

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $p + A \rightarrow \pi^+ + (A + 1)$
В ОДНОЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ

М. Я. Ажусья, А. Б. Гриднев

В работе рассматриваются реакции типа $p + A \rightarrow \pi^+ + (A + 1)$, где A и $(A + 1)$ – связанные ядра. В этих реакциях ядру передается большой по ядерным масштабам импульс ($\sim 3 \text{ фм}^{-1}$), что позволяет изучать высокоимпульсные компоненты ядерной волновой функции.

Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям под 0° на ядрах ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N при кинетической энергии протонов 600 Мэв были получены в работе [1]. Сечения реакций, идущих на основное

состояние ядра-продукта приведены в таблице. В работе [2] было рассмотрено два механизма реакции, изображенные на диаграммах I и II (рис. 1).

1. Однонуклонная модель. В этой модели падающий протон испускает π^+ мезон и захватывается на I $P_{1/2}$ оболочку. Весь переданный ядру импульс воспринимается одним нуклоном. Ядро рассматривается в чисто оболочечной модели.

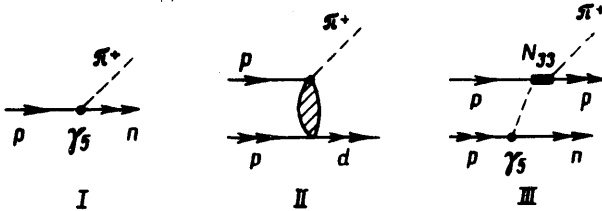


Рис. 1. Линией с двумя стрелками обозначены связанные состояния.

2. Двухнуклонная модель. Предполагается, что пион рождается в реакции $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ (сечение этой реакции известно из эксперимента), причем дейтрон в конечном состоянии связан в ядре. Наличие дейтона в волновой функции ядра-продукта означает, что в этой модели учитываются p - n корреляции.

В [3] предложен механизм, изображенный на диаграмме III. Пион испускается нуклоном из ядра мишени и перерассеивается на падающем протоне через $(3,3)$ резонанс.

Во всех указанных расчетах, в качестве волновых функций связанных состояний использовались функции гармонического осциллятора с параметрами $\alpha = 0,631 \text{ фм}^{-1}$ и $\alpha' = 0,61 \text{ фм}^{-1}$ для начального и конечного ядра, соответственно. Параметры выбирались из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах [4]. Результаты расчетов приведены в таблице. Видно, что расчет во всех моделях существенно отличается от эксперимента. Цель данной работы — показать, что одной из возможных причин такого расхождения является неправильное поведение функции гармонического осциллятора при больших, переданных ядру импульсах.

Рассмотрим процесс, изображенный на диаграмме 1. Волновые функции падающего протона и π^+ мезона, как и в [1], возьмем плоскими волнами. Пион-нуклонное взаимодействие будем описывать нерелятивистским псевдоскалярным гамильтонианом.

$$H_{B3} = \frac{\hbar f}{m_\pi c} (\vec{\sigma} \nabla) (\vec{\tau} \vec{\phi}) - \frac{m_\pi}{m_p} (\vec{\tau} \vec{\phi}) (\vec{\sigma} \vec{\nabla}); \quad \frac{f^2}{4\pi \hbar c} = 0,083 \quad (1)$$

Тогда дифференциальное сечение в лабораторной системе координат можно записать в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\hbar f^2 p_\pi}{2m_\pi^2 c^2 V_i} \left[p_\pi + \frac{m_\pi}{m_p} p_i \right]^2 |F_{1,1,1/2}(g)|^2, \quad \text{где } g = \frac{M_A}{M_{A+1}} |p_i - p_\pi| \quad (2)$$

Здесь V_i и p_i — скорость и импульс падающего протона; g — импульс нейтрона в конечном состоянии (с поправкой на отдачу) и $|F_{1,1,1/2}(g)|^2$ — импульсное распределение $I P_{1/2}$ уровня конечного ядра.

$$|F_{1,1,1/2}(g)|^2 = \frac{2}{\pi} \left| \int_0^{\infty} j_1(gr) R_{1,1,1/2}(r) r^2 dr \right|^2. \quad (3)$$

Радиальная волновая функция $R_{1,1,1/2}(r)$ вычислялась путем решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона — Вудса:

$$V(r) = - \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} - \lambda V_0 \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1} \quad (1 \text{ с});$$

$$R = r_0 A^{1/3}.$$

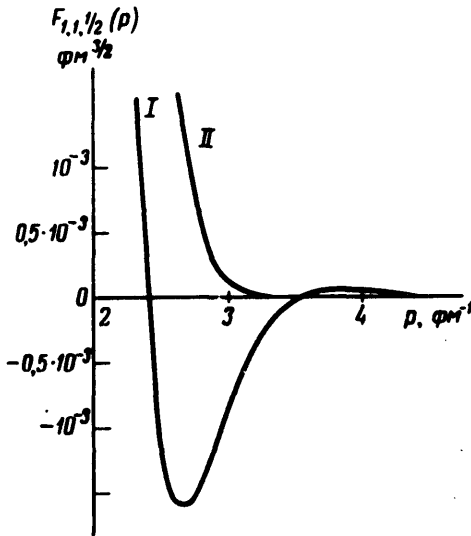


Рис. 2. Функция $F_{1,1,1/2}(\rho)$ для ядра ^{13}C : I — потенциал Саксона — Вудса с параметрами $V_0 = 37,2 \text{ Мэв}$, $a = 0,6 \text{ фм}$, $r_0 = 1,25 \text{ фм}$, $\lambda = 9$; потенциал гармонического осциллятора с параметром $\alpha = 0,631 \text{ фм}^{-1}$

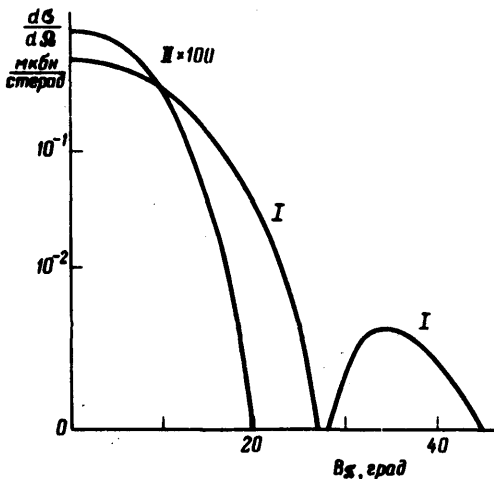


Рис. 3. Угловое распределение реакции $p + ^{12}\text{C} \rightarrow p + ^{13}\text{C}$ при энергии протонов 600 Мэв : I — потенциал Саксона — Вудса с параметрами $V_0 = 37,2 \text{ Мэв}$, $a = 0,6 \text{ фм}$, $r_0 = 1,25 \text{ фм}$, $\lambda = 9$; II — потенциал гармонического осциллятора с параметром $\alpha = 0,631 \text{ фм}^{-1}$

Параметры выбирались из данных по упругому рассеянию электронов и энергии отрыва нейтрона от ядра-продукта [5]. Полученные результаты приведены в табл. и близки к эксперименту.

Ядро продукт	Дифференциальные сечения под 0° , мкбн/стер				Параметры потенциала Саксона – Вудса			
	Эксперимент	Осциллятор			Саксон – Вудс	Мэв	фм	фм
		I	II	III				
^{13}C	$0,75 \pm 0,30$	0,0102	0,020	0,63	0,60	37,2	0,6	1,25
					1,84	37,0	0,5	1,25
^{14}C	$0,37 \pm 0,12$	0,0103	–	–	0,83	42,0	0,6	1,25
					2,26	42,0	0,5	1,25
^{15}C	$0,39 \pm 0,14$	0,0105	–	–	0,94	44,0	0,6	1,25
					2,29	43,9	0,5	1,25

На рис. 2 функция $F_{1,1,1/2}(\rho)$ для ядра ^{13}C сравнивается с соответствующей функцией гармонического осциллятора.

Несмотря на то, что радиальные волновые функции в пределах радиуса ядра отличаются незначительно, импульсные распределения при больших импульсах ($\geq 2 \text{ фм}^{-1}$) совершенно разные по величине и форме (при малых импульсах они практически совпадают). Функция $F_{1,1,1/2}(\rho)$ в потенциале Саксона – Вудса при больших импульсах испытывает осцилляции, которые возможно связаны с отражениями от "резкой" границы потенциала.

На рис. 2 представлено угловое распределение реакции $p + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{P}^+ + ^{13}\text{C}$ при энергии протонов 600 Мэв. Характерной особенностью является наличие минимумов, которые (при рассматриваемой энергии протонов) отсутствуют в угловом распределении, полученном при учете p - n корреляций.

Результаты данной работы показывают, что имеющиеся экспериментальные данные можно описать в рамках одночастичной модели ядра. Поэтому вклад p - n корреляций в рассматриваемые реакции возможно меньше, чем получено в работе [2], и для их изучения необходимы более детальные и точные экспериментальные данные.

Один из авторов (А.Гриднев) благодарен С.П.Круглову за интерес к работе.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова

Поступила в редакцию
6 июня 1972 г.

Литература

- [1] I.I.Domingo, B.W.Allardyce, C.H.Q.Ingram, S.Rohlin, N.W.Tanner, I.Rohlin, E.M.Rimmer, G.Jones, I.-P.Girardeau-Montaut., Phys. Lett., 32B, 309, 1970.
 - [2] C.H.Q.Ingram, N.W.Tanner, J.J.Domingo, J.Rohlin Nucl. Phys., B31, 331, 1971.
 - [3] A.Reitan. Nucl. Phys. B29, 525, 1971.
 - [4] R.Hofstadter. Ann. Rev. Nucl. Sci., 7, 231, 1957.
 - [5] В.А.Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат 1965.
-