объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-80-570

Б.З. Копелиович, Л.И. Лапидус

СМЕШИВАНИЕ ПАРТОННЫХ СОСТОЯНИЙ И РЕАЛЬНАЯ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ЯДРАМИ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1980

Метод собственных состояний, введенный Померанчуком и Фейнбергом[1] для описания взаимодействия релятивистских адронов с ядрами, нашел в последние годы эффективное применение в рамках партонной модели[2-6]. В этом методе вводятся два полных ортонормированных набора состояний: $|\alpha\rangle$ - собственные состояния свободного гамильтониана /физические состояния с одинаковыми квантовыми числами/ и $|k\rangle$ - собственные состояния гамильтониана взаимодействия /состояния с определенным числом медленных партонов/. Эти два базиса связаны унитарной матрицей поворота $\hat{C}$:

$$|\alpha\rangle = \hat{C}\,|k\rangle\,. \qquad /1/$$

Поскольку оператор амплитуды рассеяния $\hat{f}$ в базисе $|k\rangle$ диагонален, то амплитуда дифракции равна

$$f_{\alpha\beta} = \sum_k C_k^{\alpha}(C_k^{\beta})^* f_k\,. \qquad /2/$$

Здесь для краткости опущен интеграл перекрытия высокоимпульсных частей партонных состояний $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$, что не повлияет на дальнейшие результаты.

Рассмотрение упругого рассеяния адронов на ядрах в рамках модели составляющих кварков в работе[2] было проведено в двухкомпонентном приближении, в котором особо выделено пассивное состояние без медленных партонов $(k=0, f_0=0)$ и активное состояние, в которое входят все компоненты с числом медленных партонов $k \geq 1$. При этом оказывается, что различием между амплитудами f_k с разным числом $k \neq 0$ можно пренебречь и положить $f_k = f$ для $k \geq 1$. К такому выводу приводит анализ распределения партонов в составляющем кварке[4], показавший, что уже при достигнутых на ускорителях энергиях плотность партонов близка к насыщению. Это же следует из результатов расчетов в квантовой хромодинамике интерсепта померона[7], который значительно превышает единицу. Анализ сечений взаимодействия адронов с ядрами показал[6], что амплитуда взаимодействия двух активных кварков близка к унитарному пределу.

В двухкомпонентном приближении парциальная амплитуда взаимодействия кварка с ядром в оптическом приближении имеет вид[2]

$$F_{qA}(\vec{b}) = iP_q\,[1 - \exp\{-\mathrm{Im} f\cdot T(\vec{b})\}]. \qquad /3/$$

Здесь b - прицельный параметр, $T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b,\ell)\,d\ell$ - функция профиля ядра, а $P_q = \sum_{k=1}^{\infty} |C_k^q|^2$ - вес активной компоненты кварка q. Учтем теперь, что активное и пассивное состояния могут переходить друг в друга за время $t \approx E/\mu^2$, где μ - характерная масса порядка 1 ГэВ. Рассмотрим для этого упрощенную задачу прохождения кварка через ядерное вещество постоянной плотности ρ. Уравнение, описывающее изменение волновой функции кварка, имеет вид

$$\partial\psi/\partial\ell = i\,\hat{Q}\,\psi. \qquad /4/$$

Здесь ψ - многокомпонентная волновая функция кварка с компонентами $\psi_k = |k\rangle$, ℓ - продольная координата, $\hat{Q}$ - оператор импульса. Упростив задачу, оставим только две компоненты с $k=0$ и $k=1$. В этом случае проблема аналогична задаче об осцилляциях K°-мезонов. Оператор импульса имеет вид

$$\hat{Q} = \begin{pmatrix} q + |C_1|^2\Delta q & -C_0 C_1^*\Delta q \\ -C_0^* C_1\Delta q & q + |C_0|^2\Delta q - if \end{pmatrix}. \qquad /5/$$

Здесь $\Delta q = (m_\beta^2 - m_\alpha^2)/2E$, α и β - адронные состояния, сопряженные состояниям $|0\rangle$ и $|1\rangle$. В партонной модели $1/\Delta q = E/\mu^2$ имеет смысл длины формирования партонных состояний.

Решив уравнение /4/ с оператором /5/, получаем для парциальной амплитуды упругого рассеяния

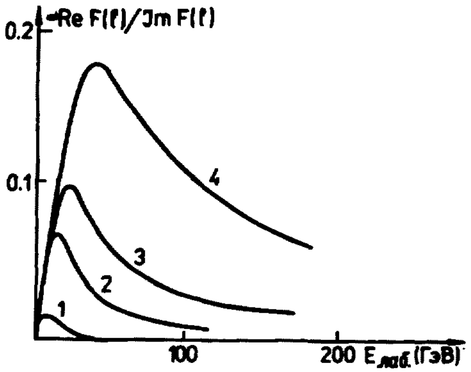
$$-iF_\alpha(\ell) = 1 - \langle\psi_{out}(\ell)\,|\,\psi_{ik}(\ell)\rangle, \qquad /6/$$

где $\psi_{out}(\ell)$ - решение уравнения /4/, а $\psi_{in}(\ell)$ - падающая волна, следующее выражение:

$$-iF_\alpha(\ell) = 1 - \exp\left(-\frac{f\ell}{2} - i\Delta q\frac{\ell}{2}\right)\left[\cos\left(\frac{\lambda\ell}{2}\right) - \frac{i\Delta q + 2P_\alpha - 1}{\lambda}\cdot\sin\left(\frac{\lambda\ell}{2}\right)\right]. \qquad /7/$$

Здесь через λ обозначено

$$\lambda = [(\Delta q)^2 - f^2 - 2if\Delta q(2P_\alpha - 1)]^{1/2}. \qquad /8/$$



Отношение $-\mathrm{Re}F(\ell)/\mathrm{Im}F(\ell)$ для разных значений ℓ : 1. $\ell = 1f$, 2. $\ell = 3f$, 3. $\ell = 5f$, 4. $\ell = 10f$.

При больших энергиях, когда смешиванием можно пренебречь, из /7/ получаем известное выражение /3/. При невысоких энергиях, в пределе $\Delta q/f \gg 1$, т.е. когда смешивание состояний $|0>$ и $|1>$ велико, выражение /7/ можно разложить по параметру $f/\Delta q$ и получить

$$\mathrm{Im}F_a(\ell) \cong 1 - e^{-P_a f\ell} - \frac{P_a(1-P_a)\,f^2}{(\Delta q)^2}\, e^{-P_a f\ell} \times$$
$$\times \left[1 - e^{(2P_a-1)f\ell}\cos(\Delta q\,\ell)\right]. \qquad /9/$$

Первые два слагаемых в правой части /9/ соответствуют обычному приближению Глаубера-Ситенко в оптическом пределе. Третье слагаемое - поправка на неупругое экранирование, вычисленная в первом порядке по сечению неупругой дифракции. Эта поправка совпадает с формулой Карманова-Кондратюка /8/ в двухканальном приближении, если предположить, что амплитуды рассеяния состояний $|a>$ и $|\beta>$ равны, т.е. при $P_a = P_\beta = 0{,}5$. В этом нетрудно убедиться, если учесть, что сечение неупругой дифракции адрона a равно /2/ $\sigma_{diff} = P_a(1-P_a)f^2$.

Из выражения /7/ следует, что амплитуда $F_a(\ell)$ имеет отличную от нуля реальную часть, явное выражение для которой из-за громоздкости мы здесь опускаем. Этот вклад в действительную часть амплитуды отличен от нуля,даже если предположить,что амплитуда кварк-нуклонного рассеяния f чисто мнима,и не рассматривать вклады в $\mathrm{Re}\,F_a(\ell)$ от вторичных реджеонов и от роста с энергией полных сечений адрон-ядерных взаимодействий.

На рисунке показана зависимость от энергии величины $\epsilon = \dfrac{\mathrm{Re}\,F_a(\ell)}{\mathrm{Im}\,F_a(\ell)}$, вычисленной при различных значениях ℓ для составляющего кварка со следующими значениями введенных выше параметров: $P_q = 0{,}6$; $f = \frac{1}{2P_q}\cdot\sigma_{qN}\cdot\rho \cong 0{,}2$ Фм$^{-1}$,

где $\sigma_{qN} \cong 17$ мб - полное сечение взаимодействия кварка с нуклоном; $\rho \cong 0{,}14$ Фм$^{-3}$ - ядерная плотность нуклонов. Эффективная масса, входящая в параметр смешивания $\Delta q = \mu^2/E$, равная средней поперечной массе партонов, принята равной $\mu^2 = 2$ ГэВ^2. Из рисунка видно, что $\mathrm{Re}F_a(\ell)$ амплитуды взаимодействия кварка с ядром отрицательна, а по абсолютной величине имеет максимум при энергии в несколько десятков ГэВ. Положение максимума зависит от конкретного значения величины μ^2. Переход от реальной части амплитуды рассеяния составляющего кварка к адрону очевиден. Так, для пиона, состоящего из кварка q и антикварка $\bar{q}$,

$$\mathrm{Re}F_\pi = \mathrm{Re}F_q(1-\mathrm{Im}F_{\bar{q}}) + \mathrm{Re}F_{\bar{q}}(1-\mathrm{Im}F_q). \qquad /10/$$

Заметим, что поскольку метод собственных состояний эквивалентен модели многократного рассеяния при учете неупругих поправок, то все результаты можно получить и на этом языке. Возникновение реальной части амплитуды адрон-ядерного рассеяния обязано неупругим поправкам, поскольку образование более тяжелого адрона в промежуточном состоянии приводит к дополнительному сдвигу фазы амплитуды рассеяния.

Приведем выражение для реальной части амплитуды адрон-ядерного рассеяния для многоканальной задачи, но в тех же предположениях, при которых справедлива формула Карманова-Кондратюка:

$$\mathrm{Re}F_{hA} = -4\pi\int d^2b\int dM^2\,\frac{d^2\sigma_{hN}^{\mathrm{diff}}(t=0)}{dM^2\cdot dt}\exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_{hN}^{\mathrm{tot}}\cdot T(b)\right]\times \qquad /11/$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty} d\ell_1\int_{-\infty}^{\infty} d\ell_2\,\rho(b,\ell_1)\rho(b,\ell_2)\sin[\Delta q(\ell_2-\ell_1)]\exp[i\Delta q(\ell_2-\ell_1)].$$

Здесь $\Delta q = (M^2 - m_h^2)/2E$.

В заключение подчеркнем важность экспериментального измерения $\mathrm{Re}F_{hA}$, которая очень чувствительна к неупругому экранированию в ядрах. Определение $\mathrm{Re}F_{hA}$ поможет лучше фиксировать параметры партонной модели.

Авторы благодарны М.Г.Рыскину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feinberg E.L., Pomeranchuk I.Ya. Nuovo Cim., 1956, Suppl., No.4, p.652.
2. Копелиович Б.З., Лапидус Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.664; в кн.:"Труды V семинара по проблемам физики высоких энергий". ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1978, с.469.
3. Miettinen H.I., Pumplin J. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.204.
4. Замолодчиков Ал.Б. и др. ЖЭТФ, 1979, 77, с.451.
5. Kopeliovich B.Z., Nikolaev N.N. CERN, TH 2795, Geneva, 1979.
6. Kopeliovich B.Z., Lapidus L.I. TRIUMF, TRI-79-1, Canada, 1979, p.110.
7. Балицкий Я.Я., Липатов Л.Н., Фадин В.С. Материалы XIV зимней школы ЛИЯФ. Л., 1979, с.109.
8. Карманов В.А., Кондратюк Л.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с.266.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 1980 года.