

С 323.2

3-383

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

1184/72



P4 - 6278

Б.Н.Захарьев, В.К.Лукьянов, А.И.Титов

3232

О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ АМПЛИТУД
ТРЕХЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ

I. Квазиупругий развал дейтрона

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

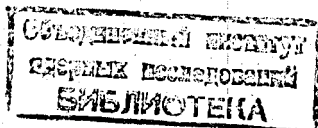
P4 - 6278

Б.Н.Захарьев, В.К.Лукьянов, А.И.Титов

О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ АМПЛИТУД
ТРЕХЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ

I. Квазиупругий развал дейтрона

Направлено в "Известия АН СССР" сер. физ.



По сравнению с двухчастичными, бинарными реакциями типа $A + B \rightarrow a + \beta$ изучение реакций с тремя частицами в конечном состоянии $A + B \rightarrow a + b + c$ представляет гораздо более сложную задачу, и ее практическое решение важно не только для описания самой трехчастичной реакции. Действительно, такие реакции как правило тесно связаны с бинарными, поскольку в большинстве случаев в этих последних участвуют сложные ядра A и B , и как только энергия их столкновения превышает порог развала одного из ядер с вылетом нуклона или фрагмента нуклонов, возникает необходимость учета конкурирующего трехчастичного канала развала.

К сожалению, традиционные методы двухчастичного рассмотрения часто оказываются мало пригодными для анализа таких более сложных процессов. Здесь кажется более естественным ставить задачу с самого начала как задачу трех тел и использовать соответствующие методы ее решения. Напомним, что для двухчастичных реакций уже имеются разработанные методы решения уравнения Шредингера, а также более простые способы их описания - непосредственная параметризация фаз рассеяния или самих амплитуд на основе каких-либо моделей (типа дифракционной

модели рассеяния). В случае же трехчастичных реакций прямые численные методы решения соответствующих уравнений (например, Фаддеева^{/1/}) разработаны пока лишь для простейших систем из трех нуклонов и уже малоэффективны в задачах с участием сложных ядер при достаточно больших энергиях столкновения. Поэтому здесь было бы весьма полезным разработать более простые методы непосредственной параметризации трехчастичных амплитуд.

Цель настоящей работы – обратить внимание на существование одной из возможностей такой параметризации трехчастичной амплитуды рассеяния в задачах, характерной особенностью которых являются достаточно большие импульсы относительного движения частиц. Эта возможность реализуется на конкретном примере описания реакции квазиупругого развала дейтрона в поле ядра. Можно надеяться, что проведение подобного анализа для других трехчастичных реакций позволит в будущем сформулировать определенные правила параметризации полной трехчастичной амплитуды подобно тому, как это делается в дифракционных моделях двухчастичного рассеяния.

2. Обратимся вначале к задаче о параметризации амплитуды двухчастичного рассеяния. Известно, что введение потенциала взаимодействия позволяет здесь находить соответствующие решения и по их асимптотическому поведению определять амплитуды перехода

$$\Psi_{r \rightarrow \infty} = \Phi_{A+B} \delta_{A\alpha} \delta_{B\beta} + A_{B\beta}^{A\alpha} \frac{e^{ik_{\alpha}\beta r}}{r} . \quad (1)$$

Так, в канале упругого рассеяния имеем

$$A_{\beta\beta}^{\alpha\alpha} = A(\vec{k}, \vec{k}', E) = - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_{\vec{k}'} | V | \Phi_{\vec{k}} \rangle = \sum_{\ell} A_{\ell}(k, k', E) P_{\ell}(\cos\theta). \quad (2)$$

Очевидно, что потенциал определяет амплитуду на всей плоскости комплексных E (или k), однако обычно для сравнения с экспериментом ее достаточно знать лишь на энергетической поверхности ($k = k'$;

$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$). Таким образом, введение потенциала в задачу, основная цель которой есть отыскание лишь амплитуды рассеяния, является в какой-то мере внесением в нее избыточной информации. Поэтому в данном случае часто ставят вопрос о параметризации не потенциала, а непосредственно двухчастичной амплитуды. Так, если вклад в рассеяние дает малое число парциальных волн, то удобно задавать A_ℓ с помощью фаз рассеяния

$$A_\ell = ik^{-1} \sqrt{\pi(2\ell + 1)} (1 - \exp 2i\delta_\ell) . . \quad (3)$$

И наоборот, если в сечение дает вклад большое число парциальных волн, то удобно параметризовать непосредственно амплитуды, как это делается, например, в дифракционных моделях рассеяния частиц на сложных ядрах.

Аналогичным путем можно идти и в анализе трехчастичных амплитуд. Однако трудности прямого использования уже известных методов состоят в необходимости учета непрерывных изменений энергии пары частиц при сохранении полной трехчастичной энергии. Тем не менее, их удается устранить, если представлять трехчастичную амплитуду в виде парциального ряда, куда наряду с простыми сферическими функциями входят их многомерные аналоги - гиперсферические гармоники, регулирующие указанные изменения.

3. Рассмотрим в качестве примера квазиупругое расщепление дейтрона в поле тяжелого ядра $d + A \rightarrow A + n + p$. Для описания этого процесса удобно перейти от обычно используемых координат R (R, Ω_d) и \vec{r} (r, Ω_{np}) к гиперсферическим ($\rho, \alpha, \Omega_d, \Omega_{np}$):

$$\begin{aligned}
 R &= \rho \cos \alpha, & r &= \rho \sin \alpha, \\
 \operatorname{tg} \alpha &= r/R, & \rho &= \sqrt{R^2 + r^2}.
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Здесь угол α характеризует отношение взаимного расстояния r в (np) - паре к расстоянию R ее центра масс от тяжелого ядра, ρ - "размер" всей системы.

Асимптотическое поведение волновой функции системы с тремя свободными частицами в конечном состоянии имеет вид ^{1/2}

$$\Psi_{R, r \rightarrow \infty} = \Phi_{d+A} \phi_d(\vec{r}) + A(a, \Omega_d, \Omega_{np}) \frac{e^{i\kappa\rho}}{\rho^{5/2} \sin \alpha \cos \alpha}, \tag{5}$$

где $\kappa = \sqrt{k_d^2 + k_{np}^2}$ - полное волновое число системы. Очевидно, что знание Ψ как решения уравнения трех тел позволило бы сразу найти амплитуду развала и сечение

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_d d\Omega_{np} d\epsilon} = |A(a, \Omega_d, \Omega_{np})|^2 \frac{da}{d\epsilon}, \tag{6}$$

где ϵ - энергия по какой-либо степени свободы, например, E_n, E_p, ϵ_{np} (ϵ_{np} - энергия относительного движения нуклонов в паре). Однако мы хотим получить амплитуду не на основе потенциального подхода, а путем непосредственной параметризации.

Для этого воспользуемся естественным обобщением разложения двухчастичной амплитуды (2) на случай трех тел:

$$A = \sum_{(K)} A_{(K)} Y_{(K)}, \tag{7}$$

где $Y_{(K)}$ - уже обобщенные сферические функции, зависящие от пяти переменных, определяющих положение трех частиц, а (K) - набор

соответствующих квантовых чисел. Для нас явный вид такого разложения удобно записать следующим образом:

$$A(\alpha, \Omega_d, \Omega_{np}) = \sum_{\ell L \lambda m M} A_{\ell L}^{mM}(\lambda) Y_{\ell m}(\Omega_{np}) Y_{LM}(\Omega_d) Y(\ell L \lambda; \alpha), \quad (8)$$

где $Y_{\ell m}$ и Y_{LM} - обычные сферические функции, характеризующие соответственно, внутреннее движение частиц в (np) -паре с моментом ℓ и относительное движение пары как целого с моментом L в поле ядра. $Y(\ell L \lambda; \alpha)$ - гиперсферические гармоники, удовлетворяющие уравнению /2/

$$\left[\frac{d^2}{d\alpha^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{\sin^2 \alpha} - \frac{L(L+1)}{\cos^2 \alpha} + (J+1/2)^2 \right] Y(\ell L \lambda; \alpha) = 0. \quad (9)$$

Эти функции, вообще говоря, известны и выражаются через полиномы Якоби /3/. Их можно выбрать и по-другому, чтобы учесть, например, тождественность частиц /4/ или другие свойства симметрии задачи /5/. J имеет смысл "глобального момента системы"

$$J = \ell + L + 2\lambda + 3/2, \quad (10)$$

а квантовое число $\lambda = 0, 1, 2 \dots$ связано с распределением полной энергии на внутреннюю энергию (np) -пары и энергию ее движения относительно ядра. Таким образом, в полной амплитуде (8) необходимо определить парциальные амплитуды, вычислить сферические и гиперсферические гармоники и провести суммирование.

4. Специфика нашей задачи состоит в квазиупругом характере развала дейтронов, падающих с достаточно большой энергией на тяжелое ядро. Поэтому дальнейшие расчеты строим на основе следующих предположений:

1) Движение центра масс (np) - пары можно рассматривать как квазиклассическое по траекториям, близким к прямолинейным. Это позволяет связать момент L с прицельным параметром

$$L = k_d R \gg 1, \quad (11)$$

а в сумме (8) пренебрегать вкладом от слагаемых с нулевыми проекциями моментов, т.е. положить

$$A_{\ell L}^{mM}(\lambda) = A_{\ell L}^m(\lambda) \delta_{m0}. \quad (12)$$

2) Квазиупругий характер развала дейтрона, во-первых, означает, что энергия центра масс пары E_d превышает энергию ее внутреннего движения

$$E_d \gg \epsilon_{np} \quad (13)$$

или

$$k_d \gg k_{np}.$$

Во-вторых, это значит, что нейтроны и протоны после развала продолжают двигаться под малыми углами относительно направления движения их центра тяжести, т.е.

$$\operatorname{tg} \alpha \approx r_0 / R_0 \ll 1, \quad (14)$$

где r_0 и R_0 - характерные размеры порядка дейтронного и суммарного радиусов, соответственно.

Используя далее связь

$$\frac{r_0}{R_0} = \frac{\mathcal{L}_0}{L_0} = \frac{\ell_0}{L_0} \left(\frac{k_d}{k_{np}} \right) = 4 \frac{k_{np}}{k_d}, \quad (15)$$

где

$$L_0 = k_d r_0 \quad L_0 = k_d R_0 \quad l_0 = k_{np} r_0, \quad (16)$$

а также основанные на (13) неравенства

$$L \gg l \quad \mathcal{L} \gg l \quad \mathcal{L} \approx k_d r \gg 1, \quad (17)$$

получим вместо (14) более детальное соотношение, следующее из предположения о квазиупругом характере развала дейтрона

$$\frac{l}{\mathcal{L}} \ll a \approx \frac{\mathcal{L}}{L} \ll 1. \quad (18)$$

Обратим внимание, что здесь $a \neq 0$, ибо условие $a = 0$ скорее соответствует каналу упругого рассеяния самих дейтронов под малыми углами.

В третьих, квазиупругость предполагает, что основной вклад в сумму (8) дают малые $l \approx k_{np} r_0$. Кроме того заметим, что если взаимодействие, приводящее к развалу, не нарушает симметрии связанного состояния дейтрона, то компонента с $l = 1$ вообще не дает вклада в сечение. В то же время можно считать, что относительный вклад $l = 2$ - компоненты в амплитуду должен быть того же порядка, что и в волновой функции связанного состояния дейтрона, т.е. на два порядка меньше основной $l = 0$ - компоненты. Таким образом, в формуле (12) можно положить

$$A_{lL}^m(\lambda) = A_L(\lambda) (\delta_{l0} + a_2 \delta_{l2}) \delta_{m0}. \quad (19)$$

3) Дейтроны достаточно большой энергии сильно поглощаются ядром, т.е. область пространства с $L < L_0 = k_d R_0$ является "черной" и не дает вклада в канал развала. С другой стороны, в области с $L > L_0$ дейтроны также не будут расщепляться из-за быстрого убы-

вания ядерных сил (кулоновским развалом здесь пренебрегается). Тогда основной вклад в канал развала дает область пространства вблизи поверхности $L \approx L_0$ и соответствующую часть парциальной амплитуды (19) можно представить как

$$A_L(\lambda) = A_{L_0}(\lambda) \sqrt{2L+1} e^{2i\sigma_L} \frac{\partial}{\partial L_0} \left(1 + \exp \frac{L_0 - L}{\Delta_L} \right), \quad (20)$$

где имеется характерная δ -образная зависимость на поверхности $L = L_0$, а ширина слоя равна Δ_L . Множитель $\sqrt{2L+1}$ здесь введен, чтобы учесть размерность объема в пространстве моментов L ; σ_L - кулоновская фаза.

Воспользуемся теми же предположениями о сильном ядерном поглощении для дальнейшей детализации парциальной амплитуды. Прежде всего заметим, что

$$L_0 \approx \alpha L_0 = \sqrt{\kappa^2 \rho_0^2 - k_d^2 R_0^2}, \quad (21)$$

где $J_0 = \kappa \rho_0$ определяет характерные размеры трехчастичной системы в пространстве полного момента. Это равенство показывает, что полезно сделать замену переменных

$$L^2 = (J + 1/2)^2 - L(L + 1) \quad (22)$$

с тем, чтобы определить поведение амплитуды как функции L . Действительно, в таком случае из условий (18) и (20) следует, что основной вклад в сечение развала дает область пространства с $L \approx L_0 = \alpha L_0$, т.е. в (20) можно положить

$$A_{L_0}(\lambda) \equiv A_{L_0}(L) = A_{L_0}(L_0) \frac{\partial}{\partial L_0} \left(1 + \exp \frac{L - L_0}{\Delta_L} \right), \quad (23)$$

где Δ_L - параметр размазки области основного вклада.

Заметим, что амплитуды (20), (23) имеют полюсные особенности в нижней полуплоскости комплексных L и \mathcal{L} . Для двухчастичных амплитуд такое поведение в случае локальных потенциалов недопустимо /6/. В нашем случае амплитуда является трехчастичной, т.е. существуют другие каналы, кроме канала упругого рассеяния дейтронов, а тогда подобный запрет снимается /7/.

Итак, собирая (12), (19), (20) и (23), запишем окончательное выражение для парциальной трехчастичной амплитуды квазиупругого развала дейтрона в поле тяжелого ядра:

$$A_{\ell L}^{mm}(\lambda) = \kappa^{-s/2} A_{L_0}(\mathcal{L}_0) (\delta_{\ell 0} + a_2 \delta_{\ell 2} \sqrt{2L+1} e^{2i\sigma_\ell} \frac{\partial S_B(L_0)}{\partial L_0} \cdot \frac{\partial S_{\mathcal{L}}(\mathcal{L}_0)}{\partial \mathcal{L}_0} \cdot \delta_{m_0} \delta_{m_0}), \quad (24)$$

где

$$S_n(n_0) = \left(1 + \exp \frac{n_0 - n}{\Delta_n}\right)^{-1} \quad (25)$$

есть типичное двухпараметрическое выражение S -матрицы для дифракционных моделей двухчастичного рассеяния.

Дальнейшие преобразования в амплитуде (8) можно сделать на базе условия (11), которое позволяет использовать в области углов рассеяния $\theta_d > L_0^{-1}$ следующие асимптотические выражения для сферических гармоник:

$$Y_{L_0}(\theta_d) = \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} \cdot P_L(\cos \theta_d) = \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} \sqrt{\frac{2}{\pi(L+1/2) \sin \theta_d}} \cos((L+1/2)\theta_d - \frac{\pi}{4}). \quad (26)$$

Точно так же с помощью условия (18) и замены (22) можно упростить уравнение (9) для гиперсферических гармоник, которое переходит теперь в уравнение Бесселя:

$$\left(\frac{d^2}{da^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{a^2} + \mathcal{L}^2\right) Y(\ell \mathcal{L}; a) = 0. \quad (27)$$

Его решение $Y(\ell \mathcal{L}; a) = (a \mathcal{L}) j_\ell(a \mathcal{L})$ в интересующей нас области $a \gg \ell/\mathcal{L}$ имеет следующий асимптотический вид:

$$Y(\ell \mathcal{L}; a) = \sin(a \mathcal{L} - \frac{\pi}{2} \ell). \quad (28)$$

Подставляя (24), (25) и (28) в (8), получаем выражение для полной амплитуды развала с точностью до C -константы:

$$A(a \Omega_d \Omega_{np}) = \frac{ik_d}{\kappa \sqrt{\pi}} A(a) A(\theta_d) A(\theta_{np}). \quad (29)$$

Здесь

$$A(\theta_{np}) = 1 - a_2 P_2(\cos \theta_{np}), \quad (30)$$

$$A(a) = \frac{\partial}{\partial \mathcal{L}_0} \sum_{\mathcal{L}} S_{\mathcal{L}}(\mathcal{L}_0) \sin(a \mathcal{L}), \quad (31)$$

$$A(\theta_d) = \frac{\partial}{\partial L_0} f_{\bullet \ell}(\theta_d), \quad (32)$$

причем выражение

$$f_{\bullet \ell}(\theta_d) = \frac{1}{2i k_d} \sum_L (2L+1) e^{2i\sigma_L} S_L(L_0) P_L(\cos \theta_d) \quad (33)$$

есть дифракционная амплитуда двухчастичного упругого рассеяния в области углов $\theta_d \gg L_0^{-1}$. Ее можно вычислить в явном виде, переходя в (33) с помощью преобразования Ватсона-Зоммерфельда к контурному интегралу в правой полуплоскости комплексных L и суммируя вычеты в точках полюсных особенностей $L_s = L_0 \pm i\pi \Delta_L (2s+1)$, где $s=0,1,2,\dots$. В области фраунгоферовой дифракции $(\theta_d - \theta_c) L_0 \gg 1$, где $\theta_c = 2\sigma_{L_0}' \approx U_c/E \ll 1$ есть предельный классический угол кулоновского рассеяния, получаем

$$f_{\bullet \ell}(\theta) = \frac{i\Delta_L}{2k_d} \sqrt{\frac{\pi(2L_0+1)}{\sin \theta_d}} e^{2i\kappa_{L_0}} \left[\frac{e^{i(L_0+1/2)\theta_d + i\frac{\pi}{4}}}{\text{sh} \pi \Delta_L (\theta_d + \theta_c)} + \frac{e^{-i(L_0+1/2)\theta_d - i\frac{\pi}{4}}}{\text{sh} \pi \Delta_L (\theta_d - \theta_c)} \right] \quad (34)$$

Если кулоновским взаимодействием пренебрегается, а углы $\theta_d \gg (\pi \Delta_L)^{-1}$, амплитуда (34) упрощается и (32) принимает следующий вид:

$$A(\theta_d) = - \frac{2i \Delta_L \theta_d}{k_d} \sqrt{\frac{\pi(2L_0+1)}{\sin \theta_d}} \cdot e^{-\pi \Delta_L \theta_d} \sin((L_0 + 1/2) \theta_d + \frac{\pi}{4}). \quad (35)$$

Амплитуду (31) также можно найти в явном виде. Для этого сумма по \mathcal{L} заменяется на интеграл по $d\mathcal{L}$ от 0 до ∞ , который, в свою очередь, выражается через два контурных интеграла в первой и четвертой четвертях на плоскости комплексных \mathcal{L} . Последние сводятся к сумме вычетов в точках $\mathcal{L}_s = \mathcal{L}_0 + i\pi \Delta_{\mathcal{Q}}(2s+1)$, $s=0,1,2,\dots$, аналогично тому, как это делалось при вычислении амплитуды (34). В итоге получаем:

$$A(a) = \frac{\pi \Delta_{\mathcal{Q}} a}{\text{sh}(\pi \Delta_{\mathcal{Q}} a)} \sin(a \mathcal{L}). \quad (36)$$

В результате формулы (30), (35) и (36) составляют явное аналитическое выражение для трехчастичной амплитуды развала дейтрона (29), параметризованные на базе дифракционного подхода с помощью предположения о квазиупругом характере процесса.

Используя равенства

$$L_0 = k_d R_0, \quad \mathcal{L}_0 = k_{np} r_0, \quad \Delta_L = k_d a_R, \quad \Delta_{\mathcal{Q}} = k_{np} a_r, \quad (37)$$

можно заключить, что амплитуда определяется заданием параметров

$$R_0, \quad r_0, \quad a_R, \quad a_r, \quad a_2. \quad (38)$$

5. Теперь, чтобы получить выражение для экспериментально измеряемых сечений развала с вылетом нейтрона и протона, необходимо установить функциональные связи между переменными $E_d \in_{np} \Omega_d \Omega_{np}$, входящими в амплитуду (29), и измеряемыми на эксперименте $E_p E_n \Omega_p \Omega_n$. Используя для этого законы сохранения

$$\vec{k}_d = \vec{k}_n + \vec{k}_p, \quad \vec{k}_{np} = \vec{k}_n - \vec{k}_p, \quad E_d = E_p + E_n, \quad (39)$$

получаем, например, дифференциальное сечение, определяющее энергетическое распределение протонов из реакции развала, в следующем виде:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_p d\Omega_p d\Omega_n} = |A(E_p, E_n, \Omega_p, \Omega_n)|^2 \cdot \frac{\sqrt{E_p(E_d - E_p)}}{2E_d(E_d - 2\sqrt{E_p(E_d - E_p)})\cos\theta} dE_p d\Omega_p d\Omega_n, \quad (40)$$

где

$$\cos\theta = \cos\theta_n \cos\theta_p - \sin\theta_n \sin\theta_p \cos(\phi_n - \phi_p). \quad (41)$$

Заметим, что если импульсы падающего дейтрона (ось z) и вылетающих протонов и нейтронов лежат в одной плоскости, то разность углов $(\phi_n - \phi_p)$ оказывается равной 0 или π соответственно тому, по одну или по разные стороны от оси z в этой плоскости регистрируются нейтроны и протоны. Поэтому удобно учесть эти изменения, наделяя в последнем случае угол рассеяния $\theta_{n(p)}$ отрицательным знаком.

На рис. 1-4 приведены некоторые типичные кривые рассчитанных энергетических и угловых распределений частиц в реакциях развала дейтрона. Оказывается, что основную роль в формировании энергетической зависимости сечения играет амплитуда $A(a)$ (36), в то же время ход угловых распределений определяется как $A(a)$, так и $A(\theta_d)$ (35).

Из рис. 1 и 3 видно, что с ростом параметра размазки a , в матрице (23), определяющей характер относительного движения нейтрона и протона, кривые энергетических распределений "заостряются".

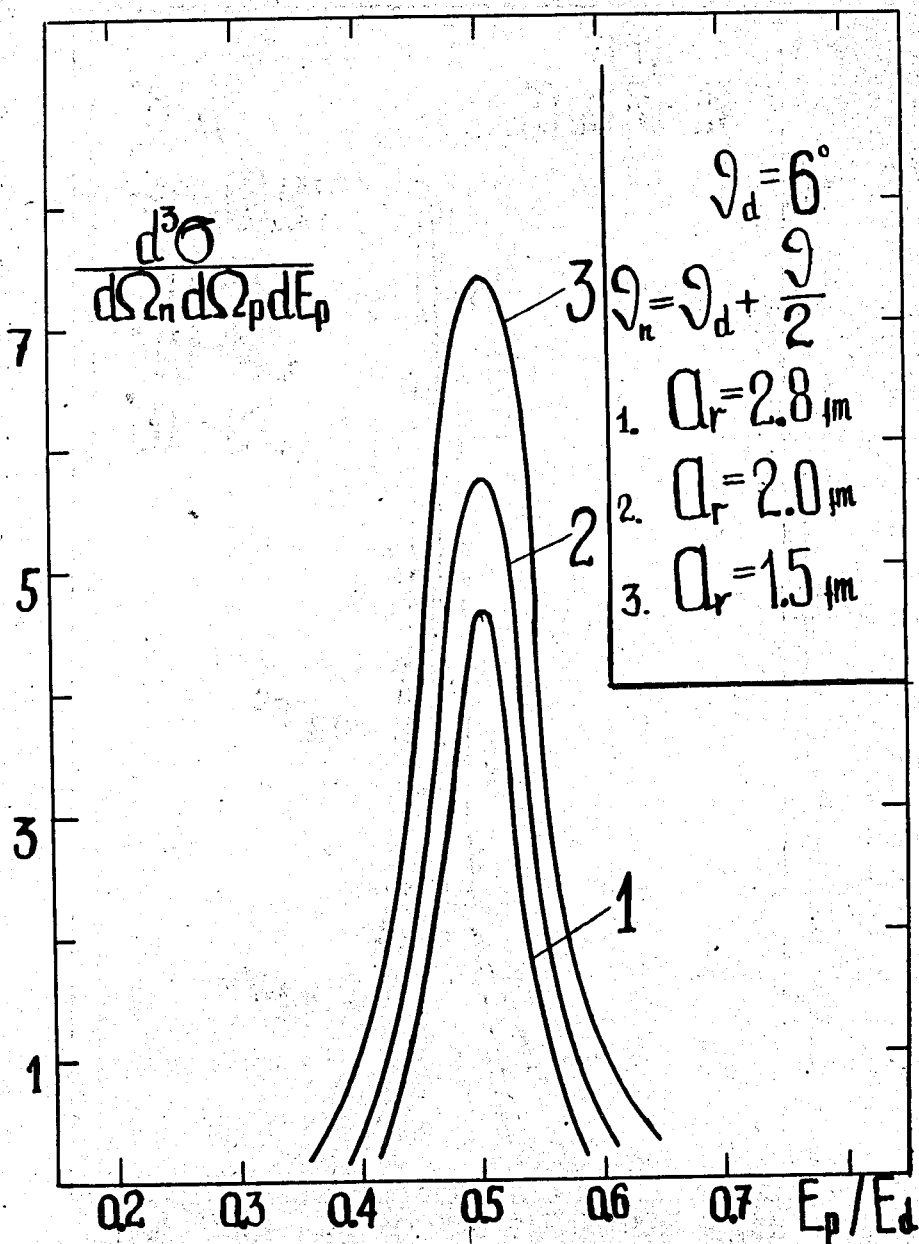


Рис. 1. Зависимость сечения развала дейтрона (в относительных единицах) от энергии относительного движения нуклонов при разных значениях параметра размазки a_r , ($E_d = 80$ Мэв, $R_0 = 5,4 \text{ ф.}$, $a_r = 1,0 \text{ ф.}$, $r_0 = 2,0 \text{ ф.}$, $a_2 = 0$).

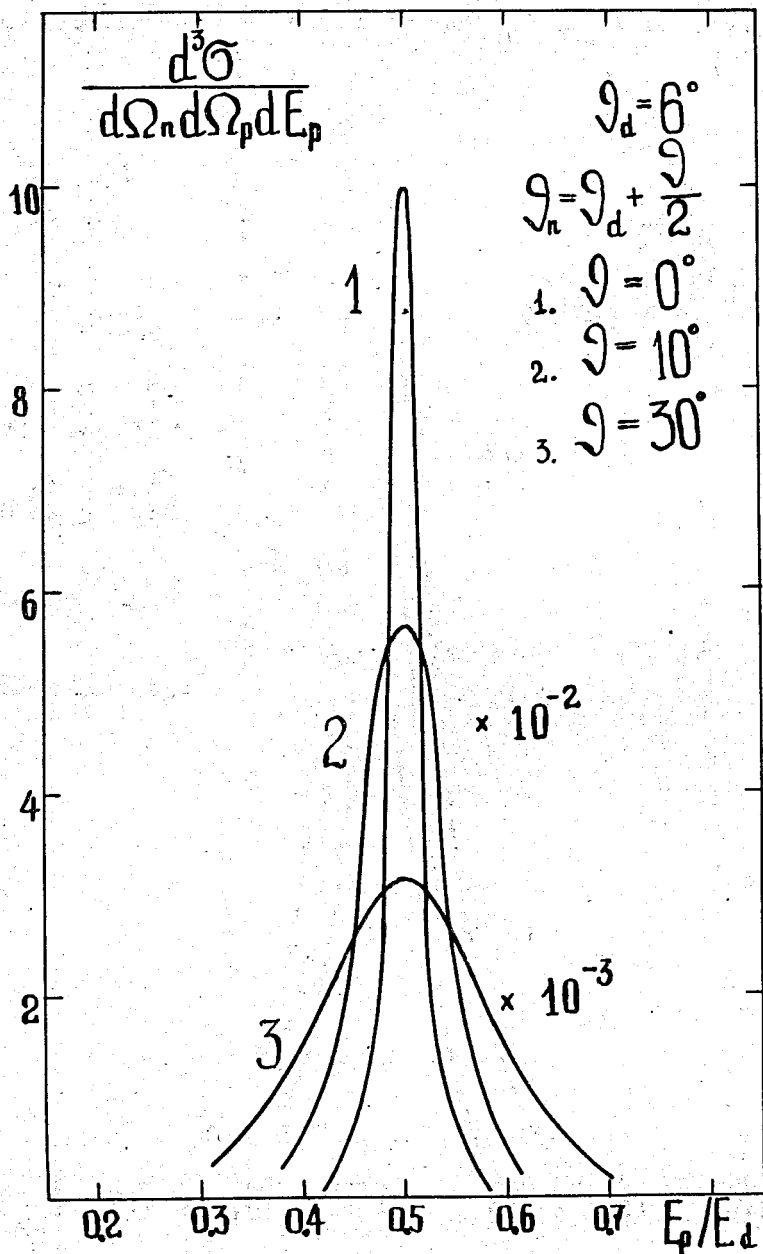


Рис. 2. Энергетические распределения протонов (в относительных единицах) при различных углах между направлениями вылета нуклонов θ . ($E_d = 80$ Мэв, $R_0 = 5,4 \phi$, $a_R = 1,0 \phi$, $r_0 = 2,0 \phi$, $a_r = 2,0 \phi$, $a_2 = 0$).

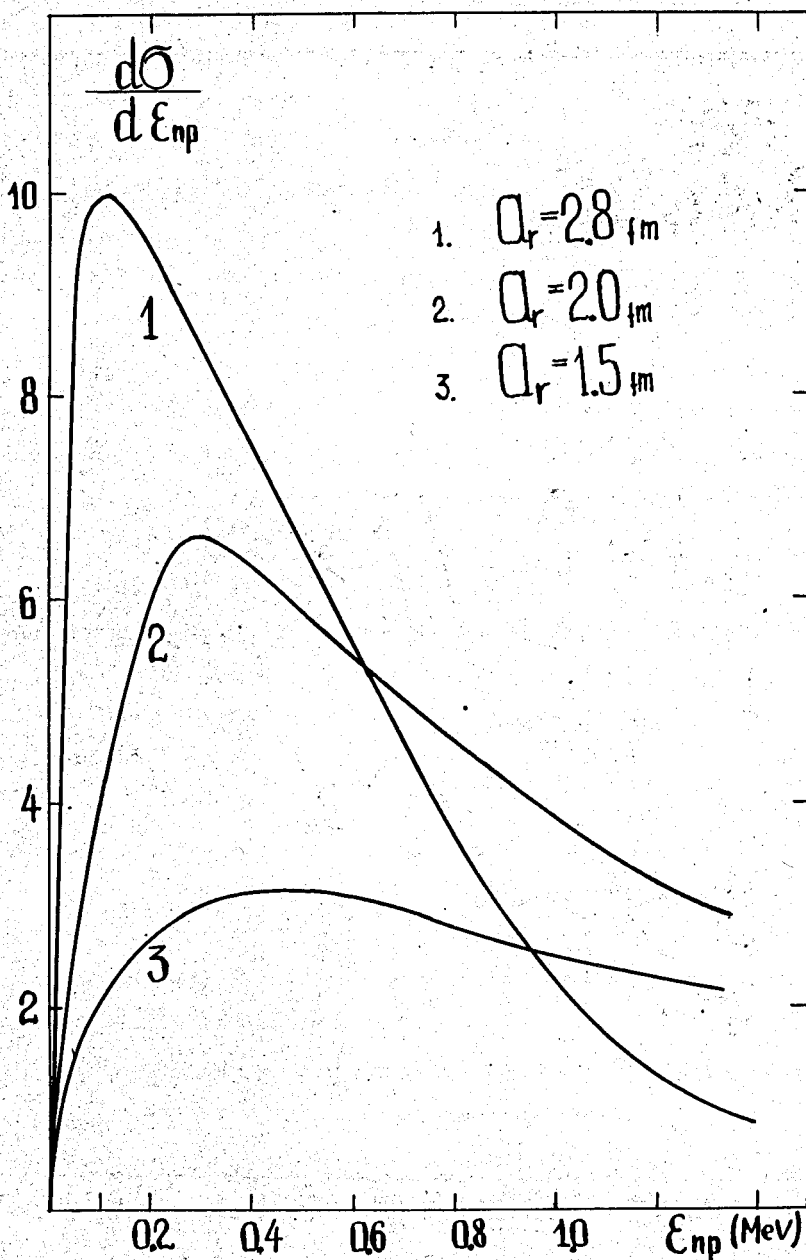


Рис. 3. Энергетические распределения протонов (в относительных единицах) при разных значениях параметра размазки a_r ($E_d = 80 \text{ МэВ}$, $R_0 = 5,4 \text{ ф}$, $a_R = 1,0 \text{ ф}$, $r_0 = 2,0 \text{ ф}$, $a_2 = 0$, $\theta = 10^\circ$).

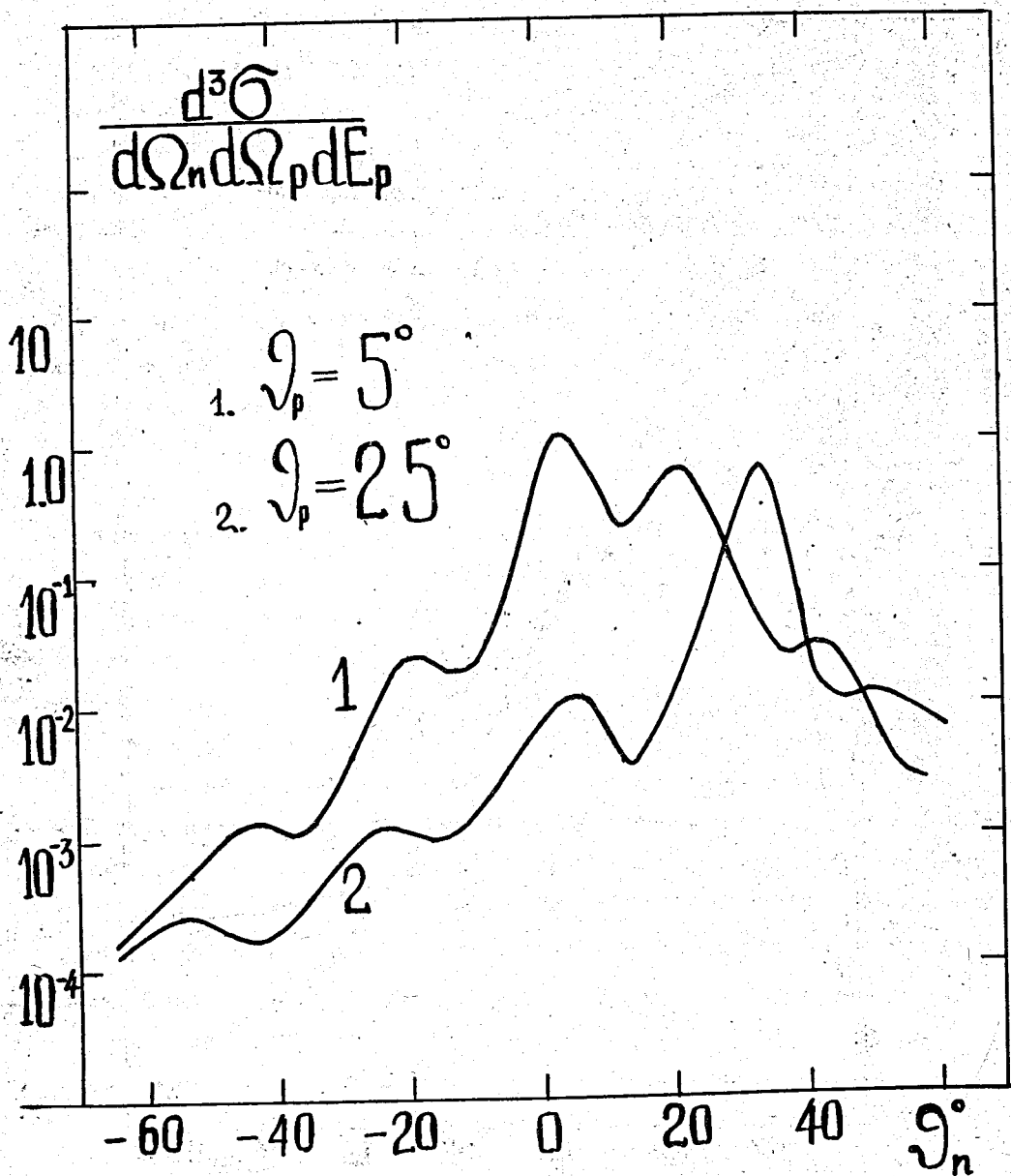


Рис. 4. Угловые распределения нейтронов (в относительных единицах) при различных направлениях вылета протонов θ_p . ($E_p = \frac{1}{2} E_d = 40$ МэВ, $R_0 = 5,4 \phi$, $a_R = 1,0 \phi$, $r_0 = 2,0 \phi$, $a_2 = 0$).

Видимо, такому изменению параметра отвечает более протяженная функция связанного состояния (np) - системы, что в свою очередь отвечает уменьшению энергии связи дейтрона. В таком случае понятно, почему с ростом a , (уменьшение энергии связи) движение нейтрона и протона становится близким к свободному. Рис. 2 показывает, как возрастает тенденция к равному распределению энергии между нейтроном и протоном при уменьшении их угла разлета. Рис. 4 подтверждает естественный вывод, что с наибольшей вероятностью нейтрон и протон развала летят под близкими углами $\theta_n \approx \theta_p$. Такого же характера зависимости свойственны расчетам в рамках других моделей дифракционного развала дейтрона, использующих двухчастичные методы рассмотрения /9/.

В заключение еще раз подчеркнем, насколько полезными могут оказаться методы непосредственной параметризации трехчастичной матрицы рассеяния как в плане практических приложений и получения более простым путем тех результатов, которые трудно получить методами двухчастичного рассмотрения, так и в изучении возможностей обобщения уже известных методов на случай более сложных реакций с участием трех частиц в конечном состоянии. Так, можно ожидать, что для описания реакций развала с достаточно большими энергиями разлетающихся частиц, когда необходимо учитывать много парциальных членов в сумме (8), полезными окажутся методы их параметризации с помощью задания небольшого числа полюсов (типа Редже) в области комплексных значений соответствующих квантовых чисел. Данный нами пример анализа квазиупругого развала дейтрона есть лишь одна из первых попыток реализации указанных преимуществ рассмотрения реакций с участием трех частиц, как задачи трех тел.

Литература

1. Л.Д. Фаддеев. ЖЭТФ, 39, 1459 (1960); В.Б. Беляев, В.Н. Ефимов. Препринт ИТФ -71-78Р, Киев, 1971.
2. L.M.Delves. Nucl.Phys., 20, 275 (1960).
3. И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. "Наука", стр. 1049, 1971.
4. Ю.А. Симонов. ЯФ, 3, 630 (1966).
А.М. Бадалян, Ю.А. Симонов. ЯФ, 3, 1030 (1966).
5. Ю. Нири, Я. Смородинский. ЯФ, 9, 882 (1969);
J.Niri, Ya.A.Smorodinsky. Preprint E2-4809, Dubna, 1969.
6. В. де Альфаро, Т. Редже. Потенциальное рассеяние, МИР, 1966;
J.Noqaasen. Nucl.Phys., A90, 261 (1967).
7. А.Н. Capri, Н.Ж. Kreuzer, R. Teshima. Lett. Nuovo Cim.,
4, 271 (1970).
8. Е.В. Инопин. ЖЭТФ, 48, 1621 (1965);
9. Ю.А. Бережной, Е.В. Инопин. ЯФ, 6, 1197 (1967); Ю.А. Бережной,
М.В. Евланов. Изв. АН СССР, сер. физ., 33, №1, 167 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 февраля 1972 года.