СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 6116

В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий

ПРОБЛЕМА ТОЖДЕСТВЕННОСТИ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1971

P2 - 6116

В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий

ПРОБЛЕМА ТОЖДЕСТВЕННОСТИ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

В наших работах[1-10] были рассмотрены различные частные вопросы, связанные с тождественностью в квантовой механике. Настоящая итоговая статья содержит набросок общего качественного анализа проблемы тождественности. В соответствии с поставленной целью основное внимание уделено принципиальным моментам, технические детали опущены или максимально сокращены.

Общепринятая точка зрения состоит в том, что квантовая механика радикально изменила подход к проблеме тождественности в двух отношениях:

1. Доказано существование абсолютно тождественных микрообъектов (все электроны, все протоны, все атомы водорода в основном состоянии и т.д.).

2. Поведение системы из двух (или нескольких) тождественных частиц качественно отличается от поведения системы сколь угодно близких частиц, т.е. физические свойства являются разрывной функцией непрерывных параметров, характеризующих степень близости частиц, образующих систему. Разрыву в поведении соответствует также и разрыв в описании, поскольку для тождественных частиц волновая функция должна быть симметризована, а в случае сколь угодно близких, но различных частиц она может быть в этом смысле произвольной.

Оба эти положения, не имеющие никаких аналогий в других разделах физики, обычно рассматриваются как установленные во всех отношениях окончательно и с абсолютной достоверностью. Подчеркивается, что они являются неминуемым следствием многочисленных экспериментов, дающих, как считается, на вопросы о природе тождественности однозначные ответы типа "да-нет". Речь идет здесь о таких фактах, как наличие на K-оболочках атомов только двух электронов, отсутствие некоторых ротационных уровней, двухатомных молекул и т.д.

Из сказанного ясно, что речь идет о системе взглядов, выходящих за пределы собственно физики и имеющих более широкое методологическое значение. Нельзя отрицать, что эти представления о природе тождественности сыграли существенную роль в становлении квантовой механики. Однако мы считаем, что рассматриваемые как абсолютные, они противоречат ее духу и букве. Можно сказать, что они отражают только некоторые практически важные предельные ситуации, которые иногда хорошо (но все же не абсолютно!) соответствуют действительности, а иногда совершенно ей не соответствуют[x/].

В качестве конкретного примера, служащего для пояснения нашей точки зрения, рассмотрим, следуя Фейнману/11/, задачу о рассеянии частиц.

Предположим, что мы имеем два генератора встречных пучков различных частиц A и B, которые после рассеяния на угол θ или $\pi-\theta$ попадают в два счетчика (предполагается, что лабораторная система совпадает с системой центра инерции). Возникает вопрос, чему равна вероятность совместного срабатывания счетчиков?

Если соответствующие амплитуды равны $f(\theta)$ и $f(\pi-\theta)$, то вероятность срабатывания

$$W \sim (|f(\theta)|^2 + |f(\pi-\theta)|^2). \qquad (1)$$

Здесь нет никакой интерференции между двумя "каналами", поскольку конечные состояния различимы: в одном случае в первый и второй счетчики попадают соответственно частицы A и B, во втором случае, наоборот, – B и A. Подчеркнем, что результат (1) имеет место независимо от того, в чем именно различны частицы A и B; важно лишь, чтобы их можно было отличить друг от друга.

[x/] Заметим, что последнее обстоятельство выявилось со всей отчетливостью только несколько лет тому назад в связи с концентрацией внимания на нестационарных интерференционных явлениях типа тех, которые имеют место в физике нейтральных K-мезонов.

Другое дело, если оба генератора испускают одинаковые частицы, скажем, типа A. В этом случае рассеяния на углы θ и $\pi-\theta$ приводят к неразличимым конечным состояниям (в обоих счетчиках частицы типа A). В соответствии с общим квантовомеханическим принципом интерференции амплитуд различных каналов, приводящих к одному и тому же конечному состоянию/1,11/, вероятность срабатывания счетчиков

$$W \sim |f(\theta)+f(\pi-\theta)|^2 \; {}^{x/} . \qquad (2)$$

Таким образом, мы сталкиваемся с конкретной реализацией "парадокса разрывности", сформулированного в общем виде в начале статьи: рассеяние сколь угодно близких частиц A и B описывается соотношением (1), в то время как рассеянию одинаковых частиц отвечает совершенно другое соотношение (2). Эксперимент показывает, что, например, α -частицы рассеиваются друг на друге в соответствии с (2). Отсюда обычно заключают, что все α-частицы абсолютно тождественны и что эксперимент действительно подтверждает существование парадоксального скачка поведения при переходе от близких частиц к тождественным.

По своей природе это примыкает к парадоксу Гиббса и к другим "парадоксам разрывности", проанализированным в наших работах/6,7,8/xx/. В соответствии с этим сходством его решение может быть получено на том же пути.

---

x/ Для определенности предполагается, что частицы не имеют спина. Строго говоря, вместо (2) следовало бы записать $W \sim |f(\theta)+e^{i\delta} f(\pi-\theta)|^2$. Однако хорошо известно, что фазовый множитель δ может быть равен либо нулю, либо π; первому случаю отвечают т.н. "истинно тождественные" бозоны (т.е. тождественные бозоны, находящиеся в одинаковых спиновых состояниях/1/), второму – "истинно тождественные" фермионы. Детальный анализ этой проблемы можно найти, например, в работах/1,10/.

xx/ Можно даже сказать, что это наиболее глубокий из "парадоксов разрывности", лежащий в основе большинства остальных. Здесь стоит отметить любопытное изменение научной психологии, происшедшее в течение полувека: сравнительно частному парадоксу Гиббса посвящена громадная литература, а сходная и существенно более фундаментальная ситуация в квантовой механике большинством специалистов даже не осознана в качестве парадоксальной.

Обсуждаемый парадокс сводится к скачку в вероятности рассеяния при непрерывном сближении некоторых параметров, характеризующих рассеивающиеся частицы A и B. Возникает, однако, существенный вопрос: возможно ли фактически такое непрерывное сближение, не противоречит ли оно каким-либо законам физики? Если да – парадокс остается. Если – нет, т.е. если различия между частицами могут изменяться только дискретно, парадокс исчезает: нет ничего удивительного в том, что при дискретном изменении свойств частиц вероятность рассеяния также изменяется дискретно.

На первый взгляд кажется, что реально осуществляется как раз вторая возможность. Действительно, говоря о различных частицах A и B, обычно подразумевают, что они отличаются друг от друга какими-либо дискретными и сохраняющимися квантовыми числами (зарядом, барионным числом, четностью и т.д.). В этих условиях параметры, определяющие степень близости частиц, не могут изменяться непрерывно.

Сказанное было бы достаточным, если бы в квантовой механике отсутствовал принцип суперпозиции. Однако суперпозиции существуют, и это коренным образом меняет дело. Действительно, в общем случае в "генераторах" 1 и 2 могут возникать некоторые суперпозиции состояний A и B, описываемые внутренними волновыми функциями

$$C = \alpha_1 A + \beta_1 B , \quad D = \alpha_2 A + \beta_2 B . \tag{3}$$

Коэффициенты этих суперпозиций зависят от устройства "генераторов" и могут рассматриваться как непрерывные параметры близости между C и D, поскольку при $\alpha_1 \to \alpha_2$ и $\beta_1 \to \beta_2$ состояния C и D, непрерывно изменяясь, сливаются друг с другом. Можно ли теперь утверждать, что при сколь угодно малом отличии α_1 от α_2 и β_1 от β_2, т.е. при $C \not\equiv D$, вероятность рассеяния C на D дается соотношением (1), а при $\alpha_1 = \alpha_2$ и $\beta_1 = \beta_2$, т.е. при $C \equiv D$, – соотношением (2)? Достаточно поставить этот вопрос, чтобы понять, что

---

x/ Если A и B обладают различными значениями зарядов и некоторых других квантовых чисел сходного типа, то образование суперпозиций невозможно (т.н. правило суперотбора /12/). Предполагается, что это не имеет места; частицы A и B могут различаться четностью, проекцией спина на некоторое направление и т.д.

ответ может быть только отрицательным и что вероятность рассеяния является непрерывной функцией параметров a_k и β_k. Что касается вида соответствующего выражения, то он зависит от ряда конкретных условий. Мы ограничимся простейшим случаем, когда амплитуды рассеяния A на A, B на B и A на B совпадают, а амплитуды процессов превращения частиц типа $A+A \to A+B$ и $A+A \to B+B$ равны нулю/5,9/. Тогда полная вероятность рассеяния

$$W \sim (|f(\theta)|^2 + |f(\pi-\theta)|^2 + 2|<C|D>|^2 \, Re\, f(\theta) f^*(\pi-\theta)). \qquad (4)$$

Здесь символом $<C|D>$ обозначено скалярное произведение волновых функций (3), т.е.

$$<C|D> = a_1^* \, a_2 + \beta_1^* \beta_2 . \qquad (5)$$

Величину $<C|D>$ можно также назвать степенью неортогональности состояний C и D. Для тождественных состояний, когда $a_1 = a_2$ и $\beta_1 = \beta_2$, имеем $<C|D> = 1$; если же $<C|D> = 0$, то состояния C и D ортогональны, они являются различными собственными состояниями некоторого эрмитового оператора и могут быть с помощью соответствующего анализатора полностью отделены одно от другого. В промежуточной ситуации, когда

$$0 < |<C|D>| < 1 ,$$

любой анализатор, выделяющий состояние C, в некоторой мере "захватывает" и состояние D. Такие состояния не могут быть названы ни тождественными, ни полностью различимыми.

Заметим, что соотношение (4) содержит в себе (1) и (2) как предельные: при $|<C|D>| \to 1$ оно непрерывно переходит в (1), при $<C|D> \to 0$ – в (2). "Парадокс разрывности" полностью исчез, поведение системы, вопреки общепринятому мнению, оказывается непрерывной функцией параметров близости частиц, образующих систему. Вместо противопоставления абсолютно тождественных и абсолютно различимых состояний мы приходим к более общему понятию частично различимых состояний, охватывающему два крайних понятия в качестве предельных случаев.

Обратимся теперь к утверждению о существовании абсолютно тождественных микрообъектов. Мы видели, что в любом "генераторе" возникают, вообще говоря, некоторые суперпозиции типа $C=\alpha A+\beta B$, коэффициенты которых зависят от свойств "генератора". Но всякий "генератор" включает в себя макроскопические элементы, и по этой причине его свойства могут непрерывно изменяться при изменении каких-то макроскопических параметров. Это означает, что в действительности не существует двух абсолютно одинаковых "генераторов"; более того, даже один и тот же "генератор" не остается абсолютно неизменным от одного акта генерации до другого.

Следовательно, нельзя создать суперпозицию $C=\alpha A+\beta B$ с заранее заданными значениями коэффициентов α_0 и β_0, можно лишь создать суперпозицию, в которой α и β близки к α_0 и β_0 с той или иной степенью точности, зависящей от точности изготовления и стабильности "генератора". Сходным образом нельзя создать две абсолютно одинаковые суперпозиции. Сказанное в полной мере относится и к базисным состояниям A и B, которые с рассматриваемой точки зрения являются всего лишь частными случаями суперпозиций ($\alpha=1$ и $\beta=0$ дает A, $\alpha=0$ и $\beta=1$ дает B).

В качестве иллюстрирующего примера рассмотрим частицы со спином $j=1/2$. Роль базисных состояний A и B играют здесь состояния с проекциями спина $m=\pm 1/2$ на некоторое направление, различным суперпозициям отвечают состояния со спином, ориентированным определенным образом по отношению к избранной оси квантования. Непрерывным параметром близости является угол θ между направлениями спинов, степень неортогональности $|\langle C|D\rangle|=\cos\frac{\theta}{2}$.

Два состояния со спинами, ориентированными в противоположных направлениях, полностью различимы, состояния с параллельными спинами тождественны. "Генераторами" в данном случае могут служить установки, используемые в опытах Штерна и Герлаха. Ясно, что направления магнитных полей в таких установках нельзя фиксировать с абсолютной точностью. Поэтому крайние случаи полностью различимых и полностью тождественных суперпозиций также можно реализовать с любой конечной точностью, но только не с абсолютной.

Другой интересный пример связан с нейтральными K-мезонами. Закон сохранения странности приводит к тому, что в некоторых реакциях могут генерироваться только суперпозиции типа $K^0 = \frac{K_1 + K_2}{\sqrt{2}}$ независимо от энергии первичных частиц, импульсов вторичных частиц и т.д. В реакциях другого типа, наоборот, возникают только ортогональные суперпозиции $\overline{K}^0 = \frac{K_1 - K_2}{\sqrt{2}}$. Поэтому может показаться, что все частицы, относящиеся к одному и тому же из этих двух классов, строго тождественны, а частицы разных классов полностью различимы.

Однако это верно только приблизительно, поскольку странность сохраняется лишь в сильных взаимодействиях, а генерация K-мезонов в некоторой мере обусловлена и слабыми взаимодействиями. Учет слабых взаимодействий немедленно приводит к зависимости коэффициентов суперпозиций от кинематических параметров, которые не могут быть фиксированы с абсолютной точностью. Тем самым мы приходим к тому же, что и в предыдущем примере.

То обстоятельство, что со слабыми взаимодействиями связаны очень малые вариации коэффициентов рассматриваемых суперпозиций, в интересующем нас сейчас отношении не имеет принципиального значения. Известны, впрочем, и такие реакции, в которых коэффициенты суперпозиций могут варьироваться и за счет сильных взаимодействий. Примером может служить образование состояний типа $\alpha K_1 + \beta K_2$ при столкновениях K_2-мезонов с ядрами.

В связи с рассмотренными примерами уместно отметить, что анализ проблемы тождественности в квантовой механике осложняется, помимо всего прочего, исторически сложившейся путаницей в терминологии. Волновая функция нейтрального K-мезона в общем случае имеет вид $a_1 K_1 + a_2 K_2$. С другой стороны, волновая функция частицы со спином $j = 1/2$ также может быть записана в виде $\psi = a_1 \psi_{+1/2} + a_2 \psi_{-1/2}$, где +1/2 и -1/2 отвечают двум возможным проекциям j.

С общей квантовомеханической точки зрения речь в обоих случаях идет об одном и том же. Тем не менее установилась довольно странная традиция, согласно которой в случае K_1 и K_2 частиц (и в других аналогичных случаях) говорят о разных частицах, а частицы с $m = +1/2$ и $m = -1/2$

почему-то считают тождественными. Поскольку свойства K_1 и K_2 резко различаются, естественно считать их, а вместе с ними и состояния с $m = +1/2$ и $m = -1/2$, различными частицами. Именно такая точка зрения (касающаяся всех внутренних квантовых чисел) лежит в основе всего нашего рассмотрения[x/].

Допустим, что базисные состояния A и B имеют разные массы (основное и возбужденное состояния атома и т.д.). Можно ли этим воспользоваться для полного отделения A от B с помощью какой-либо пороговой реакции и тем самым для генерации абсолютно тождественных частиц? Нет, нельзя! Работа любого реального "генератора" связана с некоторым характерным периодом установления Δt; следовательно, из-за соотношения неопределенности $\Delta E \Delta t \sim h$ пороговые условия всегда будут в той или иной мере нарушаться. Роль этих нарушений тем меньше, чем больше различаются массы A и B и чем больше величина Δt, но совершенно избавиться от них невозможно. Таким образом, и в этом отношении противопоставление между тождественностью и полной различимостью является относительным.

Вернемся к задаче о рассеянии и допустим, что в обоих "генераторах" соответствующие энергии выше пороговых, вследствие чего возникают суперпозиции (3), в которых коэффициенты a_1 и a_2 сопоставимы по величине с β_1 и β_2. Говоря ранее о соотношении (4), мы неявно предполагали, что A и B имеют одинаковые массы. Посмотрим, что изменится, если $m_A \neq m_B$. В этом случае суперпозиции (3) нестационарны и коэффициенты a_k и β_k зависят от собственных времен τ_k, отсчитываемых от момента генерации в каждом из "генераторов" до момента рассеяния:

$$a_k = a_k^0 e^{-im_A c^2 \tau_k/\hbar}, \qquad \beta_k = \beta_k^0 e^{-im_B c^2 \tau_k/\hbar}. \tag{6}$$

x/ Напомним в этой связи слова А. Пуанкаре, который подчеркивал, что в науке "... точно определенный язык – вещь весьма не безразличная"/13/.

Поэтому степень неоротогональности (5) и вероятность рассеяния (4) также будут зависеть от времени. Легко видеть, что зависимость эта периодическая с частотой

$$\omega = \frac{m_A - m_B}{\hbar} c^2 . \tag{7}$$

Для ее наблюдения необходимо иметь "генераторы" и область рассеяния достаточно малых размеров. Указанные условия могли бы быть практически выполненными, например, при рассеянии нейтральных K-мезонов, для которых разность масс $m_{K_1} - m_{K_2}$ очень мала и соответствующий (7) пространственный период составляет обычно несколько сантиметров.

Если величина $m_A - m_B$ достаточно велика, то зависящие от времени интерференционные члены усредняются. Соотношение (4) принимает тогда вид:

$$W \sim [(|a_1|^2|a_2|^2 + |\beta_1|^2 |\beta_2|^2)|f(\theta) + f(\pi-\theta)|^2 + \\ + (|a_1|^2|\beta_2|^2 + |\beta_1||a_2|^2)(|f(\theta)|^2 + |f(\pi-\theta)|^2)]. \tag{8}$$

Иными словами, вероятность рассеяния получается такой же, как если бы в каждом из "генераторов" частицы A и B возникали независимо друг от друга с вероятностями $|a_k|^2$ и $|\beta_k|^2$. Соответственно создается впечатление, что в двух актах генерации могут возникать две абсолютно тождественные частицы (AA или BB) либо две абсолютно различимые частицы (A и B).

Описанная ситуация встречается, хотя и не всегда, но все же достаточно часто; важно отметить, что она соответствует почти всем случаям, анализ которых сыграл определяющую роль при возникновении квантовой механики. Например, если речь идет о двух атомных уровнях, то обычно $\omega \sim 10^{15}$ сек$^{-1}$, для уровней ядра типичные значения $\omega \sim 10^{20}$ сек$^{-1}$.

В этих условиях общепринятые в квантовой механике представления о природе тождественности являются с практической точки зрения вполне приемлемыми. Ясно, однако, что они отвечают только одному из возможных предельных частных случаев, и их абсолютизация не может считаться законной. В другом пределе, когда частота (7) достаточно мала или даже равна нулю (т.н. вырождение), эти представления совершенно не соответствуют действительности.

До сих пор предполагалось, что сначала образуются суперпозиции типа (3), которые затем рассеиваются. Примерно такая же картина возникает и тогда, когда генерируются волновые пакеты ортогональных и стационарных состояний A и B, а после рассеяния с помощью соответствующих анализаторов отбираются некоторые суперпозиции L и M, определяемые соотношениями

$$L = \overset{*}{\epsilon} A + \overset{*}{\mu} B, \quad M = \overset{*}{\nu} A + \overset{*}{\eta} B. \tag{9}$$

Это означает, что состояние L является одним из собственных состояний первого детектора, M – второго детектора.

Из (9) вытекает, что амплитуды регистрации состояний A и B первым детектором равны соответственно ϵ и μ, а вторым детектором – ν и η. Как показано в /1/, вероятность двойного совпадения в описываемом корреляционном эксперименте:

$$W \sim \{ |\epsilon\eta f(\theta)|^2 + |\mu\nu f(\pi-\theta)|^2 + \\ + 2 Re(\epsilon\eta\nu^*\mu^* f(\theta) f^*(\pi-\theta) e^{i(m_B - m_A)\frac{(\tau_1-\tau_2)c^2}{h}})\}, \tag{10}$$

где τ_1 и τ_2 – собственные времена, отсчитываемые от момента рассеяния до моментов срабатывания соответствующих детекторов.

Если частицы регистрируются немедленно после акта рассеяния, то $\tau_1 = \tau_2 = 0$, и (10) переходит в

$$W \sim \{ |\epsilon\eta f(0)|^2 + |\mu\nu f(\pi-\theta)|^2 + 2 Re(\epsilon\eta\nu^*\mu^* f(\theta) f^*(\pi-\theta))\}. \tag{10'}$$

Предположим далее, что оба детектора устроены одинаково и, следовательно, отбирают одинаковые суперпозиции $L \equiv M(\epsilon=\nu,\mu=\eta)$. Тогда (10') эквивалентно соотношению (2), характерному для тождественных частиц. Ясно также, что при $\epsilon \to \nu$ и $\mu \to \eta$ переход (10') в (2) происходит непрерывно[x/].

В общем случае, когда $\tau_1 - \tau_2 \neq 0$, возникают в соответствии с (10) интерференционные "биения" вероятности регистрации. Если разность масс $m_A - m_B$ достаточно велика, необходимо усреднить (10) по временам τ_1 и τ_2. Это приводит к соотношению

$$\bar{W} \sim \{ |\epsilon \eta f(\theta)|^2 + |\nu \mu f(\pi-\theta)|^2 \}, \qquad (10'')$$

не содержащему интерференционного члена, т.е. сходному по своей структуре с (1).

Для нестабильных частиц отбор суперпозиций L и M может осуществляться путем регистрации соответствующих мод распада.

В таком отборе по сути дела и состоит причина возникновения интерференционных явлений при регистрации распадов нестабильных частиц. Важно подчеркнуть, что и здесь имеет место непрерывный переход к случаю тождественных частиц, если отбираемые состояния сближаются между собой (более подробно см./1,2,3/).

До сих пор все рассмотрение велось применительно к отдельным конкретным задачам. Ясно, однако, что проведенный анализ имеет общее значение. Для того чтобы убедиться в справедливости этого утверждения, рассмотрим коротко вопрос о структуре волновой функции системы частиц/1,10/. Сначала предположим, что речь идет о полностью различающихся частицах A и B. Это могут быть любые пары частиц, скажем, K_1 и K_2, либо α-частица и π-мезон, либо электроны с проекциями спина $m = +1/2$ и $-1/2$ и т.д.

[x/] Заметим, что степень неортогональности $\langle L|M \rangle$ непосредственно в (10) и (10'') не входит; тем не менее остается справедливым прежнее утверждение: при $|\langle L|M \rangle| \to 1$ происходит непрерывный переход к поведению системы тождественных частиц.

Будем рассматривать A и B как два разных состояния одной и той же частицы, т.е. введем некоторое внутреннее квантовое число, одному из значений которого отвечает состояние A , другому – B . Тогда волновая функция системы будет зависеть не только от координат частиц, но и от их внутренних квантовых чисел.

Введем теперь представление о так называемой "полной перестановке", состоящей в перестановке в с е х аргументов волновой функции как внешних, так и внутренних. После такой перестановки мы приходим к прежнему физическому состоянию, откуда, как известно, следует, что волновая функция либо переходит сама в себя (бозоны), либо меняет знак (фермионы).

Подчеркнем, что полученный результат ни в коей мере не предполагает тождественности A и B; он правилен также безотносительно к тому, возможны или невозможны суперпозиции состояний A и B. Если такие суперпозиции возможны (именно этот случай нас интересует прежде всего), то сформулированное утверждение о симметризации (или антисимметризации) волновой функции очевидным образом справедливо не только для A и B , но и для любых их суперпозиций C и D .

Обратимся теперь к системе двух таких суперпозиций, определяемых в соответствии с (3), и зададимся вопросом: как изменяется волновая функция системы после перестановки одних только внешних координат, никак не затрагивающей внутренние квантовые числа? Если $C \equiv D$, то по отношению к такой перестановке волновая функция обладает привычными свойствами волновой функции тождественных частиц, т.е. не изменяется, либо меняет знак.

Ясно, однако, что сказанное не относится к общему случаю, когда $C \neq D$ и перестановка координат в какой-то мере изменяет свойства системы. Ясно также, что при $C \to D$ мы имеем дело с непрерывным переходом к поведению тождественных частиц/10/. Это относится ко всем аспектам поведения системы, поскольку все они в равной мере характеризуются свойствами волновой функции. Тем самым идея о непрерывном переходе от различающихся частиц к тождественным при сближении их внутренних состояний формулируется в наиболее общем виде.

В целях уточнения сделаем еще несколько замечаний.

Обычно считается, что наличие на K-оболочках атомов только двух электронов является следствием их абсолютной тождественности. Это – недоразумение. Действительно, как мы уже видели, абсолютно тождественных электронов фактически не существует. На самом деле обсуждаемое свойство K-оболочек является следствием принципа суперпозиции и антисимметрии волновой функции по отношению к полной перестановке, которая непосредственного отношения к абсолютной тождественности не имеет, хотя бы потому, что может быть сформулирована для любых различающихся фермионов (например, для нейтрона и протона, электрона и позитрона и т.д.). Тождественность здесь можно было бы ввести только чисто словесно, полагая все электроны, в каких бы состояниях они ни были, абсолютно тождественными по определению. Выше, однако, было показано, что такая терминология лишена разумного смысла.

Здесь может возникнуть другое возражение. Чем бы ни объяснялись свойства K-электронов гелия, остается фактом, что в нерелятивистском приближении их спины строго антипараллельны; следовательно, эти электроны абсолютно различимы. С другой стороны, существуют и такие стационарные состояния атомов гелия, в которых спины электронов строго параллельны, т.е. электроны абсолютно тождественны. Не разрушаются ли этими примерами наши представления об отсутствии абсолютно тождественных и абсолютно различимых электронов?

Ни в коей мере! Свойства указанных стационарных состояний атомов действительно таковы, но сами эти состояния – всего лишь теоретическая абстракция; их можно создать только с помощью "идеальных генераторов", обладающих большим периодом установления. В реальных "генераторах" обязательно возникнут суперпозиции стационарных атомов, вследствие чего электроны таких атомов не могут считаться ни абсолютно тождественными, ни абсолютно различимыми[x/].

[x/] Следует иметь в виду, что в любых реальных условиях всегда присутствуют, например, неоднородные магнитные поля, смешивающие между собой синглетные и триплетные состояния гелия. Рассматривать стационарные состояния гелия без учета влияния таких полей – тоже идеализация! Релятивистские поправки, эквивалентные учету влияния неоднородных внутриатомных полей, также приводят к перемешиванию триплетных и синглетных состояний.

Все вышеизложенное основано на принципе суперпозиции. Поэтому следует еще ответить на такой вопрос: всегда ли имеются состояния B, образующие суперпозиции с интересующим нас состоянием A? Нам кажется, что вся структура современной квантовой механики с неизбежностью приводит к положительному ответу. Правила суперотбора не противоречат такому выводу, так как они запрещают только некоторые суперпозиции, но отнюдь не все.

Таким образом, мы можем в противовес двум положениям, приведенным в начале статьи, сформулировать следующие итоговые заключения:

1. Не существует никаких реальных абсолютно тождественных объектов. Абсолютно тождественные состояния выступают только в качестве идеализированных элементов теории, но в действительности они могут быть реализованы не более, чем идеальные эталоны измерения в классической физике[x].

2. Для каждого квантовомеханического объекта можно указать бесконечное множество других сколь угодно близких к нему объектов.

3. При непрерывном сближении свойств частиц поведение составленной из них системы изменяется непрерывно, без каких-либо скачков.

4. Результаты типа (2) никоим образом не доказывают существования абсолютно тождественных частиц; они являются следствием не абсолютной тождественности, а общих интерференционных принципов квантовой механики.

Сказанное, конечно, не означает, что квантовая механика не внесла ничего нового в проблему тождественности. В частности, именно с квантовой механикой связан очень важный и принципиально новый момент. Речь идет о существовании таких состояний, которые не являются ни абсолютно тождественными, ни абсолютно разделимыми. Именно это обстоятельство, вытекающее из принципа суперпозиции и подчеркнутое в свое время Фон-Нейманом[14], является по сути дела основным исходным пунктом настоящей работы.

---

[x] Отсутствие скачка в поведении при переходе от близких суперпозиций к одинаковым позволяет предположить, что даже те идеализированные объекты, которые мы именуем абсолютно тождественными, сами, в свою очередь, являются суперпозициями каких-то других, пока что не выявленных состояний. Такая гипотеза не является, конечно, обязательной, но в чисто логическом плане она вполне возможна. Соответствующий анализ проведен в работе[9].

В заключение следует заметить, что в работах /1-10/ содержится довольно много очевидных опечаток и неточностей, а в некоторых случаях - даже частных ошибок. Это не удивительно, если учесть объем и сложность темы. Как правило, упомянутые неточности не играют существенной роли, и мы не будем на них специально останавливаться. Укажем только на рассмотренный в/1/ крайне неудачный пример с гипотетическими частицами, обладающими одинаковыми квантовыми числами, но разными массами. Пример этот во многих отношениях неясен и в силу своей гипотетичности не допускает однозначной интерпретации.

В конце/1/ приведено неточное замечание о промежуточном статистическом равновесии; следует иметь в виду, что оно относится к случаю, когда в начальный момент состояния всех частиц системы одинаковы, т.е. соответствуют одной и той же суперпозиции.

Литература

1. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 55, 904, 1968.
2. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р2-4145, Дубна, 1968.
3. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 57, 175, 1969.
4. В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 57, 157, 1969.
5. В.Л. Любошиц. Сообщение ОИЯИ, Р2-4631, Дубна, 1969.
6. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р4-5257, Дубна, 1970; УФН, 105, 353, 1971.
7. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. ДАН СССР, 194, 547, 1970.
8. В.Л. Любошиц. ДАН СССР, 195, 63, 1970.
9. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 60, 9, 1971.
10. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. Сообщение ОИЯИ, Р2-5809, Дубна, 1971.
11. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. т. 8. Квантовая механика, гл. 2, изд. "Мир", 1966.
12. Р. Стритер, А.В. Вайтман. PCT, спин, статистика и все такое, стр. 16, изд. "Наука", 1966.

13. А. Пуанкаре. Ценность науки, стр. 101, Москва, 1906.

14. Фон-Нейман. Математические основы квантовой механики. гл. 5, изд. "Наука", 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 декабря 1971 года.