

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЕ

Д. И. Блохинцев

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Физики прошлого столетия рассматривали элементарные, простейшие частицы*) как материальные точки, движущиеся по траекториям согласно законам классической механики.

Вместе с тем, в прошлом же столетии возникло новое физическое понятие — понятие поля, как некоторой непрерывной сущности, посредством которой осуществляется взаимодействие частиц.

Наиболее характерной чертой всякого физического поля является то обстоятельство, что для задания состояния физического поля нужно задать значения поля во всех точках пространства, т. е. неограниченное большое число величин. Иными словами, в отличие от систем материальных точек, обладающих конечным числом степеней свободы, поле есть система, обладающая бесконечно большим числом степеней свободы.

Само понятие поля, ещё в рамках доквантовой физики, проделало значительную эволюцию от механического эфира до эйнштейновского электромагнитного поля, содержащего полный отказ от применения механики к полю — электромагнитному эфиру.

Как известно, эта эволюция в представлении о поле привела к падению механистической физики и философы-идеалисты хотели истолковать эту ситуацию как доказательство «исчезновения материи». В. И. Ленин показал философскую несостоятельность этой атаки на материализм, объяснив, что электромагнитная масса в такой же степени материальна как и «механическая».

*) Под элементарными частицами мы будем понимать те частицы, которые на данном этапе развития физических знаний представляются простейшими.

В этой связи очень интересен тот факт, что согласно современному представлению поле приобретает ряд черт, характерных для среды, для вещества (например, такие явления, как поляризация «вакуума», как нулевые колебания, суть явления, хорошо известные в твёрдых телах). С другой стороны, частицы приобретают черты, которые свойственны полю в его классическом понимании.

То противопоставление поля и частицы, которое было характерно для прошлого столетия и которое использовалось идеалистами для «опровержения» материализма, становится всё менее и менее основательным. Казавшаяся непреходимой грань между полем и частицами по мере развития наших знаний становится всё менее и менее ощутимой.

Такова диалектика развития.

Проблема взаимоотношения поля и элементарных частиц в свете современной квантовой физики и будет основным предметом настоящей статьи; относящийся сюда круг вопросов уже давно является предметом самых трудных и глубоких изысканий в области теоретической физики.

Ещё в классической электронной теории стремились достигнуть единства в понимании частиц и поля (мы имеем в виду лорентцевское учение об электромагнитном происхождении массы электронов), но всё же полностью удовлетворительно эта проблема ещё не разрешена и по сию пору. Тем не менее современная теория и опыт позволяют рассмотреть эту проблему в новом освещении, которое не могло быть предусмотрено классической физикой.

§ 2. ЧТО ПОДСКАЗЫВАЕТ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА О ПРИРОДЕ ЧАСТИЦ?

Мы начнём наш экскурс в только что очерченный круг проблем с рассмотрения тех особенностей в движении частиц, которые были обнаружены нерелятивистской квантовой механикой.

Обычно изложение квантовой механики начинается с введения волновой функции Ψ , которая является функцией координат частиц $x_1, x_2, \dots, x_n$ (для системы из n частиц) и времени t . При этом о самой природе частиц не делается обычно никаких высказываний, так что невольно создаётся представление (неверное) о том, что микрочастицы*), рассматриваемые в квантовой теории, суть те же частицы, что и в классической механике, и только закон их движения оказывается иным (волновой вместо лучевого).

*) Этот термин был принят в нашем курсе квантовой механики, чтобы подчеркнуть отличие частиц, рассматриваемых в квантовой механике, от материальных точек классической механики.

Вообще квантовая механика ещё настолько тесно связана с классической механикой системы материальных точек, что и по сию пору многие физики анализируют её выводы с позиций классического атомизма и на этом пути постоянно встречаются то один, то другой кажущийся парадокс.

Вместе с тем остаётся незамеченной очень важная особенность нерелятивистской квантовой механики: отвергая корпускулярные законы движения частиц, она делает лишь первый шаг по пути установления связи между полем и частицей в направлении, совершенно непредвиденным классической физикой, и тем самым подготавливает почву для нового понимания частиц.

В этом отношении важнейшим является доказательство того факта, что всякое усиление локализации микрочастицы связано с существенным увеличением импульса.

Этот факт полностью чужд корпускулярному представлению о движении частицы. Частица в квантовой теории приобретает черты нелокализованного объекта. Эта нелокализованность частицы особенно ясно может быть иллюстрирована на примере поведения частицы при сжатии объёма, в котором она заключена.

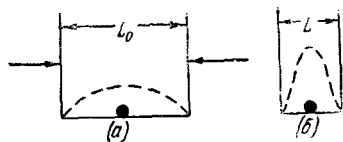


Рис. 1.

На рис. 1 изображён объём, линейный размер которого равен L_0 . Пусть внутри этого объёма находится частица. Будем сжимать этот объём. Рассмотрим сперва этот процесс с точки зрения классической механики. Пусть частица до сжатия объёма покоилась в его центре. Никаких сил между частицей и стенками мы не предполагаем. Тогда очевидно, что никакой работы при сжатии ящика от L_0 до L произведено не будет.

Совсем к другому результату приходит квантовая механика: частица внутри ящика имеет наименьшую («нулевую») энергию, равную $\frac{h^2\pi^2}{2mL_0^2}$, (где m — масса частицы) и при сжатии ящика будет произведена работа

$$A = \frac{h^2\pi^2}{2m} \left(\frac{1}{L^2} - \frac{1}{L_0^2} \right) > 0.$$

На рис. 1 пунктиром показан график волновой функции частицы для обоих случаев (несжатый и сжатый ящики). Частица, с точки зрения квантовой механики, «чувствует» наличие стенок ящика — она нелокализована, в то время как для классической, покоящейся частицы положение стенок безразлично.

Эта же нелокализованность может быть иллюстрирована так называемой «теоремой Эренфеста».

Пусть x характеризует положение центра волнового пакета, а Δx^2 , Δx^3 и т. д. — квадратичную ширину этого пакета, третичную и т. д. Тогда, если частица движется в поле сил, характеризуемом потенциальной энергией $U(x)$, то согласно теореме Эренфеста:

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} = - \frac{\partial U(\bar{x})}{\partial x} - \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 U(\bar{x})}{\partial x^3} \Delta x^2 - \dots$$

Первые два члена этого уравнения совпадают с уравнением Ньютона для движения материальной точки по траектории. Следующие, содержащие высшие

производные, указывают на то, что движение квантовой частицы определяется всей формой силового поля. По классической же механике важно только поле в тех местах, где проходит траектория частицы. Это поведение квантовой частицы поясняется рис. 2. На этом рисунке изображены две потенциальные кривые: abc и abd . Классическая, локализованная частица, имеющая энергию E , будет двигаться в отрезке $x_1 x_2$ и для неё совершенно неважно, какая из потенциальных кривых, abc или abd , осуществляется на самом деле (так как эти кривые расходятся за пределами отрезка $x_1 x_2$). Напротив, поведение квантовой частицы будет в обоих случаях совершенно различным: для неё, в силу её нелокализованности, важно поведение $U(x)$ во всём пространстве. В случае кривой abd частица будет локализована в области около отрезка $x_1 x_2$; в случае кривой abc она «растечётся» по всему пространству, проходя через барьер, существующий между b и c .

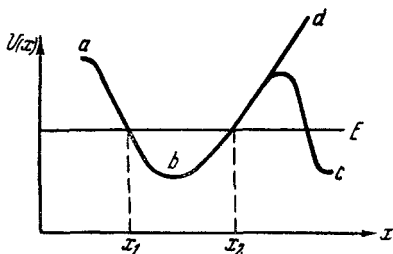


Рис. 2.

I

a	b
---	---

II

b	a
---	---

Рис. 3.

Таким образом, нелокализованность частиц в квантовой механике сказывается во влиянии всего поля во всём пространстве на движение квантовой частицы*).

Вторая важная особенность квантовых частиц — это их тождественность (иногда неудачно говорят «неразличимость» частиц). Так, если изобразить условно какое-либо состояние частицы квадратиком, а саму частицу буквой, то два состояния (I и II), изображённые на рис. 3, физически тождественны (если обе частицы a и b одного «сорта»).

*) Когда мы говорим «всё пространство», то на самом деле имеется в виду физическая бесконечность, т. е. «всё пространство» может быть очень мало, например, пространство около атома $\cong 10^{-8}$ см.

Это свойство является также парадоксальным с корпускулярной точки зрения, но вполне понятно и естественно с тех позиций, которые будут изложены далее.

Сейчас мы ограничимся указанием лишь на то, что эта тождественность тесно связана с нелокализованностью. Например, если два состояния, о которых идёт речь, суть две различные локализации частиц a и b , то в классической механике, в силу движения частиц по траекториям оба признака, приписанные частицам (их начальные положения 1 и 2), сохраняются всё время (рис. 4).

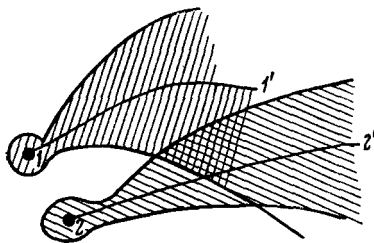


Рис. 4.

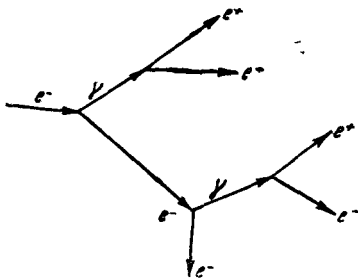


Рис. 5.

По квантовой же механике произойдёт распыление пакетов, построенных вначале около 1 и 2 , частицы перепутаются в их признаках. Это распыление пакетов показано на рис. 4 заштрихованной областью.

Эти два важнейшие свойства частиц, устанавливаемые квантовой механикой: нелокализованность и тождественность частиц становятся совершенно ясными с точки зрения концепции квантованного поля, к изложению которого мы теперь и обратимся.

§ 3. ЧАСТИЦЫ КАК КВАНТОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ПОЛЯ

В то время как классическая механика, так же как и нерелятивистская квантовая механика, имеет дело с системами конечного числа степеней свободы, в процессах, протекающих при больших энергиях, число степеней свободы становится переменным и неограниченным.

Хорошо изученный пример подобных процессов представляет собою мягкая компонента космических лучей.

На рис. 5 показана схема развивающегося ливня, состоящего из электронов, позитронов и γ -квантов. В качестве первичной частицы предположен электрон e^- . При торможении этого электрона возникает γ -квант (и рассеянный электрон). Этот квант превращается далее в пару позитрон (e^+) — электрон (e^-). Каждая

частица этой пары в свою очередь порождает γ -квант, эти последние превращаются в пары и т. д.

В изображённом на рис. 5 процессе число степеней свободы увеличилось с 4 (для исходного электрона) до $4 \times 5 = 20$. Число возникающих в этом процессе частиц ограничено, в конце концов, только энергией первичной частицы и может сделаться как угодно большим, если энергия первичной частицы достаточно велика.

Таким образом, мы имеем здесь дело с явлениями, которые не могут быть рассмотрены на языке механики, будь то механика классическая или квантовая: частицы размножаются и, в принципе, размножаются неограниченно.

Это заставляет избрать совсем иной аспект понимания природы микрочастиц, базирующийся не на механике системы материальных точек, а на теории поля. Факт размножения частиц тогда уже с самого начала не вступит в противоречие с природой поля, так как последнее по самой своей сущности обладает неограниченным числом степеней свободы.

Из дальнейшего будет видно, что с этой «полевой» точки зрения частицы в различных состояниях следует рассматривать как различные виды возбуждения поля.

Математически теория частиц, исходящая из поля как основной сущности, может быть формулирована следующим образом.

Первоначально мы предположим существование некоторого поля $\psi(\mathbf{x}, t)$, а вопрос о существовании частиц оставляем совершенно открытым*).

Поле $\psi(\mathbf{x}, t)$ может быть разложено в спектр, т. е. представлено как суперпозиция полей (нормальных колебаний), каждое из которых имеет определённую частоту колебаний ω_s . Обозначим через $\psi_s(\mathbf{x})$ одно из таких колебаний, а через q_s его амплитуду. Тогда спектральное разложение поля $\psi(\mathbf{x}, t)$ на нормальные колебания может быть написано в виде:

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \sum_s q_s \psi_s(\mathbf{x}), \quad (1)$$

где s — номер нормального колебания (если проводить аналогию с колебаниями струны, то колебание с $s = 1$ отвечает основному тону $s = 2$ — первому обертону, $s = 3$ — второму обертону и т. д.).

*) Поле $\psi(\mathbf{x}, t)$ может иметь различное число компонент, линейно преобразующихся при преобразовании Лорентца. Так, для электромагнитного поля имеем четыре компоненты вектор-потенциала (A_1, A_2, A_3, A_4), из которых только три независимы (в силу поперечности поля).

Позитронно-электронное поле ψ имеет также четыре компоненты (так называемый биспинор). Скалярное поле имеет всего лишь одну компоненту и т. п.; поле $\psi(\mathbf{x}, t)$, конечно, не следует смешивать с волновой функцией ψ .

Возможность спектрального разложения (1) основана на линейности уравнений поля (т. е. предполагается, что уравнения поля содержат ψ и производные от ψ только в первой степени).

По самому смыслу нормального колебания динамические переменные q_s (амплитуды) удовлетворяют уравнению для осциллятора с частотой ω_s :

$$\ddot{q}_s + \omega_s^2 q_s = 0. \quad (2)$$

Если в качестве нормальных колебаний выбрать плоские волны $\psi_s(\mathbf{x}) \approx e^{ik_s \mathbf{x}}$ ($\mathbf{k}_s$ — волновой вектор, $k_s = \frac{2\pi}{\lambda_s}$, λ_s — длина волны), то зависимость ω_s от k_s даёт закон дисперсии волн:

$$\omega_s = \omega(k_s). \quad (3)$$

Фаза волны будет равна $\pm \omega_s t \pm \mathbf{k}_s \mathbf{x}$. Она является числом, имеющим одно и то же значение во всех системах отсчёта (инвариантом) и стало быть ω_s и $\mathbf{k}_s$ должны образовывать четырёхмерный вектор, т. е.

$$\frac{\omega_s^2}{c^2} - \mathbf{k}_s^2 = \kappa^2, \quad (4)$$

где κ^2 — инвариант (κ имеет размерность обратной длины). Далее, чтобы групповая скорость волн была меньше скорости света, необходимо, чтобы κ^2 было больше нуля. Таким образом, вид закона дисперсии определяется из самых простых требований инвариантности фазы волны.

Энергия каждого нормального колебания, в соответствии с (2), может быть написана в виде:

$$E_s = \frac{1}{2}(\dot{q}_s^2 + \omega_s^2 q_s^2), \quad (5)$$

а энергия всего поля E равна сумме энергий отдельных нормальных колебаний:

$$E = \sum_s E_s. \quad (6)$$

Пользуясь уравнениями поля (которые мы не выписываем), можем найти и импульс $\mathbf{G}_s$ s -го нормального колебания. Очевидно, что он должен быть направлен по направлению распространения волны (т. е. по $\mathbf{k}_s$) и должен быть пропорционален энергии волны. Можно показать, что импульс всего поля может быть вычислен по формуле:

$$\mathbf{G} = \sum_s \frac{\mathbf{k}_s}{\omega_s} E_s. \quad (7)$$

Такое представление энергии E и импульса поля G может быть проведено для любого линейного поля. Стало быть, с помощью (1), (6) и (7) любое движение поля $\psi(x, t)$ сведено к совокупности осцилляторов — нормальных колебаний.

Как мы видим, пока нет никакой речи о частицах. Частицы оказываются квантовым явлением. В самом деле, если мы будем считать, что осцилляторы поля подчиняются законам квантовой механики, то мы придём к существованию частиц*).

Действительно, для квантового осциллятора энергия E_s принимает лишь дискретные значения:

$$E_s = \hbar\omega_s \left(N_s + \frac{1}{2} \right) \quad (8)$$

$N_s = 0, 1, 2, \dots$ и $\frac{\hbar\omega_s}{2}$ есть «нулевая» (наименьшая) энергия осциллятора. Тогда из (6) и (7) следует:

$$E = \sum_s N_s \hbar\omega_s + E_0, \quad (9)$$

$$G = \sum_s N_s \hbar k_s. \quad (10)$$

Таким образом, энергия и импульс квантованного поля меняются дискретным образом (на $\pm \hbar\omega_s$ и $\pm \hbar k_s$ соответственно). Если все $N_s = 0$, то поле невозбуждено. В классической теории невозбуждённое поле ($\dot{q}_s = q_s = 0$) означало бы попросту отсутствие какого бы то ни было поля.

В квантовой теории поля это не так: если все $N_s = 0$ (световых квант нет), то всё же нулевая энергия поля E_0 не равна нулю. Современная теория приводит к значению $E_0 = \infty$. Это, несомненно, дефект теории, и можно думать, что в более совершенной теории E_0 должно оказаться конечной величиной. Однако более важно, чем численное значение E_0 , то обстоятельство, что при $N_s = 0$ существуют нулевые колебания поля (флуктуации), реальное существование которых было недавно обнаружено по смещению уровней в атоме водорода**). Как оказалось, это сме-

*) Предположение о квантовании поля первоначально было обосновано применительно к электромагнитному полю — известный закон Планка для распределения энергии в спектре чёрного излучения может быть получен только для квантованного поля.

В современной теории идея квантования поля распространяется на любые поля, включая поля позитронно-электронное, мезонное и нуклонное. При этом для полей, обладающих полуцелым механическим моментом, квантование несколько отличается от квантования полей с целым моментом. Именно, для полей первого типа возможные значения N_s ограничиваются двумя: 0 или 1 (принцип Паули).

**) См., например, обзор Я. А. Смородинского¹.

щение вызвано тем, что электрон совершает броуновское движение в поле нулевых колебаний.

Аналогичное положение дел имеет место и в случае позитронно-электронного поля. По современной теории в отсутствие позитронов и электронов существует «фон» — совокупность электронов, заполняющих все уровни отрицательной энергии ($E_s = \hbar\omega_s < 0$). Это невозбуждённое состояние позитронно-электронного поля соответствует $N_s = 0$ для $E_s > 0$ и $N_s = 1$ для $E_s < 0$.

Как бы ни было несовершенно и предварительно это представление о «фоне», который также имеет бесконечную (но отрицательную) энергию, как и нулевая энергия электромагнитного поля, всё же его существование выражается в замечательном явлении рассеяния света на свете, вызванном флуктуациями электрического заряда фона. Хотя прямого экспериментального доказательства рассеяния света на свете до сих пор и не дано, но, тем не менее, существование флуктуаций электрического заряда фона можно считать доказанным тем, что спин электрона должен совершать броуновское движение в поле этих флуктуаций. Это движение приводит к экспериментально доказанному изменению отношения магнитного и механического моментов электрона, в сравнении с предсказываемым из уравнения Дирака ^{1, 2}.

Существование нулевых колебаний электромагнитного поля и поляризационных колебаний (флуктуаций) позитронно-электронного поля приводит к заключению, что поле существует постоянно, и в этом смысле нет никакой «пустоты». Поэтому эту «пустоту» теперь справедливо называют более осторожным словом «вакуум». Как мы видим, «вакуум» обладает физическими свойствами и притом такими, которые хорошо знакомы нам из явлений в твёрдых телах: нулевые колебания и поляризация.

Что же касается частиц, то их существование связано уже с возбуждением поля по сравнению с наинизшим возможным уровнем. Пусть, например, все числа $N_s = 0$, кроме одного $N_s = 1$. Тогда энергия возбуждения поля $\epsilon = E - -E_0 = \hbar\omega_s$, а импульс возбуждения $\mathbf{p} = \mathbf{G} = \hbar\mathbf{k}_s$.

Из закона дисперсии (4) тогда следует, что

$$\frac{\epsilon^2}{c^2} - \mathbf{p}^2 = \hbar^2 \mathbf{k}^2 = m_0^2 c^2, \quad (11)$$

т. е. энергия ϵ и импульс $\mathbf{p}$ возбуждения связаны между собою как энергия и импульс частицы, обладающей массой покоя $m_0 = \frac{\hbar\kappa}{c}$. Стало быть, возбуждение поля эквивалентно возникновению частиц и сами частицы есть не что иное, как возбуждение поля.

Если поле $\psi(\mathbf{x}, t)$ взаимодействует с чем-либо, то характер его возбуждения может меняться.

Рассмотрим, например, взаимодействие электронного поля с атомом. Пусть исходное состояние электронного поля отвечает наличию одного электрона с энергией ϵ и импульсом $\mathbf{p}$ (сам атом с излагаемой точки зрения тоже следовало бы рассматривать как образование из других полей, но мы сохраним для атома обычную терминологию). Тогда, после взаимодействия с атомом, состояние электрона изменится и его энергия и импульс будут ϵ' , $\mathbf{p}'$. Такой процесс есть процесс рассеяния электрона; мы говорим в этом случае о неупругом или (при $\epsilon' = \epsilon$) об упругом столкновении электрона, более того, мы почти готовы приписать траекторию электрону, которую он пробежал в процессе изменения $(\epsilon, \mathbf{p})$ на $(\epsilon', \mathbf{p}')$. Приближенность и неполнота такого толкования особенно ясно видна в тех случаях, когда в результате «столкновения» возникают пары позитронов и электронов так, что электрон ϵ —, $\mathbf{p}$ превращается в пары $(\epsilon'_-, \mathbf{p}'_-)$, $(\epsilon'_+, \mathbf{p}'_+)$, $(\epsilon''_-, \mathbf{p}''_-)$, ... и т. д. (Здесь знак — соответствует электрону, а знак + позитрону). В этом случае мы совершенно не в состоянии отличить, какой из электронов после удара есть «тот самый», который был первичным.

Между тем, с полевой точки зрения мы имеем здесь дело попросту с новым характером возбуждения электронного поля и ясно, что доискиваться здесь первичного электрона так же бессмысленно, как, например, пытаться распознать тепло по признаку его происхождения, если тело получало его от различных источников.

Если рассматривать частицы как возбужденные состояния поля, то ясно, что вопрос о локализации частицы в пространстве не может иметь какого-либо априорного ответа. Ответ на этот вопрос будет существеннейшим образом зависеть как от природы того поля, возбуждения которого мы рассматриваем, так и от вида самого возбуждения. Эти возбуждения могут быть локализованы в малой области пространства или, напротив, могут быть распределены по значительному объему.

Рассмотрим эту сторону дела подробнее, сперва на примере фотонов. Пусть энергия поля $E = \hbar\omega_s + E_0$ так, что имеется лишь один фотон с частотой ω_s . Совместимое с этим возбуждением поле имеет вид:

$$A(\mathbf{x}) = \sum_s' q_s e^{ik_s x}, \quad (12)$$

где сумма $\sum_s'$ распространена на все колебания, отличающиеся направлением $\mathbf{k}_s$, но имеющие одну и ту же частоту ω_s ($k_s = \frac{\omega_s}{c}$). Такой «пакет» неминуемо имеет размеры Δx , большие

длины волны $\left(\lambda_s = \frac{2\pi}{k_s}\right)$. Нетрудно показать, что для сферически симметричного поля $A(x) = A(r)$ получим $A(r) \approx \frac{\sin k_s r}{k_s r}$. Такое поле хотя и сосредоточено в основном в области $0 < r < \frac{\lambda_s}{2}$, но всё же очень медленно убывает с расстоянием от центра локализации $r = 0$. Подобный вид поля представляет собою максимальную возможную локализацию одного фотона. Однако можно рассмотреть и случай сильно локализованного поля, например $A(x) = \delta(x)$, ($\delta = \infty$ при $x = 0$ и $\delta = 0$ при $x \neq 0$). Такое крайне сосредоточенное поле не может быть уже представлено возбуждением нормального колебания с частотой ω_s . Оно обязательно содержит колебания всех частот от $\omega_s = 0$ до $\omega_s = \infty$ и, следовательно, соответствует не одному, а совокупности фотонов.

Сходное же положение дел имеет место и в случае частиц, имеющих массу покоя m_0 , например для электронов и позитронов. Именно, локализация электрона в малом объеме возможна лишь при значительном импульсе электрона p . Если p заметно превосходит $m_0 c$, то кинетическая энергия электрона будет много больше $m_0 c^2$ (энергии покоящегося электрона).

Так как для образования пары позитрон — электрон нужна энергия $2m_0 c^2$, то при локализации электрона в области меньшей $\frac{h}{m_0 c}$ (импульсы $p \approx m_0 c$) будут возникать также пары и уже нельзя будет говорить о локализации одного электрона. Поэтому максимальная степень локализации одного электрона или одного позитрона определяется размером $\Delta x \approx \frac{h}{m_0 c}$. Что же касается позитронно-электронного поля, то нет никаких оснований считать, что оно не может быть сосредоточено и в меньших областях пространства.

Таким образом, следует различать два вопроса: вопрос о локализации возбуждения поля и вопрос о локализации одной частицы из числа свойственных данному полю. Для локализации, сосредоточения поля, видимо, нет никаких ограничений; для локализации одной частицы они существуют.

§ 4. ЧАСТИЦЫ И ПРИНЦИП СПЕКТРАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ

Мы видим, что представление об элементарной частице теснейшим образом связано с возможностью спектрального разложения поля на гармонические колебания. Возбуждение какой-либо гармоники поля с корпускулярной точки зрения эквивалентно существованию частицы в определенном состоянии.

Однако известно, что одно и то же поле может быть представлено в виде различных спектральных разложений. Означает ли это, что одному и тому же полю могут быть свойственны различные частицы?

Чтобы ответить на этот вопрос, обратимся к примерам.

Рассмотрим сперва поперечное (световое) электромагнитное поле. Такое поле может быть охарактеризовано вектор-потенциалом $\mathbf{A}$ (при этом $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$, так что мы имеем дело с двумя независимыми функциями). Мы можем разложить $\mathbf{A}$ на линейно поляризованные колебания или на циркулярно-поляризованные. Оба разложения совершенно равноправны и могут быть написаны в форме:

$$\mathbf{A} = \sum_s \sum_{\alpha=1,2} q_{s\alpha} \mathbf{A}_{s\alpha}(x) = \sum_s \sum_{\beta=1,2} Q_{s\beta} \mathbf{B}_{s\beta}(x), \quad (13)$$

где $\mathbf{A}_{s1}$ и $\mathbf{A}_{s2}$ представляют два независимых линейных колебания (перпендикулярных направлению распространения волны), а $\mathbf{B}_{s1}$ и $\mathbf{B}_{s2}$ подобным же образом — два колебания по левому и правому кругу.

Оба разложения равноправны и одинаково истинны. Но первое разложение представляет собою спектральное разложение поля по отношению к некоторой системе, которая взаимодействует с нашим полем и реагирует на линейные колебания (например, простой гармонический диполь); второе же разложение есть разложение по отношению к системе, которая реагирует на круговые колебания. Примером таких систем может служить атом, помещённый в магнитное поле. Тогда атом резонирует на линейные колебания, параллельные магнитному полю, и на круговые колебания в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Такой атом как бы совмещает в себе два типа анализаторов: анализаторы линейных и анализаторы круговых колебаний. По отношению к линейным анализаторам поле состоит из линейно-поляризованных частиц, а по отношению к круговым анализаторам — из частиц циркулярно-поляризованных.

Таким образом, поле действительно может состоять из различных частиц, в зависимости от того, с чем оно, поле, взаимодействует.

Однако в рассмотренном примере различия в частицах, связанных с двумя видами спектрального разложения, ещё столь несущественны (они ограничиваются различиями в поляризациях), что более уместно говорить (как это обычно и делается) об одном и том же виде частиц (фотонах), но находящихся в двух различных состояниях поляризации. Во всяком случае оба способа формулировки явления («два вида частиц» или два вида состояний одной и той же частицы) оказываются совершенно эквивалентными. ³

Можно, однако, привести более разительный пример, в котором показывается, что различия в спектральном разложении поля могут вести к самым радикальным различиям в таких основных признаках частиц, как их масса и их способ взаимодействия.

Рассмотрим поле, описываемое двумя скалярными функциями, ψ_1 и ψ_2 , подчиняющиеся уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial t^2} + \Delta \psi_1 - \kappa_1^2 \psi_1 &= g \psi_2, \\ -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t^2} + \Delta \psi_2 - \kappa_2^2 \psi_2 &= g \psi_1. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Пусть мы имеем некоторую систему, взаимодействующую с этими полями. Тогда мы можем рассматривать её как анализатор нашего поля, разлагающий поле на ψ_1 и ψ_2 . По отношению к этой системе мы имеем дело с частицами двух сортов, массы покоя которых будут равны $m_1 = \frac{\hbar \kappa_1}{c}$ и $m_2 = \frac{\hbar \kappa_2}{c}$. При этом, благодаря наличию связи между полями ψ_1 и ψ_2 (члены в правых частях уравнений), эти частицы будут рассеиваться друг на друге и превращаться друг в друга, т. е. по отношению к этому анализатору будет наблюдаться очень живая картина.

Обратимся теперь к другому анализатору, реагирующему на нормальные колебания совокупного поля (ψ_1, ψ_2). Эти нормальные колебания описываются функциями:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \alpha \psi_1 + \beta \psi_2, \\ \Phi_2 &= \gamma \psi_1 + \delta \psi_2, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ — некоторые коэффициенты.

Нетрудно показать, что эти поля Φ_1 и Φ_2 будут удовлетворять уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial t^2} + \Delta \Phi_1 - \kappa_1'^2 \Phi_1 &= 0, \\ -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial t^2} + \Delta \Phi_2 - \kappa_2'^2 \Phi_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

То-есть по отношению к системе, реагирующей на линейные комбинации Φ_1 и Φ_2 , то же самое поле (ψ_1, ψ_2) состоит из частиц, имеющих массы $M_1 = \frac{\hbar \kappa_1'}{c}$, $M_2 = \frac{\hbar \kappa_2'}{c}$ и не взаимодействующих между собой (правые части в уравнениях (16) отсутствуют). Простое вычисление показывает, что массы M_1 и M_2 найдутся из формулы

$$M_{1,2}^2 = \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_1^2 - m_2^2)^2}{2} + \frac{\hbar^4 g^2}{c^2}}. \quad (17)$$

Весьма любопытно, что при достаточно большой константе связи g между полями ψ_1 и ψ_2 одна из масс $M_{1,2}$ становится мнимой. В этом случае равновесное положение колебания соответствует не минимуму потенциальной энергии («фокус»), а её максимуму (точнее «седлу»).

Вместе с тем этому возбуждению Φ_2 не соответствует вообще никаких частиц*), хотя поле продолжает существовать и может всё ещё гармонически зависеть от времени (частота колебаний для Φ_2 равна $\omega^2 = k^2 - |M_2|^2$). Для такого рода возбуждений фазовая скорость меньше скорости света, а групповая скорость больше скорости света. Этот пример показывает, сколь тесна связь между разложением поля в спектр гармонических колебаний и понятием частицы.

В рассмотренном примере связь между полями ψ_1 и ψ_2 была предположена линейной. Это было допущено только ради простоты. На самом деле в современной теории связи между полями нелинейны. Например, уравнения для электронно-позитронного и электромагнитного полей гласят:

$$\left. \begin{aligned} \gamma^\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} - \frac{m_0 c}{h} \psi &= \frac{ie}{\hbar c} \gamma^\mu \Phi_\mu \psi, \\ \square^2 \Phi_\mu &= -\frac{4\pi e}{c} \psi^\dagger \gamma^\mu \psi. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Первое из этих уравнений есть уравнение Дирака для электронно-позитронного поля ψ , а второе — уравнение Даламбера для электромагнитных потенциалов Φ_μ . В правых частях уравнений написаны члены, выражающие взаимодействие. e есть константа связи, в данном случае — электрический заряд. Как видно, эти правые части нелинейны относительно ψ и Φ_μ **). Так как электронно-позитронное поле всегда сосуществует с электромагнитным полем, то мы можем сказать, что уравнения для этих полей всегда нелинейны. Но к нелинейным полям неприменим принцип спектрального разложения, основанный на линейности уравнений поля.

Вместе с тем отпадает строгая теоретическая основа для понятия частицы. Действительно, в случае нелинейных полей невозможно представить энергию и импульс поля в виде суммы энергий и импульсов отдельных возбуждений, каждое из которых

*) Можно показать, что энергия и импульс поля в этом случае не являются дискретными — они непрерывны.

**) Члены взаимодействия в энергии дают кубические члены вида $\frac{ie}{\hbar c} \Phi_\mu \psi^\dagger \gamma^\mu \psi$. Поэтому здесь, как и в рассмотренном выше примере, можно ожидать для колебания не только «фокусов», но и «сёдел». Исследование в этом случае много сложнее из-за нелинейности уравнений.

имеет корпускулярный характер (т. е. $\frac{e_s}{c}$ и $\mathbf{p}_s$ образуют четырёх-мерный вектор). Иными словами, возбуждения в таких полях, вообще говоря, не могут быть сведены к частицам. В старом, классическом понимании поля и частиц мы могли бы попросту говорить о системе взаимодействующих (через поле) частиц. Теперь же мы не вправе производить столь определённое разделение функций между частицами и полем.

Рассматривая факт размножения частиц, мы уже отметили исчезновение границы между полем и частицами. Эта сторона дела может быть ещё подчёркнута взаимозаменяемостью роли частицы и поля, также вытекающей из возможности уничтожения и рождения частиц. Излучение и поглощение фотонов ведёт к взаимодействию между электронами. Но верно и обратное: возникновение пар позитронов и электронов и их последующее исчезновение ведёт к рассеянию света на свете, т. е. к взаимодействию фотонов. Здесь роли поля и частиц поменялись. В первом случае взаимодействие частиц (электронов, позитронов) обусловлено электромагнитным полем (фотонами), во втором случае те же фотоны, как частицы, взаимодействуют через позитронно-электронное поле.

Подобным же образом нуклоны взаимодействуют посредством мезонного поля, и обратно, мезоны могут взаимодействовать через нуклонное поле. Короче говоря, грань между полем и частицами существует лишь относительная: она имеет значение лишь в тех случаях, когда энергии и импульсы в системе столь малы, что новых частиц возникать не может. Только в этих случаях можно противопоставить частицы полю. Эта неразрывная и нелинейная связь между различными полями довольно широко доказана современным экспериментом. Кроме упоминавшихся выше взаимных превращений электронно-позитронного и электромагнитного полей, доказана превращаемость и взаимосвязь этих полей с мезонными полями. С другой стороны, мезоны порождаются нуклонами.

Таким образом, полевая картина распространяется на все частицы и только нуклоны представляют пока исключение, так как нет ещё никаких достоверных данных, доказывающих возможность возникновения нуклонов за счёт других полей. Однако вряд ли это исключение сохранит свою силу и в будущем, и поэтому мы вправе (предварительно) говорить и о нуклонном поле.

Невозможность разложения нелинейных полей на частицы указывает на то, что само понятие частицы должно рассматриваться как приближённое, верное лишь постольку, поскольку все же, в специальных условиях, приближённо возможно разложение нелинейного поля на слабо связанные линейные колебания.

Следует полагать, что в действительности могут реализовываться такие условия, когда такое разложение возможно с большой степенью точности.

Это будет в том случае, когда концентрация частиц так мала, что они находятся на больших расстояниях друг от друга.

Простейшим случаем такого рода будет, например, один уединённый (свободный) электрон. Как показывает современная теория, эффект нелинейного взаимодействия с электромагнитным полем приводит в этом случае к бесконечно большой поправке к массе электрона, которая, однако, может быть устранена путём искусственного приёма, носящего название «перенормировки» массы¹. Окончательное уравнение для свободного электрона получается линейным:

$$\gamma^\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} - \frac{m_0 c}{\hbar} \psi = 0.$$

Это указывает на то, что принцип спектрального разложения может быть сохранён для свободных частиц, а вместе с тем может быть сохранено и само понятие частицы.

Другим примером может служить свободный мезон. Несомненно, что для него приложимо соотношение $\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m_0^2 c^2$.

Однако мезон способен распадаться. Например, μ -мезон распадается на электрон и, видимо, два нейтрино²; π -мезон на μ -мезон и «нейтретто». Поэтому можно считать, что μ -мезон образован из нейтринного и электронного поля, но нельзя никак считать, что он состоит из частицы-электрона и двух частиц-нейтрино, так как ни нейтрино, ни электрон не могут быть локализованы в объёме комптоновской длины мезона $\frac{\hbar}{m_0 c}$.

Только тогда, когда произошёл распад мезона и образовавшие его поля «растеклись», мы можем говорить о возникновении таких возбуждений поля, которые представляют два свободных нейтрино и один свободный электрон.

Поэтому представление о поле создаёт более широкую основу для понимания физических явлений, нежели представление о частицах. Представление о частицах является ограниченным и останется состоятельным в будущем развитии теории только в тех случаях, когда речь идёт о превращении одного спектрального разложения поля в другое, т. е., если говорить на языке частиц, для случая столкновения частиц, когда какие-то частицы приходят из бесконечности и вновь обнаруживаются движущимися на бесконечности по другим направлениям (рассеяние) или в другой форме (превращение частиц).

Современная теория разрабатывает такой математический аппарат^{4, 5, 6, 7}, который призван специально для расчёта такого

рода задач — это аппарат так называемой матрицы рассеяния, с помощью которой по сходящимся из бесконечности волнам вычисляют расходящиеся волны. Этот аппарат, повидимому, обладает значительной степенью общности*). Однако он ещё всё же включает в себя основные недостатки современной теории: 1) необходимость искусственными приёмами удалять бесконечности, возникающие при учёте взаимодействия полей**) и 2) обилие различных полей (электромагнитное, позитронно-электронное, нейтринное, мезонные и нуклонные поля). Единство в понимании этих полей ещё не достигнуто, но экспериментальные факты, относящиеся к взаимопревращаемости этих полей, быть может, указывают на то, что различные поля есть лишь различные способы возбуждения одного единого поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. А. Смородинский, УФН XXXIX, 325 (1949).
2. В. Вейсскопф, УФН XLI, 165 (1950).
3. Г. Б. Жданов, УФН XXXIX, 512 (1950).
4. W. Heisenberg, Zeits. f. Physik. 120, 513, 673 (1943).
5. Д. Блохинцев, ЖЭТФ 16, 480 (1946); 17, 66 (1947); ДАН III, 205 (1946).
6. R. Feynman, Phys. Rev. 74, 139, 1430, 1212A (1942).
7. F. Dyson, Phys. Rev. 75, 486, 1737 (1949).
8. М. А. Марков, Journ. Phys. USSR II, 454 (1940).
9. Д. Блохинцев, ЖЭТФ, 18, 566 (1948).
10. H. J u k a w a, Phys. Rev. 77, 219 (1950).

*) Возражения, высказывавшиеся по поводу невозможности получить дискретные уровни систем из этого аппарата, основаны на неверном его применении. В этом аппарате дискретные уровни должны обнаруживаться как максимумы в дисперсионной кривой, если задача поставлена как задача рассеяния частиц.

**) Очень интересный и обещающий путь построения теории без бесконечностей был впервые намечен М. А. Марковым⁸ — это так называемые нелокализованные поля. Сходную концепцию см. также в⁹. В последнее время этому пути следует весьма интересная работа Юкавы¹⁰.
