

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Соотношения неопределенности в релятивистской области

Изложенная в т. III этого курса квантовая теория имеет существенно нерелятивистский характер и неприменима к явлениям, сопровождающимся движением со скоростями, не малыми по сравнению со скоростью света. На первый взгляд можно было бы ожидать, что переход к релятивистской теории возможен путем более или менее непосредственного обобщения аппарата нерелятивистской квантовой механики. Внимательное рассмотрение, однако, показывает, что построение логически замкнутой релятивистской теории требует привлечения новых физических принципов.

Напомним некоторые физические представления, лежащие в основе нерелятивистской квантовой механики (III, § 1). Мы видели, что фундаментальную роль в ней играет понятие измерения, под которым понимается процесс взаимодействия квантовой системы с «классическим объектом» («прибором»), в результате которого квантовая система приобретает определенные значения тех или иных динамических переменных (координат, скоростей и т. п.). Мы видели также, что квантовая механика сильно ограничивает возможность одновременного существования у электрона¹⁾ различных динамических переменных. Так, неопределенности Δq и Δp , с которыми могут одновременно существовать координата и импульс, связаны соотношением $\Delta q \Delta p \sim \hbar^2$; с чем большей точностью измерена одна из этих величин, с тем меньшей точностью может быть одновременно измерена другая.

Существенно, однако, что каждая из динамических переменных электрона в отдельности могла быть измерена со сколь угодно большой точностью, причем в течение сколь угодно короткого промежутка времени. Это обстоятельство играет фундаментальную роль для всей нерелятивистской квантовой меха-

¹⁾ Как и в III, § 1, мы говорим для краткости об электроне, имея в виду любую квантовую систему.

²⁾ В этом параграфе пользуемся обычными единицами.

ники. Только благодаря ему можно ввести понятие о волновой функции, основное в аппарате этой теории. Действительно, физический смысл волновой функции $\psi(q)$ заключается в том, что квадрат ее модуля определяет вероятность получения, в результате произведенного в данный момент времени измерения, того или иного значения координаты электрона. Ясно, что необходимой предпосылкой для введения понятия о такой вероятности является принципиальная возможность осуществления сколь угодно точного и быстрого измерения координаты; в противном случае это понятие стало бы беспредметным и потеряло бы свой физический смысл.

Существование предельной скорости (скорости света c) приводит к новым принципиальным ограничениям возможностей измерения различных физических величин (Л. Д. Ландау, R. Peierls, 1930).

В III, § 44 было получено соотношение

$$(v' - v) \Delta p \Delta t \sim \hbar, \quad (1,1)$$

связывающее неопределенность Δp измерения импульса электрона с продолжительностью Δt самого процесса измерения; v и v' — скорости электрона до и после измерения. Из этого соотношения следует, что добиться достаточно точного измерения импульса в течение достаточно короткого времени (т. е. малого Δp при малом Δt) можно лишь ценой достаточно большого изменения скорости в результате самого процесса измерения. В нерелятивистской теории это обстоятельство есть проявление неповторимости измерения импульса через короткие промежутки времени, но ни в коей мере не затрагивает принципиальной возможности сколь угодно точного однократного измерения импульса, поскольку разность $v' - v$ может быть сделана сколь угодно большой.

Наличие же предельной скорости меняет положение вещей коренным образом. Разность $v' - v$, как и самые скорости, не может теперь превышать c (точнее, $2c$). Заменяя в (1,1) $v' - v$ на c , мы получим соотношение

$$\Delta p \Delta t \sim \hbar/c, \quad (1,2)$$

определяющее наилучшую принципиально достижимую точность измерения импульса при данной продолжительности измерения Δt . Таким образом, в релятивистской теории оказывается принципиально невозможным сколь угодно точное и быстрое измерение импульса. Точное измерение импульса ($\Delta p \rightarrow 0$) возможно лишь в пределе бесконечно большой продолжительности измерения.

Есть основания считать, что претерпевает изменения также и вопрос об измеримости координаты электрона самой по себе.

В математическом формализме теории это проявляется в несовместимости точного измерения координаты с утверждением о положительности энергии свободной частицы. Мы увидим в дальнейшем, что полная система собственных функций релятивистского волнового уравнения свободной частицы включает в себя (наряду с решениями с «правильной» зависимостью от времени) также решения с «отрицательной частотой». Эти функции войдут, в общем случае, и в разложение волнового пакета, отвечающего электрону, локализованному в небольшом участке пространства.

Волновые функции «отрицательной частоты» связаны, как будет показано, с существованием античастиц — позитронов. Появление этих функций в разложении волнового пакета выражает собой неизбежное в общем случае образование электрон-позитронных пар в процессе измерения координат электрона. Неконтролируемое самим процессом возникновение новых частиц лишает смысла измерения координат электрона.

В системе покоя электрона минимальная погрешность измерения его координат

$$\Delta q \sim \hbar/mc. \quad (1,3)$$

Этому значению (единственно допустимому уже из соображений размерности) отвечает неопределенность импульса $\Delta p \sim mc$, которая, в свою очередь, соответствует минимальной пороговой энергии образования пары.

В системе отсчета, в которой электрон движется с энергией ε , вместо (1,3) имеем

$$\Delta q \sim c\hbar/\varepsilon. \quad (1,4)$$

В частности, в предельном ультрарелятивистском случае энергия связана с импульсом соотношением $\varepsilon \approx cp$, и тогда

$$\Delta q \sim \hbar/p, \quad (1,5)$$

т. е. погрешность Δq совпадает с дебройлевской длиной волны частицы¹⁾.

Для фотонов всегда имеет место ультрарелятивистский случай, так что справедливо выражение (1,5). Это значит, что о координатах фотона имеет смысл говорить только в тех случаях, когда характерные размеры велики по сравнению с длиной волны. Но это есть не что иное, как «классический» предельный случай, соответствующий геометрической оптике, в которой

¹⁾ Речь идет об измерениях, для которых из любого результата опыта можно сделать заключение о состоянии электрона, т. е. мы отвлекаемся от измерений координат с помощью столкновений, когда за время наблюдения результат осуществляется не с вероятностью 1. Хотя из факта отклонения частицы в таком случае можно сделать заключение о местоположении электрона, из отсутствия отклонения вообще нельзя сделать никаких выводов.

можно говорить о распространении света вдоль определенных траекторий — лучей. В квантовом же случае, когда длина волны не может рассматриваться как малая, понятие координат фотона становится беспредметным. Мы увидим в дальнейшем (см. § 4), что в математическом формализме теории неизмеримость координат фотона проявляется уже в невозможности составить из его волновой функции величину, которая могла бы играть роль плотности вероятности, удовлетворяющей необходимым требованиям релятивистской инвариантности.

На основании всего сказанного естественно думать, что будущая теория вообще откажется от рассмотрения временного хода процессов взаимодействия частиц. Она покажет, что в этих процессах не существует точно определяемых характеристик (даже в пределах обычной квантовомеханической точности), так что описание процесса во времени окажется столь же иллюзорным, какими оказались классические траектории в нерелятивистской квантовой механике. Единственными наблюдаемыми величинами будут являться характеристики (импульсы, поляризации) свободных частиц — начальных частиц, вступающих во взаимодействие, и конечных частиц, возникших в результате процесса (Л. Д. Ландау, R. Peierls, 1930).

Характерная постановка вопроса в релятивистской квантовой теории состоит в определении амплитуд вероятности переходов, связывающих заданные начальные и конечные (т. е. при $t \rightarrow \mp \infty$) состояния системы частиц. Совокупность амплитуд переходов между всеми возможными состояниями составляет *матрицу рассеяния*, или *S-матрицу*. Эта матрица будет носителем всей информации о процессах взаимодействия частиц, имеющей наблюдаемый физический смысл (W. Heisenberg, 1938).

В настоящее время полной, логически замкнутой релятивистской квантовой теории еще нет. Мы увидим, что существующая теория вносит новые физические аспекты в характер описания состояния частиц, приобретающего некоторые черты теории поля (см. § 10). Она строится, однако, в значительной мере по образцу и с помощью понятий обычной квантовой механики. Такое построение теории привело к успеху в области квантовой электродинамики. Отсутствие полной логической замкнутости в этой теории проявляется в существовании расходящихся выражений при прямом применении ее математического аппарата, но для устранения этих расходимостей существуют вполне однозначные способы. Тем не менее эти способы в значительной степени сохраняют характер полуэмпирических рецептов, и наша уверенность в правильности получающихся таким путем результатов основана в конечном счете на их прекрасном согласии с опытом, а не на внутренней согласованности и логической стройности основных принципов теории.