



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

4526 / 2-81

7/9-81

P2-81-366

**Н.С.Амелин, В.С.Барашенков, Л.В.Бордиян,
Ж.Ж.Мусульманбеков**

**УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ В МОДЕЛИ
ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ**

Направлено в журнал "Physica Scripta"

1981

Для расчета взаимодействий высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами в настоящее время часто используется модель внутриядерных каскадов, когда суммарное взаимодействие рассматривается как разветвленная последовательность /"дерево"/ взаимодействий быстрых частиц с отдельными внутриядерными нуклонами /см. работы¹⁻⁴/, где можно найти дальнейшую библиографию/. Эта модель хорошо описывает неупругие взаимодействия в широкой области энергий налетающей частицы - от нескольких десятков МэВ до нескольких десятков ГэВ, однако принято думать, что модель внутриядерных каскадов не пригодна для расчета упругого рассеяния, так как, по общему мнению, она не дает никаких сведений о дифракционном рассеянии, составляющем основную часть упругого процесса при $T \geq 100$ МэВ*. Для нахождения упругого рассеяния приходится выполнять дополнительные и весьма трудоемкие /особенно в случае столкновения двух ядер/ расчеты в приближении Глаубера или на основе оптической модели, зависящей от феноменологических подгоночных параметров^{2,5-7}.

Мы покажем, каким образом дифракционная и недифракционная части сечения упругого рассеяния могут быть вычислены одновременно с расчетом неупругих каналов 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 к полному числу налетающих частиц /или ядер/ N определяет величину парциального сечения неупругих взаимодействий:

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

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

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

* Здесь и везде далее T - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

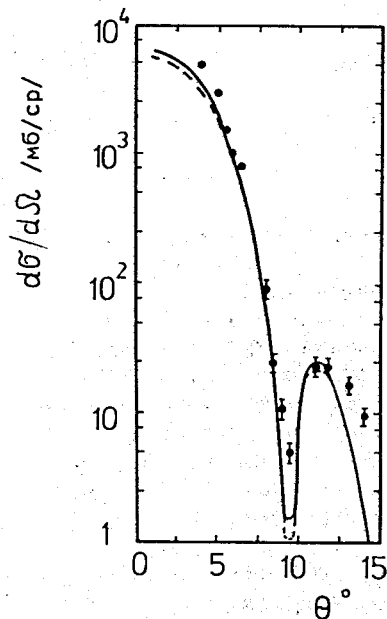


Рис.1. Упругое рассеяние протонов ядрами ^{16}O при $T=1$ ГэВ. Сплошная и пунктирная кривые - результаты расчета с учетом и без учета вклада недифракционного рассеяния. Точки - экспериментальные данные /8/.

найдем мнимую часть фазы рассеяния:

$$\chi_\ell \equiv \chi(\rho) = -\frac{1}{4} \ln \left\{ 1 - \frac{(R+\chi)^2}{2\rho\Delta\rho} \sum_{i,j} N_k(\rho_i, \phi_j) / N \right\},$$

где $\rho = \chi\ell$; $\Delta\rho = \chi$, 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 радиу-

Таблица

Полные сечения упругих и неупругих взаимодействий $p + ^{16}\text{O}$ при $T = 1$ ГэВ. Указаны статистические ошибки расчета

Сечение	Расчетные данные	Опытные данные*
σ_d	131 ± 12	150 ± 15
σ_{in}	320 ± 6	330 ± 25
σ_{nd}	3 ± 1	-
σ_t	454 ± 20	480 ± 30

* Получено интерполяцией экспериментальных данных для ядер с массовым числом $A = 9 + 27/2$.

са R , вне которого плотности налетающей частицы /ядра/ и ядра-мишени считаются неперекрывающимися*.

В качестве примера на рис.1 показано, как согласуется с экспериментом рассчитанное указанным способом сечение упругого рассеяния быстрых протонов ядром кислорода. Для расчетов использовалось осцилляторное распределение внутриядерной плотности с параметрами, определенными в опытах с рассеянием электронов. Учитывались все параметры удара вплоть до радиуса, на котором внутриядерная плотность составляет 1% ее максимального значения.

Расчетное сечение правильно передает угловую зависимость упругого рассеяния, а его абсолютные значения $\sigma(\theta)$ в широком интервале, охватывающем почти четыре порядка величины, близки к экспериментальным точкам. Вместе с тем интегральное сечение $\sigma_d = \int \sigma(\theta) d\Omega$ занижено по сравнению с экспериментальной величиной /см. таблицу/.

На рис.2 приведены интегральные сечения взаимодействий протонов и легких ядер с различными ядрами-мишенями при энергии $T = 3,64$ ГэВ/нуклон, для которой имеются экспериментальные данные /9/. При вычислениях для ядер с массовым числом $A \leq 16$ использовалась осцилляторная, для более тяжелых ядер - вудс-саксоновская плотность. Рис.3 на примере взаимодействия протонов с ядром меди иллюстрирует энергетическую зависимость сечений σ_{in} и σ_{el} .

Вычисленные с помощью каскадной модели значения σ_{in} хорошо согласуются с экспериментальными и с результатами расчетов по

* Минимальная ширина слоя $\Delta\rho = \chi$; в этом случае суммирование производится по последовательности $\ell = 0, 1, 2, \dots$. При высоких энергиях, когда число существенных фаз ($\approx R/\chi$) 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, так как для того, чтобы зафиксировать факт неупругого взаимодействия /то есть определить N_k /, не требуется рассчитывать все "каскадное дерево", достаточно довести расчет лишь до первого, разрешенного принципом Паули, внутриядерного взаимодействия.

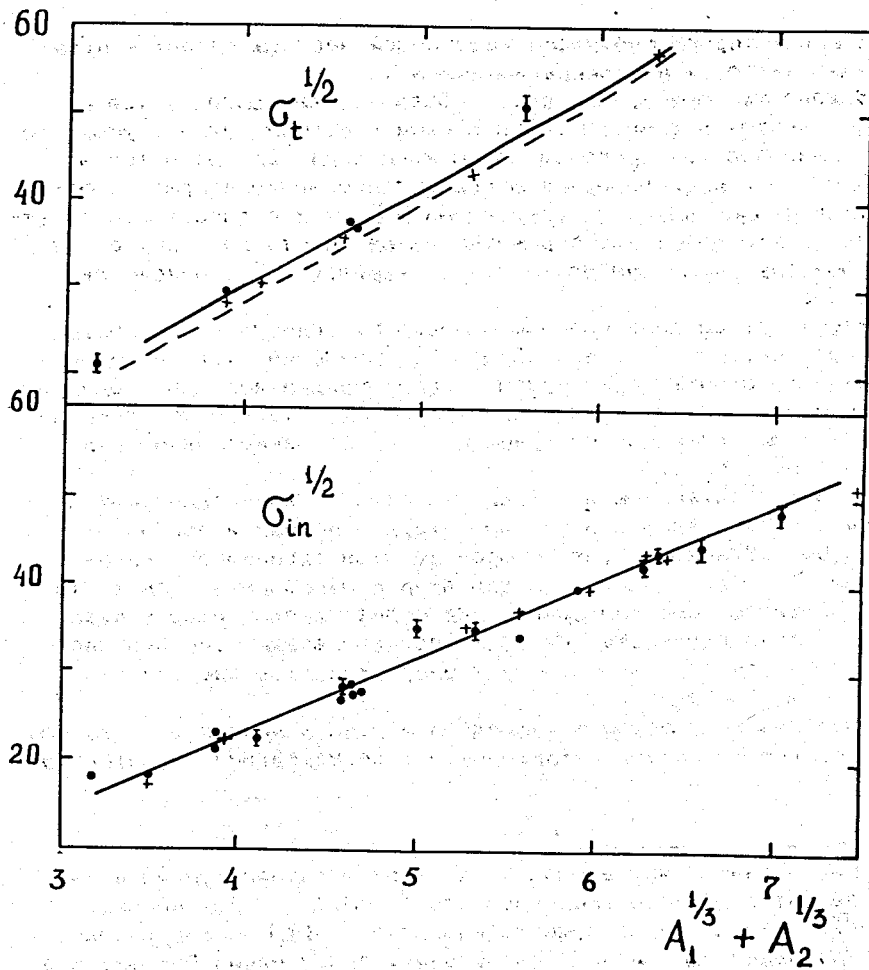
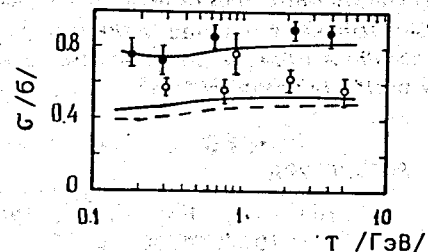


Рис. 2. Полные сечения и сечения неупругих взаимодействий протонов, α -частиц, ионов ^{12}C с различными ядрами-мишенями. Сплошные и пунктирные кривые - результаты расчета соответственно с учетом и без учета недифракционного рассеяния /в случае σ_{in} кривые совпадают/.
 • - экспериментальные данные /9/. Экспериментальная точка σ_t при наибольшем значении $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ относится к взаимодействию $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при $T = 2,1$ ГэВ/нуклон /10/.
 + - сечения, рассчитанные с помощью теории Глаубера /5,6/.
 A_1 и A_2 - массовые числа налетающей частицы и ядра-мишени.

Рис. 3. Сечения взаимодействия $p + ^{64}\text{Cu}$ при различных энергиях протонов T . Кривые - "расчетные" данные, верхняя сплошная - σ_{in} ; нижняя сплошная - σ_{el} ; пунктирная - σ_{el} без учета недифракционного рассеяния. Значками • и O нанесены соответствующие экспериментальные значения σ_{in} и σ_{el} /библиографию см. в компиляции сечений /2/ /.



теории Глаубера. Это говорит о том, что дифракционная часть упругого рассеяния, которая, как и сечение σ_{in} , зависит только от мнимых частей фаз χ_l , довольно точно воспроизводится каскадной моделью. В то же время сечения σ_{el} и, соответственно, σ_t получаются систематически меньше экспериментальных и рассчитанных по теории Глаубера.

Для учета вклада недифракционного рассеяния при энергиях $T \geq 100$ МэВ вычислим реальную часть фазы:

$$\delta_l = \chi_l \zeta \cdot (F_p \sigma_p a_p + F_n \sigma_n a_n) / (F_p \sigma_p + F_n \sigma_n),$$

где $F_p = Z_1 Z_2 + N_1 N_2$; $F_n = Z_1 N_2 + Z_2 N_1$, а Z_1, Z_2 - числа протонов; N_1, N_2 - числа нейтронов в налетающем ядре и ядре-мишени /в случае протон-ядерного столкновения, очевидно, $Z_1 = 1, N_1 = 0$ /; σ_p, σ_n - полные сечения $p-p$ и $p-n$ взаимодействия; a_p и a_n - отношения реальной и мнимой частей амплитуд упругого $p-p$ и $p-n$ рассеяния на нулевой угол. Коэффициент $\zeta \approx 1^{1/2}$.

Используя экспериментальные значения $\sigma_p, \sigma_n, a_p, a_n$ для двух последних можно применить также результаты расчетов с помощью дисперсионных соотношений /и вычисленные с помощью каскадной теории фазы χ_l , мы можем найти соответствующие поправки к сечениям σ_{el} и σ_t . Результаты вычислений /при $\zeta = 1$ / приведены в таблице и на рис. 1-3.

Как и следовало ожидать, вклад недифракционного рассеяния при высоких энергиях оказывается небольшим, однако его учет заметно улучшает согласие теории и эксперимента.

Таким образом, модель внутриядерных каскадов можно использовать для моделирования упругих и неупругих ядерных реакций при высоких энергиях. При этом, будучи зависящей лишь от ядерной плотности и сечения первого внутриядерного взаимодействия, расчетная величина $\sigma_{el}(\theta)$, а также соответствующее интегральное сечение σ_{el} слабо чувствительны к деталям механизма

внутриядерных взаимодействий быстрых частиц, что особенно существенно в случае взаимодействия двух ядер, для которого каскадная модель разработана значительно хуже, чем для адрон-ядерных взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bertini H.W. Phys.Rev., 1963, v.131, p.1801; 1969, v.188, p.1711; 1972, v.6C, p.631.
2. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер. Атомиздат, М., 1972.
3. Barashenkov V.S., Musulmanbekov J.J., Gereghi F.G. Zs.Phys., 1980, v.A296, p.371.
4. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-12-933, Дубна, 1979.
5. Barashenkov V.S., Musulmanbekov J.J. Acta Phys.Pol., 1979, v.B10, p.373.
6. Ужинский В.В., Цэрен Ч. ОИЯИ, P2-12079, Дубна, 1979.
7. Ужинский В.В. ОИЯИ, P2-13054, Дубна, 1980.
8. Paleusky H. et al. Phys.Rev.Lett., 1967, v.18, p.1200.
9. Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, P1-10565, Дубна, 1977; Аксиненко В.Д. и др. ОИЯИ, E1-12713, Дубна, 1979; Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, 1-9280, Дубна, 1975; Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979; Бокова Л.Н. и др. ОИЯИ, P1-9364, Дубна, 1975.
10. Jaros J. et al. Phys.Rev., 1978, v.C18, p.2273.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июня 1981 года.