

ную цепь последовательных распадов различных частиц. Чтобы иметь возможность производить такие наблюдения, нужны регистрирующие приборы с колоссальным эффективным объемом. Таким уникальным прибором является пузырьковая камера, о которой мы подробно расскажем в гл. IX, § 4, п. 9. На рис. 7.2 изображена фотография, на которой посчастливилось зафиксировать образование и все стадии распада Ω -гиперона.

§ 5. Механизм взаимодействия элементарных частиц

1. Рассматривавшиеся нами до сих пор законы сохранения дают возможность разобраться в классификации частиц и в установлении разрешенных и запрещенных реакций и распадов. Для получения более полной информации о взаимодействиях элементарных частиц нам нужны какие-то представления о структуре частиц и о механизме протекания реакций и распадов. Полная теория этого круга явлений до сих пор не создана. Однако многие отдельные детали механизма взаимодействия элементарных частиц могут быть поняты на основе простых соображений, связанных с соотношениями неопределенностей (гл. I, § 3)

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2, \quad \Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar/2.$$

Из этих соотношений следует, что если частица существует в течение короткого промежутка времени Δt , то ее энергия может флуктуировать на величину $\hbar/2\Delta t$, а если частица находится лишь в области размера Δx , то ее импульс флуктуировать на величину $\hbar/2\Delta x$. Таким образом, в течение малых промежутков времени может «временно» нарушаться закон сохранения энергии, а в процессах, происходящих внутри малых объемов, могут происходить «местные» нарушения закона сохранения импульса. Рассмотрим простой пример. Если свободная частица имеет энергию E_p , то ее волновая функция $\Psi(t)$ гармонически зависит от времени,

$$\Psi(t) = \exp\left(-i \frac{E_p t}{\hbar}\right) \Psi(0). \quad (7.70)$$

Пусть теперь частица существует лишь в промежутке времени $-T/2 \leq t \leq T/2$, так что ее волновая функция равна нулю вне этого промежутка. Тогда фурье-образ $\tilde{\Psi}(\omega)$ этой функции определяется формулой

$$\tilde{\Psi}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} dt e^{i\omega t} \Psi(t) = \frac{\Psi(0)}{\pi} \frac{\sin\{T(\omega - E_p/\hbar)/2\}}{\omega - E_p/\hbar}. \quad (7.71)$$

Из (7.71) видно, что функция $\tilde{\Psi}(\omega)$ хотя и имеет максимум при частоте $\omega = E_p/\hbar$, но отлична от нуля и при других частотах. Тем самым энергия $\hbar\omega$ частицы может отличаться от энергии E_p .

Эту размазанность энергии у частицы, существующей ограниченное время, можно трактовать двумя способами, различие между которыми, пожалуй, более терминологическое, чем физическое. В одной трактовке считают, что энергия свободной частицы остается равной E_p , даже если эта частица существует конечный момент времени. Отклонение $|\hbar\omega - E_p|$ приписывают возможности нарушения закона сохранения энергии в течение коротких промежутков времени. В другой трактовке полагают, что если частица живет время T , то ее энергией является величина $E = \hbar\omega$, а не E_p . Согласно этой трактовке в течение малых промежутков времени закон сохранения энергии точно соблюдается, а нарушается правильная связь между энергией, импульсом и массой:

$$E^2 \neq p^2c^2 + m^2c^4. \quad (7.72)$$

Вторая трактовка более распространена и более удобна для использования, несмотря на наличие у нее некоторых «темных» сторон. Так, во второй трактовке частица может иметь не только времени-подобный, но и пространственноподобный четырехмерный вектор энергии-импульса, например, иметь нулевую полную энергию и ненулевой импульс. Этот недостаток более чем окупается спасением закона сохранения энергии.

Частицы, для которых имеет место нарушение соотношения (1.5) между энергией, массой и импульсом, называются *виртуальными*. Виртуальными называются и процессы с испусканием таких частиц. Имея в виду неравенство (7.72), часто говорят, что *виртуальные частицы находятся вне массовой оболочки*.

2. В виртуальных процессах продолжают действовать ограничения, связанные с сохранением различных зарядов, странности и шарма, но не действуют ограничения по энергии и импульсу. Поэтому виртуально могут идти эндотермические реакции ниже порога, а также многие процессы, которые реально не могут идти ни при каких энергиях. Например, свободный электрон не может поглотить (или испустить) фотон, потому что при этом не могут быть одновременно соблюдены законы сохранения энергии и импульса. Это особенно просто увидеть, воспользовавшись равноправием всех инерциальных систем координат и записав баланс энергии в системе, где электрон покоится после поглощения фотона, т. е. где до поглощения импульс p электрона равен и противоположен импульсу k фотона:

$$p = -k, \quad \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} + |k|c = mc^2. \quad (7.73)$$

Очевидно, что это равенство соблюдается только при $p = k = 0$, т. е. при отсутствии фотона. Но виртуально процесс

$$\gamma + e^- \rightarrow (e^-)_v \quad (7.74)$$

может идти. Скобками с индексом «v» мы обозначили виртуальный характер получившегося электрона. Этот виртуальный электрон

не может существовать долго, а должен распасться снова на γ -квант и реальный электрон, которые, однако, могут вылететь в направлениях, отличных от первоначальных:

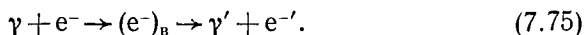






Схема (7.75) соответствует современным представлениям о механизме комптон-эффекта. Этот механизм не следует путать с механизмом составного ядра, когда (7.72) не имеет места.

Подобная (7.75) трактовка реакций с элементарными частицами как последовательности нескольких виртуальных процессов широко используется в физике элементарных частиц и позволяет понять многие, хотя и далеко не все, детали механизмов различных реакций и распадов.

3. Для описания виртуальных процессов существует удобный графический метод, разработанный первоначально Р. Фейнманом для описания механизма процессов в *квантовой электродинамике* — науке об электромагнитном взаимодействии электронов, позитронов, мюонов и фотонов друг с другом. Метод Фейнмана позволяет не только графически изображать, но и рассчитывать сечения различных процессов. К сожалению, этой расчетной стороны мы касаться не можем, поскольку мы не предполагаем, что читатель знаком с математическим аппаратом уравнения Дирака и квантовой теории поля. Нам придется ограничиться лишь перечислением различных процессов и качественными оценками.

Перейдем теперь к сути графического метода. В этом методе каждому механизму исследуемого процесса сопоставляются определенные графические схемы, в каком-то смысле отображающие развитие процесса в пространстве и во времени, называемые *диаграммами Фейнмана*. Один и тот же процесс часто может со сравнимыми интенсивностями происходить за счет нескольких, а то и очень многих различных механизмов.

Будем считать, что на этом графике ось времени направлена слева направо, так что слева будут начальные состояния, а справа — конечные. (Это правило является хотя и широко распространенным, но не общепринятым. Часто ось времени ориентируют снизу вверх.) Каждой участвующей в процессе *частице* на диаграмме Фейнмана соответствует *линия*. Чтобы легче отличать частицы друг от друга, разные частицы изображают разными линиями. Мы будем использовать следующие обозначения:

-  *барионы* — тройная прямая линия;
-  *пионы и каоны* — двойная линия;
-  *электроны, мюоны и нейтрино* — тонкая прямая линия;
-  *фотон* — тонкая волнистая линия.

Линии других частиц мы будем объяснять по мере их появления. Для определенности около линии часто ставится символ частицы. Только что нарисованные линии являются простейшими диаграммами Фейнмана. Каждая из этих линий описывает свободное движение соответствующей частицы. Свободный левый конец линии означает, что частица существует в начальном состоянии, а свободный правый конец означает, что частица существует в конечном состоянии. То, что на линии нет никаких дополнительных построений (узлов), показывает, что частица все время остается свободной.

Аналогично для любой другой диаграммы *свободные левые и правые концы линий относятся к частицам, присутствующим соответственно в начальном и конечном состояниях.*

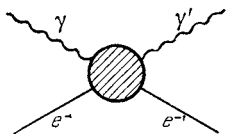


Рис. 7.3. Диаграмма комптон-эффекта
 $\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^-$.

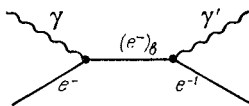


Рис. 7.4. Диаграмма основного механизма $\gamma + e^- \rightarrow (e^-)_\delta \rightarrow \gamma' + e^-$ комптон-эффекта.

Взаимодействие частиц на диаграмме изображается *узлами*. Узел — это кружок (или точка) с входящими и выходящими линиями. Узел может изображать как весь процесс, так и отдельные его этапы. Например, весь комптон-эффект можно изобразить диаграммой рис. 7.3.

Такая диаграмма полностью описывает весь комптон-эффект, но она слишком обща и не дает представления о механизме процесса. Если же считать, что основным механизмом комптон-эффекта является виртуальное поглощение и испускание фотона, то в диаграмме рис. 7.3 можно конкретизировать узел и изобразить ее в форме, соответствующей (7.75). Узел часто называется также *вершиной* диаграммы. То, что на рис. 7.3 узел изображен кружком, а на рис. 7.4 — точкой, имеет определенный смысл. Кружком обозначается сложный процесс, происходящий в конечном и в некотором смысле доступном измерению интервале времен и расстояний. Точкой обозначается элементарный процесс, совершающийся локально, т. е. мгновенно и в одной точке пространства. Узел элементарного процесса полностью описывается одним числом или несколькими числами, называемыми константами связи. Для описания же узла сложного процесса нужна функция (или даже несколько функций) от одной или нескольких инвариантных переменных. Как мы увидим ниже, виртуальное испускание и поглощение фотона электроном считаются именно такими элементарными локальными процессами.

На рис. 7.4 имеется отрезок электронной линии (соединяющий узлы), не имеющий ни одного свободного конца. Такого рода линии называются *внутренними*. За очень редкими исключениями внутренняя линия всегда относится к виртуальной частице.

Чтобы проиллюстрировать метод составления диаграмм для различных процессов, приведем еще в качестве примера фоторождение заряженных пионов на протонах:



Общая диаграмма реакции имеет вид, изображенный на рис. 7.5. Одним из возможных механизмов этой реакции является виртуаль-

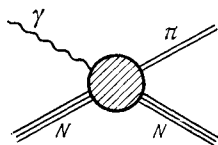


Рис. 7.5. Диаграмма фоторождения пионов на нуклонах.

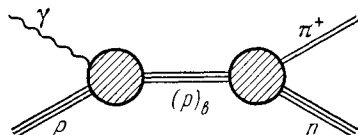
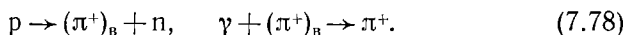


Рис. 7.6. Диаграмма фоторождения положительного пиона на нуклоне посредством механизма $\gamma + p \rightarrow \rho_{\text{в}} \rightarrow n + \pi^+$.

ное поглощение фотона нуклоном и последующее испускание пиона виртуальным нуклоном (рис. 7.6)



Другой механизм фоторождения состоит в том, что сначала нуклон испускает виртуальный пион, а затем этот виртуальный пион поглощает фотон:



Такой механизм изображается диаграммой рис. 7.7. Кстати, можно без особых вычислений сказать, какой из процессов будет преобладать при энергиях фотона, близких к порогу. Поглощение или излучение света зарядом пропорционально квадрату его скорости. А при одинаковых импульсах скорость нуклона в шесть с лишним раз меньше скорости пиона за счет различия их масс. Поэтому процесс (7.78) (диаграмма рис. 7.7) будет примерно в 40 раз более интенсивным, чем описываемый диаграммой рис. 7.6 процесс (7.77) (А. М. Балдин и В. В. Михайлов, 1952). Кружки (а не точки) в вершинах диаграмм рис. 7.6 и 7.7 означают, что эти вершины сами имеют сложную структуру.

Таким образом, смысл диаграмм Фейнмана состоит в том, что с их помощью можно наглядно связывать одни реакции с другими, а именно трактовать исследуемый процесс как последовательность

нескольких более элементарных (но обычно виртуальных) процессов. Подчеркнем, что в каждом узле фейнмановской диаграммы соблюдаются все законы сохранения зарядов (а также странности, четности и изотопического спина, если взаимодействие сильное).

В каждом узле также сохраняются энергия и импульс, но для внутренних линий уже, как правило, имеет место нарушение связи $E^2 - (pc)^2 = m^2c^4$ между энергией, импульсом и массой. Наконец, в каждом узле сохраняется момент количества движения. При этом спин виртуальной частицы может принимать значения J ,

$J = 1, \dots$ до $1/2$ или нуля. Так, для виртуальных векторных частиц (или, что то же, для частиц со спином единица) возможны значения $J = 0, 1$.

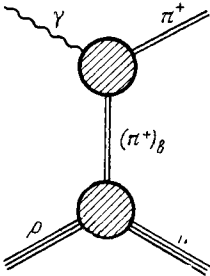


Рис. 7.7. Диаграмма фоторождения положительного пиона на нуклоне посредством механизма $p \rightarrow (\pi^+)_{\text{в}} + n$, $(\pi^+)_{\text{в}} + \gamma \rightarrow \pi^+$.

С помощью диаграммного метода по диаграмме процесса можно непосредственно выписать его амплитуду вероятности (гл. IV, § 3, п. 5) через амплитуды вероятности процессов, соответствующих отдельным узлам.

Квадрат модуля этой амплитуды дает саму вероятность, т. е. в конечном счете зависимость сечения реакции от углов и энергий. Конечно, если диаграмма имеет общий вид типа изображенной на рис. 7.3, т. е. состоит из одного узла, то диаграммный метод даст лишь общее выражение типа (4.26). Но, скажем, по диаграмме рис. 7.4 амплитуду вероятности комптон-эффекта уже можно выразить через амплитуды виртуального поглощения и испускания фотона.

4. Для одного и того же процесса можно придумать сколько угодно изображающих его диаграмм Фейнмана, удовлетворяющих законам сохранения зарядов. Амплитуда вероятности процесса будет суммой амплитуд, соответствующих различным диаграммам, не сводящимся друг к другу объединением нескольких узлов в один.

Например, при расчете фоторождения пиона на нуклоне диаграмма 7.5 описывает весь процесс и соответствующая ей амплитуда $T_{\gamma\pi}$ ни с чем складываться не должна. Напротив, если рассчитаны амплитуды $T_{\gamma\pi}^{(1)}$, $T_{\gamma\pi}^{(2)}$, соответствующие диаграммам 7.6 и 7.7, то для получения полной амплитуды надо взять сумму $T_{\gamma\pi}^{(1)} + T_{\gamma\pi}^{(2)}$ и добавить вклады других несводимых друг к другу диаграмм, например, таких, как на рис. 7.8, но уже не прибавлять амплитуду диаграммы 7.5. Возникает естественный вопрос, как отобрать из этих диаграмм те, которые вносят основной вклад в амплитуду, т. е. соответствуют реальному механизму исследуемого процесса. Ответ на этот вопрос не прост и зависит как от типа взаимодействия, ответственного за процесс, так и от особенностей самого процесса. Строго говоря, в процесс вносят вклад все разрешенные точными законами со-

хранения (за вычетом законов сохранения энергии и импульса) диаграммы. Так, фоторождение мезона с некоторой вероятностью идет через механизм диаграммы рис. 7.6, с некоторой вероятностью через механизм диаграммы рис. 7.7, с какими-то вероятностями через механизмы диаграмм рис. 7.8 и т. д. Эти вероятности для разных диаграмм различны. Использование диаграммной техники имеет смысл лишь в тех случаях, когда ход процесса определяется очень малым числом сравнительно простых диаграмм. Интенсивность протекания реального или виртуального процесса, соответствующего данному узлу диаграммы Фейнмана, определяется тремя факторами:

- а) фундаментальным взаимодействием, ответственным за процесс;
- б) степенью нарушения соотношения $E^2 - c^2 p^2 = m^2 c^4$ между массами, энергиями и импульсами частиц (т. е. «степенью виртуальности» процесса);
- в) полной энергией столкновения.

Рассмотрим роль каждого из этих факторов.

5. Самым важным является первый фактор. Если соответствующий узлу процесс не может идти за счет сильных взаимодействий, а обусловлен только электромагнитными или слабыми взаимодействиями, то этот узел возникает с малой вероятностью, т. е. редко. Поэтому наиболее вероятным механизмом любого процесса будет такой, который связан с минимальным числом каких-то элементарных узлов. Классическим примером такой ситуации является взаимодействие электронов и фотонов. Элементарный узел здесь соответствует виртуальному испусканию или поглощению фотона заряженной частицей, как это изображено на рис. 7.9. Вероятность этого процесса невелика, потому что он обусловлен не сильным, а электромагнитным взаимодействием. Малость этой вероятности проявляется в том, что электрону редко удается испустить второй виртуальный фотон до поглощения первого. Например, амплитуда вероятности процесса, изображаемого диаграммой рис. 7.10, примерно в 100 раз меньше амплитуд вероятности процессов, изображенных на рис. 7.9, так что отношение самих вероятностей имеет порядок 10^{-4} . Отсюда следует, что повторное испускание виртуального фотона свободным электроном, как правило, происходит примерно так, как это изображено на рис. 7.11. Поэтому, в частности, два электрона при столкновении успеют обменяться только одним фотоном (рис. 7.12). Амплитуда же процесса, соответствующего обмену двумя фотонами (рис. 7.13), будет меньше на два порядка, ибо эта диаграмма имеет два дополнительных узла. Следовательно, с хорошей точностью можно считать, что взаимодействие двух электронов, и вообще электромагнитное взаимодействие двух заряженных частиц, происходит путем переброски одного виртуального фотона. Символически это можно записать путем диаграммного равенства (рис. 7.14).

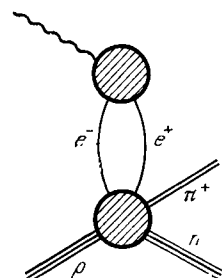
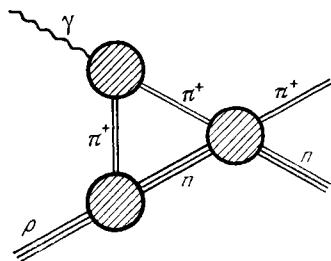


Рис. 7.8. Более сложные диаграммы фоторождения положительного пиона на нуклоне.

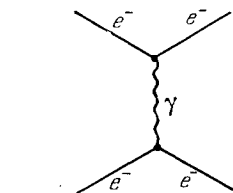


Рис. 7.12. Простейшая диаграмма, описывающая рассеяние электрона на электроне.

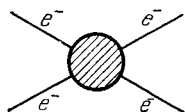


Рис. 7.14. Приближенное диаграммное равенство, показывающее, что полная амплитуда рассеяния электрона на электроне с хорошей точностью равняется амплитуде простейшего механизма рассеяния.

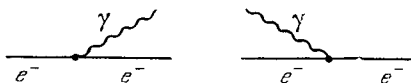


Рис. 7.9. Узлы диаграмм, отвечающие испусканию и поглощению фотонов электронами.

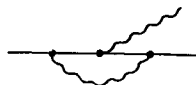


Рис. 7.10. Сложная диаграмма испускания фотона электроном.



Рис. 7.11. Схематическое изображение временной последовательности испускания и поглощения виртуального фотона электроном.

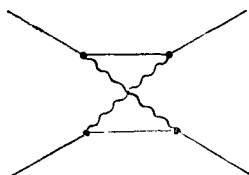
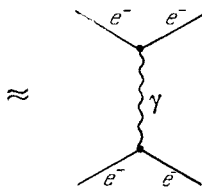


Рис. 7.13. Диаграмма, описывающая рассеяние электрона на электроне посредством обмена двумя фотонами.



Для количественного описания амплитуды вероятности виртуального процесса, представляемого узлом из трех линий, вводится величина, называемая *константой связи*. Мы не будем давать точного определения этой величины, а лишь скажем, что она пропорциональна амплитуде процесса и что она меньше единицы, если диаграммы типа рис. 7.10 дают меньший вклад, чем диаграммы типа рис. 7.9: Если диаграмма содержит несколько узлов, то соответствующая амплитуда вероятности пропорциональна произведению констант связи каждого узла.

В основном для квантовой электродинамики узле, изображенном на рис. 7.9, константа связи $g_{э,л}$ равняется $g_{э,л} = \sqrt{4\pi e^2/\hbar c} \equiv \sqrt{4\pi} \cdot \sqrt{1/137}$. Эта константа равна электрическому заряду в единицах $\sqrt{4\pi\hbar c}$, в которых он безразмерен. Именно в этом состоит второй смысл понятия «заряд». О первом смысле мы уже говорили в § 2, п. 5 при изложении законов сохранения различных зарядов.

Согласно только что сказанному квантовоэлектродинамической диаграмме с N узлами будет соответствовать амплитуда, пропорциональная $(g_{э,л}/\sqrt{4\pi})^N$. Так, амплитуды комптон-эффекта (см. рис. 7.4) и электрон-электронного рассеяния (см. рис. 7.12) пропорциональны $g_{э,л}^2/4\pi^*$ (так что соответствующие сечения пропорциональны e^4). Из-за малости $g_{э,л}/\sqrt{4\pi}$ в квантовой электродинамике часто можно ограничиться рассмотрением диаграмм с минимальным числом узлов.

Если константа связи в узле превышает единицу, то вклад диаграмм с большим числом узлов уже не мал, и картина в общем случае сильно запутывается. Именно так обстоит дело в случае сильных взаимодействий, где, например, для изображенного на рис. 7.15 узла пион — нуклон $g_{сильн,л}^2/4\pi = 14,7$.

Отсюда следует, что, скажем, при столкновении нуклон — нуклон могут идти с амплитудами одного и того же порядка как простейший процесс (рис. 7.16), так и более сложные процессы, как, например, приведенный на рис. 7.17, а.

Результирующая диаграмма нуклон-нуклонного рассеяния равна сумме большого числа слагаемых (рис. 7.17, б), среди которых в подавляющем большинстве случаев нельзя выделить небольшое число главных, отбросив остальные. Это перепутывание различных процессов делает теорию сильных взаимодействий несравненно более трудной, чем квантовая электродинамика.

б. В некоторых случаях на помощь приходит второй из перечисленных в п. 4 факторов — степень нарушения связи между массой, энергией и импульсом.

*) Множитель $\sqrt{4\pi}$ появляется вследствие использования «рационализированной» системы единиц. Параметром малости является $g_{э,л}/\sqrt{4\pi}$.

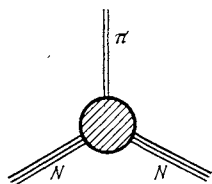


Рис. 7.15. Пион-нуклонный узел.

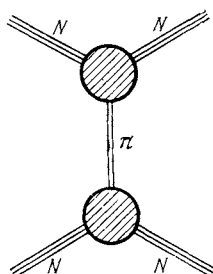


Рис. 7.16. Простейшая диаграмма, соответствующая рассеянию нуклона на нуклоне.

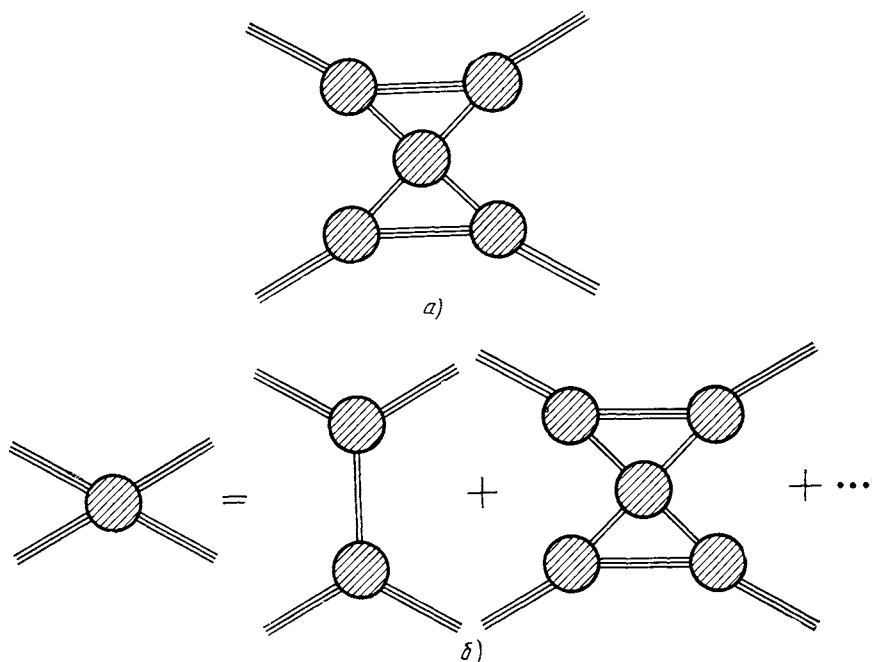


Рис. 7.17. а) Сложная диаграмма, соответствующая рассеянию нуклона на нуклоне. б) Полная амплитуда рассеяния нуклона на нуклоне является суммой большого числа амплитуд, соответствующих различным диаграммам.

Если масса виртуальной частицы

$$m_{\text{в}} = \frac{1}{c^2} \sqrt{E^2 - p^2 c^2} \quad (7.79)$$

отличается на Δm от массы m свободной частицы,

$$|m_{\text{в}} - m| = \Delta m,$$

то согласно соотношениям неопределенности это нарушение может существовать лишь на расстояниях r и в течение промежутков времени τ , удовлетворяющих неравенствам

$$r \leq \frac{\hbar}{2c \Delta m}, \quad \tau \leq \frac{\hbar}{2c^2 \Delta m}. \quad (7.80)$$

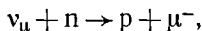
За счет соотношений (7.80) виртуальный процесс, даже идущий посредством сильного взаимодействия, может быть подавлен, если он сопровождается «уходом» частиц далеко от массовой оболочки.

Например, то же взаимодействие нуклон — нуклон, если оно происходит на сравнительно больших расстояниях (так называемые периферические столкновения), будет в основном идти через однопионный обмен (см. рис. 7.16), так как для узла рис. 7.15 $\Delta m = m_{\pi}$, а для всех других возможных виртуальных узлов величина Δm равна или больше $2m_{\pi}$. Экспериментально периферические столкновения можно изучать, наблюдая нуклон-нуклонное рассеяние на малые углы. Таким образом, можно утверждать, что при рассеянии нуклон — нуклон на малые углы основную роль играет последовательность виртуальных процессов, изображаемая диаграммой рис. 7.16. По тем же причинам фоторождение пионов вблизи порога в основном идет в соответствии с диаграммой рис. 7.7. Кстати, именно в экспериментах по фоторождению пионов была впервые измерена константа связи $g_{\text{сильн}}$.

Проверить правильность только что изложенных соображений можно, например, сравнивая друг с другом различные процессы, протекающие через одни и те же узлы. Так, диаграммный метод устанавливает определенную связь периферического нуклон-нуклонного рассеяния с фоторождением пионов у порога, поскольку оба процесса идут через один и тот же узел рис. 7.15, а фотон-пионному узлу рис. 7.7 соответствует электромагнитная константа $g_{\text{э,л}}/\sqrt{4\pi}$ в амплитуде процесса. Существование такой связи подтверждается экспериментально.

7. Амплитуда вероятности виртуального или реального процесса, соответствующего определенному узлу фейнмановской диаграммы, вообще говоря, зависит от энергии сталкивающихся или разлетающихся частиц. Иногда эта зависимость может быть сравнительно слабой, как, например, для основного в квантовой электродинамике узла (см. рис. 7.9) испускания или поглощения фотона электроном.

Но бывает и так, что амплитуда вероятности зависит от энергии очень сильно. Примером могут служить диаграммы основных процессов слабых взаимодействий. Например, сечение процесса рождения мюонов мюонными нейтрино на нейтроне



описываемое обычно диаграммой с одним точечным узлом (рис. 7.18), пропорционально (в СЦИ) квадрату энергии налетающих нейтрино (что и позволило эту реакцию зарегистрировать, см. гл. IX, § 5, п. 5). Такой резкий рост сечений с энергией типичен для лептон-лептонных слабых взаимодействий. Вследствие этого слабые взаимодействия слабы только при не очень высоких энергиях, а при повышении энергии до тысяч ГэВ и выше могут стать сравнимыми не только с электромагнитными, но и с сильными. Поэтому диаграммный метод в применении к слабым взаимодействиям при сверхвысоких энергиях может потерять эффективность.

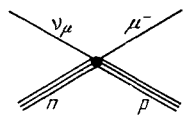


Рис. 7.18. Диаграмма, описывающая рождение мюона мюонным нейтрино.

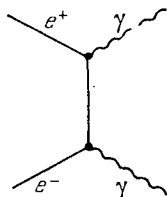


Рис. 7.19. Диаграмма, описывающая двухфотонную аннигиляцию электрона на позитроне.

8. Мы уже говорили (см. § 4) о том, что формализм записи реакций с элементарными частицами позволяет переносить отдельные частицы из одной части равенства в другую с заменой их на соответствующие античастицы. В диаграммном формализме такое перенесение сводится к изменению направления концов отдельных линий. Так, в диаграмме комптон-эффекта (см. рис. 7.4) можно конец линии электрона в конечном состоянии повернуть влево, заменив этот электрон на позитрон, а конец линии фотона в начальном состоянии повернуть вправо. В результате получится диаграмма рис. 7.19.

Эта диаграмма изображает основной механизм процесса превращения электрона и позитрона в два фотона (такой процесс обычно называют *двухфотонной аннигиляцией электрон-позитронной пары*).

В диаграммной технике этой операции перемены направления св бодных концов, наряду с использованием законов сохранения зарядов, придается гораздо более глубокий математический смысл. Именно, оказывается, что амплитуды, соответствующие процессам, диаграммы которых получаются одна из другой при помощи такой операции, связаны друг с другом известным в теории функций комплексного переменного процессом аналитического продолжения. Такая связь носит название *кроссинг-симметрии* (перекрестная симметрия). В простейших случаях типа рис. 7.9, когда весь узел диаграммы сводится к одному числу — константе связи, кроссинг-симметрия сводится к тому, что эта константа оказывается

одинаковой для всех узлов, получающихся один из другого перестановкой концов. Это значит, в частности, что константой электромагнитного взаимодействия характеризуются не только узлы рис. 7.9, но и узлы рис. 7.20, соответствующие виртуальной аннигиляции электронно-позитронной пары в один фотон и обратному

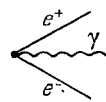
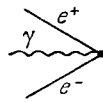
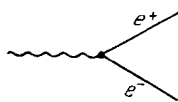
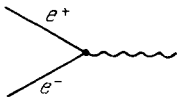


Рис. 7.20. Узлы, характеризующиеся одной константой $g_{эл}$.

Рис. 7.21. Эти диаграммы, так же как и диаграммы на рис. 7.20, характеризуются константой $g_{эл}$.

процессу виртуального рождения этой пары фотоном. Этой же константой описываются также возможные виртуальные процессы, изображенные на рис. 7.21 и соответствующие виртуальному поглощению или рождению трех частиц вакуумом. Конечно, несмотря на одинаковость константы связи, при энергиях значительно ниже mc^2 главную роль будут играть диаграммы рис. 7.9, а роль диаграмм рис. 7.21, сопровождающихся выходом за массовую оболочку более чем на $2mc^2$, будет и вовсе малой.

Если линия на диаграмме не имеет свободных концов, то ее можно считать направленной как в ту, так и в другую сторону. Например, сплошная линия между узлами рис. 7.19 изображает как электрон, получившийся в результате испускания фотона исходным электроном, так и позитрон, получившийся в результате испускания

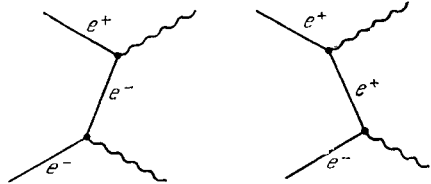


Рис. 7.22. Различные представления диаграммы рис. 7.19.

Такая конкретизация диаграммы имеет смысл только в нерелятивистской теории.

фотона исходным позитроном (рис. 7.22). Подчеркнем, что такое разбиение диаграммы рис. 7.19 на две диаграммы рис. 7.22, строго говоря, имеет смысл только в нерелятивистской теории. Релятивистская виртуальная частица может иметь пространственно-подобный четырехмерный импульс (т. е. отрицательный квадрат массы $E^2 - p^2c^2 < 0$), и тогда уже вообще невозможно понять, из какого узла в какой она движется, ибо в разных инерциальных системах координат это движение будет направлено по-разному. Например, линия, соединяющая узлы рис. 7.19, при пространственноподобном импульсе для одного наблюдателя (если бы эти виртуальные процессы можно было наблюдать (см. ниже п. 10))

выглядела бы как электрон, движущийся от нижнего узла к верхнему, а для другого — как позитрон, движущийся от верхнего узла к нижнему. В расчетах автоматически суммируются все возможные ориентации внутренних линий диаграмм. Поэтому в отношении внутренних линий обычно не уточняют, принадлежат ли они частицам или античастицам. Так, в диаграмме комптон-эффекта (рис. 7.4) во внутреннюю линию входит не только электронное состояние, соединяющее узлы (рис. 7.9), но и позитронная линия, соединяющая узлы рис. 7.21. В последнем случае 7.4 можно перерисовать в виде рис. 7.23.

Как показывает расчет, отбрасывание процессов, изображенных на рис. 7.23, нарушает согласие теории с экспериментом, так что

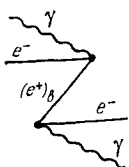


Рис. 7.23. Та же диаграмма, что и на рис. 7.4, с виртуальной позитронной линией.

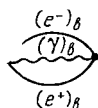


Рис. 7.24. Диаграмма одного из вакуумных процессов.

узлы рис. 7.21, начиная с энергии в несколько МэВ (т. е. при $E \gg mc^2$), вносят существенный вклад в комптоновское рассеяние фотонов на электронах.

9. Но если узлы на рис. 7.21 и им подобные реально существуют, то в вакууме возможны процессы типа изображенного на рис. 7.24, в которых «из ничего» рождается электронно-позитронная пара и фотон, которые некоторое время спустя «ничем» же и поглощаются.

Проблема таких, как их называют, «вакуумных петель» до сих пор остается не решенной математической задачей. С одной стороны, как мы только что указывали, соответствующие этим петлям узлы вносят экспериментально наблюдаемый вклад в такие хорошо изученные явления, как комптон-эффект. С другой стороны, если бы в вакууме все время хаотически рождались и исчезали такого рода образования, то на них, например, происходило бы беспорядочное рассеяние света. Но свет, даже идущий от удаленных галактик, при прохождении через пустое пространство рассеяния явно не пререпевает. Однако, если вакуум представляет собой наименьшее энергетическое состояние, то рассеяние на нем свободных частиц запрещено законами сохранения. Исходя из этого, сейчас считают, что «вакуумные петли» ничем себя не проявляют в вакууме, но могут проявлять себя наблюдаемым образом, например, в присутствии внешних полей *). Наконец, именно сумма вакуумных петель приводит к отмеченному в § 2, п. 10 и описываемому в § 8, п. 15 явлению спонтанно нарушенной симметрии вакуума.

*) Интересен вопрос о взаимодействии вакуумных петель с гравитационным полем. Это взаимодействие проявляется в возникновении у вакуума тензора энергии-импульса, пропорционального единичному тензору. Константа этой пропорциональности неизвестна,

Близкой к вопросу о вакуумных петлях по духу и методам решения является проблема собственной энергии частиц, происхождение которой таково. За счет узлов рис. 7.9 (а также рис. 7.20 и 7.21) свободный электрон может на короткие промежутки времени и на расстояниях малой протяженности порождать виртуальные фотоны, а через них и дополнительные виртуальные электронно-позитронные пары. С этой точки зрения свободный электрон должен изображаться не одиночной прямой линией, а суммой этой линии и линий с теми же свободными концами, но содержащих временное испускание различных комбинаций виртуальных частиц (рис. 7.25).

Про изображенную на рис. 7.25 ситуацию часто говорят так: электрон одет в «шубу» из виртуальных электронов, позитронов

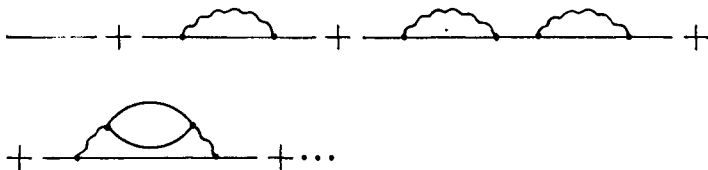


Рис. 7.25. Сумма диаграмм, описывающих распространение свободного электрона.

и фотонов. Суммы, аналогичные изображенным на рис. 7.25, можно написать и для других свободных частиц. Так, нуклон оказывается «одетым» в шубу из виртуальных пионов, нуклон-antinуклонных пар и других сильно взаимодействующих частиц. При этом масса «одетой» (или, как еще говорят, облаченной) частицы отличается от массы «неодетой».

На вопрос о том, что же «на самом деле» представляет собой свободный электрон, современная теория исчерпывающего и математически законченного ответа не дает прежде всего потому, что все (кроме, конечно, первой) изображенные на рис. 7.25 диаграммы (равно как вакуумные петли типа рис. 7.24) при попытке рассчитать их численно приводят к бессмысленным бесконечным результатам. Эти бесконечности являются одним из главных препятствий развитию теории элементарных частиц. Частичный выход из этого положения был найден на следующем пути. Сумма на рис. 7.25 дает «полную» («экспериментальную», «физическую») свободную частицу. Таким образом, каждая из линий фейнмановской диаграммы уже включает в себя сумму типа рис. 7.25, т. е. относится к физической частице с шубой из виртуальных частиц.

10. В этом параграфе мы рассказали о современных взглядах на механизм протекания реакций с элементарными частицами. Согласно этим взглядам каждую такую реакцию (или распад) можно представлять себе как суперпозицию последовательностей различных виртуальных процессов,

Возникает естественный вопрос, являются ли виртуальные частицы и виртуальные процессы реальными или же представляют собой метод описания, привязанный к определенной заведомо приближенной и модельной расчетной методике. По двум причинам ответ на этот вопрос не так уж прост. Первая трудность связана с тем, что в микромире все наблюдения по необходимости косвенные и принципиально статистические. Вторая трудность связана с тем, что вопрос о реальности виртуальных частиц и процессов по самой своей сути родствен известному вопросу о том, существует или нет статуя внутри еще не обработанной глыбы мрамора. Если мы для положительного ответа на последний вопрос сделаем из глыбы статую, то самой глыбы уже не станет, равно как не станет и многих других статуй, которые из глыбы можно было бы сделать вначале.

Точно так же, если мы для доказательства существования пионов в нуклонной «шубе» выьем из этой шубы пион фотоном (или другим пионом и вообще любой частицей), то мы уже будем иметь дело не со свободным нуклоном, а с реакцией, в процессе которой пион мог родиться, даже если его в «шубе» и не было.

Распространено следующее рассуждение, доказывающее, по мнению его сторонников, что виртуальные частицы нельзя считать реальными. Расстояние от места, где происходит реакция, до счетчика или иного регистрирующего прибора всегда является макроскопическим, т. е. неизмеримо большим, чем размеры области, в которой происходит процесс. На это бесконечно большое с точки зрения микромира расстояние могут уйти только реальные частицы. Но реальным является то, что попадает в регистрирующий прибор. Поэтому получается, что виртуальные частицы считать реальными нельзя.

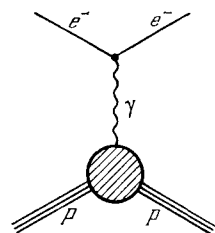


Рис. 7.26. Диаграмма рассеяния электрона на протоне.

Однако это рассуждение по ряду причин спорно. Во-первых, критерий того, что частица (и вообще любой объект — дело не в названии), чтобы иметь право называться реально существующей, должна «уметь» проходить макроскопические расстояния, довольно произволен. В самом деле, почему мы не можем считать реально существующим виртуальный фотон, которым обменивается электрон при упругом столкновении с протоном, если мы надежно установили (в этом сейчас ни у кого сомнений нет), что этот процесс почти целиком идет в соответствии с диаграммой рис. 7.26.

Во-вторых, даже если принять «критерий макроскопических расстояний пролета», то и тут существование виртуальных частиц не так просто отвергнуть. Дело в том, что вероятность найти виртуальную частицу на макроскопическом расстоянии хотя и мала, но не равна нулю.

В отдельных особо благоприятных случаях эта вероятность может оказаться даже в пределах досягаемости современной техники эксперимента. Более того, существуют приборы, работающие на макроскопическом пролете виртуальных фотонов. Одним из простейших приборов такого типа является обычный трансформатор. Электроэнергия передается из одной обмотки трансформатора в другую (зазор между обмотками явно макроскопический) потоком виртуальных фотонов с энергией $\hbar\omega$ (ω — частота переменного тока) и с длинами волн, имеющими порядок размеров зазора. Соответствующий этим волнам импульс на много порядков превышает импульс свободной волны частоты ω , так как длина такой волны при $\omega = 50$ Гц имеет порядок 10^8 км. Можно, конечно, возразить, что трансформатор — прибор некантовый. Тогда возьмем чисто квантовое явление — ядерный магнитный резонанс, одна из схем которого приведена и объяснена в гл. II, § 5, рис. 2.10. В этой установке уже одиночные виртуальные фотоны, излучаемые высокочастотной катушкой, резонансно поглощаются одиночными ядерными магнитными моментами. Виртуальность этих фотонов видна без всяких расчетов из того, что только при наличии резонирующих ядер из генератора, питающего высокочастотную катушку, интенсивно «выкачивается» энергия (на этом и осно-

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 (≈ 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-