Доклады Академии наук СССР
1955. Том 102, № 6

ФИЗИКА

А. А. АБРИКОСОВ

О КОМПТОН-ЭФФЕКТЕ И ВЗАИМНОМ РАССЕЯНИИ ЧАСТИЦ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ И ПСЕВДОСКАЛЯРНОЙ ТЕОРИИ

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 10 III 1955)

В настоящей работе мы изложим некоторые результаты, полученные при рассмотрении эффектов в квантовой электродинамике при больших энергиях. В примененном приближении учитывались члены ряда теории возмущений, в которых на определенную степень e^2 приходится максимальная степень $\ln E/m$. Это члены, пропорциональные $(e^2 \ln^2 \frac{E}{m})^n$. Мы назовем их дважды логарифмическими. В работе В. В. Судакова (1) в таком же приближении найдены вершинные части для случаев, когда один из квадратов импульсов много больше двух других.

При рассмотрении комптон-эффекта оказалось, что основное изменение сечения по сравнению с формулой нулевого приближения связано с появлением дополнительного излучения реальных квантов. Полное сечение комптон-эффекта любой кратности совпадает с формулой нулевого приближения для простого эффекта. Это явление связано с так называемой инфракрасной катастрофой (см. (2)).

Здесь мы опишем только эффект, возникающий в том же приближении и не связанный с дополнительным излучением. Как показано в работе (1), дважды логарифмические члены появляются при интегрировании по импульсам виртуальных квантов с $k^2 = 0$, что и определяет связь этих членов с эффектами излучения. При рассмотрении комптон-эффекта для больших энергий в области малых углов $\theta \ll \sqrt{m/\omega_1}$, где ω_1 — частота падающего фотона, т. е. для почти когерентного рассеяния ($\omega_1 = \omega_2$), оказывается, что члены указанного порядка возникают и от интегралов по области $(p_1 - k)^2 - m^2 = 0$, $(p_2 - k)^2 - m^2 = 0$, $(p_1 - k, l_1)(kp_1) \gg (p_1p_2)(p_1l_1)$, где p_1 и p_2, l_1 и l_2 — соответственно, начальный и конечный импульсы электрона и фотонов. Таким образом, это явление не имеет ничего общего с дополнительным излучением. Детальное исследование показывает, что при учете произвольного дополнительного излучения все отличие полученного углового распределения от формулы нулевого приближения будет происходить только от указанных дважды логарифмических членов.

При суммировании такого рода членов, которое осуществлялось при помощи интегрального уравнения, получаются следующие формулы

$$d\sigma = 2\pi r_0^2 \theta\, d\theta \exp\left(\frac{e^2}{2\pi} \ln^2 \frac{m}{\omega_1 \theta^2}\right) \quad \text{при} \quad \sqrt{\frac{m}{\omega_1}} \gg \theta \gg \frac{m}{\omega_1}; \tag{1}$$

$$d\sigma = 2\pi r_0^2 \theta\, d\theta \exp\left(\frac{e^2}{2\pi} \ln^2 \frac{\omega_1}{m}\right) \quad \text{при } \theta \gg \frac{m}{\omega_1}. \tag{2}$$

Из этих формул видно, что эффект заключается в увеличении сечения при малых углах. Наиболее интересным моментом является изменение когерентного рассеяния. В амплитуде этого рассеяния изменение заключается в появлении дополнительного множителя $\exp\left(\frac{e^2}{4\pi}\ln^2\frac{\omega_1}{m}\right)$. Что касается полного сечения, то, ввиду малости интервала углов, в которых проявляется этот эффект, и ввиду того, что полное сечение набирается из медленного логарифмического интеграла, указанное явление на нем не сказывается.

Далее нами была рассмотрена возможность появления аналогичных эффектов при рассеянии заряженных частиц: электрона на электроне и позитрона на электроне. При этом оказывается, что дважды логарифмические эффекты, не связанные с излучением, могут возникнуть только для рассеяния назад (и близкого к нему) в системе центра инерции, т. е. когда налетающая частица передает почти всю свою энергию первоначально покоящейся. Это обстоятельство определяет отсутствие такого эффекта при рассеянии электрона на электроне в силу симметризации по конечным состояниям одинаковых частиц. Что касается рассеяния позитрона на электроне, то здесь речь идет о разных частицах, ввиду чего эффект изменения сечения в области больших углов имеет место. Полученные выражения для сечения в системе центра инерции имеют вид:

$$d\sigma = \frac{e^4 d\Omega}{4E^2}\exp\left(\frac{2e^2}{\pi}\ln^2\frac{2}{\pi-\theta}\right) \quad \text{при } \frac{m}{E} \ll \pi-\theta \ll \frac{\pi}{2}; \tag{3}$$

$$d\sigma = \frac{e^4 d\Omega}{4E^2}\exp\left(\frac{2e^2}{\pi}\ln^2\frac{E}{m}\right) \quad \text{при } \pi-\theta \ll \frac{m}{E}. \tag{4}$$

Изменение сечения опять происходит в сторону возрастания с энергией. В полном сечении, естественно, этот эффект не сказывается, ввиду того, что область больших углов вообще играет незначительную роль в рассеянии заряженных частиц.

Наконец, рассмотрим аналогичные эфекты в псевдоскалярной мезонной теории со слабой псевдоскалярной связью. Гриновские функции и соответствующие вершины для такой теории найдены в работе [4]. Интересным свойством такой теории является то, что в ней отсутствуют все эффекты, связанные с инфракрасной катастрофой. Из дважды логарифмических эффектов остаются только такие, которые мы рассматривали выше. При этом для всех процессов рассеяния мезона на нуклоне без перезарядки получается общая формула

$$d\sigma = \frac{2\pi g^4}{M^2}\theta\, d\theta\, \exp\left(\frac{3g^2}{4\pi}\ln^2\frac{M}{\varepsilon_1\theta^2}\right) \quad \text{при } \sqrt{\frac{M}{\varepsilon_1}} \gg \theta \gg \frac{M}{\varepsilon_1};$$

$$d\sigma = \frac{2\pi g^4}{M^2}\theta\, d\theta\, \exp\left(\frac{3g^2}{4\pi}\ln^2\frac{\varepsilon_1}{M}\right) \quad \text{при } \theta \ll \frac{M}{\varepsilon_1},$$

где ε_1 — энергия мезона. Рассеяние с перезарядкой—процесс более высокого порядка по M/ε_1 и потому нами не вычислялось.

Что касается рассеяния нуклона на нуклоне, то, так же как и в случае рассеяния электрона на электроне, никаких эффектов рассматриваемого нами типа при этом не возникает. Характерно, что такое обстоятельство имеет место даже в случае рассеяния двух разных нуклонов благодаря возможности обмена заряженными мезонами.

В заключение выражаю благодарность акад. Л. Д. Ландау за обсуждение работы.

Институт физических проблем им. С. И. Вавилова
Академии наук СССР

Поступило
23 XI 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. В. Судаков, Диссертация, Инст. физ. проблем, 1954. [2] А. А. Абрикосов, Диссертация, Инст. физ. проблем, 1955. [3] А. А. Абрикосов, А. Д. Галанин, И. М. Халатников, ДАН, 97, 793 (1954).