Vol. B4 (1973) ACTA PHYSICA POLONICA No 3

ОБ ОДНОМ ПРИБЛИЖЕННОМ МЕТОДЕ РАСЧЕТА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ БЫСТРЫХ ИОНОВ С ЯДРАМИ

An Approximate Method of Calculation of Interaction of Fast Ions with Nuclei

В. С. Барашенков, Э. Г. Гаврилов, С. М. Елисеев

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики, Дубна*

(*Поступила в редакцию 24 октября 1972 г.*)

Формулы теории Глаубера для столкновения двух ядер выражены через амплитуды нуклон-ядерного взаимодействия. Такой подход применим для описания столкновений значительно отличающихся по своим размерам ядер в области энергий >(200—300) Мэв/нуклон налетающего ядра. Рассчитаны пробеги быстрых α-частиц в фотоэмульсии.

The formulae of the Glauber theory for collisions of two nuclei are expressed in terms of amplitudes of nucleon-nucleus interaction. Such an approach may be applied for the description of collisions of nuclei with considerably differ in size in the energy range > (200–300) MeV per nucleun of incident nucleus. The propagation of fast alpha-particles in photographic emulsion is calculated.

В настоящее время теория Глаубера является фактически единственным методом, позволяющим вычислять сечения взаимодействий двух ядер без использования феноменологических подгоночных параметров. Однако, будучи связанными с вычислением сложных многократных интегралов, подобные расчеты весьма трудоемки и на практике удается довести их до конца лишь в некоторых специальных случаях.

Можно было бы существенно упростить вычисления, если считать, что столкновение двух ядер происходит таким образом, что одно из этих ядер как единое целое взаимодействует с отдельными нуклонами другого ядра. Сечение взаимодей-

* Address: Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P. O. Box 79, Moscow, USSR.

ствия ядер выражается в этом случае через амплитуду нуклон-ядерного рассеяния $A_{\text{ня}}(q)$:

$$A_{AB}(q) = \frac{i}{2\pi\hbar}\int d^2\boldsymbol{b}e^{i\boldsymbol{q}\boldsymbol{b}}\varphi_A(\boldsymbol{r}_{A1}, \ldots, \boldsymbol{r}_{AA})\times$$

$$\times\{1-\prod_{k=1}^{A}[1-\Gamma_{\text{ня}}(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{S}_{Ak})]\}\varphi_A(\boldsymbol{r}_{A1}, \ldots, \boldsymbol{r}_{AA})\prod_{n=1}^{A}d^3\boldsymbol{r}_{An}, \tag{1}$$

$$\Gamma_{\text{ня}}(\boldsymbol{b}) = \frac{Z}{2\pi i}\int e^{-i\boldsymbol{q}\boldsymbol{b}}A_{\text{ня}}(q)d^2\boldsymbol{q}.$$

Здесь $\Gamma_{\text{ня}}(\boldsymbol{b})$ — профилирующая функция взаимодействия нуклона ядра A с ядром B, все остальные обозначения стандартные (см., например, обзор [1]). Амплитуду $A_{\text{ня}}(q)$, в свою очередь, с помощью соотношения аналогичного (1), можно выра- зить через амплитуду нуклон-нуклонного рассеяния. Окончательное выражение для $A_{AB}(q)$ лишь видом профилирующей функции $\Gamma_{AB}(\boldsymbol{b})$ отличается от известной формулы Глаубера:

$$\Gamma_{AB}(\boldsymbol{b}) = 1-\int\prod_{k=1}^{A}d^2\boldsymbol{S}_{Ak}\varrho_A(\boldsymbol{S}_{Ak})\{\prod_{i=1}^{A}\int d^2\boldsymbol{S}_B\varrho_B(\boldsymbol{S}_B)[1-$$

$$-\Gamma_{\text{нн}}(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{S}_{Ai}+\boldsymbol{S}_B)]\}^B, \tag{2}$$

$$\Gamma_{AB}(\boldsymbol{b})_{\text{Гл}} = 1-\int\prod_{k=1}^{A}d^2\boldsymbol{S}_{Ak}\varrho_A(\boldsymbol{S}_{Ak})\{\int d^2\boldsymbol{S}_B\varrho_B(\boldsymbol{S}_B)\prod_{i=1}^{A}[1-$$

$$-\Gamma_{\text{нн}}(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{S}_{Ai}+\boldsymbol{S}_B)]\}^B, \tag{3}$$

где

$$\Gamma_{\text{нн}}(\boldsymbol{x}) = [\sigma_t(1-i\alpha)/4\pi\beta]\exp(-\boldsymbol{x}^2/2\beta)$$

— нуклон-нуклонная профилирующая функция (мы предположили, что ядерные плотности факторизуются).

Из сопоставления выражений (2) и (3) следует, что рассматриваемым приближением можно пользоватся, когда ядро B значительно меньше ядра A, т.к. в этом случае при интегрировании по переменной $\boldsymbol{S}_B$ относительно медленно меняющиеся функции $[1—\Gamma_{\text{нн}}]$ можно по теореме о среднем значении вынести за знак интеграла в точке $\boldsymbol{S}_B\approx 0$ и выражения для $\Gamma_{AB}(\boldsymbol{b})$ и $\Gamma_{AB}(\boldsymbol{b})_{\text{Гл}}$ приобретают один и тот же вид.

В частности, для гауссовских плотностей $\varrho(s)$, когда все интегралы могут быть вычислены аналитически

$$A_{AB}(q) = \frac{i}{4\pi\hbar}\exp\left(\frac{q^2R_A^2}{4A}\right)\Bigg\{AB\sigma_t(1-i\alpha)\exp\Bigg[-\frac{q^2}{4}(R_A^2+$$

$$+R_B^2(1-1/B)+2\beta)\Bigg]-\frac{A!}{2!(A-2)!}\left[\frac{B!}{(B-1)!}\right]^2\frac{[\sigma_t(1-i\alpha)]^2}{4\pi[R_A^2+R_B^2(1+1/B)+2\beta]}\times$$

$$\times \exp\left[-\frac{q^2}{8}\left(R_A^2+R_B^2(1-1/B)+2\beta\right)\right]-$$

$$-A\frac{B!}{2!(B-2)!}\frac{[\sigma_t(1-i\alpha)]^2}{4\pi[R_B^2(1-2/B)+2\beta]}\exp\left[-\frac{q^2}{8}\left(2R_A^2+R_B^2(1-2/B)+2\beta\right)\right]+\ldots\Bigg\};\qquad(4)$$

(здесь R_A и R_B — радиусы ядер; для простоты мы выписали лишь члены, относящиеся к одно- и двухкратным столкновениям). Легко видеть, что если $R_B \ll R_A$, то это выражение переходит в соответствующее выражение теории Глаубера[1].

$$A_{AB}(q)_{\text{Гл}}=\frac{i}{4\pi\hbar}\exp\frac{q^2}{4}\left(\frac{R_A^2}{A}+\frac{R_B^2}{B}\right)\Bigg\{AB\sigma_t(1-i\alpha)\exp\left[-\frac{q^2}{4}(R_A^2+\right.$$

$$\left.+R_B^2+2\beta)\right]-\frac{A!B!}{2!(A-2)!(B-2)!}\frac{[\sigma_t(1-i\alpha)]^2}{4\pi(R_A^2+R_B^2+2\beta)}\exp\left[-\frac{q^2}{8}(R_A^2+\right.$$

$$\left.+R_B^2+2\beta)\right]-A\frac{B!}{2!(B-2)!}\frac{[\sigma_t(1-i\alpha)]^2}{4\pi(R_B^2+2\beta)}\exp\left[-\frac{q^2}{8}(2R_A^2+R_B^2+2\beta)\right]-$$

$$-B\frac{A!}{2!(A-2)!}\frac{[\sigma_t(1-i\alpha)]^2}{4\pi(R_A^2+2\beta)}\exp\left[-\frac{q^2}{8}(R_A^2+2R_B^2+2\beta)\right]+\ldots\Bigg\}.\qquad(5)$$

Можно думать, что приближение (1), (2) будет особенно хорошо описывать взаимодействие $\alpha+$ ядро, поскольку размеры α-частицы мало отличаются от размеров нуклона. Из рис. 1 видно, что расчетные значения среднего пробега α-частиц

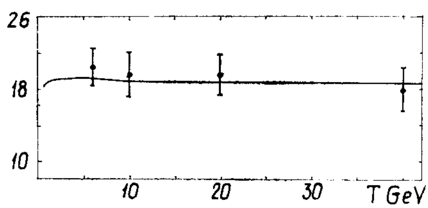

Рис. 1. Средний пробег α-частиц до неупругого взаимодействия в фотоэмульсии L_{in} (см). Кривая-расчет, экспериментальные точки взяты из работ [4—6]

в фотоэмульсии действительно хорошо согласуются с известными экспериментальными данными. (Следует, однако, иметь в виду, что экспериментальные ошибки пока еще весьма велики).

Поскольку в основе рассматриваемого приближения лежит глауберовский расчет нуклон-ядерных взаимодействий, применимый в области энергий, больших нескольких сотен Мэв [2], это ограничение остается, вообще говоря, и для формул (1), (2). Энергия налетающего ядра в лабораторной системе координат $T \geqslant (200—$

---

[1] В импульсном приближении выражения (4) и (5) совпадают при любых значениях R_A и R_B, однако точность приближения весьма незначительна.

300) Мэв/нуклон. Поскольку, однако, взаимодействие двух ядер характеризуется сильным поглощением, основной вклад дают периферические столкновение, где требования на применимость приближения ослабляются, поэтому не исключено, что формулы (1), (2) окажутся применимыми и при значительно меньших энергиях. Этот вопрос требует еще изучения.

Глауберовское выражение (3) применимо лишь при существенно больших энергиях налетающего ядра, чем формулы (1), (2).

ЛИТЕРАТУРА

[1] В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, *УФН*, **100**, 42 (1970).
[2] С. М. Елисеев, *Acta Phys. Polon.*, **B1**, 83 (1970).
[3] C. J. Waddington, *Phil. Mag.*, **45**, 1312 (1956).
[4] E. Lohrmann, M. W. Teucher, *Phys. Rev.*, **115**, 636 (1959).
[5] F. F. Hanny, *Helv. Phys. Acta*, **29**, 281 (1959).
[6] M. M. Shapiro, B. Stiller, R. W. O'Dell, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **1**, 319 (1956).