

систем с различными параметрами и конструкцией. При этом активная среда характеризуется минимальным набором величин: значением неона: сыщенного усиления на входе в резонатор k^0 , которое может быть легко измерено экспериментально, и параметрами α , β , θ . Последние зависят от состава смеси и от значений колебательной и газовой температур на входе в резонатор.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Конюхов В. К. — Квант. электроника, 1977, 4, с. 1014. [2] Генералов Н. А., Козлов Г. И., Селезнева Н. К. — Журн. прикл. мех. и технич. физики, 1972, № 5, с. 33. [3] Лосев С. А., Макаров В. Н. — Квант. электроника, 1974, 1, с. 1633. [4] Лосев С. А., Макаров В. Н. — Квант. электроника, 1976, 3, с. 960. [5] Баканов Д. Г., Одинцов А. И., Федосеев А. И., Шарков В. Ф. — Квант. электроника, 1979, 6, с. 1019. [6] Микаэлян А. Л., Минаев В. П., Обод Ю. А., Турков Ю. Г. Квант. электроника, 1974, 1, с. 1175. [7] Напартович А. П., Шарков В. Ф. Теплофиз. высоких температур, 1974, 12, с. 659.

Поступила в редакцию
22.11.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 6

УДК 539.12.01

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ $N-N$ -СИЛ В РЕАКЦИЯХ $N+d \rightarrow 3N$ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

М. С. Головков, М. И. Журина, С. Н. Кондратьев, Т. Н. Михалева,
А. М. Попова, Д. Л. Чупрунов

(НИИЯФ)

В последнее время в ядерной физике низких и средних энергий возникло новое направление, связанное с исследованием $N-N$ -сил на основе анализа дифференциальных сечений ядерных реакций с образованием нескольких нуклонов. Как хорошо известно, исследование нуклон-нуклонного рассеяния в широком диапазоне энергий не позволяет однозначно установить параметры $N-N$ -потенциала. Это приводит к большому произволу в выборе функции, описывающей $N-N$ -силы, и, следовательно, в трактовке природы ядерного взаимодействия. Однако в 70-х годах в ряде работ [1] было установлено, что поведение амплитуды рассеяния двух нуклонов вне поверхности энергии в большой мере определяется характерными параметрами ядерного потенциала: глубиной, радиусом, радиусом отталкивающей сердцевинки. Более того, в работах [2, 3] была установлена связь поведения амплитуды рассеяния двух нуклонов вне поверхности энергии с ходом кривых дифференциальных сечений реакции $N+d \rightarrow 3N$ в различных кинематических областях. Далее, были сделаны попытки [4] определить параметры $N-N$ -потенциала, в частности радиус отталкивающей сердцевинки, на основе анализа угловых распределений протонов в реакции $p+d \rightarrow p+d$ при средних и высоких энергиях в области больших углов вылета.

Не менее интересным с точки зрения исследования $N-N$ -сил является анализ энергетических распределений нуклонов, образующихся в реакциях $N+d \rightarrow 3N$ и при невысоких энергиях (~ 10 МэВ), где эксперименты могут быть выполнены с большей точностью.

На рис. 1 приведены кривые изменения реальной части амплитуды s -рассеяния двух нуклонов $Re t_0(p, k, k^2)$ вне поверхности энергии для

фазово-эквивалентных потенциалов Вудса — Саксона с различными наборами параметров:

$$V = \begin{cases} 80 \text{ фм}^{-2} & 0 < r < r_c, \\ \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{a}\right)} & r_c < r < \infty. \end{cases}$$

Здесь p и k — модули импульсов относительно движения нуклонов до и после рассеяния, V_0 — глубина потенциала, r_0 — его радиус, a — размытость, r_c — радиус отталкивающей сердцевинки.

Из рис. 1 следует, что даже при небольшом уходе с поверхности энергии обнаруживается сильная зависимость амплитуды от параметров $N-N$ -потенциалов. Использование этих и других различных потенциалов $N-N$ -взаимодействия в точных расчетах дифференциальных сечений $N+d \rightarrow 3N$ -реакций на основе интегральных уравнений задачи трех тел и сравнение с опытными данными позволят сделать определенные заключения о свойствах $N+N$ -сил.

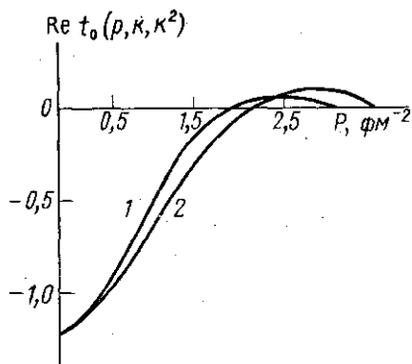


Рис. 1. Поведение $\text{Re } t_0(p, k, k^2)$ при $K^2 = 0,01 \text{ фм}^{-2}$ для потенциала Вудса—Саксона с параметрами: 1 — $V_0 = 0,40 \text{ фм}^{-2}$, $r_0 = 2,35 \text{ фм}$, $r_c = 0 \text{ фм}$, $a = 0,3 \text{ фм}$; 2 — $V_0 = 0,85 \text{ фм}^{-2}$, $r_0 = 1,8 \text{ фм}$, $r_c = 0,2 \text{ фм}$, $a = 0,3 \text{ фм}$

Расчеты поведения амплитуды s -рассеяния двух нуклонов вне поверхности энергии показывают, что сечение реакции наиболее чувствительно к выбору параметров потенциала $N-N$ -взаимодействия в кинематических областях, удовлетворяющих условиям: а) взаимодействия частиц в конечном состоянии; б) коллинеарности [5].

В этих областях нами были проведены полные кинематические эксперименты по изучению ${}^1\text{H}(d; pp)n$ -реакции. Измерения были выполнены на циклотроне НИИЯФ МГУ. Мишень CH_2 толщиной $0,8 \text{ мг/см}^2$ бомбардировалась дейтронами с энергиями $E_0 = 14,2$ и $12,8 \text{ МэВ}$. Энергетический разброс пучка дейтронов составлял 35 кэВ . Заряженные частицы, вылетающие из мишени, регистрировались двумя полупроводниковыми поверхностно-барьерными детекторами с глубиной чувствительного слоя 1 мм и энергетическим разрешением 25 кэВ . Детекторы располагались на расстоянии 180 мм от мишени. Телесные углы ограничивались диафрагмами, апертура полярных углов составляла $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = 2^\circ$, а азимутальных — $\Delta\phi_1 = \Delta\phi_2 = 4^\circ$. Все измерения проводились в копланарной геометрии.

Электронная аппаратура представляла собой схему быстро-медленных совпадений. Время попадания частицы в детектор определялось методом привязки к постоянной части фронта импульса. Энергетический порог во временном канале был равен 300 кэВ . Разрешающее время быстрой схемы совпадений составляло 70 нс . Информация накапливалась в виде двумерных спектров совпадений в многоканальном амплитудном анализаторе $IN-90$, работающем в режиме неинтегрирующей памяти.

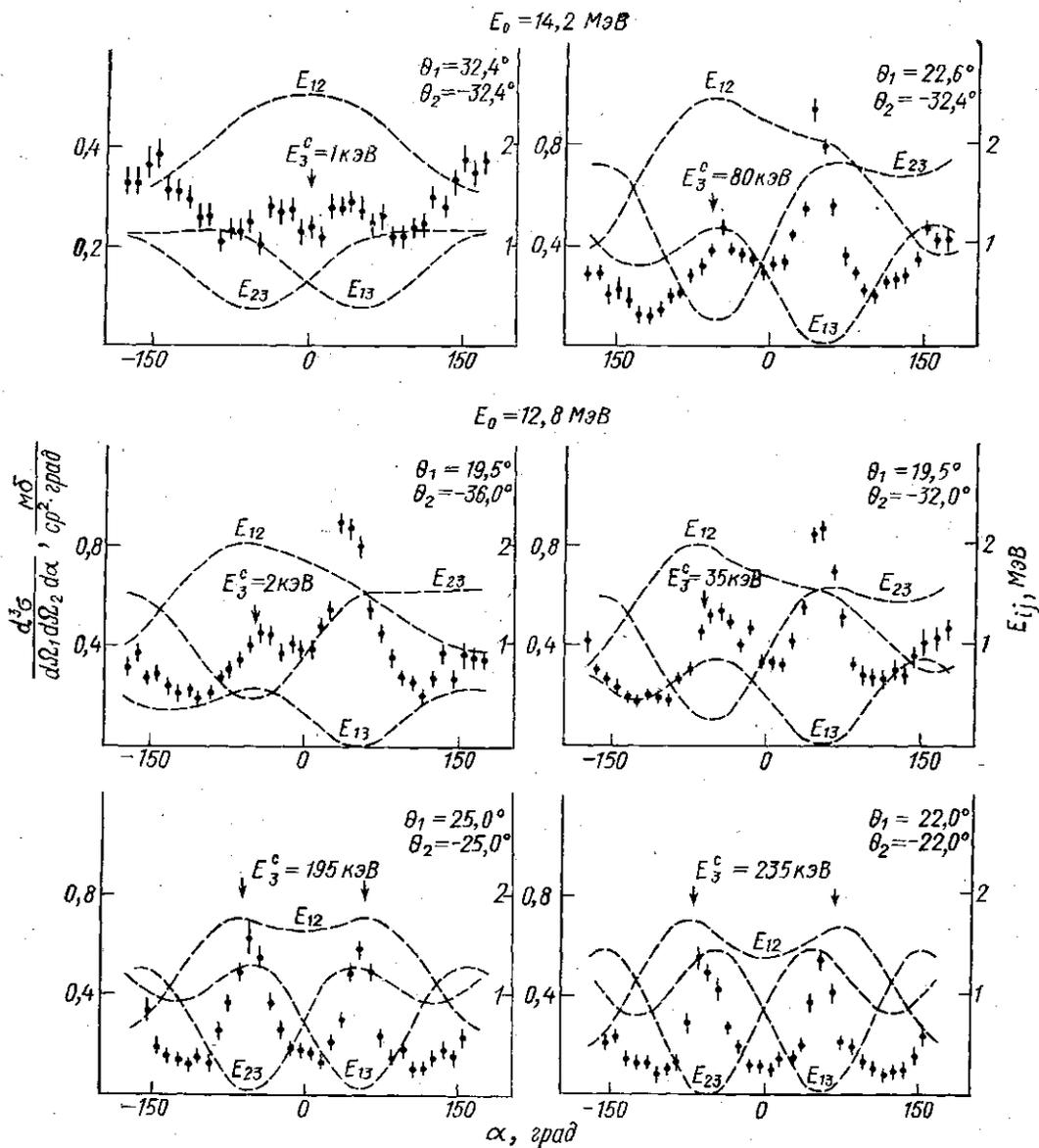


Рис. 2. Экспериментальные дифференциальные сечения из реакции ${}^1\text{H}(d; pp)n$; θ_1 и θ_2 — углы вылета протонов в лабораторной системе координат. Пунктирными кривыми представлены значения относительных энергий пар нуклонов. E_3^c — кинетическая энергия нейтрона в системе центра масс

Случаи, соответствующие совпадению двух протонов из реакции ${}^1\text{H}(d; pp)n$, располагаются в плоскости энергий совпавших частиц (E_1, E_2) на замкнутой кривой (кинематическом локусе). Поскольку дифференциальное сечение реакции $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3$ есть двузначная функция переменных E_1 , или E_2 , удобно ввести переменную, однозначно определяющую точки локуса. Кинематический локус является эллипсом в координатах импульсов частиц (p_1, p_2):

$$\frac{p_1^2}{2m_{13}} + \frac{p_2^2}{2m_{23}} + \frac{p_1 p_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)}{m_3} - \frac{p_0}{m_3} (p_1 \cos \theta_1 + p_2 \cos \theta_2) + \frac{p_0^2}{2m_3} - (E_0 - Q) = 0, \quad (1)$$

где m_i — масса частицы i , m_{ij} — приведенная масса частиц i, j , θ_i — угол вылета частицы i , p_0 — импульс налетающей частицы, E_0 — ее энергия, Q — энергия реакции. Выполнив преобразование

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -\sqrt{m_{13}/m_{23}} \\ \sqrt{m_{23}/m_{13}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \end{pmatrix},$$

соотношение (1) можно записать в виде

$$\left(\frac{x_1 - x_{10}}{a_1} \right)^2 + \left(\frac{x_2 - x_{20}}{a_2} \right)^2 = 1, \quad (2)$$

где x_{10} , x_{20} , a_1 и a_2 являются функциями θ_1 , θ_2 и E_0 .

Представив уравнение (2) в параметрическом виде:

$$x_1 = x_{10} + a_1 \cos \alpha,$$

$$x_2 = x_{20} + a_2 \sin \alpha,$$

мы получаем, что каждая точка локуса однозначно определяется параметром α , который изменяется в пределах $(-\pi, \pi)$.

Заметим также, что в этом представлении фазовый объем изменяется незначительно вдоль локуса, в отличие от обычного представления, когда E_1 является независимой переменной [6].

Для определения абсолютного значения сечения в эксперименте измерялось количество протонов отдачи из реакции ${}^1\text{H}(d, d){}^1\text{H}$, вылетающих под углом 35° к направлению пучка. Величина сечения упругого p - d -рассеяния была получена интерполяцией данных из работы [7].

Результаты эксперимента показаны на рис. 2. Дифференциальное сечение $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3$ реакции ${}^1\text{H}(d; pp)n$ представлено как функция переменной α . Пунктирными линиями показаны энергии относительного движения (E_{ij}) частиц ij . Стрелками обозначены области, соответствующие минимальной энергии движения нейтрона в системе общего центра масс (E_c^3).

Как указывалось выше, наиболее интересными (с точки зрения исследования N - N -сил) областями спектров протонов на рис. 2 являются области, соответствующие условию коллинеарности ($E_c^3=0$) и минимальной энергии относительного движения двух нуклонов ($E_{ij}=0$).

Предварительный расчет дифференциального сечения указанной реакции на основе точных интегральных уравнений задачи трех тел показал, что при данных энергиях основной вклад в сечения вносит только амплитуда s -рассеяния двух нуклонов. Таким образом, сравнение эксперимента с точным расчетом позволит выяснить характер радиальной зависимости ядерного потенциала взаимодействия двух нуклонов в s -состоянии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Sprung D. W. L., Srivastava M. K. Soft-core potential model for nucleon-nucleon scattering.—Nucl. Phys., 1969, A 139, p. 605. Mc Carthy J. E., Tandy P. C. The off-shell spectator model for $d(p, 2p)n$.—Nucl. Phys. 1971, A 178, p. 1. Васкин А. И., Журина М. И., Новожилова В. Н., Попова А. М. Поведение амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния вне поверхности энергии.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, 39, № 1, с. 144. [2] Kloet W. M., Tjon J. A. A study

of break-up processes in neutron-deuteron scattering.— Nucl. Phys., 1973, A 210, p. 380. [3] Комаров V. V. Few body problems in nuclear and particle physics.— Les Presses de L'Universite, Laval, 1975, p. 731. [4] Комаров V. V. Few body dynamics.— North Holland Pub., 1976, p. 170. Комаров В. В., Попова А. М., Попов Ю. В. О некоторых методах теоретического исследования области отталкивания нуклон-нуклонного потенциала.— ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 1213. [5] Lambert J. M., Treado P. A., Allas R. G., Beach L. A., Bondelid R. O., Dicner E. M. ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ reaction at 23 Mev under the condition of collinearity of the center-of-mass system.— Phys. Rev. C, 1976, 13, p. 43. [6] Schram P. H., Doornbas J., Krijisman W., Jonker C. C. Coplanar and noncoplanar experiments on the reaction ${}^1\text{H}(d, pp)n$ at $E_d = 12,9$ Mev.— Nucl. Phys., 1977, A 291, p. 413. [7] Kocher D. S., Clegg T. B. Cross sections for proton-deuteron scattering from 1,0 to 10,0 Mev.— Nucl. Phys., 1969, A 132, p. 455.

Поступила в редакцию
27.11.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 6

УДК 537.531.2

ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ СИНХРОТРОННОГО И ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА ЧАСТИЦ

И. В. Лупандин

(кафедра квантовой теории)

Целью данной работы является теоретическое исследование синхротронного и ондуляторного излучения пучка N частиц, обусловленного интерференционными эффектами, и качественный анализ зависимости полученного выражения для интенсивности от параметров пространственного распределения частиц в пучке.

Такая постановка задачи представляет интерес в связи с наличием большого количества экспериментальных данных об интерференционных эффектах в синхротроне и ондуляторе [1—6] и отсутствием детального теоретического анализа, учитывающего зависимость интенсивности этого излучения как от радиального, так и от углового распределения частиц в синхротронном пучке.

Наиболее отчетливо интерференционные эффекты, возникающие при движении пучка частиц в ускорителе, проявляются в радиочастотном диапазоне.

Впервые излучение в радиочастотном диапазоне, обусловленное интерференцией излучения от отдельных частиц в пучке, наблюдали в середине 40-х годов Шифф и Мак Миллан [4, 5]. Радиочастотный всплеск излучения в синхрофазотроне наблюдали и советские физики [1—3]. Вследствие малого радиуса первых синхрофазотронов ($R \approx 10^{-1}$ м) угловой разброс частиц $\Delta\varphi$ был больше 1 рад. Так как радиочастотное излучение, обусловленное интерференцией, существенно зависит от пространственных параметров пучка частиц, то для современных ускорителей, в которых $\Delta\varphi \ll 1$, целесообразно произвести расчет в этом приближении.

Энергия, излученная N частицами с момента t_0 до t_k , определяется выражением (см., например, [7])

$$E(t_k) = \frac{e^2}{4\pi^2 c^3} \int_{t_0}^{t_k} d\tau_1 \int_{t_0}^{t_k} d\tau_2 \int_0^\infty \omega^2 d\omega \int d\Omega \sum_{n,m=1}^N (\mathbf{v}_n(\tau_1) \mathbf{e}_3)(\mathbf{v}_m(\tau_2) \mathbf{e}_3) \times \\ \times \exp(i\omega(\tau_1 - \tau_2) - ik\xi_n(\tau_1) + ik\xi_m(\tau_2)), \quad (1)$$