Мы покажем, что учет этого обстоятельства и унитарности приводит также к тому, что первые два члена разложения по k сечения упругого рассеяния имеют вид

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{1}{2\pi} k (\sigma_r k)_0 + \ldots\right), \tag{3}$$

т. е. что поведение сечения рассеяния с точностью до линейных по k членов определяется величиной $(\sigma_r k)_0$ и значением σ_0 сечения рассеяния при $k = 0$.

Действительно, поскольку l-волна вносит вклад в члены разложения сечения не ниже порядка k^{4l}, следует учесть только s-волну. Используя разложение (2), получаем

$$\sigma = \frac{4\pi}{|b(k^2)|^2 + k^2 - 2k \operatorname{Im} b(k^2)} = \frac{4\pi}{|b(0)|^2}\left(1 + 2k \frac{\operatorname{Im} b(0)}{|b(0)|^2} + \ldots\right). \tag{4}$$

Легко видеть, например, из оптической теоремы, что

$$|b(0)|^{-2} \cdot \operatorname{Im} b(0) = -(\sigma_r k)_0 / 4\pi. \tag{5}$$

Отсюда получаем выражение (3).

Таким образом, в случае, когда имеет место только упругое рассеяние, $b(k^2)$ — действительно, и сечение рассеяния при малых k имеет вид

$$\sigma = \sigma_0 + k^2 \sigma_1 + \cdots. \tag{6}$$

Если при $k = 0$ происходят также и неупругие процессы, то в разложении сечения рассеяния по k возникает линейный член, причем соответствующий коэффициент определяется, вследствие унитарности, полным сечением всех неупругих процессов. Формулы (1) и (3) применимы в тех случаях, когда в разложении (2) можно ограничиться только первым членом. Заметим, что в пределах применимости формулы (3) с увеличением k сечение убывает. Отметим также, что формула (3) справедлива в случае, когда по крайней мере одна из частиц в начальном состоянии не имеет спина. Формула (3) может быть использована при экстраполяции в нуль сечений $\pi^- p$ и $\bar{K}p$-рассеяний.

В заключение выражаю глубокую благодарность за интересные обсуждения проф. Я. А. Смородинскому.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило в редакцию
26 декабря 1960 г.

Литература

[1] Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, **34**, 1648, 1958.
[2] H. A. Bethe. Phys. Rev., **76**, 38, 1949.

ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ПОРОГЕ

В. Н. Байер, С. А. Хейфец

Как было показано ранее [1], полное сечение упругого и неупругого рассеяний электронов большой энергии на большие углы в системе центра инерции (с. ц. и.), вычисленное в дважды логарифмическом приближении, может быть представлено в виде

$$d\sigma = d\sigma_0 \exp\left\{-\frac{8e^2}{\pi} \ln\frac{E}{m} \ln\frac{E}{\Delta E}\right\}. \tag{1}$$

Здесь $d\sigma_0$ — сечение рассеяния, вычисленное в низшем порядке теории возмущений, E — энергия электрона, m — масса электрона, ΔE — максимальная допустимая энергия излученных в процессе столкновения квантов, определяемая порогом чувствительности детектора электронов.

Если $\Delta E = E$ (т. е. детектор регистрирует все электроны, независимо от их энергии), то полное сечение совпадает с сечением, вычисленным в низшем приближении теории возмущений ($d\sigma = d\sigma_0$). Как известно [2], это связано с тем, что в указанном приближении уменьшение сечения основного процесса, без излучения дополнительных квантов, вызванное учетом радиационных поправок, полностью компенсируется увеличением сечений процессов с множественным дополнительным излучением жестких фотонов в случае произвольного излучения ($\Delta E = E$).

Такая же формула имеет место и для рассеяния электронов на позитронах.

Принципиально другое положение возникает при превращении электронно-позитронной пары в пару других заряженных частиц с большей массой (например, $e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-$), поскольку в этом случае максимальная энергия излученных фотонов не может быть больше $E - \mu$ (μ — масса частицы). Таким образом, вместо ограничения, связанного с чувствительностью прибора, возникает физическое ограничение на энергию фотонов. В этом случае указанная компенсация не может иметь места, и независимо от чувствительности детектора учет радиационных поправок существенно меняет характер зависимости сечения от энергии. Ясно, что эффект заметнее всего вблизи порога рождения частиц.

Рассмотрим в качестве примера рождение пары фермионов с массой μ при аннигиляции электронно-позитронной пары с энергией E в с. ц. и. Вычисление может быть проведено так же, как в [1], где показано, что вклады диаграмм, содержащих более одной лестничной линии, взаимно компенсируются, так что достаточно рассматривать только охватывающие виртуальные линии. Это означает, что мы имеем две «обросшие» вершины, соединенные одной виртуальной фотонной линией. Очевидно, что при $E \gg \mu$ различие между фермионами с массой μ и электронами становится несущественным, так что остается справедливой формула (1), где, однако, максимальное $\Delta E \leqslant E - \mu$. С уменьшением энергии вклад от виртуальных квантов, которыми обмениваются тяжелые фермионы, уменьшается. Как можно показать, на пороге реакции при $E \sim \mu$ их вклад становится ничтожным. Это связано с тем, что на пороге импульс образующихся фермионов очень мал, поэтому для описания взаимодействия между ними достаточно низших порядков теории возмущений. Таким образом, на пороге вклад дает только электронная вершина, при этом сечение реакции при произвольном излучении имеет вид

$$d\sigma = d\sigma_0 F^2(E^2) \exp\left\{-\frac{4e^2}{\pi} \ln\frac{E}{E-\mu} \ln\frac{E}{m}\right\}, \tag{2}$$

$$d\sigma_0 = \frac{r_0^2}{16\gamma^2}\frac{q}{E}\left[1 + \frac{\mu^2}{E^2} + \frac{q^2}{E^2}\cos^2\theta\right]. \tag{3}$$

Здесь r_0 — классический радиус электрона; $\gamma = E/m$; q — импульс фермиона; θ — угол разлета фермионов по отношению к направлению движения электронов; $F(E^2)$ — форм-фактор фермионов.

Для нерелятивистских фермионов (вблизи порога) формула (2) может быть также представлена в виде

$$d\sigma = d\sigma_0 F^2(E^2)\,(q/\sqrt{2\mu E})^{(8e^2/\pi)\ln(E/m)}. \tag{4}$$

Для μ-мезонов рассмотренный эффект дает (вблизи порога) изменение характера зависимости сечения от импульса вылетающих частиц: вместо

$d\sigma \sim q$ имеем $d\sigma \sim q^{1,1}$ в случае произвольного излучения. Эффект будет еще заметнее, если фиксировать энергию вылетающих мезонов в некотором интервале энергий.

Авторы приносят глубокую благодарность акад. И. Е. Тамму и А. А. Абрикосову за обсуждение.

Поступило в редакцию
1 декабря 1960 г.

Литература

[1] В. Н. Байер, С. А. Хейфец. ЖЭТФ, этот выпуск, стр, 613.
[2] А. А. Абрикосов. ЖЭТФ, **30**, 96, 386; 544, 1956.