

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-245

2863/2-78

P2 - 11453

В.С.Барашенков, Ж.Ж.Мусульманбеков

ДИФРАКЦИОННАЯ "ПОЛУОПТИЧЕСКАЯ" МОДЕЛЬ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ С ЯДРАМИ

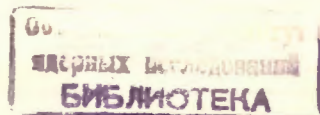
1978

P2 - 11453

В.С.Барашенков, Ж.Ж.Мусульманбеков

ДИФРАКЦИОННАЯ "ПОЛУОПТИЧЕСКАЯ" МОДЕЛЬ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ С ЯДРАМИ

Направлено в *"Acta Physica Polonica"*



Барашенков В.С., Мусульманбеков Ж.Ж.

P2 - 11453

Дифракционная "полуоптическая" модель взаимодействия быстрых ионов с ядрами

Дифракционная теория Глаубера для взаимодействия двух ядер рассматривается в приближении, когда одно из ядер как целое взаимодействует с отдельными нуклонами другого ядра. Такой подход, являющийся промежуточным между оптическим пределом и точной теорией Глаубера, существенно упрощает расчеты и в то же время позволяет получить хорошее согласие с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Barashenkov V.S., Musulmanbekov J.J.

P2 - 11453

Diffractive "Semi-optical" Model of High Energy Nucleus-Nucleus Collisions

The diffraction Glauber theory for nucleus-nucleus collisions has been considered in the approach where one nucleus interacts as a whole with nucleons of the other nucleus. This approach being intermediate between the accurate Glauber theory and its optical limit essentially simplifies the calculations and gives good agreement with experiment.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

Расчеты взаимодействий ядер с помощью дифракционной теории Глаубера сталкиваются с большими вычислительными трудностями уже в случае легких ядер^{/1,2/}. В работе^{/3/} было показано, что вычисления значительно упрощаются, если амплитуду взаимодействия ядер приближенно выразить через амплитуду взаимодействия налетающего ядра В с отдельными нуклонами ядра-мишени А, для вычисления которой снова использовать теорию Глаубера:

$$A_{BA}(q) = \frac{i}{2\pi\lambda} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_{NN}(\vec{b} - \vec{s}_i)] \right\} \times \\ \times \prod_{k=1}^A \rho_A(s_k) d^2s_k = \frac{i}{2\pi\lambda} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \int \prod_{k=1}^A d^2s_k \rho_A(s_k) \times \right. \\ \left. \times \left[\prod_{i=1}^A \int d^2s [1 - \Gamma_{NN}(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{s})] \rho_B(s) \right]^B \right\}, \quad /1/$$

где ρ_A и ρ_B - проинтегрированные вдоль оси z плотности распределения нуклонов в ядрах А и В, Γ_{NN} - профиль-функция NN-рассеяния.

Такое приближение является промежуточным между исходным глауберовским и его оптическим пределом

$$A_{BA}^{opt}(q) = \frac{i}{2\pi\lambda} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - [1 - \int \Gamma_{NN}(\vec{b} - \vec{s}) \times \right. \\ \left. \times \rho_A(\vec{s} + \vec{s}') \rho_B(s') d^2s d^2s']^{AB} \right\}. \quad /2/$$

Учитывая явный вид амплитуды

$$\Gamma_{NN}(b) = \frac{\lambda}{2\pi i} \int d^2q e^{-i\bar{q}\bar{b}} A_{NN}(q) =$$

$$= \frac{\sigma(1-ia)}{8\pi^2} \int d^2q e^{-i\bar{q}\bar{b} - aq^2/2}$$

и обозначив через $f(q)$ фурье-компоненту $\rho(s)$, "полуоптическое" выражение /1/ удобно представить в виде

$$A_{BA}(q) = \frac{1}{2\pi\lambda} \int d^2b e^{i\bar{q}\bar{b}} \left\{ 1 - \prod_{k=1}^A d^2s_k \rho_A(s_k) \times \right.$$

$$\left. \times \prod_{i=1}^A \left[1 - \frac{\lambda}{2\pi i} \int d^2p e^{i\bar{p}(\bar{s}_i - \bar{b})} A_{NN}(p) f_B(p) \right]^B \right\} =$$

$$= \frac{i}{2\pi\lambda} \int d^2b e^{i\bar{q}\bar{b}} \left\{ 1 - \left[\int d^2t \rho_A(\bar{t} + \bar{b}) \Phi_B(t) \right]^A \right\},$$

где функция

$$\Phi(t) = \left\{ 1 - \frac{\sigma(1-ia)}{8\pi^2} \int d^2p f_B(p) e^{i\bar{p}\bar{t} - ap^2/2} \right\}^B$$

зависит лишь от параметров ядра В.

Для легких ядер с плотностью $\rho_B(s)$, описываемой осцилляторной моделью, эта функция может быть вычислена аналитически*. Например, для α -частицы, у которой

$$f_B(p) = e^{-R^2 p^2}, \text{ где } R^2 = (R_\alpha/2)^2 (1-1/B) = 3R_\alpha^2/16$$

$$\text{и } R_\alpha = 1,37 \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad /3/$$

* В более сложных случаях можно сначала вычислить таблицу значений $\Phi_B(t)$; затем, интерполируя эти значения, выполнить двукратное интегрирование и рассчитать таблицу значений $F(b) = [\dots]^A$. Используя еще раз интерполяцию, определим $A_{BA}(q)$.

$$\Phi_B(t) = \left\{ 1 - 4\pi P e^{-Pt^2} \right\}^B,$$

где $P = 4/(8a^2 + 3R_\alpha^2)$, и амплитуда $A_{BA}(q)$ выражается через функции Бесселя:

$$A_{BA}(q) = i\lambda^{-1} \Theta_A(q) \int_0^\infty db J_0(qb) b \times$$

$$\times \left\{ 1 - \left[1 - 2\pi\gamma P \int_0^\infty s ds [4I_0(u) - 6\gamma P I_0(2u)e^\nu + \right. \right.$$

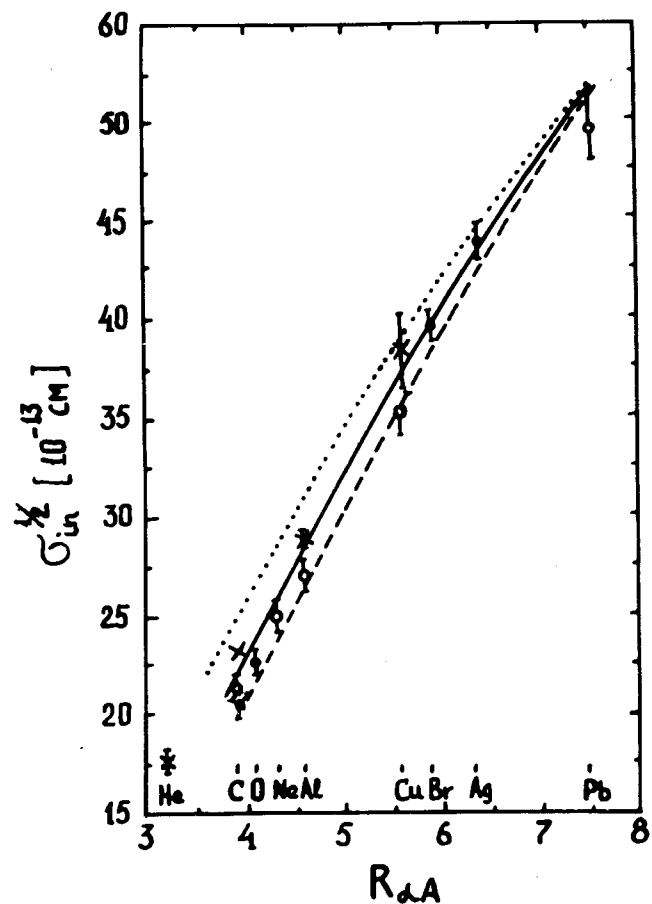
$$\left. \left. + 4\gamma^2 P^2 I_0(3u)e^{2\nu} - \gamma^3 P^3 I_0(4u)e^{3\nu} \right] \rho_A(s) e^\nu \right\}^A, \quad /4/$$

где $\gamma = \sigma(1-ia)/2\pi$, $u = 2Pbs$, $\nu = -P(b^2 + s^2)$, и мы ввели фактор $\Theta_A(q) = e^{q^2 R^2/4A}$, учитывающий переход к системе центра масс ядра-мишени.

Как согласуется с опытом "полуоптическое" приближение, видно из рисунка, где сравниваются расчетные и экспериментальные сечения для α -частиц с импульсом 18 ГэВ/с. Для ядер-мишеней с массовым числом $A \leq 16$ использовалась плотность ρ_A осцилляторной модели, для более тяжелых ядер - плотность Вудса-Саксона с параметрами из опытов по рассеянию электронов и фоторождению /4,5/.

Расчетные точки значительно лучше согласуются с экспериментом, чем для оптического приближения. Удовлетворительное согласие получается и в случае пренебрежения размерами α -частицы. Экспериментальные данные работы /8/ оказываются заметно завышенными в сравнении с данными работ /6,7/ и расчетной кривой.

В таблице приведены расчетные и измеренные в работе /8/ значения полных сечений и сечений упругого рассеяния. Так же как для σ_{in} , экспериментальные данные работы /8/ несколько выше расчетных.



Сечения неупругих взаимодействий α -частиц с различными ядрами. Значками \circ , \bullet , \times нанесены соответственно экспериментальные данные из работ ^{6-8/}. Сплошная кривая - расчет в "полуоптическом" приближении /4/, пунктир - соответствующий расчет для точечных α -частиц, точечная кривая - расчет в оптическом приближении /2/. $R_{\alpha A} = A^{1/3} + A^{1/3}$, где $A_{\alpha} = 4$, A - массовое число ядра-мишени; расчетные параметры: $R_{\alpha} = 1,37 \cdot 10^{-13}$ см, $T_{\alpha} = 4,5$ ГэВ/нуклон, $\text{Re} A_{NN} / \text{Im} A_{NN} = -0,4$, $a = 5,45$ /ГэВ/с/ $^{-2}$, $\sigma_{NN tot} = 43$ мб.

Таблица

Полные сечения σ_{tot} и сечения σ_{el} в мб для α -частиц с импульсом 18 ГэВ/с. Расчет в "полуоптическом" приближении, экспериментальные данные взяты из работы ^{18/}

Мишень	σ_{tot}		σ_{el}	
	расчет	экспер.	расчет	экспер.
C	789	887±10	305	348±4
O	931		363	
Al	1331	1413±40	538	600±20
Cu	2436	2600±170	1044	1220±100
Ag	3298		1464	
Pb	4971		2368	

В заключение мы рады поблагодарить Г.И.Лыкасова за обсуждение и В.Ф.Никитина - за предоставление программы расчета внутриядерной плотности.

Литература

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
2. Szyz W., Maximon L.C. *Ann. of Phys.*, 1969, 52, p. 59.
3. Барашенков В.С., Гаврилов Э.Г., Елисеев С.М. *Acta Physica Polonica*, 1973, B4, p. 353.
4. Alvensleben H. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, 24, p. 792.
5. Ehrenberg H. e.a. *Phys. Rev.*, 1959, 113, p. 666.
6. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, P1-10592, Дубна, 1977.
7. Бокова Л.Н. и др. ОИЯИ, P1-9364, Дубна, 1975.
8. Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, P1-10565, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 апреля 1978 года.