

НЕУПРУГАЯ ЭКРАНИРОВКА ПРИ РАССЕЯНИИ НУКЛОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА СЛОЖНЫХ ЯДРАХ

В. А. Карманов, Л. А. Кондратюк

Рассмотрен вклад неупругой экранировки в полные сечения взаимодействия нуклонов с ядрами при высокой энергии. Эффект связан, в основном, с механизмом дифракционной диссоциации, составляет $\sim 2 \pm 3\%$ при энергии $E \gtrsim 10 \text{ Гэв}$ и растет логарифмически с ростом энергии.

Для описания взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами широкое используется дифракционная теория многочленного рассеяния [1–2]. Одним из эффектов, который в этой схеме не учитывался, является неупругая экранировка, связанная с возможностью образования налетающим адроном пучков частиц. Это явление обсуждалось как в случае рассеяния на более сложных ядрах в целом ряде работ (см., например, [3–7]).

Следует, однако, отметить, что проведение до сих пор оценки неупругого экранирования при рассеянии адронов на сложных ядрах [4–7] носили, в основном, качественный характер из-за довольно грубых предположений о механизме неупругого адрон-нуклонного взаимодействия. Так, в работе [4] считалось, что все неупругие амплитуды чисто мнимы, а в работе [7] учитывался только вклад резонансов.

В последние годы достигнут значительный прогресс в понимании механизма неупругих адрон-адронных столкновений в связи с применением реджевской феноменологии к описанию инклузивных процессов. В частности, стало ясно, что реджевская феноменология хорошо описывает инклузивные сечения в области $M^2/s \ll 1$, где M – масса рождающей системы частиц, s – квадрат энергии в с.ц.и. В настоящей статье имеющаяся информация об инклузивных сечениях в области $M^2/s \ll 1$ и результаты, полученные в работе [6] при анализе поправок в дейtronе,

используются для вычисления вклада неупругой экранировки в полные сечения взаимодействия нуклонов со сложными ядрами ($A >> 1$).

Как показано в работе [6], при вычислении неупругой экранировки в ядрах следует учитывать только ту часть амплитуды инклюзивного процесса $NN \rightarrow XN$, которая отвечает механизму дифракционной диссоциации. Вклад этого механизма в сечение инклюзивного процесса $p + p \rightarrow X + p$ в области $M \leq 2\Gamma_{\text{рез}}$ имеет резонансный вид и был определен в работе [8] (см. также [6]). В области $M > 2\Gamma_{\text{рез}}$, $s \gg m^2$ (m – масса нуклона) дифференциальное сечение дифракционной диссоциации хорошо описывается выражением [9].

$$\frac{d^2\sigma(t=0)}{dt dM^2} = \frac{c}{M^2} \quad (1)$$

где константа $c = 2,4 \pm 0,5 \text{ мбн}/\Gamma_{\text{рез}}^2$ не зависит от s и M^2 ¹⁾. Формула (1) отвечает незануляющейся при $t = 0$ трехмеронная вершина G_{ppp} .

Для вычисления вклада дифракционной диссоциации в полные сечения взаимодействия нуклонов с ядрами воспользуемся оптической моделью

$$(\nabla^2 + k_a^2) \psi_a(r) = \sum_a V_{aa'}(r) \psi_{a'}(r), \quad (2)$$

где ψ_a и $\psi_{a'}$ – волновые функции систем налетающий нуклон плюс ядро и адронная система X плюс ядро. Оптический потенциал дается выражением

$$V_{aa'}(r) = -4\pi f_{aa'}(0) \rho(r), \quad (3)$$

где f_{aa} , $f_{aa'}$ и $f_{a'a'}$ – амплитуды процессов $NN \rightarrow NN$, $NN \rightarrow XN$ и $XN \rightarrow XN$, $\int \rho(r) d^3r = A$. Аналогичная модель использовалась в [10] при рассмотрении процессов когерентного рождения частиц на ядрах.

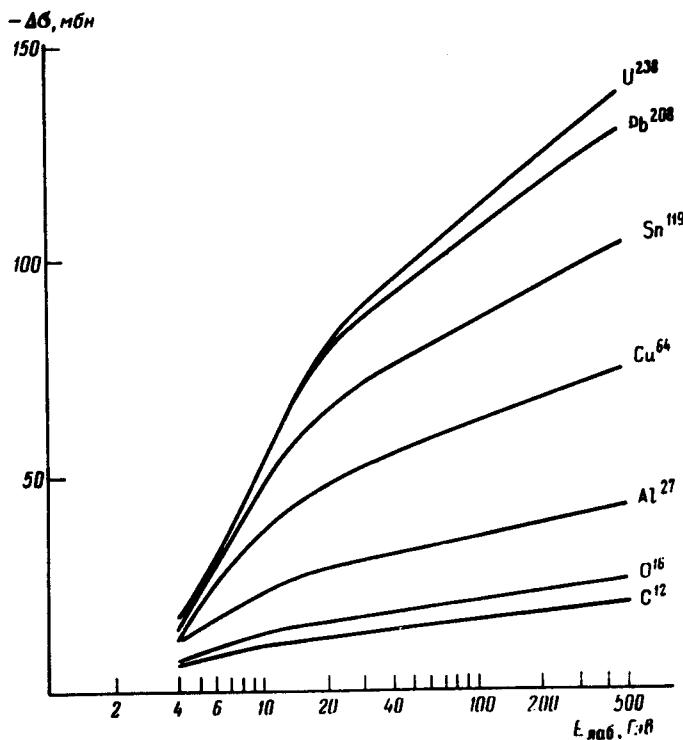
Поскольку амплитуда $f_{aa'}$ мала по сравнению с амплитудой f_{aa} , достаточно учесть $f_{aa'}$ в первом неисчезающем порядке теории возмущений. В неупругую теневую поправку в основном дают вклад малые массы $M^2/s < 1/mR$, где R – радиус ядра. Мы будем считать, что в этом интервале масс полное сечение взаимодействия адронной системы X с нуклоном не зависит от массы M и близко к полному сечению NN -взаимодействия. Воспользуемся также тем, что амплитуда дифракционной диссоциации чисто мнимая и одинакова для процессов pp , $p\bar{n}$ и $n\bar{n}$ -взаимодействий. Решая уравнение (2) в эйкональном приближении, получим амплитуду упругого рассеяния нуклона на ядре. Сечение выражим через амплитуду на угол 0. В этом случае вклад неупругой экранировки в полное сечение взаимодействия нуклона с ядром дается выражением,

$$\Delta\sigma = -4\pi \int d^2b \int_{-\infty}^{(\sqrt{s}-m)^2} \frac{dM^2}{(m+m_\pi)^2} \frac{d^2\sigma(t=0)}{dt dM^2} \exp\left\{-\frac{1}{2}\sigma T(b)\right\} |F(q_L, b)|^2, \quad (4)$$

где $T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(b, z) dz$, q_L – продольная передача импульса при рождении массы M : $q_L = \frac{M^2-m^2}{s} m$, σ – формфактор

$$F(q_L, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(b, z) e^{iq_L z} dz \quad (5)$$

ограничивает интегрирование по массе M областью $q_L R = \frac{M^2}{s} m R \leq 1$.



При больших значениях параметра $\sigma A / 2\pi R^2$ (черное ядро) поправка $\Delta\sigma$ может быть представлена в виде

$$\Delta\sigma = - \left(\frac{4\pi R}{\sigma} \right)^2 \left[\gamma_0 + c \ln \frac{s}{m^3 R} \right],$$

где c определено выражением (1), а γ_0 определяется дифференциальным сечением дифракционной диссоциации $d^2\sigma(t=0)/dt dM^2$, проинтегрированным по области малых масс $M \leq 2 \text{ ГэВ}$. Так же, как и при рассеянии на дейtronе, неупругая теневая поправка $\Delta\sigma$ растет логарифмически с энергией, что является следствием медленного убывания $d^2\sigma(t=0)/dt dM^2$ с ростом M . Как уже говорилось, коэффициент перед логарифмом определяется выражением (1), т. е. величиной $d^2\sigma/dt dM^2$ при $t \rightarrow 0$. Так, например, если бы $d^2\sigma/dt dM^2$ занулялось при малых t , как $c_1 t$, то этот коэффициент был бы пропорционален c_1/R^2 . Существует

вующие экспериментальные данные о реакции $p + p \rightarrow p + X$ указывают, что $d^2\sigma/dtdM^2$ растет с уменьшением t вплоть до $|t| = 0,05 \text{ Гэв}^2$ и что, по-видимому, нет оснований ожидать зануления при малых t .

Численные оценки поправки $\Delta\sigma$ были проведены при гауссовой параметризации плотности $\rho(r) = (A/\pi^{3/2}R^3) \exp(-r^2/R^2)$, $R=0,7A^{1/3}\text{фм}$ для ядер C^{12} и O^{16} и постоянной плотности с радиусом $R = 1,1A^{1/3}\text{фм}$ для более тяжелых ядер (см. рисунок). Величина $\Delta\sigma$ вносит вклад $\sim 2 \div 3\%$ в полные сечения при $E > 10 \text{ Гэв}$, что заметно превышает точность ($\sim 0,5\%$), с которой измеряются полные сечения взаимодействия нуклонов с ядрами в настоящее время.

Авторы благодарны А.Б. Кайдалову и И.С. Шапиро за полезные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
30 июля 1973 г.

Литература

- [1] R.J.Glauber, in: *Lectures in Theoretical Physics*, ed. W.E.Britten (Interscience Publishers), New York, 1959, vol. 1, p. 315.
- [2] А.Г. Ситенко. Укр. физич. ж., 7, 152, 1959.
- [3] В.Н. Грибов. ЖЭТФ, 56, 892, 1969.
- [4] J.Pumplin, M.Ross. Phys. Rev. Lett., 31, 1778, 1968.
- [5] G.Alberi, L.Bertochi. Nuovo Cim., 61A, 201, 1969.
- [6] А.Б.Кайдалов, Л.А.Кондратюк. Письма в ЖЭТФ, 15, 170, 1972; Nucl. Phys., B56, 90, 1973.
- [7] G.Bochman, O.Kofod - Hansen, B.Margolis. Phys. Lett., 33B, 222, 1970.
- [8] А.Б. Кайдалов. ЯФ, 13, 401, 1971.
- [9] А.Б.Кайдалов, Ю.Ф.Пирогов, В.А.Хозе, Н.Л.Тер-Исаакян. Письма в ЖЭТФ, 17, 626, 1973.
- [10] H.Lesniak, L.Lesniak. Phys. Lett., 40B, 167, 1972.

¹⁾ Константу c , соответствующую результатам работы [9], следует увеличить на 20%, если учесть при анализе данные о $d^2\sigma/dtdM^2$ в области малых $t \sim 0,05 \text{ Гэв}^2$. Авторы благодарны А.Б. Кайдалову за это замечание.