

КВАЗИСВОБОДНОЕ РАССЕЯНИЕ ПИОНОВ НА ЯДРАХ В ОБЛАСТИ Δ_{33} -РЕЗОНАНСА

В.П. Заварзина, В.А. Сергеев, А.В. Степанов

УДК 539.17.01

Вычислены и сравниваются с экспериментальными значениями дифференциальные сечения прямого выбивания нуклонов пионами и квазисвободного рассеяния пионов на ядрах при энергиях выше Δ_{33} -резонанса.

Сечение неупругого инклюзивного рассеяния (π, π') составляет значительную часть полного сечения взаимодействия пионов с ядрами в области Δ_{33} -резонанса.

Наличие конкурирующего канала — истинного поглощения пиона — значительно уменьшает долю многократных процессов и делает возможным выделение вклада процессов однократного неупругого рассеяния пиона $d^2\sigma_1/d\Omega_{\pi'}/d\epsilon_{\pi'}$, содержащего непосредственную информацию о πN -взаимодействии в ядерной среде [1]. Благодаря суммированию по состояниям А-нуклонной системы, сечение $d^2\sigma_1$ относительно слабо зависит от деталей структуры ядра и взаимодействия ненаблюдаемых продуктов реакции в конечном состоянии.

В настоящей работе мы вычислим дифференциальное сечение $d\sigma_1/d\Omega_{\pi'}$ в квазисвободном пределе в зависимости от энергии налетающего пиона ϵ_{π} и массового числа A ядра-мишени. Мы также кратко обсудим возможность выделения $d\sigma_1/d\Omega_{\pi'}$ из экспериментальных данных для инклюзивной реакции (π, π') на различных ядрах при энергиях выше резонансной.

Рассмотрим механизм однократного неупругого взаимодействия пиона с ядром



На основе соотношения баланса для числа ненаблюдаемых нуклонов N' ядрами было показано [2], что сечение $d^2\sigma_1/d\Omega_{\pi'}/d\epsilon_{\pi'}$ процесса (1) можно представить в виде суммы:

$$\frac{d^2\sigma_1}{d\Omega_{\pi'}/d\epsilon_{\pi'}} = \frac{d^2\sigma_D}{d\Omega_{\pi'}/d\epsilon_{\pi'}} + \frac{d^2\sigma_L}{d\Omega_{\pi'}/d\epsilon_{\pi'}}, \quad (2)$$

где $d^2\sigma_D$ — вклад процесса прямого выбивания нуклона, определяемый формулой импульсного приближения с искаженными волнами, а $d^2\sigma_L$ описывает вклад более сложных процессов выбивания, связанных с поглощением нуклона N' , т. е. с его уходом из квазиупругих каналов ($N' + C$).

При достаточно больших энергиях падающего пиона и больших углах вылета неупругого рассеянного пиона сечение (2), проинтегрированное по энергии $\epsilon_{\pi'}$, переходит в сечение квазисвободной реакции неупругого рассеяния:

$$\frac{d\sigma_1}{d\Omega_{\pi'}} (\pi A \rightarrow \pi' X) = \text{AKS}(U_{\pi}, U_{\pi'}^f, 0) \frac{d\bar{\sigma}_f}{d\Omega_{\pi'}} (\pi N \rightarrow \pi' N'), \quad (3)$$

$$S(U_{\pi}, U_{\pi'}^f, U_{N'}^f) = \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) |\varphi_{\pi}^{(+)}(\vec{p}_{\pi}, \vec{r})|^2 |\varphi_{\pi'}^{(-)}(\vec{p}_{\pi'}, \vec{r})|^2 |\varphi_{N'}^f(\vec{p}_{N'}, \vec{r})|^2. \quad (4)$$

Средний импульс нуклона $\vec{p}_{N'}^f = \vec{p}_{\pi} - \vec{p}_{\pi'}^f$ и $\vec{p}_{\pi'}^f$ определяются из уравнения

$$\epsilon_{\pi} + m_N - \bar{B} - \epsilon_{\pi'}^f - \epsilon_{N'}^f = 0;$$

K — кинематический фактор, близкий к единице, $d\bar{\sigma}_f/d\Omega_{\pi'}$ — усредненное по проекциям изоспина сечение элементарной реакции $\pi + N \rightarrow \pi' + N'$ на свободном покоящемся нуклоне при полной энергии $\epsilon_{\pi} - \Delta\epsilon_{\pi}$. Сдвиг $\Delta\epsilon_{\pi} \approx \approx \bar{B} \cdot (1 + \epsilon_{\pi}/m_N)$ находится из условия, что энергия пиона и нуклона в Ц-системе этих частиц определяется по их полной энергии и импульсам $\vec{p}_{\pi'}^f, \vec{p}_{N'}^f$ в конечном состоянии. При тех же предположениях вклад прямого выбивания в (3) равен

$$\frac{d\sigma_D}{d\Omega_{\pi'}} (\pi A \rightarrow \pi' N' C) = \text{AKS}(U_{\pi}, U_{\pi'}^f, U_{N'}^f) \frac{d\bar{\sigma}_f}{d\Omega_{\pi'}} (\pi N \rightarrow \pi' N'), \quad (5)$$

т. е. содержит искаженную волну нуклона N' .

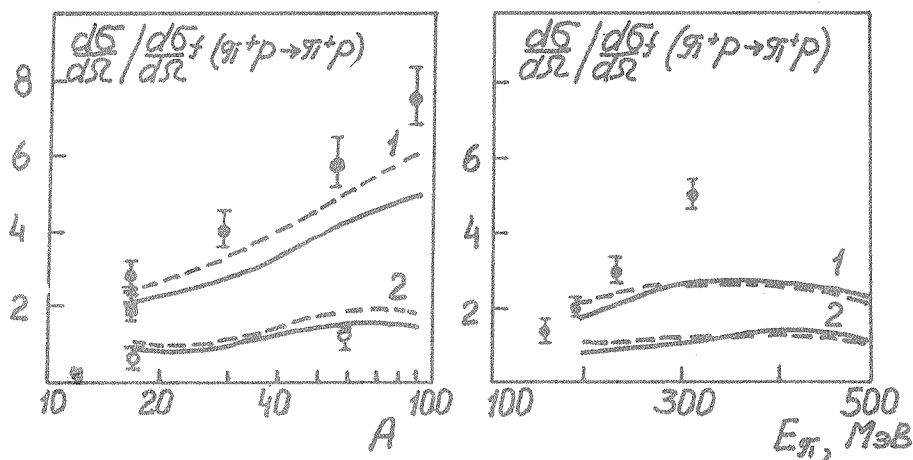
Из анализа измеренных спектров неупруго рассеянных пионов на ядре ^{16}O можно сделать вывод [3], что вклад $d\sigma_M/d\Omega_{\pi'}$ многократного рассеяния в $d\sigma/d\Omega_{\pi'}$ почти не зависит от угла рассеяния; отношение σ_M/σ составляет 0,25 при $E_{\pi} = 240$ МэВ и $\lesssim 0,1$ при 114 и 163 МэВ. Таким образом, в области $\Delta_{3,3}$ -резонанса угловая зависимость $d\sigma/d\Omega_{\pi'}$ обусловлена по существу **однократным** неупругим рассеянием. Это можно использовать для разделения вкладов однократного и многократного рассеяния пиона в $d\sigma/d\Omega_{\pi'}$ при больших углах рассеяния с помощью соотношения

$$d\sigma(\Theta_{\pi})/d\Omega_{\pi'} = d\sigma_1(\Theta_{\pi})/d\Omega_{\pi'} + \sigma_M/4\pi. \quad (6)$$

Результаты вычислений по формулам (3) — (5) для ядер-мишеней ^{16}O , ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{93}Nb представлены на рис. 1, 2. Для сравнения приведены соот-

ветствующие экспериментальные значения из работ [3,4], а также данные о сечениях $d\sigma/d\Omega_{\pi'}$ инклюзивной реакции (π, π') из [3,5]. Экстраполяция данных к углу $\Theta_{\pi'} = 180^\circ$ проведена с помощью соотношения (6). В расчетах использовался оптический потенциал, пропорциональный плотности нуклонов $\rho(\vec{r})$, полученной из данных по упругому рассеянию электронов [6]. В первом варианте расчета используется эйкональное приближение, а во втором учтены неэйкональные поправки к волновым функциям пиона согласно [7].

Эффективная энергия падающего пиона $\epsilon_{\pi} - \Delta\epsilon_{\pi}$ в $d\sigma/d\Omega_{\pi'}$ в выражениях (3) – (5) оказывается ниже ϵ_{π} более чем на 30 МэВ, что с учетом кинематического множителя К дает фактор 1,4. Такое увеличение π^+N -сечения согласуется с выбранными нами параметрами глубины мнимой части пионного оптического потенциала, которые соответствуют увеличению свободного πN -взаимодействия в 1,5 раза [7]. Использование в оптическом потенциале 1-го



Р и с. 1. Зависимость от массового числа A ядра-мишени сечения $d\sigma_1/d\Omega_{\pi'}$ квазисвободного рассеяния пионов (1) и сечения $d\sigma_D/d\Omega_{\pi'}$ прямого выбивания (2) при $\Theta_{\pi'} = 180^\circ$, $E_{\pi} = 245$ МэВ. Штриховые кривые – расчет в эйкональном приближении, сплошные кривые – расчет с учетом неэйкональных поправок. Экспериментальные точки: $\bullet$, $\blacksquare$, $\circ$ – соответственно сечения инклюзивной реакции (π^+, π^+) [5], квазисвободного рассеяния [3], прямого выбивания [4]. Все сечения отнесены к сечению свободного π^+p -рассеяния при энергии $E_{\pi} = 245$ МэВ и угле рассеяния 180° в Л-системе

Р и с. 2. Энергетическая зависимость относительных сечений квазисвободного рассеяния пионов (1) и прямого выбивания (2) для ^{16}O при $\Theta_{\pi'} = 180^\circ$. Обозначения те же, что и на рис. 1

порядка параметров свободного πN -рассеяния при эффективной энергии падающего пиона ниже фактической на 30 МэВ позволяет получить разумное согласие с данными о пион-ядерном рассеянии в области $E_\pi = 100\text{--}280$ МэВ [8].

В целом, вычисленные нами сечения неплохо описывают имеющиеся экспериментальные данные, если учесть сделанные приближения, а также ошибки, связанные с выделением вклада прямого выбивания и квазисвободного рассеяния из измеренных величин. Механизм квазисвободного рассеяния доминирует (составляет 65-70%) в инклюзивной реакции (π^+ , π^+) при $E_\pi = 245$ МэВ для всех рассматриваемых ядер. В то же время вклад процессов прямого выбивания уменьшается с ростом A . Разная зависимость этих сечений от A обусловлена тем, что квазисвободное рассеяние локализовано в области ядра, близкой к поверхности полусферы, "обращенной" к пучку падающих пионов, а прямые процессы — в периферийной области вблизи "экватора" ядра.

Относительная малость (10-15%) неэйконольных поправок к сечению $d\sigma_1/d\Omega_\pi$ связана с сильным затуханием пионных волн в поверхностной области ядра. Более существенным оказывается учет неэйконольной поправки к $d\sigma_D/d\Omega_\pi$.

Сечения квазисвободного рассеяния и прямого выбивания относительно слабо меняются с кинетической энергией пиона E_π , а наблюдаемое инклюзивное сечение резко возрастает, особенно при $E_\pi > 300$ МэВ. Поэтому относительный вклад этих простых механизмов столь же резко убывает с ростом энергии пиона.

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию
11 июня 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Thies, Nucl. Phys., A 328, 434 (1982).
2. В.П. Заварзина, В.А. Сергеев, А.В. Степанов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 27 (1983); Изв. АН СССР, сер. физич., 48, 172 (1983).
3. C.H.Q. Ingram et al., Phys. Rev., C 27, 1578 (1983).
4. E. Piasetzky et al., Phys. Rev., C 25, 2687 (1982).
5. D. Ashery et al., Phys. Rev., C 23, 2173 (1981).
6. C.W. de Jager et al., At. Data Nucl. Data Tables, 14, 479 (1974).
7. В.П. Заварзина, В.А. Сергеев, А.В. Степанов, Труды II-го Всесоюзного семинара по программе экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР, М., 1982 г., с. 130.
8. W.B. Cottingham, D.W. Holtkamp, Phys. Rev. Lett., 45, 1828 (1980).