539.12.01

РАВЕНСТВО ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛОНОВ И АНТИНУКЛОНОВ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ*)

И. Я. Померанчук

Исходя из дисперсионных соотношений, показывается равенство полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при больших энергиях.

Из дисперсионных соотношений для упругого рассеяния на угол нуль нуклонов на нуклонах [1-3] можно установить, что полные сечения взаимодействия нуклонов и антинуклонов должны быть одинаковыми при достаточно больших энергиях.

Рассмотрим, для определенности, рассеяние на угол нуль протонов и антипротонов на протонах. Соответствующее дисперсионное соотношение для амплитуды рассеяния, усредненной по спинам, имеет вид

$$D_+(E)=\frac{1}{2}\left(1+\frac{E}{M}\right)D_+(M)+\frac{1}{2}\left(1-\frac{E}{M}\right)D_-(M)+$$
$$+\frac{p^2}{4\pi^2}\int\limits_M^\infty\frac{dE'}{p'}\left[\frac{\sigma_+(E')}{E'-E}+\frac{\sigma_-(E')}{E'+E}\right]+\frac{f^2}{\mu^2}\,\frac{p^2}{M-\mu^2/2M-E}+$$
$$+\frac{p^2}{4\pi^2}\int\limits_0^M\frac{i\,dE'}{p'}\left[\frac{\sigma_+(E')}{E'-E}+\frac{\sigma_-(E')}{E'+E}\right], \qquad (1)$$

$$D_-(E)=\frac{1}{2}\left(1+\frac{E}{M}\right)D_-(M)+\frac{1}{2}\left(1-\frac{E}{M}\right)D_+(M)+$$
$$+\frac{p^2}{4\pi^2}\int\limits_M^\infty\frac{dE'}{p'}\left[\frac{\sigma_-(E')}{E'-E}+\frac{\sigma_+(E')}{E'+E}\right]+\frac{f^2}{\mu^2}\,\frac{p^2}{M-\mu^2/2M+E}+$$
$$+\frac{p^2}{4\pi^2}\int\limits_0^M\frac{i\,dE'}{p'}\left[\frac{\sigma_+(E')}{E'+E}+\frac{\sigma_-(E')}{E'-E}\right]. \qquad (1')$$

Здесь $D_+(E)$ — вещественная часть усредненной по спинам амплитуды упругого рассеяния протона с энергией E покоящимся протоном, $D_-(E)$ — вещественная часть амплитуды упругого рассеяния антипротона с энергией E покоящимся протоном, $\sigma_+(E)$ — полное эффективное сечение рассеяния протона с энергией E, $\sigma_-(E)$ — полное эффективное сечение рассеяния антипротона с энергией E. В области от 0 до M $\sigma_+(E)$ есть аналитическое продолжение функции $\sigma_+(E)$ из области $E>M$, $\sigma_-(E)$ — аналитическое продолжение $\sigma_-(E)$ на «нефизическую» область $E<M$.

Когда энергия E стремится к бесконечности, $\sigma_+(E)$ и $\sigma_-(E)$ стремятся к постоянным значениям $\sigma_+(\infty)$ и $\sigma_-(\infty)$. Этот факт является простым следствием того, что все сильные взаимодействия экспоненциально стремятся к нулю при больших значениях прицельного параметра ρ

*) Воспроизводится по ЖЭТФ 34 (3), 725 (1958)

(при этом совершенно не существенно, какой вид имеет предэкспоненциальный множитель). Если бы мы захотели рассматривать слабое электромагнитное взаимодействие протона и антипротона с протоном, то, учитывая экранирование на больших расстояниях заряда протона мишени атомными электронами, мы также получили бы постоянное полное сечение при достаточно больших энергиях. Правда, при этом такое постоянное сечение было бы достигнуто только при энергиях порядка $E \sim M^2/me^2 \sim 10^{14}$ *эв*. Если же, однако, не учитывать слабые электромагнитные взаимодействия, то с точностью до величины порядка $e^2 \ln(E/M)$ полное сечение должно достигать постоянного значения уже при энергиях порядка 10^{10} *эв*. Устремляя энергию E к бесконечности и оставляя наибольшие члены, находим из (1) и (1′)

$$D_+(E) = \frac{E}{2M}\,[D_+(M) - D_-(M)] - \frac{f^2}{\mu^2}E + \frac{E}{4\pi^2}\int_0^M \frac{i\,dE'}{p'}\,[\sigma_-(E') - \sigma_+(E')] + \frac{p^2}{4\pi^2}\int_M^\infty \frac{dE'}{p'}\left[\frac{\sigma_+(E')}{E'-E} + \frac{\sigma_-(E')}{E'+E}\right]; \qquad (2)$$

$$D_-(E) = \frac{E}{2M}\,[D_-(M) - D_+(M)] + \frac{f^2E}{\mu^2} + \frac{E}{4\pi^2}\int_0^M \frac{i\,dE'}{p'}\,[\sigma_+(E') - \sigma_-(E')] + \frac{p^2}{4\pi^2}\int_M^\infty \frac{dE'}{p'}\left[\frac{\sigma_-(E')}{E'-E} + \frac{\sigma_+(E')}{E'+E}\right]. \qquad (2')$$

Обратимся к входящему сюда интегралу от M до ∞. Начиная с некоторой энергии ε, оба сечения σ_+ и σ_- можно считать постоянными и равными своим предельным значениям при $E = \infty$, т. е. $\sigma_+(\infty)$ и $\sigma_-(\infty)$. Поэтому мы имеем $(E \gg \varepsilon)$ *)

$$\frac{E^2}{4\pi^2}\int_M^\infty \left[\frac{\sigma_+(E')}{E'-E} + \frac{\sigma_-(E')}{E'+E}\right] dE'\,\frac{1}{\sqrt{E'^2 - M^2}} =$$

$$= \frac{E^2}{4\pi^2}\int_M^\varepsilon \left[\frac{\sigma_+(E')}{E'-E} + \frac{\sigma_-(E')}{E'+E}\right]\frac{dE'}{p'} + \frac{E^2}{4\pi^2}\int_\varepsilon^\infty \frac{dE'}{E'}\left[\frac{\sigma_+(\infty)}{E'-E} + \frac{\sigma_-(\infty)}{E'+E}\right] =$$

$$= \frac{E}{4\pi^2}\int_M^\varepsilon [\sigma_-(E') - \sigma_+(E')]\,\frac{dE}{p^2} + \frac{E^2}{4\pi^2}\int_\varepsilon^\infty \frac{dE'}{E'}\left[\frac{\sigma_+(\infty)}{E'-E} + \frac{\sigma_-(\infty)}{E'+E}\right]. \qquad (3)$$

Когда $E \gg \varepsilon$, выражение (3) оказывается асимптотически равным

$$\frac{E}{4\pi^2}\left(\ln\frac{E}{\varepsilon}\right)[\sigma_-(\infty) - \sigma_+(\infty)] \qquad (4)$$

(предполагая $\sigma_-(\infty) \neq \sigma_+(\infty)$). Интеграл от M до E в наших условиях пропорционален E:

$$\frac{E}{4\pi^2}\int_M^\varepsilon [\sigma_-(E') - \sigma_+(E')]\,\frac{dE'}{p'}\,. \qquad (5)$$

---

*) Напомним, что интеграл берется в смысле главного значения в точке $E' = E$. То же относится к особенности при $E = M$ (где σ_- обращается в ∞ по закону $1/v$; v — скорость). При рассмотрении этой особенности необходимо рассматривать вместе интервал от нуля до M и от M до ε.

Объединяя (3), (4) и (5), получаем (2) и (2′)

$$D_+(E)=E\left\{\frac{D_+(M)-D_-(M)}{2M}-\frac{f^2}{\mu^2}+\frac{1}{4\pi^2}\int\limits_0^M\frac{i\,dE'}{p'}[\sigma_-(E')-\sigma_+(E')]+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{4\pi^2}\int\limits_M^\varepsilon\frac{dE'}{p'}[\sigma_-(E')-\sigma_+(E')]+\frac{1}{4\pi^2}[\sigma_-(\infty)-\sigma_+(\infty)]\ln\frac{E}{\varepsilon}\right\}, \quad (6)$$

$$D_-(E)=E\left\{\frac{D_-(M)-D_+(M)}{2M}+\frac{f^2}{\mu^2}+\frac{1}{4\pi^2}\int\limits_0^M\frac{i\,dE'}{p'}[\sigma_+(E')-\sigma_-(E')]+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{4\pi^2}\int\limits_M^\varepsilon\frac{dE'}{p'}[\sigma_+(E')-\sigma_-(E')]+\frac{1}{4\pi^2}[\sigma_+(\infty)-\sigma_-(\infty)]\ln\frac{E}{\varepsilon}\right\}. \quad (6')$$

Мы видим, что при $\sigma_+(\infty)\neq\sigma_-(\infty)$ главный член, определяющий $D_+(E)$, $D_-(E)$, растет быстрее, чем E, будучи пропорциональным $E\ln(E/\varepsilon)$. Этот результат противоречит экспоненциальному убыванию взаимодействий на больших расстояниях. Напишем общее выражение для амплитуды упругого рассеяния $A(0)$ на угол нуль. Ради простоты мы не будем учитывать спин, принимая во внимание, что орбитальные квантовые числа l очень велики при больших энергиях и замена l на $l\pm1$, которая возникает при учете спина, ничего не меняет в последующих рассуждениях.

При бóльших энергиях, когда $l\gg1$, имеем

$$A(0)=\frac{1}{2E}\sum\left(e^{2i\eta_l}-1\right)l, \quad (7)$$

где η_l — фаза с орбитальным моментом l. Бóльшим l отвечает квазиклассический прицельный параметр l/E. Когда l/E становится много больше радиуса взаимодействия ρ (ρ—порядка комптоновской длины волны π-мезона), η_l экспоненциально убывает с ростом l. Отсюда следует, что в (7) эффективным верхним пределом является величина порядка $E\rho$. (Этот результат не зависит от формы предэкспоненциального фактора во взаимодействии.)

Так как модуль $e^{2i\eta_l}-1$ не превосходит 2, то модуль $A(0)$ по порядку величины равен

$$|A(0)|\leqslant CE\rho^2, \quad C\sim1. \quad (8)$$

Отсюда следует, что $D_\pm(E)$ не может содержать члены, пропорциональные $[\sigma_+(\infty)-\sigma_-(\infty)]\,E\ln(E/\varepsilon)$. Это означает равенство*)

$$\sigma_+(\infty)=\sigma_-(\infty). \quad (9)$$

Таким образом, полное эффективное сечение антипротона и протона одинаково при больших энергиях. Учитывая, что при энергиях в несколько сотен миллионов вольт эти сечения сильно отличаются (σ_- значительно больше, чем σ_+[4,5]), мы приходим к выводу, что при больших энергиях следует ожидать очень значительной энергетической зависимости либо у одного из этих сечений, либо у обоих.

Равенство, аналогичное (9), должно иметь место и для предельных значений сечений нейтронов на протонах $\sigma_n(\infty)$ и антинейтронов $\sigma_{\bar n}(\infty)$ на протонах:

$$\sigma_{\bar n}(\infty)=\sigma_n(\infty). \quad (10)$$

*) Иной вывод равенства (9) указан Б. В. Медведевым и Д. В. Ширковым.

Пользуясь статистическими соображениями и изотопической инвариантностью [6], можно установить равенство $\sigma_n(\infty)$, и $\sigma_+(\infty)$, соответственно $\sigma_{\tilde{n}}(\infty)$ и $\sigma_-(\infty)$. Следовательно, при больших энергиях протон, нейтрон, антипротон и антинейтрон должны иметь одинаковые предельные эффективные сечения.

Аналогичные соображения имеют место также и для K-мезонов, т. е. K^+-, K^--, K^0-, $\bar{K}^0$-мезоны должны иметь при достаточно больших энергиях ($\sim 10^{10}$ *эв*, если не учитывать электромагнитные взаимодействия) одинаковые полные эффективные сечения. Аналогично, π^+, и π^-, мезоны должны иметь одинаковое сечение при $E \to \infty$ [7]. Применяя наш вывод к гиперонам, устанавливаем, что:

1) Λ и анти-Λ ($\bar{\Lambda}$) имеют одно и то же сечение $\sigma_\Lambda(\infty)$;

2) Σ^+, Σ^-, Σ^0, $\bar{\Sigma}^+$, $\bar{\Sigma}^-$, $\bar{\Sigma}^0$ имеют при $E \to \infty$ одно и то же сечение $\sigma_\Sigma(\infty)$;

3) Ξ^-, Ξ^0, $\bar{\Xi}^-$, $\bar{\Xi}^0$ имеют одно и то же сечение $\sigma_\Xi(\infty)$.

Отметим также, что из (2), (2′) и (9) следует, что при больших энергиях $D_+(E)$ и $D_-(E)$ в своих главных частях, пропорциональных E, отличаются только знаком. Отсюда, вместе с (9), следует, что дифференциальное эффективное сечение упругого рассеяния нуклонов и антинуклонов на нуклонах на угол нуль одинаково при $E \to \infty$.

В заключение я хотел бы поблагодарить Н. Н. Боголюбова, Б. Л. Иоффе, Л. Д. Ландау, Б. В. Медведева, Д. В. Ширкова и И. М. Шмушкевича за интересные дискуссии по поводу этой работы.

Поступило в редакцию
24 октября 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Я. Файнберг, Е. С. Фрадкин, ДАН СССР **109**, 507 (1956).
2. Б. Л. Иоффе, ЖЭТФ **31**, 583 (1956).
3. Ф. М. Куни, Вестн. Ленингр. ун-та, № 10, сер. физ. и хим. **2**, 21 (1957).
4. O. Chamberlain, D. V. Keller, E. Segrè, H. M. Steiner, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. **102**, 1637 (1956).
5. B. Cork, G. R. Lambertson, O. Piccioni, W. A. Wenzel, Phys. Rev. **107**, 248 (1957).
6. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **30**, 423 (1956).
7. Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **30**, 424 (1956).

Успехи физических наук, т. 93, вып. 3

Редакторы *В. В. Власов, И. М. Дрёмин*

Техн. редактор *А. П. Колесникова* Корректоры *М. Ф. Алексеева, Е. А. Белицкая*

Сдано в набор 15/VIII 1967 г. Подписано к печати 20/X 1967 г. Бумага 70 × 108 1/16.
Физ. печ. л. 12,25. Условн. печ. л. 16,97. Уч.-изд. л. 15,37. Тираж 5170 экз. Т-12568.
Цена 1 р. 20 к. Заказ № 1211.

Издательство «Наука».
Главная редакция физико-математической литературы.
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

Московская типография №16 Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Москва, Трехпрудный пер., 9.