Доклады Академии наук СССР
1955. Том 102, № 5

ФИЗИКА

А. А. АБРИКОСОВ

О МНОГОФОТОННОЙ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ С ЭЛЕКТРОНАМИ

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 28 II 1955)

При больших энергиях аннигиляция пары может произойти с образованием не двух, как обычно, а большего числа квантов с энергией $\omega \gg m$.

Для выяснения вопроса рассмотрим сначала трехфотонную аннигиляцию в нулевом приближении теории возмущений. При этом оказывается, что из трех квантов два являются основными, т. е. практически не отличаются от тех, которые имели бы место при двухфотонной аннигиляции. В системе центра инерции каждый из них имеет энергию, практически равную половине энергии процесса. Что касается третьего фотона, то он имеет малую энергию в системе центра инерции и не влияет на импульсы основных частиц.

Для сечения трехквантового процесса в лабораторной системе получается формула (после суммирования по поляризациям квантов):

$$d\sigma_0^{(3)} = d\sigma_0^{(2)} \left(\frac{2e^2}{\pi} \frac{d\theta}{\theta} \frac{d\omega}{\omega} \right). \tag{1}$$

Множитель при $d\sigma_0^{(2)}$ (где θ и ω — угол и энергия дополнительного кванта) имеет такой же вид, какой получается при классическом рассмотрении. $d\sigma_0^{(2)}$ — сечение двухквантовой аннигиляции в нулевом приближении — равно:

$$d\sigma_0^{(2)} = \frac{\pi e^4}{mE} \frac{d\omega_2}{\omega_2}, \tag{2}$$

где E — энергия позитрона, ω_2 — энергия меньшего из основных квантов (в основной области процесса $m \ll \omega_2 \ll E$).

В формуле (1) ω и θ ограничены рядом неравенств. Во-первых, как и при классическом рассмотрении,

$$\theta \gg \frac{m}{E}. \tag{3}$$

Кроме того, квантовое рассмотрение приводит еще к дополнительным ограничениям

$$\theta \ll \sqrt{\frac{m}{\omega}} \quad \text{при } \omega < \omega_2; \tag{4}$$

$$\theta \ll \sqrt{\frac{m\omega_2}{\omega^2}} \quad \text{при } \omega > \omega_2. \tag{5}$$

В случае, когда ω и θ выходят за пределы области, ограниченной неравенствами (3)—(5), сечение быстро падает.

Физический смысл дополнительных ограничений (4) и (5) лучше всего виден, если перейти к системе центра инерции. При этом становится ясно, что условие (4) есть следствие того факта, что энергия

дополнительного кванта мала по сравнению с энергией основных, а согласно условию (5) — поперечный импульс дополнительного кванта мал по сравнению с поперечным импульсом основного. Последнее обстоятельство выходит за рамки классического рассмотрения.

При выполнении условий (4) и (5) излучение дополнительного кванта не оказывает существенного влияния на процесс, а потому излучения нескольких квантов такого рода могут рассматриваться как независимые события. Следовательно, формула (1) задает распределение таких квантов по энергиям и углам.

Если нас интересует только энергетический спектр этих квантов, то формула (1) должна быть проинтегрирована по θ с учетом (3), (4), (5). Энергетический спектр оказывается равным

$$dn(\omega) = \frac{2e^2}{\pi}\frac{d\omega}{\omega}\ln\frac{E}{\sqrt{m\omega}} \qquad \text{при } \omega < \omega_2; \tag{6}$$

$$dn(\omega) = \frac{2e^2}{\pi}\frac{d\omega}{\omega}\ln\frac{E}{\omega}\sqrt{\frac{\omega_2}{m}} \qquad \text{при } \omega > \omega_2.$$

Если, наоборот, нас интересует угловое распределение дополнительных квантов, то надо интегрировать по ω. При этом мы учтем только кванты, способные произвести электронно-позитронные пары, т. е. будем считать $\omega \gg m$. В таком случае получается:

$$dn(\theta) = \frac{2e^2}{\pi}\frac{d\theta}{\theta}\ln\frac{E}{m} \qquad \text{при } \frac{m}{E} \ll \theta < \frac{\sqrt{m\omega_2}}{E};$$

$$dn(\theta) = \frac{2e^2}{\pi}\frac{d\theta}{\theta}\ln\frac{1}{\theta}\sqrt{\frac{\omega_2}{m}} \qquad \text{при } \frac{\sqrt{m\omega_2}}{E} < \theta < \sqrt{\frac{m}{\omega_2}}; \tag{7}$$

$$dn(\theta) = \frac{2e^2}{\pi}\frac{d\theta}{\theta}\ln\frac{1}{\theta^2} \qquad \text{при } \theta > \sqrt{\frac{m}{\omega_2}}.$$

Среднее число дополнительных квантов в том случае, когда основные кванты фиксированы, получается интегрированием (6) по $\omega\left(m \ll \omega \ll E\right)$ или (7) по $\theta\left(\frac{m}{E} \ll \theta \ll 1\right)$:

$$\bar{n} = \frac{e^2}{\pi}\left(\frac{3}{2}\ln^2\frac{E}{m} - \frac{1}{2}\ln^2\frac{E}{\omega_2}\right), \tag{8}$$

т. е. $\bar{n}$ в зависимости от величины ω_2 изменяется в пределах

$$\bar{n} = \left(\frac{3}{2} \div 1\right)\frac{e^2}{\pi}\ln^2\frac{E}{m}. \tag{9}$$

Вероятность того, что излучится n дополнительных квантов, дается формулой Пуассона:

$$d\sigma^{(n+2)} = d\sigma_0^{(2)}\,\frac{1}{n!}\,e^{-\bar{n}}(\bar{n})^n. \tag{10}$$

Такая формула может быть сразу написана благодаря тому факту, что излучение дополнительных квантов может рассматриваться как совокупность одинаковых независимых процессов. Она получается также и строго из квантовой электродинамики, если учесть виртуальные процессы любого порядка.

Вопрос о многоквантовой аннигиляции позитрона был разобран также Гупта ([1]), однако формулы, полученные им, ошибочны. Не говоря уже о том, что для вероятности излучения дополнительного кванта он получает $\frac{e^2}{\pi}\ln^2\frac{E}{m}$ вместо (8), он не учитывает множителя $\frac{e^{-\bar{n}}}{n!}$ в выражении для излучения n дополнительных квантов (см. (10)). Вследствие этого он приходит к совершенно неправильному

выводу о том, что коль скоро сечение трехквантовой аннигиляции превысило сечение двухквантовой, то вероятность n-квантовой аннигиляции с большим n будет велика. На этом неверном заключении Гупта основывает свое объяснение известной многофотонной звезды Шайна([2]), считая ее примером многоквантовой аннигиляции позитрона с энергией порядка 10^{14} эв.

В действительности незначительному увеличению количества частиц должно соответствовать весьма сильное увеличение энергии (формула (9)). В наиболее благоприятном случае для излучения одного дополнительного кванта требуется энергия порядка 10^{13} эв. Для излучения в среднем 20 квантов, как это имеет место в звезде Шайна, требуется по формуле (8) не меньше 10^{38} эв, что находится далеко за пределами применимости современной электродинамики, не говоря уже об отсутствии столь энергичных позитронов в космических лучах (позитронный спектр быстро спадает с энергией).

Скорее, такая звезда могла бы быть следствием многоквантовой флуктуации при аннигиляции позитрона сравнительно небольшой энергии. Если, однако, оценить вероятность образования 20 квантов при аннигиляции позитрона с энергией порядка 10^{14} эв, то оказывается, что она составляет примерно 10^{-18} от вероятности образования одной дополнительной частицы. Столь малое значение вероятности свидетельствует о том, что звезду Шайна нельзя рассматривать как электродинамическое событие.

Полученные нами формулы для излучения дополнительных квантов полностью сохраняют свой вид для многократного комптон-эффекта. Основные черты такого рода дополнительного излучения сохраняются и для других эффектов в квантовой электродинамике. Следует отметить, что найденный Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком([3]) эффект влияния множественного рассеяния в среде может при больших энергиях заметно уменьшать все излучательные эффекты.

В заключение выражаю благодарность акад. Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуку за ряд замечаний и обсуждение работы.

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

Поступило
26 II 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] S. N. Gupta, Phys. Rev., **96**, 1453 (1954). [2] M. Schein, D. M. Haskin, R. G. Glasser, Phys. Rev., **95**, 855 (1954). [3] Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, ДАН, **92**, 535, 735 (1953).