

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ A_1 -РЕЗОНАНСА

Н.Б. Бабичев, Е.Д. Жижин, Ю.П. Никитин

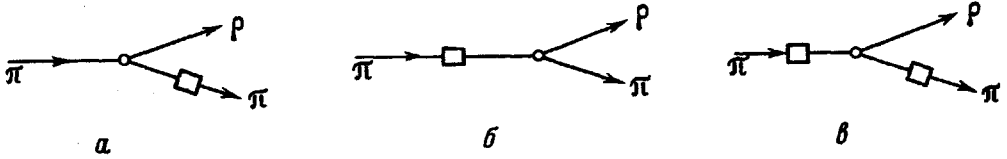
Резонанс A_1 в $\pi\rho$ -системе наблюдался при взаимодействии π -мезонов с нуклонами [1] и с ядрами [2]. Вопрос о природе этого резонанса уже неоднократно обсуждался в литературе. Анализ реакции $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + p$ на основе периферической модели [3] свидетельству-

ет о том, что возникновение A_1 -пика вполне объясняется рассеянием виртуального π -мезона, образующегося в результате диссоциации

$$\pi \rightarrow \pi + \rho \quad (1)$$

на протоне мишени.

В данной заметке мы хотим обратить внимание на некоторые специфические черты процесса дифракционной диссоциации (1) на ядрах, обнаружение которых могло бы служить дополнительным аргументом в пользу



дифракционного механизма возникновения A_1 -пика. Расчет дифференциального сечения этого процесса проведен в рамках модели "черного" ядра [4] с учетом диаграмм на рисунке. Квадратик на диаграмме соответствует расстоянию π -мезона на ядре. Как показывает расчет, диаграмма b дает существенный вклад в амплитуду рождения ρ -мезона с продольной поляризацией. Несмотря на то, что волновые функции дифрагирующих начального и конечного π -мезонов отличны от нуля в слабо перекрывающихся областях, из-за роста с энергией продольной поляризации ρ -мезона эта диаграмма сравнима с соответствующими вкладами диаграмм a и b и частично их компенсирует. Кроме того, в модели "черного" ядра (в предположении о точечном характере $\rho\pi\pi$ -взаимодействия) вклады диаграмм a и b также частично компенсируются примерно в μ/m раз (μ -масса π -мезона, m -масса ρ -мезона).

В периферической модели [3], при энергии налетающих π -мезонов порядка нескольких Гэв, основную роль в процессе диссоциации (1) на протоне играет диаграмма a . Это связано с тем, что энергия виртуального π -мезона лежит в области πN резонансов, где πp - сечение велико. С ростом энергии, особенно в области, где асимптотика πp -амплитуды имеет вид $\sim E f(q^2)$ (E - энергия налетающего π -мезона, q - переданный ядру импульс), диаграммы b и c также необходимо учитывать. В рассматриваемом нами случае диссоциации (1) в модели "черного" ядра имеет место именно такое поведение амплитуды рассеяния π на ядре [4], что подтверждается экспериментом в области энергий от нескольких Гэв и выше [5]. Область применимости модели ограничивается передачами ядру импульса $q_{\parallel} \lesssim 1/R$ (R - радиус ядра) в направлении движения первичного π -мезона $q_{\perp} \lesssim \mu$ в перпендикулярном направлении. Энергетический порог дифракционной диссоциации $E_{\text{пор}} \approx 1/2 m(m + 2\mu) R \approx 3 A^{1/3} \text{ Гэв}$. При этом передача импульсов $q_{\parallel} \lesssim 1/R$ оказывается кинематически разрешенной.

Распределение по квадрату эффективной массы $\pi\rho$ -системы s в процессе (1) в поле ядра \mathcal{E}_r рассчитанное на основе диаграмм рисунка, имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{ds} = 2f_{\rho\pi\pi}^2 q_1 I_1^2(q_1 R) dq_1 \frac{1}{s^3} \sqrt{(s-m^2)^2 - 2\mu^2(s+m^2) + \mu^4} [1 - \frac{m^2 - 4\mu^2}{s} + \frac{(m^2 - 4\mu^2)(s-m^2)}{2s \sqrt{(s-m^2)^2 - 2\mu^2(s+m^2) + \mu^4}} \ln \frac{s - m^2 + \mu^2 + \sqrt{(s-m^2)^2 - 2\mu^2(s+m^2) + \mu^4}}{s - m^2 + \mu^2 - \sqrt{(s-m^2)^2 - 2\mu^2(s+m^2) + \mu^4}}], \quad (2)$$

где $f_{\rho\pi\pi}$ — константа $\rho\pi\pi$ -связи, определяемая по вероятности распада $\rho \rightarrow 2\pi$, $I_1(q_1 R)$ — функция Бесселя. Распределение по s имеет максимум при $\sqrt{s} \approx 1080$ Мэв, что соответствует величине наблюдавшейся массы A_1 . При вычислениях мы пренебрегли членами $\sim m/E$ и положили $q_1 = 0$ в квадратных скобках в (2) ввиду слабой зависимости этого выражения от q_1 при $q_1 \lesssim \mu$.

Таким образом дифракционный механизм приводит к возникновению A_1 -пика, не зависящего от энергии налетающего π -мезона. Проинтегрированное по q_1 распределение пропорционально первой степени радиуса ядра R для тяжелых ядер ($\mu R \gg 1$). Это обстоятельство так же как и форма максимума позволяет проверить на опыте справедливость предположения о доминирующей роли дифракционного механизма. Для этого необходимо проанализировать процесс рождения A_1 на различных ядрах в области малых переданных импульсов. Величина полного сечения таких процессов ≈ 1 мбн. (Например, $\sigma = 1,5$ мбн для ядра с массой $A = 125$).

Инженерно-физический институт
Москва

Поступило в редакцию
16 января 1967 г.

Литература

- [1] B.C.Shen, G.Goldhaber at al. Phys. Rev. Lett., 15, 731, 1965; G.Goldhaber at al. Phys. Rev. Lett., 12, 336, 1964.
- [2] G.Bellini at al. Nuovo. Cim., 25, 856, 1963.
- [3] R.T. Deck. Phys. Rev. Lett., 13, 169, 1964; U.Maor, T.A. O'Halloran. Phys. Lett. 15, 281, 1965.
- [4] Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 24, 505, 1953; Е.Д. Жижин, Ю.П.Никитин. ЖЭТФ, 43, 1731, 1962.
- [5] Н.Г. Биргер, В.Д. Михайлов, И.Л.Розенталь, Л.И.Сарычева. УФН, 79, 523, 1963.