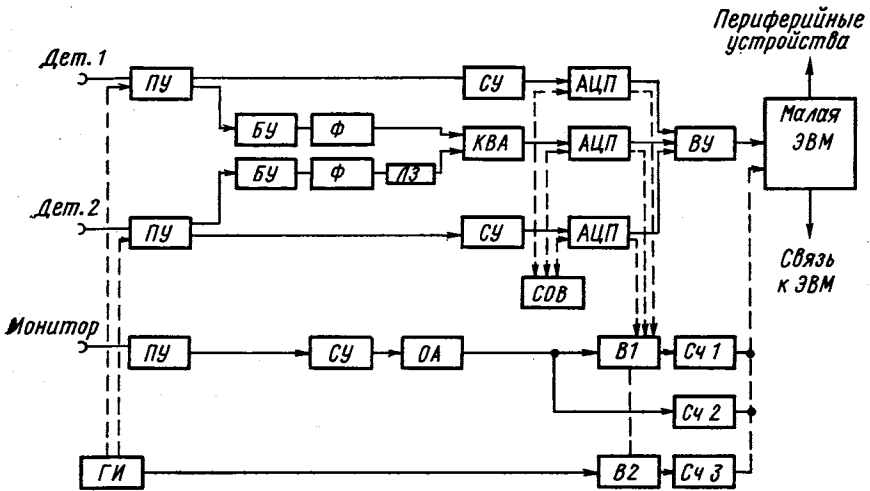


Рис. 5. Электронная схема для измерений развала дейтона:

ПУ — предусилитель; ВУ — быстрый усилитель; СУ — спектроскопический усилитель; Ф — дискриминатор и формирователь; ЛЗ — линия задержки; КВА — конвертер время-амплитуда; АЦП — аналого-цифровой преобразователь; СОВ — блок совпадений; ВУ — интерфейс; ОА — одноканальный анализатор; В — вентиль; СЧ — счетчик; ГИ — генератор импульсов

Спектроскопические сигналы (фронт ~ 1 мксек) усиливаются в спектроскопических усилителях и тоже преобразуются в код. Три преобразователя связаны схемой совпадения. Они запускаются только тогда, когда сигналы приходят в интервале 1 мксек. Три цифровых сигнала (или слова) объединяются во входном устройстве в суммарное слово и вводятся в малую ЭВМ. Она запоминает суммарные слова сначала в буферном устройстве. При так называемой переработке off-line данные затем записываются на магнитной ленте или другом запоминающем устройстве. После измерения собранные события перерабатываются в ЭВМ и сортируются в спектры. Этот метод также называют запоминанием событий. При переработке off-line события перерабатываются во время

измерения после заполнения буфера. Во избежание прерывания измерения во время переработки вновь поступающие события собираются во втором буфере (режим пинг-понг). Импульсы монитора тоже усиливаются. Одноканальный анализатор выделяет линию упругорассеянных протонов или дейтронов, счетчики $СЧ1$ и $СЧ2$ измеряют интенсивность. Для учета мертвого времени преобразователей сигналы монитора можно подавать через вентиль $В1$, который запирается на мертвое время одного из преобразователей.

Для проверки готовности и стабильности системы целесообразно подавать контрольные импульсы частотой $0,1-1$ гц с импульсного генератора на входы предусилителей. Они проходят блоки, как и настоящие сигналы, и накапливаются в свободном канале спектра. Через определенный интервал, например после каждого заполнения буфера, ЭВМ сравнивает число контрольных импульсов в спектре с содержанием счетчика $СЧ3$. Чтобы исключить контрольные импульсы, попадающие в мертвое время одного из преобразователей, перед счетчиком $СЧ3$ должен находиться второй вентиль, запирающийся синхронно с $В1$. Подобные методы автоматического контроля целесообразно осуществить в системе КАМАК.

С помощью описанного устройства можно перерабатывать скорости счета $\sim 5 \cdot 10^3$ *имп/сек* в отдельных каналах без особых трудностей. При обычных значениях телесных углов получают тогда не больше 10 *событий/сек*, что можно тоже легко переработать в малой ЭВМ. Более высокие скорости счета приводят ко все большему неопределенностям вследствие смещения порогов, смещения и расширения линий, наложения импульсов, увеличения мертвого времени и неправильного сопоставления временных и спектроскопических сигналов в схеме совпадения трех преобразователей. В этом случае требуются дополнительные меры для уменьшения этих эффектов или для их точного учета.

При переработке события в ЭВМ сначала проверяется, вылетали ли оба протона одновременно из мишени. Так как энергии двух протонов известны машине, она может учитывать разницу во времени пролета, а также зависящую от амплитуды задержку формирователя. Шумы приводят к случайным смещениям во времени. Все события внутри некоторого интервала времени принимаются за истинные. Во избежание потери истинных событий ширина интервала должна превосходить полуширину Δt , обусловленную шумами, по крайней мере в четыре раза. Значение Δt зависит от фронта t_A импульсов из детектора, фронта нарастания t_{AF} быстрых усилителей и минимальной энергии $E_{мин}$ протонов в спектре [74]:

$$\Delta t \sim \sqrt{t_{AF} + t_A^2/t_{AF}}/E_{мин}. \quad (30)$$

Все истинные совпадения сортируются в двумерный спектр с осями E_1 и E_2 . Все события, лежащие вне этого интервала, но внутри другого определенного интервала, либо бракуются, либо сортируются во второй спектр, в дальнейшем — в спектр случайных совпадений [38].

Представление данных измерений. В результате измерения получаем распределение событий по дискретным каналам, размазанное из-за конечных разрешений по углам и по энергиям в обе стороны от центральной кинематической кривой. В качестве примера приведены результаты измерений (рис. 6) с начальными данными, соответствующими кривой на рис. 1. Интенсивность пятен соответствует числу событий в канале. Для сравнения измеренного распределения с теоретическими расчетами надо либо рассчитать

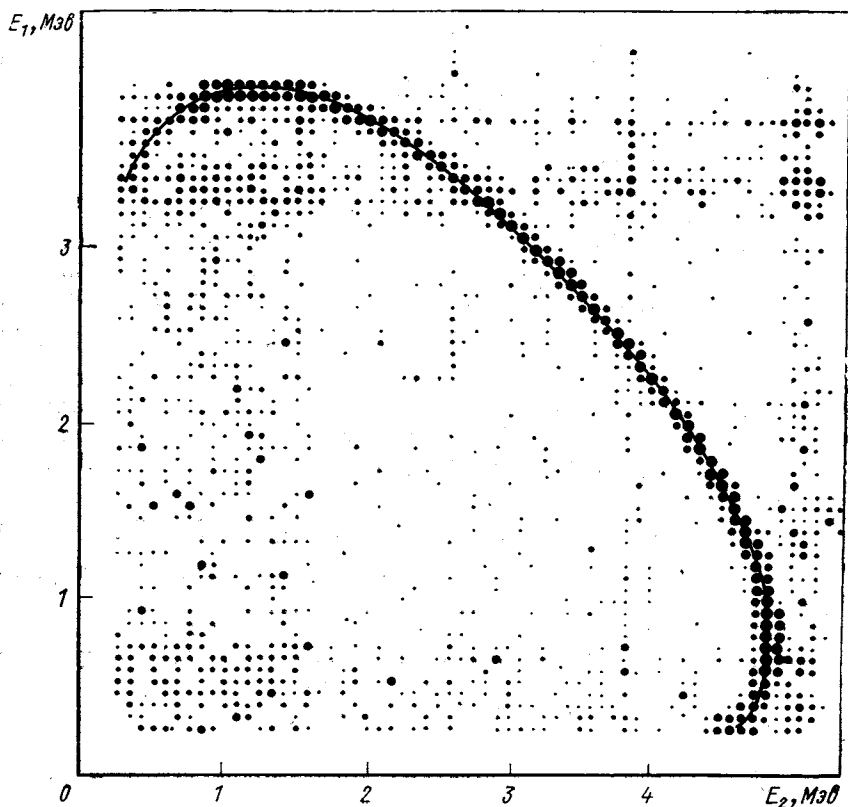


Рис. 6. Измеренный спектр $p-d$ -развала с кинематической кривой. Площади кружков соответствуют числу набранных в данном канале событий. Наименьшие точки соответствуют 1 событию, наибольшие — 64 событиям

теоретическое сечение для каждого канала с учетом экспериментальных разрешений (свертка), либо привести измеренный двумерный спектр к одномерному распределению. Первое можно осуществить, например, с помощью метода Монте-Карло [75]. На практике чаще всего выбирают второй путь, так как с ним связано уменьшение объема данных.

Проще всего сделать проекцию распределения на одну из осей энергии. В результате проектирования получаем

$$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 = N_i/\Delta\Omega_1\Delta\Omega_2\Delta E_{1i}N_EN_T. \quad (31)$$

Здесь N_i — число импульсов в интервале ΔE_{1i} ; N_E — число падающих частиц; N_T — число атомов мишени на 1 см^2 . Недостаток этого способа заключается в том, что он неприменим в области, где касательная перпендикулярна к оси энергии, а также в том, что представление двузачно из-за квадратичной зависимости $E_1 - E_2$. По этой причине обычно используют проекцию спектра на центральную кинематическую кривую. Известны различные методы (см., например, [66, 76, 77, 143]).

Пусть S — длина дуги. Тогда

$$\begin{aligned} d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dS &= (d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1) dE_1/dS = \\ &= (d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1)/\sqrt{1 + (dE_2/dE_1)^2}. \end{aligned} \quad (32)$$

Произведение $N_E N_T$ в (31) требуется для вычисления абсолютного значения сечения. Как уже отмечалось, оно определяется обычно с помощью монитора, измеряющего упругое рассеяние:

$$d\sigma_{e1}/d\Omega = N_M/\Delta\Omega_M N_E N_T, \quad (33)$$

где N_M — число упругорассеянных протонов или дейтронов; $\Delta\Omega_M$ — телесный угол монитора. Упругое дифференциальное сечение реакции ${}^2\text{H}(p, p){}^2\text{H}$ известно с точностью до нескольких процентов для нужных энергий и углов [20]. Уравнение (31) принимает тогда вид

$$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 = (N_i\Delta\Omega_M/\Delta\Omega_1\Delta\Omega_2 E_{1i} N_M) d\sigma_{e1}/d\Omega. \quad (34)$$

Если второй детектор используется одновременно как монитор, то в (34) $\Delta\Omega_1$ сокращается с $\Delta\Omega_2$.

Мерой согласия между приведенными экспериментальными и теоретическими значениями служит обычно величина χ^2 [78]:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\sigma_i^{\text{экс}} - \sigma_i^{\text{теор}})^2}{(\Delta\sigma_i^{\text{экс}})^2}. \quad (35)$$

Здесь $\sigma_i^{\text{экс}}$ и $\sigma_i^{\text{теор}}$ — соответственно экспериментальные и теоретические значения в канале i , а $\Delta\sigma_i^{\text{экс}}$ — ошибка при измерении $\sigma_i^{\text{экс}}$. Если преобладают статистические погрешности, $(\Delta\sigma_i^{\text{экс}})^2 \sim \sim \sigma_i^{\text{экс}}$. При сравнении с распределением, полученным методом

Монте-Карло, имеет место соотношение [155]:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i \frac{(\sigma_i^{\text{эксп}} - \sigma_i^{\text{теор}})^2}{(\Delta\sigma_i^{\text{эксп}})^2 + (\Delta\sigma_i^{\text{теор}})^2}; \quad N = \sum_i \sigma_i^{\text{эксп}} / \sum_i \sigma_i^{\text{теор}}. \quad (36)$$

При этом $\Delta\sigma_i^{\text{теор}}$ — статистическая ошибка, возникающая из-за конечного числа испытаний.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЦЕССА РАЗВАЛА ДЕЙТОНА

Теория рассеяния двух частиц. Для теоретического описания $N - d$ -рассеяния приведем сначала некоторые основы из теории рассеяния двух частиц.

Если между нуклонами действует потенциал v , оператор рассеяния t определяется интегральным уравнением

$$t(z_1) = v + v g_0(z_2) t(z_2), \quad z_2 = E_2 + i0. \quad (37)$$

Здесь E_2 — энергия системы двух частиц в с.ц.м.; $g_0(z_2) = (z_2 - h_0)^{-1}$ — оператор Грина; h_0 — гамильтониан свободного движения. В импульсном представлении (37) имеет вид

$$\langle \mathbf{k}' | t | \mathbf{k} \rangle = \langle \mathbf{k}' | v | \mathbf{k} \rangle + \int \frac{d^3k''}{(2\pi)^3} \frac{\langle \mathbf{k}' | v | \mathbf{k}'' \rangle \langle \mathbf{k}'' | t | \mathbf{k} \rangle}{(z^2 - k''^2)}. \quad (38)$$

Условие нормировки: $\langle \mathbf{k}' | \mathbf{k} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k})$. Из общей теории рассеяния известно, что матричный элемент $\langle \mathbf{k}' | t | \mathbf{k} \rangle$ описывает переход из состояния $|\mathbf{k}\rangle$ в состояние $|\mathbf{k}'\rangle$ при рассеянии с потенциалом v между частицами. Сечение

$$d\sigma(E_2, \vartheta) d\Omega = (1/16\pi^2) |\langle \mathbf{k}' | t(z_2) | \mathbf{k} \rangle|^2; \quad k^2 = k'^2 = E_2; \quad \cos \vartheta = (\mathbf{k}' \cdot \mathbf{k}) / (kk'). \quad (39)$$

Условие $k'^2 = k^2 = E_2$ выражает закон сохранения энергии. Из (39) видно, что для двухчастичного рассеяния требуются только диагональные элементы t относительно значений k, k' . Эти элементы называются матричными элементами на энергетической поверхности — «on-shell». В противоположность этому остальные элементы называются элементами вне поверхности — «off-shell». Иногда используют также элементы наполовину вне поверхности — «half-off-shell». Для них $k'^2 = E_2 = k^2$ или $k'^2 \neq E_2 = k^2$.

Один из фундаментальных вопросов ядерной физики — определение ядерных сил. При известном операторе рассеяния t можно найти оператор v обращением уравнения (37). Однако согласно (39) нельзя определить t полностью из данных по рассеянию двух частиц, можно только получить его диагональные элементы. Поэтому из опытов по рассеянию двух частиц невозможно найти потенциал полностью. Для получения однозначного потенциала необходимо дополнить двухчастичные данные. Гелфанд и Леви-

тан [79] показали, что потенциал становится однозначным, если дополнительно требовать его локальность. Дальнейшая возможность получения дополнительных сведений о потенциале — исследование рассеяния в системах с числом частиц больше двух.

Естественно, обращаются прежде всего к трехчастичной системе.

В следующем разделе показано, что матричные элементы вне поверхности действительно входят в уравнения для трехчастичного рассеяния. Получение информации о поведении вне поверхности из трехчастичных опытов затрудняется тем, что в уравнения эти элементы входят в интегральном виде. Кроме того, трудно выделить многочастичные эффекты, например трехчастичные силы. Выяснение этих проблем — важнейшая цель исследований $N - d$ -развала. Свойства t -матрицы вне поверхности можно изучать путем сравнения спектров трехчастичного рассеяния для различных фазово-эквивалентных потенциалов. Фазово-эквивалентные потенциалы различаются исключительно вне поверхности, а приводят к одинаковым фазам двухчастичного рассеяния и одинаковым энергиям связанных состояний, если таковые вообще имеются. Наборы фазово-эквивалентных потенциалов можно получить из некоторого данного потенциала путем фазово-эквивалентных преобразований [12, 13, 80]. Из-за трудностей решения интегральных уравнений трехчастичного рассеяния для сложных потенциалов систематические исследования такого рода только начались [13, 81].

В большинстве расчетов $N - d$ -рассеяния применяются потенциалы, описывающие поведение даже на энергетической поверхности только при низких энергиях. Для работ в области низких энергий некоторое оправдание этого приближения состоит в том, что в трехчастичные уравнения входит двухчастичная t -матрица только для $-\infty < E_2 \leq E_3$ [см. (49)]. Часто двухчастичное взаимодействие характеризуется просто фазой [82, 83]:

$$k \operatorname{ctg} \delta_0 = -1/a + r_0 k^2/2 - ck^4/(1 + dk^2), \quad (40)$$

где a — длина рассеяния; r_0 — эффективный радиус.

Отметим два специальных вида потенциала v , играющих важную роль в дальнейшем: локальный и сепарабельный. Локальным называется потенциал следующего вида:

$$\langle \mathbf{r}' | v | \mathbf{r} \rangle = v(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}). \quad (41)$$

Сепарабельный потенциал ранга N представляется в виде

$$v = \sum_{i=1}^N \lambda_i | \chi_i \rangle \langle \chi_i |; \quad (42a)$$

$$\langle \mathbf{k}' | v | \mathbf{k} \rangle = \sum_{i=1}^N \lambda_i g_i(\mathbf{k}') g_i(\mathbf{k}), \quad (42b)$$

где введены форм-факторы $g_i(\mathbf{k}) \equiv \langle \mathbf{k} | \chi_i \rangle$.

Строгая трехчастичная теория. Основа расчетов рассеяния в трехчастичной системе — уравнения Фаддеева [1, 84]. Они представляют собой систему интегральных уравнений, эквивалентную уравнению Шредингера с однозначными краевыми условиями. Для состояния рассеяния $|\psi_i\rangle N - d$ -развала уравнения Фаддеева имеют вид:

$$|\psi_i\rangle = |\psi^{(1)}\rangle + |\psi^{(2)}\rangle + |\psi^{(3)}\rangle; \quad (43a)$$

$$\begin{pmatrix} |\psi^{(1)}\rangle \\ |\psi^{(2)}\rangle \\ |\psi^{(3)}\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\phi_{Nd}\rangle \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + G_0(z_3) \begin{pmatrix} 0 & T_{23}(z_3) & T_{23}(z_3) \\ T_{31}(z_3) & 0 & T_{31}(z_3) \\ T_{12}(z_3) & T_{12}(z_3) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\psi^{(1)}\rangle \\ |\psi^{(2)}\rangle \\ |\psi^{(3)}\rangle \end{pmatrix},$$

$$z_3 = E_3 + i0. \quad (43b)$$

Здесь $G_0(z_3)$ — оператор Грина свободного движения трех частиц. Операторы $T_{ij}(z_3)$ определяются интегральными уравнениями

$$T_{ij}(z) = v_{ij} + v_{ij}G_0(z)T_{ij}(z), \quad (43b)$$

где v_{ij} — потенциал между частицами i и j .

Состояние входного канала $|\phi_{Nd}\rangle$ (дейтрон и свободный нуклон) удовлетворяет уравнению

$$(H_0 + v_{23})|\phi_{Nd}\rangle = E_3|\phi_{Nd}\rangle. \quad (43г)$$

Матричный элемент перехода к трем свободным частицам выражается через

$$T_{ji} = \langle \phi_f(E) | v_{23} + v_{31} + v_{12} | \psi_i(E_3) \rangle \quad (44a)$$

$$E \rightarrow E_3;$$

$$T_{ji} = (E_3 - E) \langle \phi_f(E) | \psi_i(E_3) \rangle.$$

$$E \rightarrow E_3. \quad (44б)$$

Здесь было использовано уравнение Шредингера:

$$\left. \begin{aligned} (H_0 + v_{23} + v_{31} + v_{12})|\psi_i(E_3)\rangle &= E_3|\psi_i(E_3)\rangle; \\ H_0|\phi_f(E)\rangle &= E|\phi_f(E)\rangle. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Существует ряд альтернативных формулировок уравнений рассеяния трех частиц, важнейшие из которых даны в работах [4, 5, 7, 85]. Уравнения Фаддеева $N - d$ -системы с учетом спина, изоспина и антисимметризации впервые приведены в [5]. Обзор квантовомеханической теории системы трех частиц можно найти в [17].

Решение уравнений Фаддеева. Вводим импульсные координаты Якоби в виде:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{p} &= (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3)/\sqrt{6}; \\ \mathbf{p}_1 &= (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3)/2; \\ \mathbf{q}_1 &= (\mathbf{k}_2 + 2\mathbf{k}_3 - 2\mathbf{k}_1)/2\sqrt{3}, \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

где $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$ — импульсы трех частиц в л. с. в системе единиц с $\hbar = m = 1$. Одновременно с импульсами \mathbf{p}_1 и \mathbf{q}_1 в уравнении Фаддеева используются также координаты $\mathbf{p}_2, \mathbf{q}_2$ и $\mathbf{p}_3, \mathbf{q}_3$, получаемые из (46) заменой индексов. После выделения движения центра масс трехчастичная волновая функция зависит еще от шести переменных. Дальнейшее упрощение достигается разложением по угловому моменту [15, 86—89]. Чаще всего это разложение производится по квантовым числам полного орбитального момента L , его z -составляющей M , орбитального момента одной пары l и момента λ третьей частицы относительно выбранной пары. В результате получаем бесконечную связанную систему интегральных уравнений для парциальных волновых функций, зависящих от двух непрерывных переменных. Возникает бесконечное число уравнений, так как для данного L находится бесконечно много комбинаций l и λ , связанных в L . В важном случае короткодействующего потенциал в уравнения входят только низшие значения l и система становится конечной. Подавляющее число работ по $N-d$ -развалу ограничивается значением $l = 0$. Даже в таком случае решение двумерного интегрального уравнения на современных ЭВМ представляет собой сложную задачу. Попытались решить этот вопрос прямым [90] и косвенным путями для локальных потенциалов с помощью приближения Паде [11] или методом квазичастиц [7, 91]. При расчете сечений для рассеяния получаем обычно хорошее согласие с экспериментом даже при ограничении $l = 0$ для парного взаимодействия. Однако для расчета поляризации необходимо учесть тензорные силы и высшие значения l . Пока поляризация рассматривалась почти исключительно для упругого $N-d$ -рассеяния [92, 93]. Измерений поляризации при $N-d$ -развале все еще очень мало [72, 73], а теоретические результаты ограничены [94].

Центральное место при расчете $N-d$ -развала занимает сепарабельная модель. Она получается из уравнений Фаддеева при использовании сепарабельного потенциала. Возникающее одномерное интегральное уравнение решается на ЭВМ сравнительно просто, особенно, если ограничиться потенциалом с одним слагаемым. Из большого числа работ с расчетами по сепарабельной модели (или модели Амадо) приведем только некоторые, а именно, [2, 3, 5, 8, 9, 13, 15, 94, 95].

Здесь мы рассмотрим уравнения для сепарабельного потенциала в таком виде, в каком они представлены в работе [13]. В уравнениях учтены спин, изоспин, антисимметризация и потенциал ранга N в виде

$$v_i = \sum_{\mu=1}^N \lambda_{i\mu} | \chi_{i\mu} \rangle \langle \chi_{i\mu} |; \quad i = \begin{cases} 1^3 S_1 n p; \\ 2^4 S_0 n p; \\ 3^4 S_0 n n, p p. \end{cases} \quad (47)$$

Индекс i указывает спин-изоспиновое состояние двухчастичной системы. Как видно из (47), двухчастичное взаимодействие предполагается зарядовозависимым. Для потенциала (47) двухчастичная t -матрица принимает вид

$$t_i(z) = \sum_{\mu, \nu=1}^N |\chi_{i\mu}\rangle \tau_{\mu\nu}^i(z) \langle \chi_{i\nu}|. \quad (48a)$$

Величины $\tau_{\mu\nu}^i(z)$ определяются равенствами

$$\left. \begin{aligned} \tau_{\mu\nu}^i &= \lambda_{i\mu} (A_i^{-1})_{\mu\nu}; \\ (A_i)_{\mu\nu} &= \delta_{\mu\nu} - \lambda_{i\nu} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{g_{i\mu}(k) g_{i\nu}(k)}{(z-k^2)}. \end{aligned} \right\} \quad (48b)$$

При указанных условиях уравнения Фаддеева записываются в виде

$$\begin{aligned} X_{j\lambda 11}^S(\mathbf{q}', \mathbf{q}; z_3) &= \Lambda_{j1}^S V_{j\lambda 11}(\mathbf{q}', \mathbf{q}; z_3) + \\ + \sum_{k=1, \mu}^3 \sum_{\nu=1}^N \Lambda_{jk}^S \int d^3q'' V_{j\lambda k\mu}(\mathbf{q}', \mathbf{q}''; z_3) k_{\mu\nu}^k(z_3 - q''^2) X_{k\nu 11}^S(\mathbf{q}'', \mathbf{q}; z_3). \end{aligned} \quad (49)$$

Здесь индексы j и k определяют спин-изоспиновое состояние; λ, μ, ν — отдельные сепарабельные слагаемые. Матрицы связи λ_{jk}^S имеют следующий вид (S — полный спин системы трех частиц):

$$\Lambda_{jk}^{3/2} = -\delta_{jk} \delta_{k1}; \quad \Lambda_{jk}^{1/2} = \begin{pmatrix} 1/2 & -1/2 & -1 \\ -3/2 & -1/2 & 1 \\ -3/2 & 1/2 & 0 \end{pmatrix}. \quad (50a)$$

Для зарядовонезависимых сил получаем только два связанных уравнения ($j, k = 1, 2$) с матрицами связи:

$$\Lambda_{jk}^{3/2} = -\delta_{jk} \delta_{k1}; \quad \Lambda_{jk}^{1/2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -3 \\ -3 & 1 \end{pmatrix}. \quad (50b)$$

Часто зарядовая зависимость учитывается только так называемым гибридным приближением [95]. В этом случае система для X^S (49) решается, как и для зарядовонезависимых сил. В качестве спин-синглетного двухчастичного взаимодействия при этом рассматривают либо синглетное $n-p$ -взаимодействие [95], либо модифицированное взаимодействие с усредненными параметрами рассеяния $a_{\bar{n}p}^{-1} = 2a_{np}^{-1}/3 + a_{pp}^{-1}/3$; $r_0 = 2r_{np}/3 + r_{pp}/3$ [9]. Как будет показано далее [см. (53)], в полную амплитуду развала кроме χ^S входят еще и множители g и t . В них зарядовая зависимость учитывается точно.

Величины $V_{j\lambda k\mu}(\mathbf{q}', \mathbf{q}; z_3)$ в (49) определяются равенством:

$$V_{j\lambda k\mu}(\mathbf{q}', \mathbf{q}; z) = \frac{g_{j\nu} \sqrt{4(\mathbf{q} + \mathbf{q}'/2)^2/3} g_{k\mu} \sqrt{4(\mathbf{q}/2 + \mathbf{q}')^2/3}}{3z/4 - q^2 - q'^2 - q\mathbf{q}'} \quad (51a)$$

с форм-фактором

$$g_{j\lambda}(p) = \langle p | \chi_{j\lambda} \rangle. \quad (516)$$

Для решения (49) надо разложить полную амплитуду по парциальным амплитудам:

$$X_{j\lambda 11}^S(q', q; z) = \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) X_{j\lambda 11, L}^S(q', q; z) P_L(\hat{q}'\hat{q}). \quad (52)$$

Отсюда легко получить систему интегральных уравнений для парциальных амплитуд $X_{j\lambda 11, L}^S$. Для вычисления сечения $N - d$ -развала необходимо, чтобы

$$T_r^S(p', q') = \sum_{\mu\nu} c g_{k\mu}(p') \tau_{\mu\nu}^k(z_3 - q'^2) X_{r\nu 11}^S(q', q; z_3). \quad (53)$$

Постоянная c в (53) возникает, когда волновую функцию дейтона во входном канале $|\Phi_d\rangle$ выражаем через форм-фактор $|\chi_{11}\rangle$. Имеет место соотношение

$$|\Phi_d\rangle = c g_0(E_d) |\chi_{11}\rangle, \quad (54)$$

где $g_0(E_d)$ — функция Грина двухчастичной системы при энергии связи E_d . Из (53) получаем квадрат полного матричного элемента процесса развала:

$$|T|^2 = (2/3) |T^{3/2}|^2 + (1/3) |T_t^{1/2}|^2 + (1/3) |T_s^{1/2}|^2; \quad (55)$$

$$\left. \begin{aligned} T^{3/2} &= T_1^{3/2}(p_1, q_1) - T_1^{3/2}(p_2, q_2); \\ T_t^{1/2} &= \frac{1}{2} [T_1^{1/2}(p_1, q_1) - T_1^{1/2}(p_2, q_2) + T_2^{1/2}(p_1, q_1) - \\ &\quad - T_2^{1/2}(p_2, q_2)]; \\ T_s^{1/2} &= \frac{2}{\sqrt{3}} \left[T_3^{1/2}(p_3, q_3) + \frac{1}{4} T_2^{1/2}(p_1, q_1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} T_2^{1/2}(p_2, q_2) - \frac{3}{4} T_1^{1/2}(p_1, q_1) - \frac{3}{4} T_1^{1/2}(p_2, q_2) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Весовые множители в (56) следуют из антисимметризации, а множители в (55) — из суммирования по спинам в выходном канале и усреднения по спинам во входном канале. В формуле (56) частицы 1 и 2 предпологаются идентичными.

Полученное выражение относится к кинематически полным опытам. Для неполных опытов необходимо интегрировать по ненаблюдаемой переменной. Сечение полного опыта имеет вид

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{(2\pi)^{10}}{\hbar v_0} \left(\frac{\hbar^2}{m}\right)^{9/2} \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right)^6 \rho |T|^2, \quad (57)$$

где фазовая плотность

$$\rho = (2\pi)^{-3} (m/\hbar^2)^3 k_1 k_2 [2 - (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1) \mathbf{k}_2 / k_2^2]^{-1}. \quad (58)$$

Здесь v_0 и k_0 означают скорость и импульс налетающей частицы; k_1 и k_2 — лабораторные импульсы регистрируемых частиц. Размерность сечения — $m^2 \cdot \text{стер}^{-2} \cdot \text{Мэв}^{-1}$. Хотя применение сепарабельных потенциалов и упрощает рассмотрение задачи трех частиц, однако численное решение системы (49) существенно усложнено тем, что в ядре интегрального уравнения имеются полюс выше порога двухчастичного распада $E_3 > E_d$ и логарифмические особенности выше порога развала $E_3 > 0$. Только за последние годы был разработан ряд методов, позволяющих добиться решения системы на ЭВМ.

В первых расчетах по сепарабельной модели был использован метод деформации контура [8, 9, 95, 96]. Суть метода заключается в следующем: контур интегрирования смещается в комплексной плоскости переменных интегрирования таким образом, что расстояния к особенностям становятся достаточно большими для того, чтобы можно было применять классические формулы численного интегрирования. Этот метод обеспечивает достаточную точность результатов; недостаток метода — для каждого форм-фактора необходимо сначала исследовать его аналитическое поведение в комплексной плоскости аргумента. По этой причине были развиты методы численного интегрирования вдоль вещественной оси. Они допускают любые форм-факторы, которые могут быть заданы даже в виде таблицы. Сюда относятся метод моментов [92, 97], модифицированный метод моментов [98] и способ, предложенный в работе [99]. Основа всех этих подходов — разделение ядра интегрального уравнения на сингулярные и несингулярные члены. Несингулярные члены заменяются интерполяционными полиномами, а оставшиеся интегралы по сингулярным членам решаются аналитически. Результаты, полученные различными численными методами, отличаются друг от друга примерно на 2% или меньше [13, 100], так что в настоящее время вряд ли можно сомневаться в правильности численных результатов сепарабельной модели.

Укажем на некоторые другие возможности анализа рассеяния трех частиц, хотя пока большинство численных результатов получено из уравнений Фаддеева и, в особенности, из сепарабельной модели.

В [101] показано, что уравнения Фаддеева можно преобразовать в интегро-дифференциальное уравнение в координатном пространстве. В [102, 103] указаны краевые условия, необходимые для решения этого модифицированного уравнения Фаддеева. Метод применялся для расчета связанного состояния трех частиц и фаз $N-d$ -рассеяния [104, 105]. Важную роль также играет модель краевых условий (ВСМ) [106—109]. В этой модели двухчастичный потенциал на малых расстояниях заменяется краевыми условиями на некотором радиусе. Краевые условия и внешний потенциал выбираются таким образом, чтобы экспериментальные двухчастичные

фазы воспроизводились. Зависящие от энергии краевые условия могут имитировать различное поведение потенциала вне поверхности. На основе ВСМ в [108] утверждается, что из развала дейтона нельзя получить информацию о ядерных силах вне массовой поверхности, которая не содержалась бы уже в длине дублетного $N - d$ -рассеяния. Однако другие авторы не подтвердили этот вывод [12, 13, 110]. Преимущество ВСМ состоит в том, что ее можно легко обобщить на релятивистский случай и что она приводит к одномерным интегральным уравнениям, как и сепарабельная модель. В противоположность сепарабельной модели имеется большое расхождение в результатах, полученных разными авторами для ВСМ, даже для связанных состояний [111].

Простые модели. Как уже отмечалось, точные расчеты по уравнениям Фаддеева появились только в последние годы. До этого

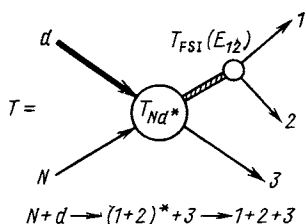


Рис. 7. Диаграмма взаимодействия в конечном состоянии

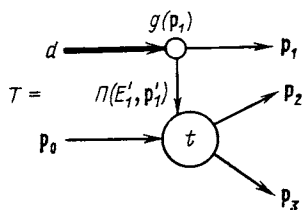


Рис. 8. Диаграмма квазиупругого рассеяния

спектры из развала дейтона объяснялись почти исключительно на основе двух простых моделей — модели Мигдала — Ватсона [112, 113] и так называемой модели спектатора. Успех моделей объясняется тем, что структура трехчастичных спектров определяется в основном двумя простыми механизмами, так называемым взаимодействием в конечном состоянии (FSI — final state interaction) и квазиупругим рассеянием двух из участвующих частиц (QFS — quasi free scattering). При FSI-механизме предполагается, что процесс развала протекает в два этапа. В выходном канале образуются сначала отдельная частица и промежуточная система из двух частиц. На втором этапе промежуточная система распадается на две частицы (рис. 7). Для осуществления механизма FSI необходимо, чтобы двухчастичные силы способствовали образованию промежуточного состояния. В случае $N - N$ -взаимодействия это условие выполняется благодаря виртуальному уровню 1S_0 . Как показано Мигдалом [113], для малых относительных энергий E_{12} между частицами 1 и 2 форма трехчастичного спектра определяется 1S_0 -уровнем [множителем $T_{FSI}(E_{12})$]:

$$|T|^2 = |T_{Nd*}|^2 |T_{FSI}(E_{12})|^2, \quad (59a)$$

где

$$|T_{\text{FSI}}(E_{12})|^2 \sim (E_{12} + E_s)^{-1} \approx (k^2 + k^2 \text{ctg}^2 \delta_0)^{-1} \approx \approx \{k^2 + (-1/a_s + r_{0s}k^2/2)\}^{-1} E_{12} = k^2. \quad (596)$$

При этом используются следующие соотношения между энергией E_s виртуального уровня и синглетными параметрами рассеяния a_s и r_{0s} :

$$E_s = \alpha^2; \quad \alpha = a_s^{-1} + r_{0s}\alpha^2/2; \quad E_s = 67 \text{ кэв}. \quad (59\text{в})$$

Последнее равенство в (59б) следует из формулы эффективного радиуса (40). Множитель $|T_{Nd^*}|^2$ в (59а) можно считать слабо меняющимся для малых относительных энергий E_{12} , так что в этой области форма спектра определяется множителем T_{FSI} .

В основе второго механизма, квазиупругого рассеяния, лежит представление о том, что падающий нуклон рассеивается только на одном из двух нуклонов дейтона, в то время как второму нуклону не передается импульса (он выступает как зритель-зритель-спектатор). Из-за незначительной энергии связи дейтона эта модель уже при низких энергиях дает хорошее объяснение процесса. Количественное описание квазиупругого рассеяния [114, 115] учитывает распределение импульсов нуклона в дейтоне согласно диаграмме рис. 8. Величины $\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3$ — лабораторные импульсы входящих и выходящих частиц. Из закона сохранения энергии и импульса следует: $E'_1 = -E_d - p_1^2/2m$; $\mathbf{p}'_1 = -\mathbf{p}_1$. Процесс протекает в два этапа. Сначала виртуально распадается покоящийся дейтон, описываемый вершинной частью $g(\mathbf{p}_1)$, а потом налетающая частица рассеивается на одной из двух частиц. Этот процесс описывается двухчастичной матрицей рассеяния t . Пропагатор

$$\Pi(E'_1, p'_1) = E'_1 - p_2^2/2m (-E_d - p_1^2/2m) - p_1^2/2m = -E_d - p_1^2/m; \quad (60)$$

$$T = g(\mathbf{p}_1) \langle \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3 | t(z - 3p_1^2/4m) | \mathbf{p}_0, -\mathbf{p} \rangle / \Pi(E'_1, p'_1); \quad (61\text{а})$$

$$T = \varphi_d(\mathbf{p}_1) \langle \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3 | t(z - 3p_1^2/4m) | \mathbf{p}_0, -\mathbf{p}_1 \rangle. \quad (61\text{б})$$

Здесь $\varphi_d(\mathbf{p}_1)$ волновая функция дейтона:

$$\varphi_d(p_1) = -g(p_1)/(E_d + p_1^2/m) = -g(p_1)/(E_d + 2E_1). \quad (62)$$

Из выражения для φ_d видно, что матричный элемент имеет максимум при $E_1 = 0$, т. е. когда частица 1 остается в покое (спектатор). При этом предполагается, что $g(\mathbf{p}_1)$ меняется в этой области не слишком сильно.

Простое импульсное приближение (SIA) предполагает постоянный матричный элемент вдоль кинематической кривой, так что форма спектра описывается одной лишь волновой функцией $\varphi_d(\mathbf{k})$. Можно отметить некоторые модификации SIA, а именно: SIA с резким обрезанием [116] и SIA с размазанным обрезанием [117].

Учет кулоновского взаимодействия. Важная проблема при расчете развала дейтона протонами — учет кулоновских сил. Это

вопрос большого практического значения, так как экспериментов по $p-d$ -реакции проводится намного больше, чем по $n-d$ -реакции. Объясняется это тем, что опыты с протонами осуществить проще (а точность их выше), чем опыты с нейтронами. Однако для получения надежных данных о ядерных силах из $p-d$ -экспериментов должно быть известно влияние кулоновского взаимодействия на спектры $p-d$ -развала. Обзор методов учета электромагнитного взаимодействия в трехнуклонной задаче можно найти в [118].

Если решение уравнений Фаддеева даже без кулоновского взаимодействия (КВ) для реалистических потенциалов представляет собой сложную задачу, то ситуация усложняется еще больше с включением электромагнитных сил. Из-за зависимости r^{-1} электростатического потенциала нельзя использовать уравнения Фаддеева в их первоначальном виде. В работах [119, 120] приведены модификации уравнения Фаддеева, основанные на том, что ядро интегрального уравнения изменяется таким образом, чтобы оно стало вполне непрерывным. Это достигается, например, удалением чисто кулоновского члена или наиболее мешающих особенностей из ядра; соответственно видоизменяются функция Грина и неоднородный член.

Другая формулировка трехчастичной задачи с КВ выводится из уже отмеченного интегро-дифференциального уравнения [101] с использованием указанных в [121] краевых условий с КВ.

В работе [122] проблема КВ решается на основе метода квазичастиц. Как показали исследования Альта, метод квазичастиц хорошо подходит для учета КВ как метод хорошо работающий для локальных потенциалов. Для сепарабельного ядерного потенциала ранга 1 в [122] вычислялись $^4\delta_0$ -фазы $p-d$ -рассеяния как ниже, так и выше порога развала.

Расчет спектров развала со строгим учетом электростатических сил пока не осуществлен. В современных машинных программах, основывающихся почти исключительно на модели Амадо, кулоновские силы включаются обычно только при взаимодействии в конечном состоянии. Это делается так, что энергетическое распределение для незаряженных частиц заменяется соответствующим распределением для заряженных частиц [123, 124]. FSI для заряженных частиц исследован уже в 1955 г. А. Б. Мигдалом [113]. Множитель $|T_{FSI}|^2$ из уравнения (59) в случае двух протонов заменяется на

$$\{|T_{FSI}|^2 \sim C_0^4/[k^2 C_0^4 + (-1/a_{pp} + r_{opp}k^2/2 - h(\eta)/R)^2], \quad (63)$$

где применено разложение эффективного радиуса для заряженных частиц (см., например, [82]):

$$C_0^2 k \operatorname{ctg} \delta_0 + h(\eta)/R = -1/a_{pp} + r_{opp}k^2/2. \quad (64)$$

Здесь δ_0 — смещение фаз, обусловленное ядерными силами в присутствии кулоновских сил;

$$\left. \begin{aligned} C_0^2 &= 2\pi\eta / [\exp(2\pi\eta) - 1]; \quad \eta = e^2 m / 2\hbar^2 k; \quad R = \hbar^2 / me^2; \\ h(\eta) &= -\ln \eta - \gamma + \eta^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + \eta^2)}; \quad \gamma = 0,5772; \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

a_{pp} и r_{pp} — соответственно длина рассеяния и эффективный радиус $p-p$ -рассеяния.

При $k = 0$ следует: $C_0^2 = 0$; $|T_{\text{FSI}}|^2 = 0$, т. е. в FSI в противоположность незаряженным частицам в спектрах протонов для нулевой относительной энергии возникает не максимум, а минимум сечения.

Способ приближенного учета электростатического отталкивания не только в FSI, но и в других механизмах $p-d$ -развала указан в [124].

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПРЕДЕЛЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ ФАЗОВОГО ПРОСТРАНСТВА

В работе [20] в табл. 2.4.1 и 3.4.1 представлены данные измерений развала дейтона. Наша таблица служит дополнением к ним (приведены более поздние кинематические полные измерения). В столбце «интерпретация» указаны авторы машинных программ, примененных для интерпретации измерений. Надо, однако, отметить, что некоторые программы существуют в нескольких вариантах.

Определение параметров рассеяния. В физике элементарных частиц вопрос о зарядовой инвариантности и зарядовой симметрии $N-N$ -взаимодействия имеет большое значение. В настоящее время количественные данные могут быть получены анализом низкоэнергетических данных рассеяния, т. е. сопоставлением длин рассеяния a и эффективных радиусов r для S -волн в разных зарядовых состояниях пары нуклонов. Обзор этой тематики с указаниями современных экспериментальных значений a и r для $p-p$, $n-p$ - и $n-n$ -взаимодействий, а также перечнем литературы можно найти, например, в [125]. Имеется обзор [66] по определению a_{nn} .

В настоящее время кинематически полные измерения развала дейтона нейтронами в области $n-n$ -FSI относятся к самым надежным определениям a_{nn} . Тщательные измерения проводились прежде всего группами Цейтница [56] и Бройнлиха [55]. Они получили $a_{nn} = (-16,3 \pm 1)$ ферми. Значения r_{nn} определяются с большими погрешностями. Более точные измерения пока отсутствуют. В работе [126] авторы предлагают определить r_{nn} из квазиупругого $n-n$ -рассеяния при развале дейтона. Однако необ-

Таблица измерения сечений реакций $^3\text{H}(\rho, 2p)n$

$E_{\text{лаб. Мэв}}$	θ ст. град	θ ст. град	θ ст. град	Ав. град	Область фазового пространства	Интерпретация	Литература
3,8—5	30 ÷ 47,7	60	10 ÷ 62,8	180	$n-p$ -FSI функц. возб.	Ebenhöh	[148]
7; 8,5; 10	50 ÷ 80			180 и др.	$n-p$ -QFS и FSI и др.		[66]
8—12	41 ÷ 154			180	$n-p$ -FSI функц. возб.	EBS*	[46]
8,5	45 ÷ 138			180	$n-p$ -FSI углов. распр.	EBS	[149]
10; 15,9; 19,9	70	Соотв. FSI		180	$n-p$ -FSI углов. распр.	EBS	[77]
20—40				180	$n-p$ -FSI функц. возб.	Ebenhöh	[136]
20—50				Измерено σ_{tot}		Cahill, Sloan;	[150]
						КТМ**	
23	58 ÷ 140			180	$n-p$ -FSI углов. распр.	Ebenhöh, Haftel	[37]
23	50 ÷ 62,8	57,8 ÷ 62,8		180	Коллинеарный сл. и др.	Ebenhöh, Haftel	[137]
23; 39,5	27,4 ÷ 40,5	27,4 ÷ 40,5		≠ 180	Пост. относит. энергии	КТМ; Jain, Doolen	[138, 139]
25,8	44 ÷ 140			180	$n-p$ -FSI углов. распр.	EBS	[140]
44,9	60 ÷ 120			180	$n-p$ -FSI углов. распр.	Ebenhöh, Haftel	[141]
44,9	22—80	80—22		180 и др.	$n-p$ -QFS	Ebenhöh, Haftel	[81]
50	34; 36; 38	34; 36; 38		140	$n-p$ -QFS	КТМ	[142]
58,5	43—72	43—72		180	$n-p$ -QFS	Ebenhöh	[64]
					$n-p$ -QFS		
					$n-p$ -QFS		
12,8	71 ÷ 139			180	$n-p$ -FSI	EBS	[140]
12,9	82 ÷ 138			180	$n-p$ -FSI	EBS	[143, 36]
26,5					$n-p$ -FSI	КТМ	[144, 145]
					70% фазового пространства		
					$^3\text{H}(d, 2p)n$		
6,8—14,8	19,5	30		0	$n-p$ -FSI		[151]
8—12	50 ÷ 80			180	$n-p$ -FSI		[46]
22,4; 35,7		70		180	$p-p$ -FSI	Ebenhöh	[136]
					$^3\text{H}(n, 2n)p$		
14,1	30	80		180	$n-p$ -FSI	Watson — Migdal	[152]
14,1	30 40	30; 40		180	$n-n$ -QFS	Ebenhöh	[153]
14,2	17,8	11		0	$n-n$ -FSI	Ebenhöh	[55]
14,5	30	30 (80)		0, (180)	$n-n-n$ и $n-p$ -FSI	Cahill, Sloan	[54]
15,5	40	40		180	$n-n$ -QFS		[154]
					$^3\text{H}(n, np)n$		
8,2—22	0—180	0		Измерено σ_{tot}		КТМ	[146]
14,4					$n-n-n, n-p$ -FSI		[147]

* Ebenhöh, Bruinsma, Stuivenberg. ** Kloet, Tjon, Mafliet.

ходимым условием для этого является наличие модельных расчетов, дающих надежные сечения в области QFS.

Для решения вопроса о зарядовой симметрии необходимо сравнивать a_{nn} с некоторой длиной p — p -рассеяния a_{pp}^N с поправкой на отсутствие электростатических сил. Полученное значение a_{pp}^N зависит, однако, от применяемой модели, т. е. от того, какой из фазово-эквивалентных потенциалов для $N - N$ -взаимодействия в S -состоянии выбирается для расчета кулоновской поправки [127, 128]. Таким образом выясняется, что не только наблю-

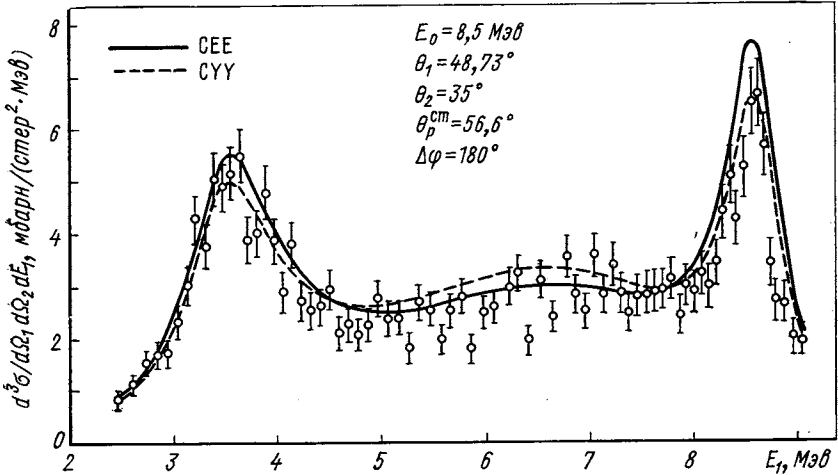


Рис. 9. Проекция спектра $p - d$ -развала, изображенного на рис. 6, на кинематическую кривую (длину дуги).

Два пика соответствуют механизму $n - p$ -FSI для пар частиц 2—3 ($E_{2-3} = 38$ кэв) и 1—3 ($E_{1-3} = 0$) (см. рис. 1). Кривые — расчет по сепаратальной модели с экспоненциальным форм-фактором (CEE) и с форм-фактором Ямагучи (CYY)

даемые трехнуклонные системы, но и значение a_{pp}^N зависят от $N - N$ -взаимодействия вне поверхности. Другими словами, если зарядовая симметрия предполагается заданной, то реалистичский $N - N$ -потенциал в S -состоянии должен в отсутствие КВ воспроизвести значение $a_{nn} = -16,3$ ферми и с включением электростатических сил $a_{pp} = -7,826$ ферми. Это требование налагает некоторые ограничения на взаимодействие вне массовой поверхности.

Исследования области фазового пространства с взаимодействием в конечном состоянии. Если кинематические условия (см. разд. 1) выбираются таким образом, что в некотором месте кинематической кривой относительная энергия, например, $n - p$ -пары близка к нулю, в сечении появляется пик, вызванный прежде всего виртуальным 1S_0 -состоянием, приблизительно при 66 кэв (см. разд. 2). На рис. 9 приведен пример, соответствующий такой

же кинематической ситуации, как и на рис. 1, 2 и 6. Угол вылета протона в с. ц. м. называется углом образования θ_p^{cm} .

Рядом измерений при разных комбинациях углов можно определить сечение в местах нулевой относительной энергии $n-p$ -системы в зависимости от угла θ_p^{cm} . В некотором смысле это угловое распределение можно приписать дублетному рассеянию к виртуальному уровню $n-p$ -системы. Результаты измерений представлены на рис. 10, 11. Кривые рассчитаны с модифицированной программой Эбенхё [56]. При этом СЕЕ означает, что использо-

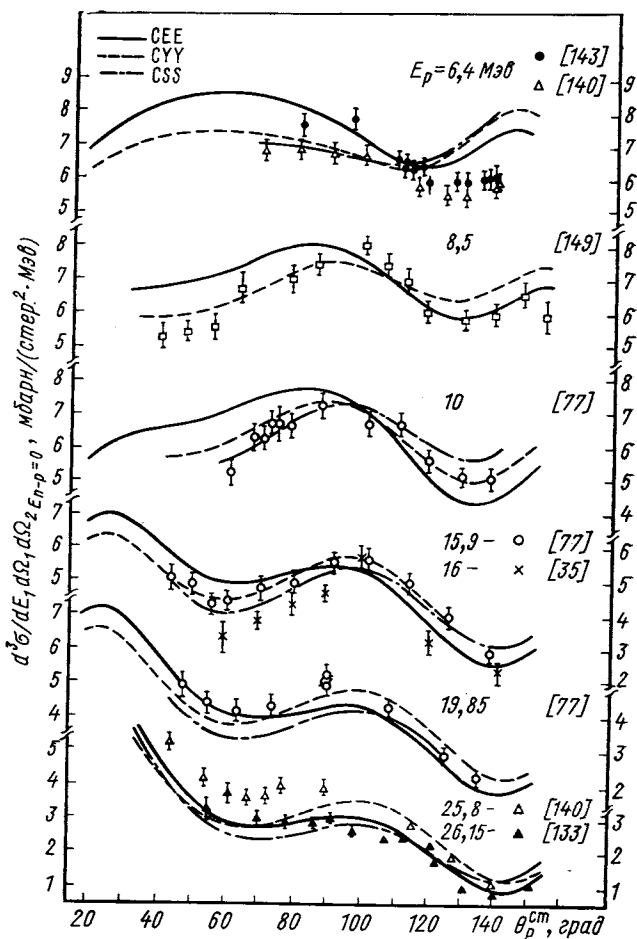


Рис. 10. Угловые распределения сечения реакции ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ для $n-p$ -FSI при различных значениях энергии налетающей частицы

валось зарядовозависимое приближение (С), а не гибридное (Н) и форм-факторы сепарабельного потенциала ранга 1 и в синглетном и в триплетном состояниях имеют экспоненциальную форму (Е). У вместо Е обозначает потенциал Ямагучи, а S — особый форм-фактор сепарабельного потенциала ранга 2 [13], поведение которого вне поверхности примерно соответствует потенциалу REID с мягкой сердцевинкой. Буква С в конце символа (например, СЕЕС) означает, что учитывалось КВ в приближении, указанном в [132]. Все кривые рис. 11 рассчитаны в гибридном приближении (Н); НQQ означает, что использованы форм-факторы с квадратичной зависимостью [156]. Кривые НА1—8 и НВ2—11 рассчитаны [14, 37] на основе специальных потенциалов ранга 1 с множителем $\rho(E)$, явно зависящим от энергии. Подходящим выбором $\rho(E)$ можно генерировать фазово-эквивалентные потен-

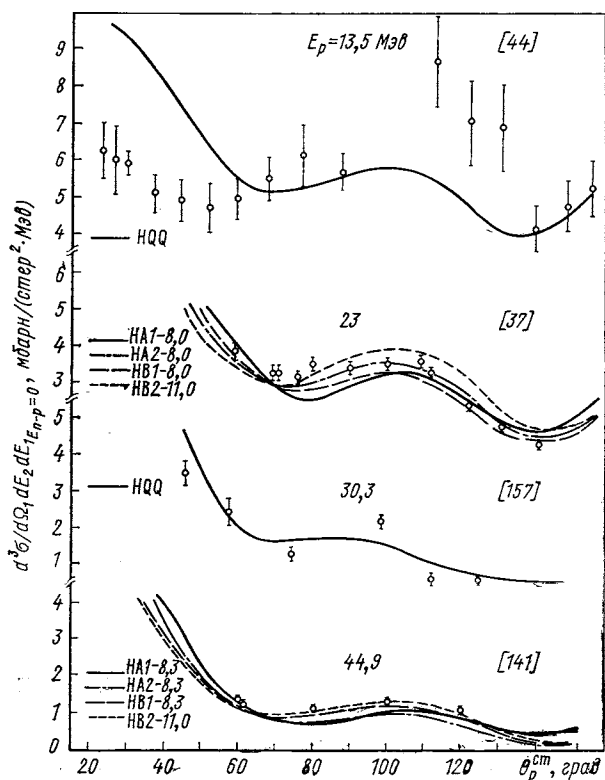


Рис. 11. Угловые распределения сечения реакции ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ для $n-p$ -FSI при различных значениях энергии налетающей частицы

циалы, приводящие к разным энергиям связи тритона. При НА2—8, НВ2—8 и НВ2—11 воспроизводятся одинаковые параметры рассеяния и фазы, в то время как НА1—8 дает слегка отличающиеся значения [15⁷].

Рис. 12 показывает относительные расхождения между экспериментальными и теоретическими значениями с приближенным учетом кулоновского взаимодействия и без него.

Прежде чем рассмотреть отдельные распределения и возможности извлечения из них информации об $N - N$ -взаимодействии

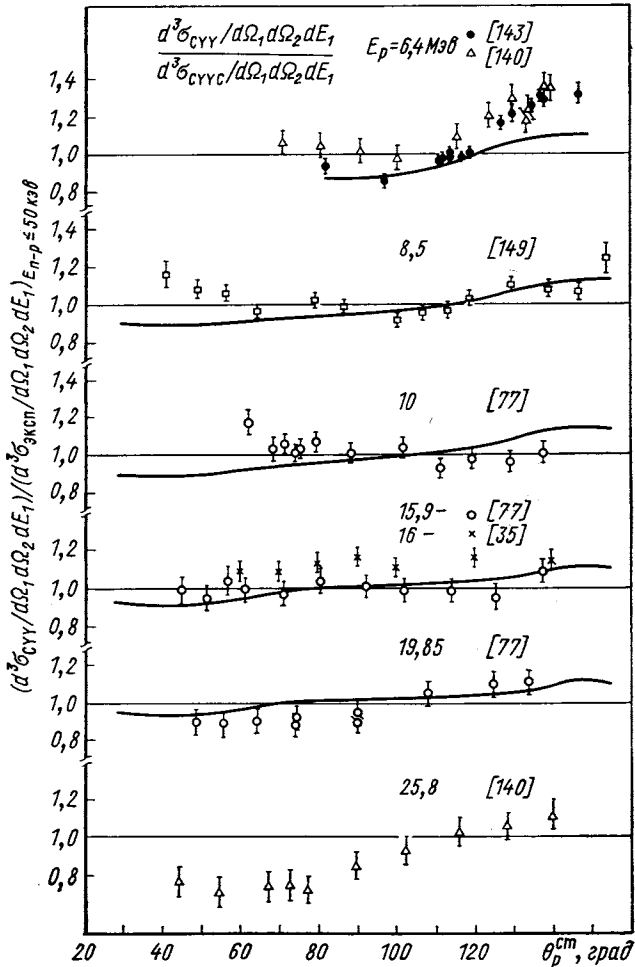


Рис. 12. Угловые распределения сечений, изображенных на рис. 10, нормированные на теоретические сечения (СYY)

вне энергетической поверхности, обсудим этот вопрос с общей точки зрения. Так как пик FSI возникает благодаря двухнуклонному взаимодействию, можно предположить, что при этом трехчастичные эффекты не проявляются. В самом деле, форма пика определяется почти полностью множителем усиления $|T_{FSI}|^2$ (см. разд. 2). Однако в абсолютное сечение входит и амплитуда T_{Nd*} , содержащая всю сложность трехнуклонной задачи, включая и эффекты вне поверхности. Таким образом, вне сомнения, что и сечение FSI чувствительно к поведению потенциала вне поверхности. Однако возникает еще два вопроса: можно ли из измерений сечений развала извлекать действительно новую информацию, не содержащуюся уже в свойствах связанной трехнуклонной системы и упругого $n-d$ -рассеяния, и могут ли возможные трехчастичные силы влиять на сечение таким образом, чтобы невозможно было различить оба эффекта. В настоящее время на первый вопрос нет однозначного ответа; что касается второго, ответ на него получаем из работ [101, 135]; оба эффекта можно различить только в том случае, если рассматриваются еще другие взаимодействия или системы с числом нуклонов больше трех. В дальнейшем предполагается, что трехнуклонными силами можно пренебречь.

Из [159] уже давно известно, что различное поведение вне поверхности для фазово-эквивалентных потенциалов дает разные энергии связи тритона E_T и длины рассеяния дублетного упругого $n-d$ -рассеяния 2a . Однако расчетные значения E_T и 2a коррелированы и в $E_T - ^2a$ -диаграмме грубо аппроксимируются прямой, так называемой линией Филлипа.

С помощью модели граничных условий в [55] было найдено, что сечение развала для $E_0 = 14,4$ Мэв и углов $\theta_1 = \theta_2 = 47^\circ$, $\varphi_1 - \varphi_2 = 159^\circ$ меняется очень слабо, если задавать дублетную длину 2a (или E_T). Автор делает вывод, что из измерений развала нельзя получить дополнительную информацию о поведении вне поверхности. Специальная комбинация углов была выбрана на основании работы [11], в которой были получены особенно сильные отклонения в этой точке фазового пространства, когда расчет проводился с четырьмя разными локальными (но не с фазово-эквивалентными) потенциалами и потенциалом Ямагучи. В противоположность этому в [110] были получены заметные различия в сечении для более высоких значений энергии пучка при расчете с фазово-эквивалентными потенциалами, приводящими тоже к неизменной энергии связи тритона E_T . На рис. 11, например, кривые НА2—8,3 и НВ2—8,3 для $E_p = 44,9$ Мэв различаются примерно на 10—20%. Авторы работы [108] утверждают, что использованные потенциалы обладают необычными аналитическими свойствами при отрицательной энергии и по этой причине они негодны для реалистических вычислений. Однако недавно были опубли-

кованы расчеты с некоторыми фазово-эквивалентными потенциалами ранга 2 [13], подтверждающие в некотором смысле результаты как [55], так и [110]. Автор сумел показать, что, например, вычисленные сечения FSI для $E_p = 14,4$ Мэв коррелированы с 2a в виде обобщенной линии Филлипса. Однако корреляция очень слабая для 22,7 Мэв и исчезает для 44,9 Мэв. Различия в абсолютных сечениях не слишком большие, но в общем составляют от 10 до 20%.

При рассмотрении всех шести распределений, изображенных на рис. 10, можно заключить, что потенциал СУУ несколько лучше, чем другие потенциалы, описывает экспериментальные точки. Отклонения от кривой СУУ в общем не больше 10—20%. Только для $E_p = 6,4$ Мэв при больших θ_p^{cm} , а для $E_p = 25,8$ Мэв при малых θ_p^{cm} они превосходят 20%. Эти отклонения не устраняются потенциалами СЕЕ или ССС. Из рис. 12 видно, что приближенный учет кулоновского взаимодействия улучшает согласие при $E_p = 6,4$ Мэв, но не может объяснить отклонения при больших θ_p^{cm} . При других энергиях существенного улучшения не наблюдается. Рис. 11 показывает подобные отклонения между измеренными и вычисленными значениями. При 44,9 Мэв потенциал НВ2—11 кажется несколько предпочтительнее. Однако надо учесть, что эти расчеты проводились в гибридном приближении. А зарядовозвисимые расчеты могут дать отклонения в сечении выше 10% [160].

Кроме того, в расчетах, представленных на рис. 10 и 11, авторы пренебрегли тензорными силами и p -волной. В гибридном приближении авторы работ [94, 129] показали, что, например, при $E_0 = 22,7$ Мэв учет тензорных сил и p -волн увеличивает сечение FSI до 15%.

В заключение об угловых распределениях $n - p$ -FSI можно сказать, что для энергии налетающей частицы выше 20 Мэв в принципе можно получить новую информацию об $N - N$ -взаимодействии. Для количественных заключений, однако, надо улучшить как модельные расчеты, так и абсолютную точность измерений.

При развале дейтона протонами можно кроме $n - p$ -FSI наблюдать и $p - p$ -FSI, ответственное за появление минимума сечения из-за электростатического отталкивания. Экспериментальные данные содержатся, например, в [39, 130—132], обзор результатов — в [19].

Анализ изотропии или анизотропии рассеяния в подсистеме двух нуклонов с малой относительной энергией проведен в ряде работ, например в [133, 134]. Этот вопрос подробно обсужден в обзоре [19], так что мы можем отказаться от его дальнейшего рассмотрения.

Исследования квазиупругого рассеяния. До 1975 г. было опубликовано большое число работ как по $n - p$ -, так и по $p - p$ -QFS.

Результаты измерений представлены в табл. 4 обзора [19]. Экспериментальные исследования включают как измерения пиков QFS в зависимости от угла в с. п. м., т. е. угловые распределения QFS, при разных энергиях пучка, так и измерения пиков QFS при симметричных компланарных углах в зависимости от энергии налетающей частицы. В качестве примера на рис. 13 показаны угловые распределения сечений в л. с. при $E_0 = 23$ Мэв [162]. Нанесенные кривые — расчеты по программе Эбенхё с потенциалом Ямагучи в гибридном приближении. Для $n - p$ -сечений расхождение с экспериментом составляет $\sim 10-20\%$; для $p - p$ -сече-

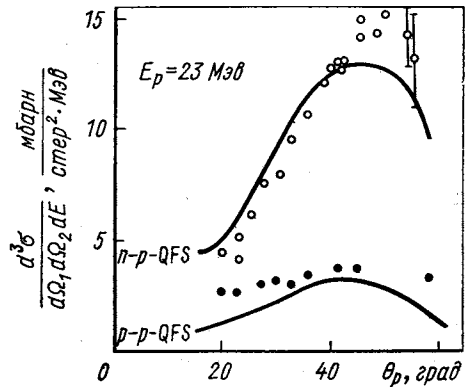


Рис. 13. Угловое распределение сечений $n - p$ (○) и $p - p$ (●) в л. с. для квазиупругого рассеяния QFS

ний при малых и больших углах возникают значительные разногласия, очевидно, оттого, что не учитывалось КВ. Разница в абсолютных сечениях между $n - p$ - и $p - p$ -пиками — следствие принципа Паули.

По сравнению с теоретическими расчетами для случая FSI вычисленные абсолютные значения сечения для QFS сильно зависят от использованных на поверхности потенциалов. Так, при $E_0 = 23$ и 45 Мэв [100, 81] потенциалы дают небольшую разницу в фазах рассеяния и значительную ($\sim 35\%$) в сечении QFS. Но фазово-эквивалентные потенциалы приводят к почти неизменным сечениям QFS. Этот результат показывает, что сечения QFS нечувствительны к поведению вне поверхности.

Для вычисленных сечений QFS характерно, что парциальная волна полного орбитального момента с $L = 0$ не дает преобладающего вклада в полное сечение, а другие парциальные волны когерентно складываются. Этим отчасти объясняется нечувствительность сечения к потенциалу вне поверхности, так как только член дублетной амплитуды [см. (56)] с $L = 0$, т. е. состояния, в которых все три нуклона находятся одновременно на малых

расстояниях друг от друга, чувствителен к поведению вне поверхности.

Другой характерный результат расчетов QFS заключается в том, что для не слишком высоких энергий налетающей частицы возникает сильная деструктивная интерференция между определенными членами (56). Она в значительной мере определяет не только абсолютное значение, но и форму пика QFS. Это одна из существенных причин, почему упомянутые в разд. 2 приближенные методы — простое импульсное приближение и его модификации — дают завышенные абсолютные значения пика QFS. Только при энергии пучка выше 70 Мэв для $n - p$ -QFS и выше 120 Мэв для $p - p$ -QFS эти методы дают абсолютные значения, приблизительно согласующиеся с экспериментальными данными.

Для более высоких энергий налетающей частицы угловые распределения сечений $p - p$ -QFS, вычисленные по программе Эбенхё, лучше согласуются с экспериментом. Так, например, построенное по измерениям [163] при $E_0 = 65$ Мэв угловое распределение $p - p$ -QFS лучше описывается теоретическими кривыми, чем изображенное на рис. 13 распределение при $E_0 = 23$ Мэв. Это еще одно указание на то, что причина отклонений — пренебрежение кулоновским взаимодействием.

В работе [13] проведены зарядовозависимые расчеты по программе EBS и для области QFS при фазово-эквивалентных потенциалах ранга 2. Подтверждено, что изменения сечения при $E_0 = 22,7$ и $44,9$ Мэв меньше 2%, а при $E_0 = 14,4$ Мэв они доходят до 10%. Однако, как и в случае FSI, при низкой энергии существует довольно сильная корреляция между сечением QFS и дублетной длиной рассеяния 2a , полученными для рассмотренных потенциалов.

В [94] рассмотрено влияние p -волн и тензорных сил на сечение и поляризацию для случая QFS. Расчеты не зарядовозависимы и проведены для реакции $^2\text{H}(n, 2n)p$. Найдено, что изменения сечения QFS при 23 Мэв составляют 15%.

Исследование области фазового пространства с двумя равными и постоянными относительными энергиями; коллинеарный случай. Стремясь найти области большей чувствительности к поведению взаимодействия вне массовой поверхности, в последние годы исследуют те части фазового пространства, в которых относительные энергии между парами не только постоянны, но и равны [164, 11, 165, 138, 13, 129]. При этом руководствуются тем, что во всех точках области фазового пространства с постоянными относительными энергиями двухчастичные эффекты должны входить примерно одинаковым образом. Это должно способствовать изучению истинных трехчастичных эффектов. В таком случае в (56) будет преобладать член $T_3^{1/2}$, сильно зависящий от динамики процесса. Если еще выбрать симметричные углы, то из соображе-

ний симметрии (три равные относительные энергии) останется один этот член [138]. Из-за деструктивной интерференции борновского члена с остатком (вкладом многократного рассеяния) в $T_3^{1/2}$ возникает минимум, положение и глубина которого чувствительно зависят от относительной энергии и от потенциала, в особенности от его свойств вне поверхности [13].

На рис. 14 результат измерения [165] для двух равных и постоянных относительных энергий сопоставляется с расчетами для трех разных потенциалов. Хотя потенциал МТИ—III хорошо воспроизводит фазы до 300 Мэв и энергию связи тритона, сечение в минимуме в три раза меньше измеренного значения. Учет p -волн, тензорных сил [129] или 8%-ной D -примеси в дейтоне [165] позволяет получить более пологий минимум. В этой связи следует отметить, что сильная зависимость от интенсивности p -волн, тензорных сил и D -примеси сильно ограничивает возможность извлечения информации о поведении вне поверхности.

Исследован также коллинеарный случай (см. разд. 2), когда относительные энергии двух частиц равны, а третья частица покоится в общей с. ц. м. [137]. Теоретические исследования [13] показывают, что отклонения из-за разного поведения вне поверхности доходят до 50%. В отличие от других областей фазового пространства, здесь преобладает квартетная амплитуда.

Результаты измерений поляризации. Как было отмечено в разд. 2, пока проведено мало измерений поляризации при развале дейтона. Модельные расчеты приведены в [94]. Учтены взаимодействия во всех четырех P -состояниях и тензорные силы. Не учтены кулоновское взаимодействие и зарядовая зависимость. Расчетная векторная анализирующая способность iT_{11} для $n-p$ -FSI при $E_0 = 22,7$ Мэв для реакции $n(d, 2n)p$ сравнивается с измерениями [92] этого параметра для реакции $H(d, 2p)n$ при $E_d = 45,4$ Мэв [165]. Результат представлен на рис. 15. Кривая рассчитана по форм-факторам Ямагучи для состояний 1S_0 и $^3S_1 - ^3I_1$, с 7%-ной

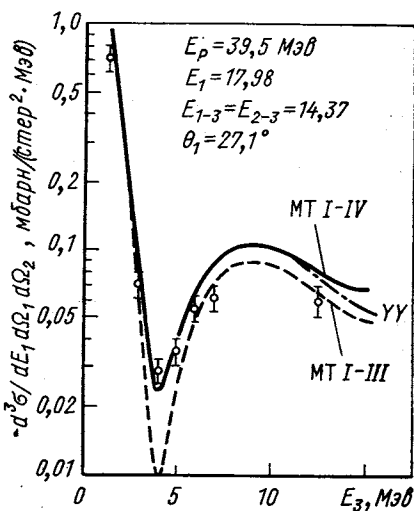


Рис. 14. Сечение реакции ${}^2\text{H}(p, 2n)n$ при двух равных и постоянных относительных энергиях.

Измерения взяты из [138]. Кривые — расчеты по программе Малфлита и Тжона [167] с локальными потенциалами МТИ—IV и МТИ—III и по программе [168] с потенциалами Ямагучи (YY)

D -примесью и взаимодействием p -волн, введенным в [92] для расчета упругого рассеяния. Наблюдается сильное расхождение расчетной кривой и экспериментальных данных. Причина расхождения не известна. Часть отклонений можно объяснить тем, что измерения интегрируют по относительной энергии в интервале $0-1$ $Mэв$.

Можно ожидать, что в ближайшем будущем при исследовании развала дейтона большее внимание будет уделено явлению поляризации. Подробное изложение ситуации в этой области содержится в обзорах [174, 173].

Измерения полного сечения. Энергетическая зависимость полного сечения интересна для некоторых приложений. В области

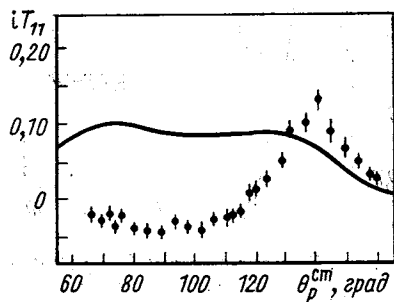


Рис. 15. Векторная анализирующая способность iT_{11} для $n-p$ -FSI

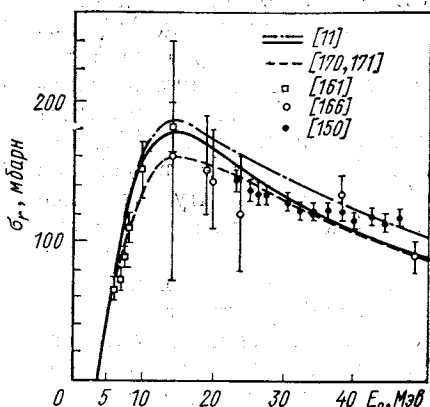


Рис. 16. Полное сечение реакции развала дейтона

энергии налетающего нуклона до 50 $Mэв$ результаты измерений полного сечения развала реакции $n + {}^2H$ представлены в работах [161, 166], а для реакции $p + {}^2H$ — в [150] (рис. 16). Кривые рассчитаны для реакции $n + {}^2H$ в [170, 171] для сепарабельных потенциалов и в [11] для локальных потенциалов. Кривые удовлетворительно описывают экспериментальные точки. Хотя измерения [150] проводились при реакциях с протонами, они хорошо согласуются с другими измерениями и с теоретическими кривыми. Очевидно, что при $E_0 = 20$ $Mэв$ влиянием кулоновского взаимодействия можно пренебречь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главная цель исследований $N - d$ -развала — получить информацию о поведении ядерных сил вне поверхности, а также о роли трехчастичных сил. Как показано в [101], эта задача существенно

затрудняется тем, что в принципе невозможно разделить оба эффекта, даже если бы все трехчастичные данные (упругое рассеяние, неупругое рассеяние во всем фазовом пространстве, параметры поляризации) были точно известны из опыта. Для разделения свойств вне поверхности и трехчастичных сил необходимо исследовать либо свойство систем с числом нуклонов больше трех, либо рассеяние частиц с электромагнитным или слабым взаимодействием в трехнуклонной системе. В настоящее время исследования трехнуклонной системы проводятся прежде всего с помощью фазово-эквивалентных потенциалов. Изучают изменения вычисленных трехчастичных величин при вариации поведения вне поверхности. Подобным образом можно также изучать чувствительность относительно трехчастичных сил. В случае связанного состояния трех нуклонов энергия связи меняется при вариации поведения вне поверхности примерно на $1-2$ Мэв, при вариации трехчастичных сил — на $2-3$ Мэв. Для $N-d$ -развала пока не проводились систематические исследования зависимости спектров от трехчастичных сил. Систематические исследования зависимости спектров от поведения вне поверхности проводятся в последние три года. До этого прежде всего использовались потенциалы, описывающие двухнуклонные данные только при низкой энергии.

Существующие работы показали зависимость сечения спектров от поведения вне поверхности порядка 30%. Примерно с такой же точностью совпадают результаты теории с экспериментом. Экспериментальные неопределенности современных измерений $N-d$ -развала составляют 5—10%.

В настоящее время еще невозможно извлекать количественные данные об эффектах вне поверхности и трехчастичных силах из опытов. Для достижения этой цели необходимо перейти от используемых сейчас сепарабельных S -волновых потенциалов к реалистическому взаимодействию с учетом высших парциальных волн и тензорных сил. Далее, необходимо разработать практические методы учета кулоновского взаимодействия. Проведение таких расчетов в рамках уравнений Фаддеева требует много времени и места в памяти ЭВМ. Это приводит к длительным и дорогим исследованиям. Поэтому одна из важных задач дальнейших работ по $N-d$ -развалу состоит в разработке математических методов более эффективного решения интегральных уравнений Фаддеева. Может быть, удастся найти формулировки уравнений рассеяния, более подходящие для численных расчетов.

Важный вопрос в связи с изучением поведения вне массовой поверхности — параметризация зависимости трехчастичных величин от свойств вне поверхности. Имеющиеся теоретические работы показывают, что поведение вне поверхности для низких энергий (примерно до 20 Мэв) можно характеризовать одним параметром,

в качестве которого обычно выбирают дублетную длину рассеяния 2a . Обобщенная линия Филлипса выражает приближенную монотонную зависимость сечения $N - d$ -развала в некоторой точке фазового пространства от величины 2a . Это явление аналогично известной линии Филлипса, представляющей зависимость энергии связи трехнуклонной системы E_T от дублетной длины 2a . Оказывается, для энергий выше 20 Мэв нельзя параметризовать поведение вне поверхности одним параметром.

Несмотря на отмеченные нерешенные вопросы, надо сказать, что проведенные до сих пор исследования $N - d$ -развала привели к существенным результатам.

Эксперименты по $N - d$ -развалу с полной кинематикой проводятся в течение последних 10 лет. Выяснено, что измерения такого рода дают возможность определить двухнуклонные параметры рассеяния с хорошей точностью. Сначала было доказано, что длины $n - p$ - и $p - p$ -рассеяния, определенные из $N - d$ -развала, согласуются с соответствующими длинами свободного рассеяния. Потом на основе этих результатов была измерена длина $n - n$ -рассеяния. Далее проводились подробные исследования механизмов реакции в трехчастичных реакциях. Найдено, что взаимодействие в конечном состоянии и квазиупругое рассеяние являются преобладающими механизмами. Эксперименты по $N - d$ -развалу способствовали практическому развитию теории квантовомеханической системы трех частиц. Следует подчеркнуть, что система трех частиц является неким мостом между системой двух частиц и многочастичными системами. С одной стороны, она достаточно проста, чтобы допускать строгий расчет (в настоящее время для относительно простых потенциалов). Но, с другой стороны, она позволяет, например, изучать процессы рассеяния с перераспределением частиц — явления, характерные для многочастичных проблем. В частности, исследовались такие вопросы, как представление двухчастичного потенциала и двухчастичной матрицы рассеяния в сепарабельном виде, унитарность сепарабельных разложений, сходимость и аналитические свойства ряда многократного $N - d$ -рассеяния и разработка численных методов решения сингулярных интегральных уравнений.

Надо отметить, что в описании трехнуклонной системы не входят свободные параметры. Это редкий случай в ядерной физике.

Сравнение теории с экспериментом показывает, что и структура и абсолютное значение спектров развала описываются удивительно хорошо, даже если двухчастичное взаимодействие берется в виде сепарабельного потенциала, правильно воспроизводящего двухчастичные данные только при низкой энергии. На языке аналитических свойств T -матрицы этот результат означает, что спектры развала определяются в основном унитарным двухчастичным и трехчастичным разрезами и двумя полюсами, соответ-

ствующими 1S_0 - и 3S_1 -состояниям в двухчастичной амплитуде.

Расчеты спектров развала локальными потенциалами привели к интересному приложению метода паде-приближения. Кроме того, они показали, что в общем спектры мало меняются в том случае, если вместо локальных потенциалов используют сепарабельные потенциалы.

Как уже было отмечено, остается много нерешенных теоретических вопросов. Нам кажется, что дальнейшие экспериментальные исследования будут в основном направлены на уточнение существующих измерений, на изучение дальнейших областей фазового пространства и на измерение эффективного радиуса $n-n$ взаимодействия. Кроме того, следует ожидать, что центр тяжести работ по $N-d$ -развалу перенесется на опыты с поляризованными частицами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фаддеев Л. Д. «ЖЭТФ», 1960, т. 39, с. 1459.
2. Mitra A. N. «Nucl. Phys.», 1962, v. 32, p. 529.
3. Amado R. D. «Phys. Rev.», 1963, v. 132, p. 485.
4. Lovelace C. «Phys. Rev. B», 1963, v. 135, p. 1225.
6. Sitenko A. C., Kharchenko V. F. «Nucl. Phys.», 1963, v. 49, p. 15.
6. Weinberg S. «Phys. Rev.», 1963, v. 131, p. 440; Ibid., v. 130, p. 776.
7. Alt E. D., Grassberger P., Sandhas W. «Nucl. Phys. B», 1967, v. 2, p. 167.
8. Cahill R. I., Sloan I. H. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 165, p. 161.
9. Ebenhöf W. Ibid., 1972, v. 191, p. 97.
10. Kloet W. M., Tjon J. A. «Ann. Phys.», 1973, v. 79, p. 407.
11. Kloet W. M., Tjon J. A. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 210, p. 380.
12. Haftel M. I., Petersen E. L. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1229.
13. Stuivenberg J. H. Thesis, Amsterdam, Vrije Universiteit, 1976.
14. Mitra A. N. «Advances Nucl. Phys.», 1969, v. 3, p. 1.
15. Ситенко А. Г., Харченко В. Ф. «УФН», 1971, т. 103, с. 469.
16. Kim Y. E., Tubis A. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1974, v. 24, p. 69.
17. Schmid E. W., Ziegelmann H. The Quantum Mechanical Three Body Problem. Vieweg, Braunschweig, 1974.
18. Levinger J. S. «Springer Tracts in Modern Physics», 1974, v. 71, p. 88.
19. Kluge W. «Fortschr. Phys.», 1974, Bd 22, S. 691.
20. Fiarman S., Hanna S. S. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 251, p. 1.
21. Durand M. «Z. Phys. A», 1975, Bd 275, S. 397.
22. Slaus I. In: Proc. Conf. on Few Particle Problems, Los Angeles. Amsterdam, North-Holland, 1972, p. 272.
23. Pugh H. G. In: Proc. Conf. on Few Body Dynamics, Delhi. Amsterdam North-Holland, 1976, p. 625.
24. Кюн Б. «ЭЧАЯ», 1975, т. 5, с. 347.
25. Ohlsen G. G. «Nucl. Instrum and Methods», 1965, v. 37, p. 240.
26. Dalitz R. H. «Philos. Mag.», 1953, v. 44, p. 1068.
27. Brückmann H., Kluge W., Schänzler L. «Z. Phys.», Bd 217, S. 350.
28. Kühn B. «Nucl. Phys. A», v. 120, p. 285.
29. Boyd D. P., Donovan P. F., Mollenauer H. F. «Phys. Rev.», 1969, v. 188, p. 1544.
30. Niller A. e.a. Ibid., v. 182, p. 1083.
31. Margaziotis D. J. e.a. «Phys. Rev. C», 1970, v. 2, p. 2050.
32. Sundquist B. e.a. Report TLU 4/72, Uppsala, 1972.

33. Durand I. L. e.a. «Phys. Rev. C», 1972, v. 6, p. 393.
34. Shannon D. L. Thesis. UCLA, 1973.
35. Klein H. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 199, p. 169.
36. Thijs G. D., Schram P. H., Jonker C. C. Ibid., v. 205, p. 413.
37. Petersen E. L. e.a. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Quebec. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 395.
38. Fülle R. e.a. «Exptl Techn. Phys.», 1975, v. 23, p. 245.
39. Ivanovich M. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 156, p. 616.
40. Van der Weerd J. C. e.a. «Phys. Rev. C», 1971, v. 3, p. 66.
41. Braithwaite W. J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 166, p. 515.
42. Valković V. e.a. Ibid., p. 547.
43. Andrade E. e.a. Ibid., 1972, v. 183, p. 145.
44. Burq J. P. e.a. Ibid., v. 179, p. 371.
45. Keckemeti J., Czibok T. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 1063.
46. Plasek R., Vaković V., Phillips G. C. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 256, p. 189.
47. Graf E. e.a. «Helv. Phys. acta», 1966, v. 39, p. 578.
48. Honecker R., Grässler H. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 107, p. 81.
49. Grässler H., Honecker R. Ibid., 1969, v. 136, p. 446.
50. Zeitnitz B., Maschuw R., Suhr P. Ibid., 1970, v. 149, p. 449.
51. Dropmann. Thesis, Aachen, 1971.
52. Slaus e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 789.
53. Mc Maughton M. W. e.a. In: Proc. conf. on Few Body Problems, Los Angeles. Amsterdam, North-Holland, 1972, p. 108.
54. Bouchez R. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 185, p. 166.
55. Breunlich W. H. e.a. Ibid., 1974, v. 221, p. 269.
56. Zeitnitz B. e.a. Ibid., v. 231, p. 13.
57. Matsuki S., Yasue M., Yamashita S. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 94, p. 388.
58. Sundquist B. e.a. Report TLU 14/73, Uppsala, 1973.
59. Heintze G., Mösner J. Annual Report ZfK-283, 1974, p. 150.
60. Sundquist B. e.a. Report TLU 15/73, Uppsala, 1973.
61. Sundquist B. e.a. Annual Report TLU 75, Uppsala, 1975, p. 17.
62. Goulding F. S., Harvey B. G. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1975, v. 25, p. 167.
63. Anzelon G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 202, p. 593.
64. Durand J. L. e.a. Ibid., 1974, v. 224, p. 77.
65. Brückmann H. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1969, v. 67, p. 29.
66. Kühn B. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 247, p. 21.
67. Allas R. G. In: Proc. Conf. on Few Body Dynamics, Delhi. Amsterdam, North-Holland, 1976, p. 455.
68. Koerts L. A. C. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods» 1971, v. 92, p. 157.
69. Saylor D. P. e.a. Ibid., v. 94, p. 253.
70. Sundquist B. e.a. Annual Report TLU, Uppsala, 1975.
71. Arvieux J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 150, p. 75.
72. Rad F. N. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 57; 1974, v. 33, p. 1227; 1975, v. 35, p. 134; «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 1248.
73. Blyth C. O. e.a. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Quebec. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 597; Walter e.a. Ibid., p. 587.
74. Gabriel F. Thesis. Report ZfK-228, 1972.
75. Cashwell E. D., Everett C. J. A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems. Amsterdam, Pergamon Press, 1959.
76. Glantz L., Koersner I. Annual Report TLU. Uppsala, 1975, p. 19.
77. Krijgsman W. Thesis. Amsterdam, Vrije Universiteit, 1976.
78. Schreider J. A. Method of Statistiscal Testing. Elsevier, 1964.
79. Goldberger M. L., Watson K. M. Collision Theory. Sec. 3. N. Y., Wiley, 1964.
80. Haftel M. I. «Phys. Rev. C», 1973, v. 7, p. 80.
81. Haftel M. I. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 269, p. 359.

82. Престон М. Физика ядра. Пер. с англ. М., «Мир», 1964, с. 552.
83. Noyes H. P. In: Proc. Conf. Brela, 1967, p. 10.
84. Фаддеев Л. Д. «Труды МИАН СССР», 1963, т. 69.
85. Weinberg S. «Phys. Rev. B», 1964, v. 133, p. 232.
86. Omnes R. L. Ibid., v. 134, p. 1358.
87. Ahmadzadeh A., Tjon J. A. Ibid., 1965, v. 139, p. 1085.
88. Balian R., Brezin E. «Nuovo cimento B», 1969, v. 61, p. 403.
89. Elbaz E. e.a. «Acta physiol. Acad. sci. hung.», 1973, v. 33, p. 243.
90. Osborn T. A. Report SLAC. Humbertson.
91. Ziegelmann H. «Nucl. Phys. A1», 1972, v. 92, p. 426.
92. Doleschall P. Ibid., 1973, v. 201, p. 264.
93. Pieper S. C. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 1702.
94. Bruinsma J., Van Wageningen R. «Phys. Lett. B», 1976, v. 63, p. 19.
95. Aaron R., Amado R. D., Yam Y. Y. «Phys. Rev. B», 1965, v. 140, p. 1291; 1966, v. 150, p. 857.
96. Hetherington J. H., Schink L. H. Ibid., 1965, v. 137, p. 935.
97. Sohre F., Ziegelmann H. «Phys. Lett. B», 1971, v. 34, p. 579.
98. Fuda M. G. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 620.
99. Belyaev V. B., Möller K. Report JINR E4-9911, Dubna, 1976.
100. Petersen E. L. e.a. «Phys. Rev. C», 1974, v. 9, p. 508.
101. Noyes H. P. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 1201.
102. Меркурьев С. П. «ТМФ», 1971, т. 8, с. 235.
103. Merkuriev S. P. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 223, p. 395.
104. Laverne A., Gignoux G. Ibid., 1973, v. 203, p. 597.
105. Gignoux G., Laverne A. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1350.
106. Brayshaw D. D. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 952.
107. Kim Y. E., Tubis-A. «Phys. Lett. B», 1972, v. 38, p. 354.
108. Brayshaw D. D. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 382; Ibid., 1975, v. 34, p. 1478.
109. Efimov V. N., Schulz H. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 261, p. 328.
110. Haftel M. I., Petersen E. L. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 1480.
111. Brayshaw D. D. «Phys. Rev. C», 1976, v. 13, p. 1835.
112. Watson K. M. «Phys. Rev.», 1952, v. 88, p. 1163.
113. Мигдал А. Б. «ЖЭТФ», 1955, т. 28, с. 3.
114. Chew G. F., Low F. E. «Phys. Rev.», 1959, v. 113, p. 1640.
115. Kuckes A. F., Wilson R., Cooper P. F. «Ann. Phys.», 1961, v. 15, p. 193.
116. Paic G., Young J. C., Margaziotis D. J. «Phys. Lett. B», 1970, v. 32, p. 437.
117. McIntyre J. A. e.a. «Phys. Rev. C», 1972, v. 5, p. 1796.
118. Sauer P. U. In: Proc. Conf. on Few Body Dynamics, Delhi. Amsterdam, North-Holland, 1976, p. 488.
119. Веселова А. М. «ТМФ», 1970, т. 3, с. 326; 1972, т. 13, с. 368.
120. Bencze G. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 196, p. 135.
121. Меркурьев С. П. «Ядерная физика», 1976, т. 24, с. 289.
122. Alf E. O. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 1537.
123. Mathäy H., Zetz H. D. Report KfK-1547, 1972; «Nucl. Phys. A», 1972, v. 192, p. 39.
124. Ebenhöf W. Report Universität Heidelberg, 1973.
125. De Swart J. I. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Quebec. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 235.
126. Vranic D. e.a. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Quebec. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 660.
127. Кумпф Г. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 1156.
128. Sauer P. U. «Phys. Rev. Lett.», 32, 626, 1974.
129. Bruinsma J. Thesis. Amsterdam, Vrije Universiteit, 1976.
130. Brückmann H. e.a. Report KfK-1012, Karlsruhe, 1969, «Phys. Lett. B», 1969, v. 30, p. 460.
131. Rogers J. G., Jain M., Bronson J. D. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 961.

132. Ebenhöh W. e.a. Report TLU 23/73, Uppsala, 1973.
133. Brückmann H. e.a. «Mod. Phys. A», 1970, v. 157, p. 209.
134. Wielinga B. J. e.a. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Los Angeles. Amsterdam, North-Holland, 1972.
135. Brayshaw D. D. «Phys. Rev. C», 1976, v. 13, p. 1024.
136. Bonbright D., Watson J. W., Roberts D. J. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Quebec. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 420.
137. Lambert J. M. e.a. «Phys. Rev. C», 1976, v. 13, p. 43.
138. Van Oers W. T. H. In: Proc. Conf. on Few Body Dynamics, Delhi. Amsterdam, North-Holland, 1976, p. 746.
139. McDonald A. M. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 488.
140. Doornbos J. Thesis. Amsterdam, Vrije Universiteit, 1977.
141. Petersen E. L. e.a. In: Proc. Conf. on Few Body Dynamics, Delhi. Amsterdam, North-Holland, 1976, p. 201.
142. Blommestijn G. J. F. e.a. Ibid., p. 212.
143. Schram P. H. Thesis. Amsterdam, Vrije Universiteit, 1975.
144. Wielinga B. J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 261, p. 13.
145. Van Dantzig R. e.a. In: Proc. Conf. on Few Body Dynamics, Delhi. Amsterdam, North-Holland, 1976, p. 209.
146. Pauletta G., Brooks F. D. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 255, p. 267.
147. Kecskemeti J., Czibok T. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 1063.
148. Matsuki S. e.a. In: Proc. Conf. on Few Body Problems. Los Angeles. Amsterdam, North-Holland, 1972, p. 535.
149. Schmidt G. Private communication.
150. Carlsson R. F. e.a. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Los Angeles. Amsterdam, North-Holland, 1972, p. 475.
151. Cocu F., Ambrosino G., Guerreau D. Ibid., Quebec. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 662.
152. Lunke C., Egger J. P., Rossel J. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 158, p. 278.
153. Bovet E., Foroughi F., Rossel J. «Helv. phys. acta», 1975, v. 48, p. 137.
154. Dryapachenko L. P. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1977, v. 141, p. 253.
155. Smirnov N. M., Dunin-Barkowski I. W. Mathematische Statistik in der Technik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften. Berlin, 1963, S. 238.
156. Bruinsma J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 228, p. 52.
157. Margaziotis D. J. e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 870.
158. Haftel M. I., Petersen E. L., Wallace I.M. «Phys. Rev. C», 1976, v. 14, p. 419.
159. Phillips A. C. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 107, p. 209.
160. Stuivenberg J. H., Bruinsma J., Van Wageningen R. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Quebec. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 505.
161. Catron H. C. e.a. «Phys. Rev.», 1961, v. 123, p. 213.
162. Peterson E. L. e.a. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Los Angeles. Amsterdam, North-Holland, 1972, p. 503.
163. Cheng V. K. C., Roos P. G. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 225, p. 397.
164. Jain M., Rogers J. G., Saylor D. P. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 838.
165. McDonald A. M. e.a. Ibid., 1975, v. 34, p. 488.
166. Segrave I. D. e.a. LA 52 Report LA-DC-12954.
167. Malfliet R. A., Tjon J. A. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 127, p. 161.
168. Jain M., Doolen G. D. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 124.
169. Rad F. N. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 36, p. 1134.
170. Sloan I. H., Cahill R. T. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 165, p. 161.
171. Sloan I. H. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 168, p. 211.
172. Kamke D. «Ann. Physik», 1972, Bd 28, S. 193.
173. Conzett H. E. In: Proc. Conf. on Few Body Dynamics, Delhi. Amsterdam, North-Holland, 1976, p. 611.
174. Conzett H. E. In: Proc. Conf. on Few Body Problems, Quebec. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 566.