Б-24

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

520

Лаборатория теоретической физики

D-520

В.С. Барашенков, Сянь Дин-чан

ДЕЙСТВИТЕЛЬНАЯ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

ДАН СССР, 1960, т134, N 1, р 65-67.

Дубна 1960 год

D-520

В.С. Барашенков, Сянь Дин-чан

ДЕЙСТВИТЕЛЬНАЯ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ДАН.

А н н о т а ц и я

Приведены аргументы в пользу того, что действительная часть амплитуды упругого рассеяния под нулевым углом в лабораторной системе координат $\mathcal{D}_{\pm}(E)$ при больших энергиях становится постоянной: $\lim\limits_{E\to\infty} \mathcal{D}_{\pm}(E) \simeq -0{,}33\cdot 10^{-13}$ см, а сечение упругого недифракционного рассеяния убывает с ростом энергии как $const/E^2$.

1. В работе [1] было получено "правило сумм"

$$\Delta(\mu)-\Delta(\infty)=\frac{4f^2}{\mu^2}+\frac{1}{2\pi^2}\int_{\mu}^{\infty}\frac{dE}{K}\left[\sigma_-(E)-\sigma_+(E)\right], \qquad /1/$$

где

$$\Delta(E)=\left[\mathcal{D}_-(E)-\mathcal{D}_+(E)\right]/E \quad ;$$

$\mathcal{D}_\pm(E)$ - действительная часть амплитуды упругого рассеяния, а $\sigma_\pm(E)$ - сечения взаимодействия π^+ и π^- -мезонов с протоном. Если известное значение постоянной $\Delta(\infty)$, то соотношение /1/ оказывается очень полезным для приложений дисперсионных соотношений.

Мы покажем, что $\Delta(\infty)=0$ и рассмотрим некоторые следствия этого соотношения.

Экспериментальные данные указывают, что сечения взаимодействия частиц при больших энергиях становятся постоянными или, во всяком случае, не возрастают [2]. В соответствии с этими данными мы предположим, что при энергиях $E \geqslant a$ сечения взаимодействия имеют вид:

$$\sigma_\pm(E)=\sigma_\pm+\frac{\alpha_\pm}{E}+\frac{\beta_\pm}{E^2}+f_\pm(E), \qquad /2/$$

где $\sigma_\pm$ - предельные значения сечений; $\alpha_\pm$ и $\beta_\pm$ - постоянные коэффициенты; $f_\pm(E)$ - малые функции, обращающиеся в нуль при возрастании E.

В пределах точности современных экспериментов можно при больших энергиях положить $f_\pm(E)=0$. Как увидим далее, присутствие функций $f_\pm(E)$ принципиально не меняет наших рассуждений.

Учитывая выражение /2/, с помощью дисперсионных соотношений действительную часть амплитуды упругого рассеяния $\mathcal{D}_\pm(E)$ можно представить в виде ряда

$$\mathcal{D}(E)=A_1 E \ln E+B_1 E+A_0 \ln E+B_0+A_{-1}\frac{\ln E}{E}+O\left(\frac{1}{E}\right) \qquad /3/$$

с известными коэффициентами A и B. Часть этих коэффициентов должна быть равна нулю. Чтобы показать это, представим сечение упругого рассеяния в виде:

$$\sigma_{el} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \left| 1 - \beta_\ell e^{2i\delta_\ell} \right|^2 =$$

$$= \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(1-\beta_\ell)^2 + 4\pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)\beta_\ell \sin^2\delta_\ell \equiv \Sigma_1 + \Sigma_2 . \qquad /4/$$

Здесь первый член целиком обусловлен неупругими процессами / $\beta_\ell \neq 1$ / и представляет собой сечение чисто дифракционного рассеяния. Второй член связан с недифракционным рассеянием.

При $\ell \gg 1$

$$\Sigma_2 \simeq 8\pi\lambda^2 \int_0^\infty \beta_\ell \, \ell \, \delta_\ell^2 \, d\ell \sim 8\pi \int_0^R \rho \, \beta(\rho E) \delta^2(\rho E) d\rho = const \cdot \beta(E) \delta^2(E), \qquad /5/$$

где $\rho = \lambda \ell = \ell / E$ - параметр удара, а $\beta(E)$ и $\delta(E)$ - средние значения функций β_ℓ и δ_ℓ в области действия ядерных сил. /Очевидно, $\beta_\ell \simeq 0$ при $\ell > R/\lambda$, где R - эффективный радиус ядерных сил/.

Так как при больших энергиях все расстояние становится чисто дифракционным[3], то $\beta(E) \to const$, $\delta(E) \longrightarrow 0$. Отсюда следует, что действительная часть амплитуды

$$\mathcal{D}(E) = \frac{1}{2} \lambda \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \beta_\ell \sin 2\delta_\ell \simeq const \; E \, \delta(E) \qquad /6/$$

растет во всяком случае медленнее, чем E, и коэффициенты A_1 и B_1 в разложении /3/ должны быть равны нулю:

$$A_1 \equiv \frac{1}{4\pi^2} (\sigma_+ - \sigma_-) = 0 \qquad /7/$$

$$B_1 \equiv \frac{1}{2\mu} (\mathcal{D}_-^\circ - \mathcal{D}_+^\circ) - \frac{2f^2}{\mu^2} + \frac{1}{4\pi^2} \int_\mu^a \frac{dE}{K} [\sigma_+(E) - \sigma_-(E)]$$

$$+ \frac{1}{4\pi^2 a} \left[\alpha_+ - \alpha_- + \frac{1}{2a} (\beta_+ - \beta_-) \right] = 0 . \qquad /8/$$

Пёрвое из этих соотношений ранее было получено Померанчуком /4/ [1/], а из сравнения второго с /1/ при $a \to \infty$ следует, что $\Delta(\infty) = 0$.

2. В настоящее время нет теории, которая определяла бы насколько быстро уменьшается недифракционная часть рассеяния Σ_2 при возрастании энергии. Часто используемая для интерпретации экспериментальных данных оптическая модель дает то или иное энергетическое поведение этого сечения в зависимости от различных предположений о структуре взаимодействующих частиц. Однако возможна обратная постановка задачи: на основе экспериментальных данных получить сведения о зависимости $\Sigma_2(E)$.

Анализ известных в настоящее время данных по взаимодействию π -мезонов с нуклонами приводит к заключению, что сечение Σ_2 убывает с ростом энергии во всяком случае не быстрее, чем $1/E^2$. Действительно, в силу соотношений /5/ и /6/ более быстрое уменьшение Σ_2 возможно лишь при условии обращения в нуль коэффициентов A_0 и B_0 в разложении /3/:

$$A_0 \equiv -\frac{1}{4\pi^2}(\alpha_+ + \alpha_-) = 0 \qquad /9/$$

$$B_0 \equiv \frac{1}{2}(\mathcal{D}_+^0 + \mathcal{D}_-^0) + \frac{f^2}{M} - \frac{1}{4\pi^2}\int_\mu^a \frac{E\,dE}{K}[\sigma_+(E) + \sigma_-(E)] + \frac{a}{4\pi^2}\left[2\sigma - \frac{1}{a^2}(\beta_+ + \beta_-)\right] = 0, \qquad /10/$$

где $\sigma_+ = \sigma_- = \sigma$.

В таблице приведены значения B_0, вычисленные по экспериментальным значениям сечений $\sigma_\pm(E)$ /см. [2] /для $\mathcal{D}_-^0 = /0{,}121 \pm 0{,}018/\cdot 10^{-13}$см; $\mathcal{D}_+^0 = -/0{,}170 \pm 0{,}016/\cdot 10^{-13}$см; $f^2 = 0{,}08 \pm 0{,}01$. Как видно, эти значения заметно отличаются от нуля. Можно получить значение $B_0 = 0$, если допустить, что в экспериментальных значениях сечений $\sigma_\pm(E)$ при энергиях $E < a$ имеется

1/ Этот вывод следует также из работы Беленького /6/, где показано, что при $E \to \infty$ действительная часть амплитуды упругого рассеяния много меньше ее мнимой части: $\mathcal{D}(E) \ll A(E) \simeq \sigma_t E/4\pi$. Однако отсюда еще нельзя сделать заключения о том, что $\mathcal{D}(E)$ растет медленнее, чем E.

систематическая ошибка, завышающая значения этих сечений на 10%; либо допустить, что равенство сечений $\sigma_+ = \sigma_-$ наступает лишь при $E > a \gg /3-4/$ Бэв, а в промежутке 4 Бэв $< E < a$ значения сечений заметно уменьшаются. Обе эти возможности представляются маловероятными: указанные авторами экспериментальные ошибки $\Delta\sigma_\pm$ при /4-5/ Бэв составляют в среднем лишь 5% и статистически имеют разные знаки при различных значениях энергии E, а измерения сечений $/\pi^- p/$ - взаимодействия при энергиях E =/4-7/ Бэв не показывают сколько-нибудь заметного их изменения /2/.

В пределах экспериментальных ошибок можно получить хорошее согласие с опытом, если допустить, что при больших энергиях

$$\Sigma_2 = \frac{const}{E^2} \qquad и \qquad \mathcal{D}_\pm = const \simeq -0{,}33 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

Соответственно в системе центра масс сталкивающихся π -мезона и нуклона

$$\mathcal{D}^c_\pm = \mathcal{D}_\pm \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \frac{\mu}{E} \simeq \mathcal{D}_\pm \frac{\mu}{\sqrt{E}} \frac{1}{\lambda_N} \simeq -\frac{0{,}22}{\sqrt{E}} \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

где $\lambda_0 = \hbar/\mu c$; $\lambda_N = \hbar/\mu c = 0{,}21 \cdot 10^{-13}$ см; μ - масса π -мезона; λ_c - его длина волны в системе центра масс; E - энергия π -мезона в лабораторной системе координат в Бэв.

Представляет большой интерес измерение величины сечения упругого взаимодействия π -мезонов с нуклонами при очень малых углах рассеяния $\theta \sim 0$. Мы хотим отметить, что методика, разработанная П.К.Марковым и др. /5/, дает возможность выполнить такие измерения.

Мы благодарны Д.В.Ширкову и Чжоу Гуан-чжао за обсуждения и ценные критические замечания.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 апреля 1960 года.

Т а б л и ц а [x/]

a /Бэв/	B_o /10^{-13}см/
2	−0,37
3	−0,36
4	−0,34
5	−0,33
$>$ 5	−0,33

Л и т е р а т у р а

1. M. Goldberger, H. Miyazawa, R. Oehme, Phys.Rev. 99, 986 (1955)
2. В.С.Барашенков. УФН /в печати/.
3. Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов. УФН, 68, 417 /1959/.
4. И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 /1958/.
5. П.К.Марков, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Б.А.Шахбазян, препринт ОИЯИ, Д-452, 1959.
6. С.З. Беленький. ЖЭТФ, 33, 1248 /1957/.

x/ Ошибка в значениях B_o, соответствующая ошибкам $\Delta \mathcal{D}_{\pm}^{0}$ и Δf^2, составляет $\Delta B_o = \pm 0{,}03 \cdot 10^{-13}$см.