ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 7989

А.С.Пак, Л.Поч, А.В.Тарасов

О СТРУКТУРЕ АМПЛИТУД A((x–xN)B -РЕАКЦИЙ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 7989

А.С.Пак,* Л.Поч, А.В.Тарасов

О СТРУКТУРЕ АМПЛИТУД **A((x–xN)B** -РЕАКЦИЙ

Направлено в ЯФ

---

* ИЯФ АН УзССР.

Расхождения между экспериментально обнаруженным равенством полных сечений реакций

$$\pi^- C^{12} \to \pi^- n C^{11}, \quad \pi^+ C^{12} \to (\pi^+ \pi + \pi^\circ p) C^{11} \qquad /1/$$

при $T_\pi = 180$ *МэВ* /1/ и предсказаниями полюсного приближения дисперсионной теории прямых ядерных реакций /2/, дающих для отношения этих величин значение, близкое к тройке, связано, по-видимому, с тем, что область применимости полюсного приближения ограничена условием малости передачи импульса ядру-остатку.

Аналогия между реакциями типа /1/ и процессами развала дейтрона быстрыми частицами естественным образом приводит к мысли о необходимости включать в рассмотрение, наряду с обычно учитываемым полюсным механизмом, соответствующим выбиванию нуклона и доминирующим при малых передачах импульса ядру-остатку, также симметричный ему "полюсный" механизм, отвечающий взаимодействию частицы с ядром-остатком и доминирующий при малых передачах импульса нуклону. Не представляет труда записать выражение для амплитуды процесса, соответствующее вкладу двух таких полюсных механизмов, если не учитывать взаимодействия частиц в начальном и конечном состояниях. Поскольку во всех практически интересных случаях эффекты такого взаимодействия не малы, следует с самого начала включать их в рассмотрение.

Для исследования структуры амплитуды реакции

$$xA \to xNB \qquad /2/$$

удобно исходить из разложения Ватсона для оператора взаимодействия

$$T = T_1 + T_2 + T_1 G T_2 + T_2 G T_1 + T_1 G T_2 G T_1 + \ldots, \qquad /3/$$

где T_1 - оператор взаимодействия налетающей на ядро A частицы x с системой нуклонов, образующих затем ядро B, а T_2 - оператор взаимодействия этой частицы с выбиваемым нуклоном /для простоты всюду нуклоны считаются нетождественными/.

Если скорость налетающей частицы существенно превышает скорость внутриядерного движения /случай, рассмотрением которого мы и ограничимся в дальнейшем/, то вероятность повторного столкновения ее с одним и тем же нуклоном ядра в реакциях типа /2/ мала, и в разложении /3/ можно отпустить все слагаемые, кроме выписанных.

Амплитуда реакции /2/ дается матричным элементом оператора

$$F = \langle f | T | i \rangle , \qquad /4/$$

где в начальном состоянии (i) находится ядро A и свободно /без взаимодействия/ налетающая на него частица x, а в конечном состоянии (f) - взаимодействующая система N + B, возникающая в результате столкновения частицы x с ядром A, и свободно улетающая из области взаимодействия частица x . Группируя последние четыре слагаемых разложения /3/ в выражение

$$(1 + T_1 G)\, T_2\, (1 + G T_1) \qquad /5/$$

и учитывая, что под действием операторов $(1 + T_1 G)$, $(1 + G T_1)$ плоские волны, отвечающие свободному распространению частицы x, превращаются в волновые функции ее движения в поле нуклонов ядра B, представим амплитуду /4/ в виде

$$F = \langle f | T_1 | i \rangle + \langle \tilde{f} | T_2 | \tilde{i} \rangle . \qquad /6/$$

Тильды во втором слагаемом означают, что плоские волны частицы x заменены "искаженными".

Применяя далее к описанию взаимодействия частицы x и нуклона N с ядром B эйкональное приближение и пренебрегая возможными виртуальными возбуждениями ядра B, легко получить следующее явное представление для амплитуды /6/:

$$F(p,q,k,k') = f_{xN \to xN}(\bar{k}, -\bar{q}, \bar{k}', \bar{p}) \times$$

$$\times \int d\bar{r}\, \psi(\bar{r}) \exp[\, i\bar{q}\bar{r} + \frac{i}{v_x} \int_{-\infty}^{0} V_{xB}(\bar{r} + \frac{\bar{k}}{k} s)\, ds +$$

$$+ \frac{i}{v_x'} \int_0^{\infty} V_{xB}(\bar{r} + \frac{\bar{k}'}{k} s)\, ds + \frac{i}{v_N} \int_0^{\infty} V_{NB}(\bar{r} + \frac{\bar{p}}{p} s)\, ds] +$$

$$+ f_{xB \to xB}(\bar{k}, -\bar{p}, \bar{k}', \bar{q}) \times \qquad /7/$$

$$\times \int \psi(\bar{r}) \exp[\, i\bar{p}\bar{r} + \frac{i}{v_N} \int_0^{\infty} V_{xB}(\bar{r} + \frac{\bar{p}}{p} s)\, ds\,]\, d\bar{r}\,.$$

Здесь $f_{xN \to xN}$, $f_{xB \to xB}$ - амплитуды взаимодействия частицы x с нуклоном N и ядром B соответственно; v_x, v_N - скорости частицы x и нуклона; $\bar{p}$, $\bar{q}$, $\bar{k}$, $\bar{k}'$ - импульсы выбиваемого нуклона N, ядра B и частицы x до и после взаимодействия, $V_{x(N)B}$ - оптические потенциалы, описывающие рассеяние частиц x(N) в поле ядра B и связанные известным образом с плотностью нуклонов в этом ядре и амплитудами xN и NN-рассеяний, $\psi(\bar{r})$ - "волновая функция" относительного движения фрагментов N и B в ядре A /на самом деле - известный интеграл перекрытия/.

Несимметричный характер коэффициентов при амплитудах $f_{x(N)B \to x(N)B}$ в выражении /7/ /в дальнейшем формфакторов/ качественно можно объяснить следующим образом: ядро B, имеющее большие /по сравнению с нуклонными/ размеры, создает существенную экранировку нуклону N, в то время как "точечный" нуклон N практически не экранирует ядро B. Учитывая далее результаты работы /3/, согласно которым взаимодействие в начальном и конечном состояниях слабо влияет на $\bar{q}(\bar{p})$ -зависимость формфакторов и сводится в основном к изменению их величины, запишем приближенно:

$$F(p,q,k,k') = f_{xN\to xN}\cdot\sqrt{r_1}\int\psi(\bar{r})\,e^{i\bar{q}\bar{r}}\,d\bar{r} +$$

$$+ f_{xB\to xB}\cdot\sqrt{r_2}\int\psi(-\bar{r})\,e^{i\bar{p}\bar{r}}\,d\bar{r}, \qquad /8/$$

где r_1, r_2 - так называемые коэффициенты подавления, которые определяются в /3/, причем очевидно, что $r_1 \le r_2$.

В этом приближении и в пренебрежении вкладом второго полюсного механизма в сечение процесса $\pi^+ C^{12} \to \pi^0 p C^{11}$ ввиду малости сечения перезарядки $\pi^+ B^{11} \to \pi^0 C^{11}$ *для отношения полных сечений реакции /1/* получается следующий результат

$$R = \frac{r_1\,\sigma^{e\ell}_{\pi^- n} + r_2\,\sigma^{e\ell}_{\pi^- C^{11}} - \sqrt{r_1 r_2}\,\sigma^{tot}_{\pi^- n}\,(1-u^-)}{r_1\,(\sigma^{e\ell}_{\pi^+ n} + \sigma_{cex}) + r_2\,\sigma^{e\ell}_{\pi^+ C^{11}} - \sqrt{r_1 r_2}\,\sigma^{tot}_{\pi^+ n}\,(1-u^+)} \cdot /9/$$

Величины $u^\pm$ в /9/ даются формулами

$$u^\pm = \mathrm{Re}(1 - i\alpha^\pm)\int|\psi(\sqrt{\bar{b}^2+z^2})|^2\,e^{i\delta^\pm(\bar{b})}\,d^2b\,dz\Big/\int|\psi(\bar{r})|^2 d\bar{r},$$

где $\alpha^\pm$ - отношение реальной части амплитуды к мнимой на угол "нуль" для процессов $\pi^\pm n \to \pi^\pm n$ соответственно; $\delta^\pm(\bar{b})$ - фаза $\pi^+ C^{11}$ - рассеяния как функция прицельного параметра. Расчеты в оптической модели с использованием волновых функций гармонического осциллятора при $T_\pi = 180$ *МэВ* приводит к значениям $u^+ = u^- = u = 0{,}2$; $\sigma^{e\ell}_{\pi^- C^{11}} = \sigma^{e\ell}_{\pi^+ C^{11}} = 250$ mb.

Учитывая изотопические соотношения между сечениями πN -рассеяния при $T_\pi = 180$ *МэВ* и вводя отношения

$$\xi = \sqrt{r_1 / r_2} \quad ; \quad \eta = \frac{\sigma^{tot}_{\pi^- C^{11}}}{\sigma^{tot}_{\pi^- C^{11}}},$$

получим

$$R = \frac{1 + \eta \xi (\xi + u - 1)}{1 + \frac{1}{3} \eta \xi (\xi + u - 1)} \simeq 1 - \frac{2}{3} \eta \xi (1 - u - a) .$$

Отличие величины R от единицы не превышает 8% в рассмотренной модели, что хорошо согласуется с экспериментальным значением R= 1± 0,1 /1/.

Авторы благодарят Л.И.Лапидуса за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. *D.T.Chivers et al. Nuclear Physics, 126 A, 129, 1969.*
2. *И.С.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций. Атомиздат, 1963.*
3. *G.Jakob, Th.A.Maris. Nuclear Physics, 31, 139, 152, 1962.*

Рукопись поступила в издательский отдел
29 мая 1974 года.