



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1098 / 2-80

18/3-80

P2 - 12927

Н.С.Амелин, В.С.Барашенков

ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ
В МОДЕЛИ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ

1979

P2 - 12927

Н.С.Амелин, В.С.Барашенков

**ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ
В МОДЕЛИ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ**

P2 - 12927

Амелин Н.С., Барашенков В.С.

Дифракционное рассеяние в модели внутриядерных каскадов

Показано, каким образом модель внутриядерных каскадов можно использовать для вычисления полного и дифференциального сечений дифракционного рассеяния частиц и ядер на ядрах. Метод особенно полезен в случае взаимодействия двух тяжелых ядер, когда аналитические расчеты в приближении Глаубера весьма затруднительны, а вычисления на основе оптической модели зависят от плохо известных феноменологических параметров.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

P2 - 12927

Amelin N.S., Barashenkov V.S.

Diffraction Scattering in the Intranuclear Cascade Model

A way of application of the intranuclear cascade model for calculating the total and differential cross sections of particles and nuclei diffraction scattering on nuclei is shown. The method is particularly useful in the case of two heavy nuclei interaction when analytical calculations in Glauber's approximation are inconvenient, and calculation on the basis of the optical model depends on little-known phenomenological parameters.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Принято думать, что модель внутриядерных каскадов пригодна лишь для расчета неупругих взаимодействий частиц и ядер с ядрами, упругое же рассеяние и, в частности, его дифракционная часть должны рассматриваться другими методами. Мы покажем, каким образом дифракционное рассеяние, составляющее основную часть упругого рассеяния при высоких энергиях, может быть вычислено одновременно с расчетом неупругих реакций.

При моделировании внутриядерных каскадов, развивающихся в столкновениях быстрых частиц и ядер с ядрами, процесс взаимодействия рассматривается в зависимости от случайной величины параметра удара ρ . Отношение числа реализовавшихся каскадов N_k к полному числу налетающих частиц (или ядер) N определяет величину парциального сечения неупругих взаимодействий

$$\sigma_{in}(\rho) = \pi (R + \lambda)^2 \sum_{ij} N_k(\rho_i, \varphi_j) / N,$$

где $N_k(\rho_i, \varphi_j)$ - число внутриядерных каскадов с параметром удара $\rho_i \in [\rho, \rho + \Delta\rho]$ и азимутальным углом первичной частицы (ядра) φ_j / π , λ - длина дебройлевской волны этой частицы ^{*}. Сравнивая это выражение с известной квазиклассической формулой

$$\sigma_{in,e} = \pi \lambda^2 (2\ell + 1) (1 - e^{-4\lambda e}), \quad e = 0, 1, 2, \dots,$$

найдем мнимую часть фазы рассеяния

$$\chi(\rho) = -\frac{1}{4} \ln \left(1 - \frac{(R + \lambda)^2}{2\rho \cdot \Delta\rho} \sum_{ij} N_k(\rho_i, \varphi_j) / N \right),$$

^{*}) Введение λ феноменологически учитывает квантовую "размазку" траектории налетающей частицы $/\lambda/$.

где $\rho \approx \lambda \ell$, $\Delta \rho = \lambda$, и вычислим соответствующие дифференциальное и полное сечения дифракционного упругого рассеяния $\sigma_d(\theta)$ и σ_d , которые получаются путем суммирования парциальных сечений по всем слоям $\Delta \rho$ до некоторого максимального радиуса R , вне которого плотности налетающей частицы (ядра) и ядра-мишени считаются неперекрывающимися *).

В качестве примера на рис. I показано, как согласуется с экспериментом рассчитанное указанным способом сечение упругого рассеяния быстрых протонов ядром кислорода. Для расчетов использовалась "беззонная версия" каскадной модели ^{13/}. Распределение ядерной плотности описывалось осцилляторной функцией с параметрами, определенными в опытах с рассеянием электронов:

$$d(r) = \frac{1}{4\pi^{1/2} B^3} \left\{ 1 + 3\left(1 - \frac{r}{B}\right)^2 + 2 \frac{r^2}{B^2} \right\} e^{-r^2/B^2}$$

$$B^2 = c^2(1 - 1/A) + 0.47, \quad A = 16, \quad c = 1,76 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Вычисления выполнены для двух значений максимального радиуса ядра R , определяемых условием

$$d(r) / \max d = \alpha,$$

где $\alpha = 1$ и $0,1\%$. Соответствующие значения интегральных сечений указаны в таблице (приведенные экспериментальные данные содержат как дифракционное, так и недифракционное рассеяние).

Расчетное сечение правильно передает угловую зависимость дифракционного рассеяния, а его абсолютные значения $d\sigma_d/d\Omega$ в

*) Минимальная ширина слоя $\Delta \rho = \lambda$; в этом случае суммирование производится по последовательности $\ell = 0, 1, 2, \dots$. При высоких энергиях, когда число существенных фаз ($\approx R/\lambda$) очень велико, для интервала $\Delta \rho$ можно использовать значительно большее значение, соответствующее сразу целой группе значений ℓ . Во многих случаях, особенно при взаимодействии двух ядер, практически каждое взаимодействие с центральной частью ядра-мишени сопровождается образованием каскада. Сечение рассеяния на "черном ядре" легко вычислить аналитически, и численный расчет приходится делать лишь для периферических значений ρ .

Заметим, что если не интересоваться продуктами неупругой реакции, то расчет сечений $\sigma_d(\theta)$, σ_d и σ_{in} значительно упрощается, т.к. для того, чтобы зафиксировать факт неупругого взаимодействия (т.е. определить N_x), не требуется рассчитывать все "каскадное дерево", достаточно довести расчет лишь до первого, разрешенного принципом Паули, внутриядерного взаимодействия.

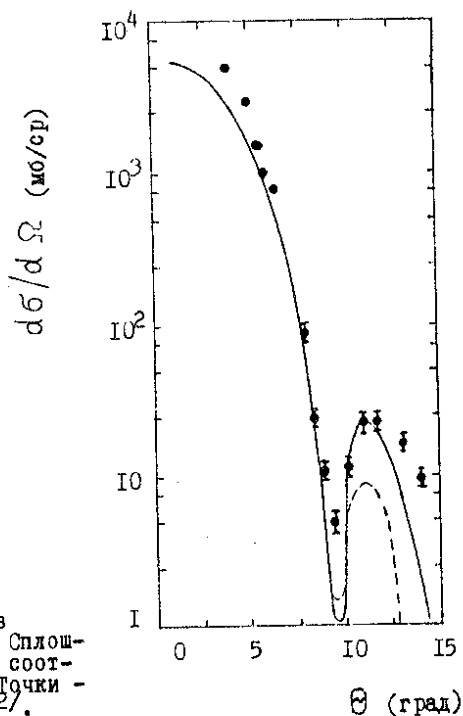


Рис. 1. Упругое рассеяние протонов ядрами ^{16}O при энергии $T = 1$ ГэВ. Сплошная и пунктирная кривые - расчет соответственно для $\alpha = 1\%$ и $\alpha = 0,1\%$. Точки - экспериментальные данные работы [2].

широком интервале, охватывающем почти четыре порядка величины, близки к экспериментальным точкам. Отличие дифракционного сечения σ_d от экспериментального σ_{el} составляет около 20%.

Более точным подбором внутриядерной плотности $d(r)$ можно улучшить согласие с опытом; об этом говорит, в частности, чувствительность расчетов к величине параметра обрезания α .

На рис. 2 с опытом сравнивается энергетическая зависимость интегральных сечений взаимодействия протонов с ядрами ^{64}Cu ($\alpha = 1\%$; плотность $d(r)$ описывалась распределением Саксона-Вудса). Во всем рассмотренном интервале энергий теоретическое и экспериментальное сечения неупругих взаимодействий практически совпадают, расчетное сечение дифракционного рассеяния σ_d приблизительно на 20% меньше экспериментального сечения σ_{el} .

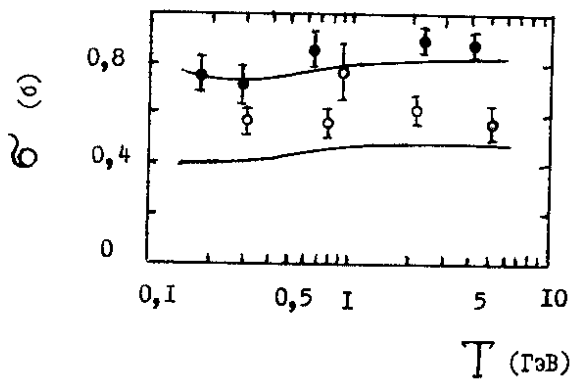


Рис.2. Сечения взаимодействия $p + {}^{40}\text{Ca}$ при различных энергиях протонов T .
Кривые - расчет. Значками \bullet и \circ нанесены соответствующие экспериментальные значения σ_{in} и σ_{el} .
(библиографию экспериментальных данных см. в /1/).

Таблица

Сечения взаимодействия $p + {}^{16}\text{O}$ при $T = 1$ ГэВ
(в мб)

	Теория		Опыт
	$\alpha = 1\%$	$\alpha = 0,1\%$	
σ_d	131	118	179 ± 23 /2/ $150 \pm 15^{**}$
σ_{in}	320	327	296 ± 50 /2/ $330 \pm 25^{**}$
σ_{tot}	451^{**}	445^{**}	475 ± 44 /2/ $480 \pm 30^{**}$

*) Сумма сечений $\sigma_d + \sigma_{in}$.

***) Получено интерполяцией экспериментальных данных для ядер с массовым числом $A = 9+27$ /1/.

Литература

1. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер. Атомиздат, М., 1972.
2. H. Palevsky et al . P.R.L. 18, 1200(1967) .
3. Н.С.Амелин, В.С.Барашенков. ОИЯИ, P2-12616, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 ноября 1979 года.