

вано наблюдение эффекта). Если бы поглощаемые ядрами фотоны были реальны, то потери энергии генератором не зависели бы от присутствия резонирующих ядер.

Таким образом, мы приходим к выводу, что для ответа на вопрос о реальности существования виртуальных частиц надо четко сформулировать принимаемые критерии.

## § 6. Электромагнитные взаимодействия

1. Рассмотрение отдельных типов взаимодействий мы начнем с электромагнитных, поскольку они наиболее полно изучены как экспериментально, так и теоретически.

Для изучения определенного типа взаимодействия надо выбирать такие частицы, которые активно участвуют в этом взаимодействии, но не подвержены взаимодействиям более сильным. Поэтому электромагнитное взаимодействие удобнее всего изучать на фотонах, электронах, позитронах и мюонах, которые практически нечувствительны к сильным взаимодействиям. Теория электромагнитного взаимодействия этих частиц называется квантовой электродинамикой. Квантовая электродинамика является наиболее далеко продвинутой и в некотором (увы, не в полном!) смысле законченной теорией. В ее рамках можно количественно практически с любой точностью рассчитать любой процесс с фотонами, электронами, позитронами и мюонами. Ни для какого другого взаимодействия это пока невозможно. Образно говоря, квантовая электродинамика дает полное и точное описание всех процессов во Вселенной, состоящей из фотонов, электронов, позитронов и стабильных мюонов.

Так как энергия покоя мюона ( $\approx 100$  МэВ) в двести раз больше энергии покоя электрона, то при энергиях примерно до 100 МэВ (а практически часто и выше) участием мюонов можно пренебречь и рассматривать только электроны, позитроны и фотоны. Те же энергетические соображения в ряде случаев позволяют с хорошей точностью применять квантовую электродинамику и для расчета процессов с участием сильно взаимодействующих частиц. Например, рассеяние электронов и фотонов на протонах при энергиях примерно до 150 МэВ (порог рождения пионов) можно рассчитывать, рассматривая протон как жесткую невозбуждаемую заряженную частицу. Более того, даже при значительно больших энергиях упругое рассеяние, скажем электронов на протонах, можно довольно точно рассчитывать, не интересуясь реальным и виртуальным рождением пионов.

2. Рассмотрим теперь процессы квантовой электродинамики (сначала, для простоты, без участия мюонов) с точки зрения изложенной в § 5 техники диаграмм Фейнмана. Как мы уже говорили, смысл диаграмм Фейнмана состоит в том, что амплитуда исследуемого процесса выражается через цепочку амплитуд других, более элементарных (но, как правило, виртуальных) процессов. Квантовой электродинамике «повезло» в том отношении, что в ней существ-

вует только один элементарный процесс, через который выражаются все остальные. Это изображенный на рис. 7.9 процесс виртуального рождения фотона электроном.

Рис. 7.27 отличается от рис. 7.9 тем, что на электронной линии нанесена стрелка, указывающая ее направление. Эта ориентированность электронной линии имеет такой смысл: если стрелка направлена вдоль оси времени (время, как мы договорились в § 5, течет слева направо), то линия означает электрон. Если же стрелка направлена противоположно оси времени, то линия означает позитрон. Так, диаграмма рис. 7.28 описывает виртуальное рождение фотона позитроном. Из сохранения заряда следует, что ориентация линии не может изменяться даже в тех случаях, когда электронная линия

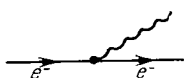


Рис. 7.27. Ориентированная диаграмма, описывающая испускание фотона электроном.



Рис. 7.28. Ориентированная диаграмма для испускания фотона позитроном

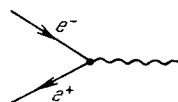


Рис. 7.29. Узел, соответствующий однофотонной аннигиляции электрона и позитрона.

меняет свое направление во времени, как, например, в процессе виртуального рождения фотона при аннигиляции (т. е. уничтожении пары электрон — позитрон) (рис. 7.29).

Перейдя к ориентированным электронным линиям, мы уже можем на диаграмме не указывать символов  $e^+$ ,  $e^-$  (равно как и  $\gamma$ ). Вспомним теперь, какими свойствами обладают узлы рис. 7.27 и 7.28. Вспервых, константа связи  $g_{э,л}/\sqrt{4\pi} = \sqrt{e^2/\hbar c} = \sqrt{1/137}$  при этом узле мала по сравнению с единицей и, что тоже важно, не зависит от энергии. Во-вторых, этот узел универсален в том отношении, что константа при нем не меняется при любой ориентации его концов относительно оси времени. Для узлов рис. 7.27, 7.28, 7.20 и 7.21 константа связи также равна  $g_{э,л}/\sqrt{4\pi}$ . Если второе свойство относится к узлам любых (не только электромагнитных) процессов, то первое является уникальной особенностью квантовой электродинамики \*). Для других взаимодействий константы связи либо превышают единицу, либо растут с энергией.

\*) Более точные расчеты показывают, что при высоких энергиях параметром малости в квантовой электродинамике является величина  $g_{э,л}^2 \ln(E/mc^2)/\sqrt{4\pi}$ , где  $E$  — энергия частицы. Поэтому при очень высоких энергиях теория возмущений становится непригодной. Однако это ограничение области применимости квантовой электродинамики представляет чисто академический интерес, так как из-за слабости логарифмической зависимости энергия, при которой величина  $g_{э,л}^2 \ln(E/mc^2)/\sqrt{4\pi}$  приближается к единице, имеет порядок  $10^{35}$  эВ, т. е. лежит очень далеко за пределами возможностей эксперимента,

Для того чтобы найти сечение любого процесса (рассеяния, рождения, превращения), в квантовой механике надо найти его амплитуду. Сечение пропорционально квадрату модуля этой амплитуды. В диаграммной технике амплитуду любого составного процесса можно рассчитать, зная амплитуду отдельных узлов. Интуитивно чувствуется, что если процесс составной, то его амплитуда будет пропорциональна произведению констант связи, стоящих при отдельных узлах. Поэтому в квантовой электродинамике, где все элементарные узлы одинаковы и имеют константу порядка 0,1, амплитуда процесса, проходящего через  $n$  элементарных процессов (т. е. когда диаграмма имеет  $n$  узлов), при прочих равных условиях будет в  $(g_{эл}/\sqrt{4\pi})^{-n} \approx 10^n$  раз меньше амплитуды элементарного процесса. Поэтому количество узлов в диаграмме удачно названо ее *порядком*. Так, диаграмма третьего порядка имеет три узла, а ее амплитуда в 1000 раз меньше амплитуды, соответствующей диаграмме с одним узлом. Заметим, что сечение процесса  $n$ -го порядка будет пропорционально  $g_{эл}^{2n}/(4\pi)^n$ .

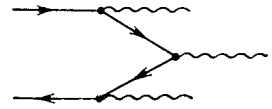


Рис 7.30. Трехфотонная аннигиляция электрона и позитрона.

При расчете конкретного процесса надо просуммировать все соответствующие ему диаграммы. Но благодаря малости  $g_{эл}/\sqrt{4\pi}$  практически оказывается достаточным учесть диаграммы низших возможных порядков. Например, аннигиляция позитрона и электрона с испусканием трех фотонов довольно точно будет описываться диаграммой 3-го порядка (рис. 7.30).

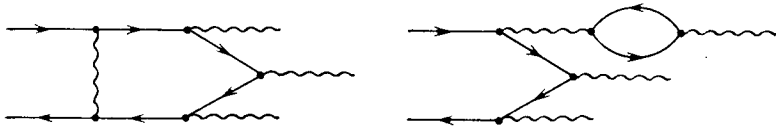


Рис. 7.31. Диаграммы аннигиляции  $e^+ + e^- \rightarrow 3\gamma$  более высокого (чем третий) порядка.

Диаграммы следующих порядков, такие как на рис. 7.31, будут давать поправки к амплитуде порядка процента (т. е. порядка  $g_{эл}^2/4\pi$ ). Подчеркнем, что поправка порядка  $g_{эл}/\sqrt{4\pi}$  получиться не может, так как любой процесс описывается диаграммами либо только четного, либо только нечетного порядка.

3. Основной для квантовой электродинамики узел 1-го порядка (рис. 7.27, 7.28) при любой ориентации его линий относительно оси времени описывает только виртуальные процессы. Наиболее простыми из реальных являются процессы второго порядка. Таких

процессов существует семь:

$$\begin{aligned}
 \text{а) } \gamma + e^- &\rightarrow \gamma' + e'^-, & \text{б) } e^- + e^- &\rightarrow e'^- + e'^-, \\
 \text{в) } e^- + e^+ &\rightarrow e'^- + e'^+, & \text{г) } e^- + e^+ &\rightarrow \gamma' + \gamma', \\
 \text{д) } \gamma + e^+ &\rightarrow \gamma' + e'^+, & \text{е) } e^+ + e^+ &\rightarrow e'^+ + e'^+, \\
 \text{ж) } \gamma + \gamma &\rightarrow e^- + e^+.
 \end{aligned}
 \tag{7.81}$$

Прежде чем записывать диаграммы этих процессов, укажем, что не все они независимы. Вспомним, что электромагнитные взаимодействия инвариантны относительно операции зарядового сопряжения, при которой меняются знаки зарядов. Из этой инвариантности следует, что процесс д) будет протекать точно так же, как а), а процесс е) — точно так же, как б). Электромагнитные взаимодействия инвариантны и относительно временного отражения  $T$ , откуда следует, что процесс ж) связан с процессом г) принципом детального равновесия. Таким образом, только первые четыре процесса являются независимыми друг от друга. Если бы электромагнитные взаимодействия не обладали инвариантностью относительно зарядового сопряжения и временного отражения  $T$ , то все семь процессов 2-го порядка являлись бы независимыми друг от друга. Рассмотрим теперь каждый из процессов 2-го порядка подробнее.

4. Первым из процессов 2-го порядка мы поставили рассеяние фотонов на электронах, т. е. комптон-эффект. Рассмотрение этого процесса начнем с его кинематики. Если обозначить через  $k$ ,  $k'$  импульсы падающего и рассеянного фотонов, а через  $p$ ,  $p'$  начальный и конечный импульсы электрона, то законы сохранения импульса и энергии при комптон-эффекте запишутся в виде (см. § 2)

$$k = p' + k', \tag{7.82}$$

$$kc + mc^2 = k'c + \sqrt{p'^2 c^2 + m^2 c^4}. \tag{7.83}$$

Здесь мы учли, конечно, что в реальных экспериментах электрон обычно в начальном состоянии покоится, так что  $p = 0$ . Из (7.82) следует, что

$$p'^2 = k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \vartheta,$$

где  $\vartheta$  — угол рассеяния кванта. Из (7.83) легко получить, что

$$p'^2 + m^2 c^2 = (k - k' + mc)^2.$$

Исключая из двух последних соотношений  $p'^2$ , получим

$$kk' (1 - \cos \vartheta) = mc (k - k'),$$

или окончательно

$$\lambda' - \lambda = \Lambda (1 - \cos \vartheta), \tag{7.84}$$

где

$$\Lambda = \frac{\hbar}{mc} \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ см}, \quad \lambda = \frac{\hbar}{k}, \quad \lambda' = \frac{\hbar}{k'}.$$

Величина  $\Lambda$  называется комptonовской длиной волны электрона. Как мы увидим, этой величиной определяются размеры области, в которой протекают многие (но не все) квантовоэлектродинамические процессы. Из (7.84) ясно видно, что при комptonовском рассеянии увеличивается длина волны, т. е. уменьшается частота  $\gamma$ -кванта. Это уменьшение частоты, очевидное с точки зрения корпускулярной картины (уменьшение энергии фотона за счет передачи части энергии электрону), не поддается объяснению в классической электродинамике, где частота света при рассеянии не меняется. Соотношение (7.84) в свое время было подвергнуто тщательной экспериментальной проверке, которую оно с честью выдержало.

Интенсивность комpton-эффекта описывается его сечением. Теоретический расчет этого сечения (1929 г.) был одним из первых успешных применений квантовой теории поля. Этот расчет и поныне является образцом для проведения вычислений сечений в квантовой электродинамике. Расчетное дифференциальное сечение равно (*формула Клейна — Нишины — Тамма*)

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left(\frac{k}{k'} + \frac{k'}{k} - \sin^2 \vartheta\right), \quad (7.85)$$

где  $r_0 = e^2/mc^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см. Интегрированием по углам отсюда можно получить полное сечение комpton-эффекта

$$\sigma_c = \sigma_0 \frac{3}{4} \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^3} \left[ \frac{2\varepsilon(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\}, \quad (7.86)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} r_0^2, \quad (7.87)$$

$$\varepsilon = \frac{\hbar\omega}{mc^2}. \quad (7.88)$$

Громоздкость выражения (7.86) для полного сечения может показаться неожиданной, так как дифференциальное сечение (7.85) имеет, казалось бы, довольно простой вид. На самом деле зависимость сечения от угла в (7.85) тоже не проста, так как энергия  $k'$  вылетающего фотона сама зависит от угла согласно (7.84). Из формул (7.85), (7.86) можно усмотреть следующие особенности комpton-эффекта. Прежде всего при малых (по сравнению с  $mc^2$ ) энергиях фотонов согласно (7.84)  $k' \rightarrow k$ , и в пределе мы получим, как это и требуется принципом соответствия, классический результат

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \vartheta), \quad \sigma_c = \sigma_0, \quad ck \ll mc^2. \quad (7.89)$$

Здесь стоит упомянуть, что соотношение (7.89) в давние доквантовые времена послужило поводом для введения классического электромагнитного радиуса электрона, равного  $r_0$  по порядку величины. Эта идея, как казалось, подкреплялась и тем, что электростатическая энергия заряда, размазанного в области размера  $r_0$ , имеет порядок массы электрона. Однако впоследствии выяснилось, что эта оценка не имеет отношения к реальному радиусу электрона. На самом деле величина порядка  $\sigma_0$  для сечения комптон-эффекта имеет следующее происхождение. Масштабом длины для квантовоэлектродинамических процессов с электронными виртуальными линиями является комптоновская длина волны  $\Lambda = \hbar/mc$ . Именно такой путь успевает в среднем пройти виртуальный электрон.



Рис. 7.32. Диаграмма, которая наряду с диаграммой 7.4 описывает комптон-эффект.

Поэтому взаимодействие происходит в объеме с поперечной площадью порядка  $(\hbar/mc)^2$ . В комптон-эффект дают вклад две диаграммы, изображенные на рис. 7.4 и 7.32. Каждая из этих диаграмм содержит два узла. Поэтому амплитуда рассеяния содержит множитель  $g_{эл}^2/4\pi$ ,

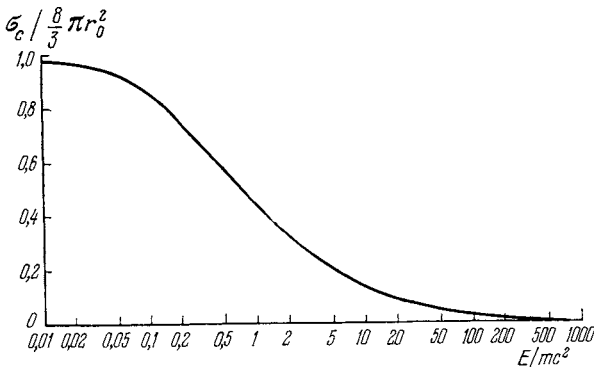


Рис 7.33. Зависимость полного сечения  $\sigma_c$  комптон-эффекта от энергии  $E$  фотона.

а сечение — множитель  $g_{эл}^4/(4\pi)^2 = (e^2/\hbar c)^2$ . Отсюда вытекает, что полное сечение должно иметь порядок

$$\frac{\Lambda^2 g_{эл}^4}{(4\pi)^2} = \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 = r_0^2. \quad (7.90)$$

С увеличением энергии  $\gamma$ -квантов полное сечение постепенно спадает (рис. 7.33). Угловое распределение при этом все сильнее и сильнее вытягивается вперед в полном соответствии с выводами § 4 (рис. 7.34). Как мы увидим в гл. VIII, § 4, комптон-эффект играет важнейшую роль в процессах поглощения  $\gamma$ -излучения веществом,

так как сечение  $\sigma_c$  довольно велико, а вещество обычно содержит электронов гораздо больше, чем ядер. Замечательное согласие формул (7.85), (7.86) с опытными данными явилось триумфом квантовой теории поля и послужило сильнейшим толчком к расчету других процессов.

5. Рассеяние электрон — электрон было вычислено методами квантовой электродинамики почти одновременно с комптон-эффектом. Этот процесс, как и комптон-эффект, описывается диаграммой 2-го порядка, но иной формы (рис. 7.12). В этой диаграмме промежуточной виртуальной линией является фотонная. Передаваемый

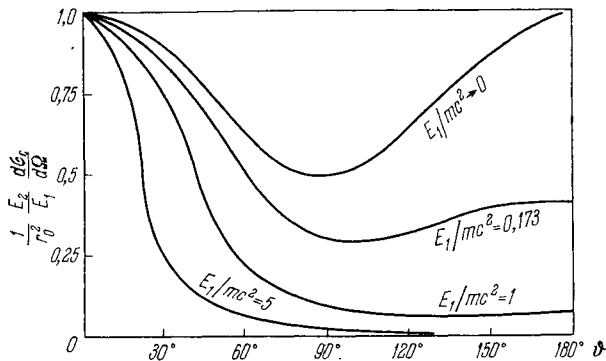


Рис. 7.34. Угловые распределения фотонов, рассеянных на электроне, для разных энергий  $E_1$  налетающих фотонов.

$E_2$  — энергия рассеянных фотонов,  $r_0 = e^2/mc^2$ .

виртуальным фотоном импульс может быть сколь угодно малым при конечных энергиях сталкивающихся электронов. Поэтому радиус взаимодействия здесь оказывается бесконечным. Это проявляется в том, что бесконечным оказывается полное сечение. Мы не будем приводить громоздкой формулы для дифференциального сечения, а лишь укажем, что в нерелятивистском пределе при  $p \ll mc$  для этого сечения получается не хорошо известная формула Резерфорда, а несколько иное выражение

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{4c^4 r_0^2}{v^4} \left\{ \frac{1}{\sin^4 \vartheta} + \frac{1}{\cos^4 \vartheta} - \frac{1}{\sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta} \right\} \cos \vartheta, \quad (7.91)$$

где  $v$  — скорость налетающего электрона. Отличие (7.91) от формулы Резерфорда связано с неразличимостью падающего электрона и электрона мишени.

6. Более интересным является процесс столкновения электрона с позитроном. Система электрон — позитрон является истинно нейтральной (см. § 2, п. 5). Поэтому в ней возможно не только упругое рассеяние, но и превращение в более легкие частицы, т. е.

в фотоны или в нейтрино. Но превращение в нейтрино имеет ничтожную вероятность, так как оно возможно лишь за счет слабых взаимодействий. Превращение же в фотоны может идти довольно энергично. Наиболее вероятным превращением является процесс, которому соответствует диаграмма с наименьшим числом узлов. Легко понять, что этим процессом будет *двухфотонная аннигиляция*  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ , которой соответствует диаграмма рис. 7.19.

Расчетное (как всегда в квантовой электродинамике, прекрасно совпадающее с экспериментальным) сечение этого процесса при малых энергиях позитрона, налетающего на покоящийся электрон, равно

$$\sigma_{\text{анниг}} = \pi r_0^2 c/v, \quad (7.92)$$

где  $v$  — скорость позитрона. В эту формулу также вошел характерный параметр  $r_0$ , о котором мы уже говорили при рассмотрении комптон-эффекта. Заметим, что диаграмма рис. 7.19 имеет электронную внутреннюю линию и вообще отличается от обеих диаграмм комптон-эффекта только ориентацией концов относительно оси времени. А появление скорости в знаменателе — это уже знакомый нам закон « $1/v$ » для экзотермических реакций (см. гл. IV, § 4). Из (7.92) видно, что аннигиляцию легче всего наблюдать для замедлившихся позитронов. В этом случае два  $\gamma$ -кванта вылетают в противоположных направлениях и имеют энергии по  $mc^2 = 0,51$  МэВ.

Драматичная история открытия позитрона и его аннигиляции. Началось с того, что Дирак в 1928 г. предложил для описания движения релятивистского квантового электрона замечательное уравнение, которое удивительно хорошо без всяких эмпирических констант описывало все известные тогда тонкие детали спектра атома водорода. Вскоре, однако, было подмечено, что уравнение Дирака имеет «лишние» решения, соответствующие отрицательным массам и энергиям электрона. Существование же отрицательных масс явно невозможно, так как в этом случае частица двигалась бы против силы и, например, «диполь» из двух частиц с разными по знаку массами саморазгонялся бы. Эти «лишние» решения не удавалось вычеркнуть, не портя уравнения и ряда проверенных на опыте выводов из него. Тогда Дирак в 1930 г. выдвинул идею, потрясшую его современников. Он воспользовался принципом Паули и принял, что вакуум — это такое состояние, в котором заполнены все состояния электрона с отрицательной энергией. В этом случае переход электрона в состояние с отрицательной энергией невозможен. Если же вырвать вакуумный электрон из состояния с отрицательной энергией, то образуется электрон с положительной энергией и «дырка» на бесконечном фоне заполненных состояний. Можно показать, что такая «дырка» будет вести себя как частица с положительной массой (энергией) и с положительным зарядом. Дирак поначалу отождествил эту «дырку» с протоном. Но ему вскоре указали, что, во-первых, масса дырки должна быть строго равной массе электрона, а, во-вторых, «дырка» будет аннигилировать при столкновении с электроном. Тогда Дирак объявил, что предсказываемая им «дырка» представляет собой новую еще не открытую элементарную частицу. В эпоху, когда элементарных частиц было известно всего три, такое предсказание было столь смелым, что в него не поверили даже авторы монографий того времени, посвященных уравнению Дирака. Но вскоре (С. Д. Андерсон, 1932) позитрон был открыт в космических лучах,



7. Расчетные методы квантовой электродинамики успешно применяются и для расчета практически важных процессов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомами и ядрами. В этих расчетах ядро трактуется просто как точечный, или размазанный по объему ядра, но жестко связанный, заряд  $Ze$ . Здесь, конечно, надо иметь в виду, что, кроме таких чисто электромагнитных взаимодействий, могут идти еще фотоядерные реакции (см. гл. IV, § 11), а также процессы, связанные с поляризуемостью ядер. Однако интерференция между этими разнородными процессами практически отсутствует. Поэтому все их можно рассчитывать независимо. В чисто электромагнитном взаимодействии  $\gamma$ -квантов с атомами и ядрами практически важнейшими процессами являются *фотоэффект* и *рождение пар*. Фотоэффект состоит в том, что  $\gamma$ -квант поглощается атомом, из которого вылетает электрон. Свободный электрон поглотить фотон не может, так как при этом нельзя одновременно соблюсти законы сохранения энергии и импульса. Очевидно поэтому, что фотоэффект в основном будет идти при энергиях, сравнимых с энергией связи электрона в атоме, и что основную роль (порядка 80% при  $\hbar\omega \gg I$ , где  $I$  — *ионизационный потенциал*) будет играть фотоэффект с самой глубокой  $K$ -оболочки атома. И действительно, сечение фотоэффекта резко падает при увеличении энергии  $\gamma$ -кванта. Закон сохранения импульса при фотоэффекте практически не действует, потому что ядру фотон может отдать большой импульс, практически не передавая ему энергии (из-за большой массы ядра). Закон сохранения энергии выражается соотношением Эйнштейна

$$\frac{p^2}{2m} = \hbar\omega - I, \quad (7.93)$$

где  $p$  — импульс электрона. Это соотношение сыграло важную роль для установления квантовой природы света. Действительно, из него следует, что при  $\hbar\omega - I < 0$  фотоэффект невозможен ни при какой интенсивности падающего излучения, что можно объяснить только с помощью квантовой теории. С диаграммной точки зрения фотоэффект представляет собой процесс 3-го порядка (рис. 7.35). Несмотря на это, сечение фотоэффекта не так уж мало, особенно для тяжелых ядер, за счет того, что константа взаимодействия в узле ядро — фотон равна не  $\sqrt{e^2/\hbar c}$ , а  $\sqrt{Z^2 e^2/\hbar c}$ .

Если левый «хвост» электронной линии на диаграммах рис. 7.35 завернуть направо, то получится диаграмма другого важного процесса — рождения электронно-позитронных пар в поле ядра (рис. 7.36). Этот процесс, очевидно, можно записать в виде

$$\gamma + zX^A \rightarrow zX^A + e^+ + e^-. \quad (7.94)$$

Нетрудно усмотреть следующие особенности этой реакции. Во-первых, она эндотермична и имеет порог, равный  $2mc^2 = 1,02$  МэВ.

Во-вторых, в отличие от фотоэффекта, она может идти не только на атоме, но и на изолированном ядре, так как электрон в начальном состоянии здесь не нужен. Сам процесс (7.94) важен тем, что его сечение (в отличие от фотоэффекта и комптон-эффекта) растет с энергией. Поэтому рождение пар в поле ядра является основным процессом поглощения  $\gamma$ -излучения высокой энергии в веществе (подробнее см. гл. VIII, § 4, п. 6).

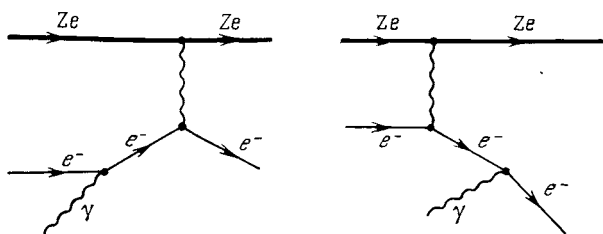


Рис. 7.35. Диаграммы фотоэффекта.  $Ze$  — линия атомного ядра.

Методами квантовой электродинамики можно рассчитывать и сечение упругого рассеяния электронов на ядрах и на отдельных нуклонах. Сопоставление этих расчетов с экспериментальными данными дает возможность исследовать электромагнитную структуру ядер (гл. II, § 6) и нуклонов (§ 7, п. 11).

8. Учет диаграмм наименьшего возможного порядка в конкретном расчете в квантовой электродинамике дает результат, правильный лишь с точностью до  $g_{эл}^2/4\pi = 1/137 \approx 1\%$ . Для получения более точных результатов необходимо принимать во внимание диаграммы следующих, более высоких порядков.

Однако эти «поправочные» диаграммы при прямолинейном расчете приводят к бессмысленным бесконечным результатам. В конце сороковых годов для вычислений с такими диаграммами была создана громоздкая и довольно хитроумная обходная расчетная техника, получившая название *теории перенормировок* (Г. Бете, С. Томонага, Дж. Швингер, Р. Фейнман, Ф. Дайсон и др. (1946—1951 гг.)). В этой технике для любых диаграмм получаются однозначные и конечные результаты. Успехи этой теории оказались поистине блестящими. Так, было предсказано, что магнитный момент  $\mu$  электрона должен слегка отличаться от магнетона Бора  $\mu_e = e\hbar/2mc$ :

$$\mu = \mu_e + \Delta\mu = \mu_e + \mu_e \frac{e^2}{2\pi\hbar c}. \quad (7.95)$$

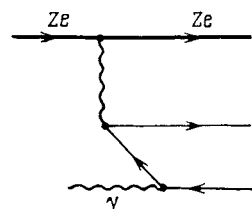


Рис. 7.36. Рождение фотоном электронно-позитронной пары в поле атомного ядра.

Успехи этой теории оказались поистине блестящими. Так, было предсказано, что магнитный момент  $\mu$  электрона должен слегка отличаться от магнетона Бора  $\mu_e = e\hbar/2mc$ :

Эксперимент подтвердил это отличие (Р. Куш и др., 1949). Аналогичная поправка обнаружена у мюона. В атоме водорода без перенормировочных поправок уровни  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$  оказывались совпадающими. Тонкие радиочастотные методы позволили с большой точностью измерить малое (порядка  $10^3$  МГц  $\approx 4 \cdot 10^{-6}$  эВ) расщепление  $\Delta E_{\text{лэмб}}$  этих уровней (лэмбовский сдвиг, В. Лэмб, Р. Резерфорд, 1947). Теоретический расчет дал расщепление, с точностью до четырех знаков совпадающее с экспериментальным.

В дальнейшей теоретические и экспериментальные значения аномального магнитного момента и лэмбовского сдвига неоднократно уточнялись, но всегда соответствовали друг другу. Приведем современные опытные данные и теоретические значения  $\Delta\mu_{\text{э,л}}$  и  $\Delta E_{\text{лэмб}}$ :

$$\begin{aligned} \Delta\mu_{\text{э,л}} &= (1159655,4 \pm 3,3) \cdot 10^{-9} \mu_e, & \text{(теория);} \\ \Delta E_{\text{лэмб}} &= (1057,65 \pm 0,05) \text{ МГц,} \\ \Delta\mu_{\text{э,л}} &= (1159652,410 \pm 0,200) \cdot 10^{-9} \mu_e & \text{(эксперимент).} \\ \Delta E_{\text{лэмб}} &= (1057,911 \pm 0,012) \text{ МГц} \end{aligned}$$

9. В начале этого параграфа мы говорили, что в квантовую электродинамику можно наряду с электронами и позитронами включить еще положительный и отрицательный мюоны. Удивительным свойством мюона является его полное сходство с электроном во всех свойствах, кроме массы. Обе частицы электрически заряжены и имеют спин половина. Обе частицы не подвержены сильным взаимодействиям. Электромагнитное взаимодействие для обеих частиц совершенно одинаково вплоть до таких тонких деталей, как, скажем, поправка (7.95) к магнитному моменту (но, конечно, в выражение для магнетона Бора у каждой частицы входит своя масса). Забегая вперед, скажем, что и в отношении слабых взаимодействий электрон и мюон ведут себя совершенно одинаково. И то, что в слабых взаимодействиях мюон распадается на электрон (см. (7.50)), а не наоборот, получается только потому, что мюон тяжелее электрона. Почему в природе существуют две частицы, так сильно различающиеся по массе и столь сходные во всех остальных отношениях? Это, пожалуй, один из самых загадочных вопросов физики элементарных частиц. Что же касается «практического» участия мюонов в квантово-электродинамических процессах, то оно в общем-то невелико из-за большой массы мюона. Если явления с виртуальными электронами разыгрываются в области  $\hbar/mc$ , то явления с виртуальными мезонами ограничиваются областью, размеры которой в двести раз меньше. Поэтому сечение процессов с участием виртуальных мюонов (комpton-эффект, рождение пар и т. д.) на 4—5 порядков меньше соответствующих электронных сечений. Например, сечение комpton-эффекта уменьшается в  $200^2 = 4 \cdot 10^4$  раз из-за того, что в знаменателе формулы для  $r_0^2$  (см. (7.85)) стоит квадрат массы. Кроме того, про-

цессы с рождением мюонных пар имеют довольно высокий порог, порядка 200 МэВ.

10. Всякую теорию удобно проверять на простейших системах, где возможны достаточно точные расчеты. В квантовой электродинамике такой главной «пробной» системой издавна являлся атом водорода. Однако атом водорода — не единственная связанная система двух тел в квантовой электродинамике. Действительно, такую систему можно составить из любых двух частиц с противоположными зарядами, например  $e^+ - e^-$ ,  $\mu^+ - e^-$ ,  $\mu^- - p$ . Эти водородоподобные системы называются соответственно позитроний, мюоний и мезоводород. Энергия частицы приведенной массы  $m_{\text{прив}}$  (см. приложение I) в кулоновском поле притяжения единичных зарядов имеет вид

$$E = \frac{p^2}{2m_{\text{прив}}} - \frac{e^2}{r}. \quad (7.96)$$

Выразив в соответствии с (1.19) импульс  $p$  через приведенную длину волны  $\lambda$ , это выражение можно переписать в виде

$$\frac{E}{m_{\text{прив}}} = \frac{\hbar^2}{2(\lambda m_{\text{прив}})^2} - \frac{e^2}{m_{\text{прив}} r}. \quad (7.97)$$

Из (7.97) видно, что при увеличении приведенной массы в  $n$  раз энергии уровней водородоподобного атома в  $n$  раз увеличатся, а радиусы соответствующих орбит в  $n$  раз уменьшатся. Например, у позитрона приведенная масса равна  $m/2$ , так что энергия его уровней вдвое меньше, чем уровней атома водорода, а орбиты — вдвое больше. Напротив, у мезоводорода энергии уровней в двести раз больше, чем у обычного водорода, а радиусы орбит — в двести раз меньше. Малость орбит мезоатомов приводит ко многим интересным эффектам. Медленный отрицательный мюон легко проникает сквозь атомную оболочку и «садится» на свою  $K$ -оболочку в непосредственной близости от ядра. В тяжелых ядрах радиус орбиты мюона становится сравнимым с радиусом ядра. Поэтому мюон основную часть времени проводит внутри ядра и тем самым «чувствует» его форму. Действительно, для ядра с атомным номером  $Z = 40$  радиус мюонной  $K$ -орбиты равен  $6 \cdot 10^{-13}$  см, что примерно соответствует радиусу  $R$  ядра циркония ( $R \approx 6 \cdot 10^{-13}$  см).

Если бы мюон жил на несколько порядков дольше положенного ему времени жизни ( $\approx 10^{-6}$  с), то он сыграл бы решающую роль в катализе ядерного синтеза. Идея (Ф. Франк, 1947) этого катализа состоит в том, что в мезомолекулах, т. е. в молекулах, в которых электроны заменены на мюоны, ядра находятся близко друг к другу и могут вступать в ядерную реакцию синтеза, если она энергетически возможна.

Нестабильны не только системы, содержащие мюоны, но и позитроний. У позитрония есть два низших энергетических состояния: с параллельными (ортопозитроний) и с антипараллельными (пара-

позитроний)спинами. Парапозитроний зарядово четен (см. § 6, п. 10). Он распадается на два кванта и имеет время жизни порядка  $10^{-10}$  с. Ортопозитроний зарядово нечетен и поэтому может распадаться не менее чем на три кванта. А это — процесс 3-го порядка. Поэтому ортопозитроний живет сравнительно долго, примерно  $10^{-8}$  с.

Спектры позитрония и мезоводорода довольно точно рассчитаны и промерены. И здесь не удалось обнаружить расхождений квантовой электродинамики с экспериментом.

Проблема пределов применимости квантовой электродинамики при достигнутой в настоящее время время точности измерений связана не только с электромагнитными, но и с сильными взаимодействиями (см. ниже § 7, п. 11).

## § 7. Сильные взаимодействия

1. Главные опытные свойства сильных взаимодействий таковы:

а) Сильные взаимодействия не универсальны. Они не действуют на лептоны и фотоны.

б) Сильные взаимодействия являются доминирующими для тех частиц, которые подвержены их действию. Такие частицы называются *адронами*.

в) Полные сечения  $\sigma_t$  рассеяния адрон — адрон при энергиях столкновения (в СЦИ) в области примерно от 5 до 10 ГэВ для всех адронов имеют порядок 20—40 мбарн (рис. 7.37). При этом адроны ведут себя как черные, т. е. абсолютно непрозрачные шары радиуса  $R_0$ , определяемого очевидным соотношением

$$\sigma_t = \pi (2R_0)^2, \quad (7.98)$$

если в  $\sigma_t$  не включать дифракционное рассеяние. Отсюда получается оценка  $R_0 \approx \approx 0,35 \cdot 10^{-13}$  см.

То, что адрон при таких энергиях ведет себя именно как черный шар, а не как серый шар большего радиуса, подтверждается тем, что опытный угол  $\vartheta$  дифракционного рассеяния согласуется с оценкой

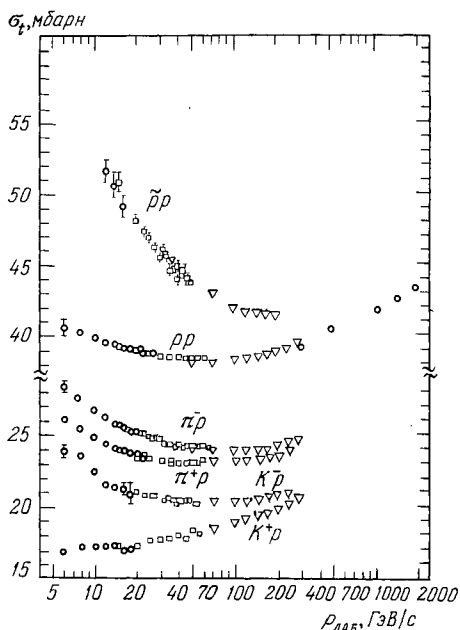


Рис. 7.37. Полное сечение  $\sigma_t$  рассеяния адронов  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$  на протонах.

Кружки, треугольники и т. д. — данные разных лабораторий