

Характерной величиной напряженности электромагнитного поля в квантовой электродинамике является

$$B_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ э.}$$

Такое поле на комптоновской длине производит работу mc^2 (ниже $\hbar = c = 1$). Параметр B_0 характерен для нелинейных квантовоэлектродинамических эффектов (например, прохождение электрона через потенциальный барьер, рождение пар электрическим полем в вакууме), достигающих при полях порядка B_0 своих оптимальных значений. К сожалению, напряженности существующих полей на много порядков меньше B_0 , и поэтому вероятности многих эффектов экспоненциально малы и недоступны для наблюдения. Возможно, однако, наблюдать некоторые нелинейные квантовые эффекты и при полях напряженностью $B \ll B_0$, если использовать ультрарелятивистские частицы с импульсом $p \sim m (B_0/B)$. Тогда в системе покоя частицы напряженность поля будет порядка B_0 и вероятность процесса станет оптимальной. При этом, независимо от вида поля в лабораторной системе, в системе покоя частицы оно будет очень близким к полю плоской волны, для которой $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, $E = H$. В результате для ультрарелятивистской частицы в постоянном поле вероятности будут зависеть от одного инвариантного параметра

$$\chi = [(F_{\mu\nu} p_\nu)^2]^{1/2} / B_0 m,$$

по порядку величины равного полю в собственной системе, отнесенному к B_0 или $B p_0 / B_0 m$; зависимостью от чисто полевых инвариантов, малых по сравнению с 1 и χ , можно пренебречь. Вероятности $W(\chi)$ точно описывают процессы в постоянном скрещенном поле ($\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, $E = H$) и приближенно — в произвольном постоянном поле; степень приближения определяется малостью чисто полевых инвариантов по сравнению с χ . Процессы в магнитном поле рассматривались Клепиковым¹ (см. также обзор Эрбера²). В постоянном поле процесс формируется на длине m/eB . Переменное поле будет действовать как постоянное, если его характерные длина волны и период велики по сравнению с длиной и временем формирования m/eB . Если же длина волны сравнима или меньше m/eB , т. е. параметр

$$x = eB\lambda / m = Bm / B_0 \omega$$

порядка или меньше единицы, то процесс формируется на длине $\sim \lambda$ и вероятности будут существенно зависеть от частоты поля или параметра x , являющегося характеристикой нелинейности взаимодействия: при малом x вероятности переходят в соответствующие выражения теории возмущений, а при большом x теория существенно нелинейна по полю. Наибольшие напряженности достигнуты в переменных полях монохроматических плоских волн (лазеры). Процессы в таких полях и были рассмотрены³⁻⁵. К числу наиболее интересных относятся излучение фотона электроном $e \rightarrow e\gamma$ и образование пары фотоном $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

В монохроматической волне полная вероятность процесса определяется двумя параметрами x , χ и является бесконечной суммой $W = \sum_{s > s_0}^{\infty} W_s$, s -й член которой есть вероятность процесса с поглощением из волны s фотонов. Для излучения $e \rightarrow e\gamma$ пороговое число $s_0 = 1$, а вероятности W_s соответствует закон сохранения $sk + q = q' + k'$, содержащий квазимпульсы частиц. Квазимпульсы описывают среднее, поступательное движение электрона, колеблющегося в волне, и зависят от интенсивности волны, причем электрон обладает эффективной массой $m_* = m(1 + (x^2/2))^{1/2}$. Поэтому связь частоты излученного фотона с частотой волны (аналог формулы Комптона) также зависит от интенсивности волны.

При малом x вероятность можно разложить в ряд по степеням x^2 , из которого видно, что $W_s \sim x^{2s}$, т. е. главным членом будет W_1 . Первым членом разложения W_1 , пропорциональным x^2 , будет известная формула Клейна — Нишины. При $x \gg 1$ вероятность определяется поглощением большого (порядка x^3) числа квантов из волны и принимает форму вероятности в постоянном скрещенном поле, усредненной по фазе области формирования процесса. Вероятность излучения в постоянном скрещенном

поле по порядку величины равна

$$W \sim \frac{\alpha m^2 n}{q_0} \begin{cases} \chi, & \chi \ll 1, \\ \chi^{2/3}, & \chi \gg 1, \end{cases}$$

где n — средняя плотность налетающих частиц. В области параметров $x, \chi \sim 1$ вероятность нелинейно зависит от x^2 и χ и порядка $\alpha(mc^2/\hbar)(mc^2/q) n$, что соответствует обратному времени жизни электрона по отношению к излучению $\sim 5,6 \cdot 10^{18} (mc^2/q_0) \text{сек}^{-1}$. Значения $\chi \sim 1, x \gg 1$ достигаются, например, для электронов с энергией 20 Гэв (энергия Стэнфордского ускорителя) при поле $B \sim 4 \cdot 10^8$ э и частоте $\omega \lesssim 1$ эв. В этом случае область формирования $m/eB \sim 4 \cdot 10^{-6}$ см, а длина свободного пробега $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ см. Отметим, что в лазерах сейчас достигнуты поля $B \sim 2 \cdot 10^7$ э, т. е. всего в 20 раз меньше приведенных.

В отличие от излучения, процесс образования пары не имеет классического предела, вследствие чего спиновые эффекты всегда существенны. Кроме того, процесс обладает порогом s_0 по числу поглощенных из поля фотонов, зависящим от параметров x, χ . Это приводит к тому, что с ростом x из полной вероятности выпадают последовательно W_1, W_2 и т. д., и это приводит к немонотонной зависимости полной вероятности от x при фиксированном χ . При достаточно малом x в полной вероятности главным слагаемым снова будет W_1 , а его первым членом разложения по x^2 будет известная формула Брейта — Уилера для образования пары двумя фотонами. При $x \gg 1$ вероятность сводится к выражению в постоянном поле, равному по порядку величины

$$W \sim \frac{\alpha m^2 n}{k'_0} \begin{cases} \chi e^{-8/3\chi}, & \chi \ll 1, \\ \chi^{2/3}, & \chi \gg 1. \end{cases}$$

Поскольку зависимость от поляризации волны входит в амплитуду вероятности нелинейно, вероятности одного и того же процесса в линейно и циркулярно поляризованных волнах существенно различны. Это различие особенно поразительно для образования пары при высоком пороге $s_0 \gg 1$. Для линейной поляризации распределение по z достигает максимума вблизи порога, а потом спадает экспоненциально. Для циркулярной поляризации максимум распределения находится между s_0 и $2s_0$ и с ростом x прижимается к $2s_0$; спад слева становится все более крутым, а справа — все более пологим. Это различие связано с большим моментом пары в циркулярной волне, равным числу поглощенных фотонов.

Интересны также эффекты второго порядка по взаимодействию с полем излучения (например, $e \rightarrow ee^+e^-$) и радиационные эффекты — появление массы фотона, изменение массы электрона и аномальный магнитный момент электрона. Радиационные эффекты в постоянном поле ⁶ оптимальны при $\chi \sim 1$ (например, поле $4 \cdot 10^8$ э и энергии 20 Гэв). При более высоких энергиях квадрат массы фотона и изменение массы электрона растут как $\chi^{2/3}$, а аномальный магнитный момент падает как $\chi^{-2/3}$. При $\alpha \chi^{2/3} \gg 1$ необходима точная теория взаимодействия с полем излучения, учитывающая все радиационные поправки — электродинамическое взаимодействие становится сильным. Эта область энергий более доступна, чем соответствующая область логарифмических больших энергий для радиационных эффектов в вакууме.

Хотя при достигнутых в настоящее время лабораторных полях образование пар электрическим полем в вакууме экспоненциально мало, изучение этих процессов интересно как с чисто теоретической стороны, так и со стороны астрофизических применений. Любопытно, что при рассмотрении рассеяния в полях, порождающих пары ⁷⁻⁸, выявляется связь спина и статистики. Рассмотрение показывает, что полная вероятность рассеяния с учетом образования пар в любых возможных состояниях равна единице (как предсказывал Фейнман), т. е. парадокс Клейна при теоретико-полевым подходе действительно исчезает.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Клепиков, ЖЭТФ 16, 19 (1954).
2. T. Egebeg, Rev. Mod. Phys. 38, 626 (1966).
3. А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ 46, 776, 1768; 47, 1130 (1964); 52, 1707 (1967).
4. Н. Б. Нарожный, А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ 47, 931 (1964).
5. В. И. Ритус, ЖЭТФ 56, 986 (1969).
6. В. И. Ритус, ЖЭТФ 57, 2176 (1969).
7. А. И. Никишов, ЖЭТФ 57, 1210 (1969).
8. Н. Б. Нарожный, А. И. Никишов, ЯФ (1970).