

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

530.145.6

ШРЕДИНГЕРОВСКАЯ КОШКА И ЕЕ ЛАБОРАТОРНЫЕ СОРОДИЧИ*)*А. Дж. Легgett*

В первой части статьи кратко рассматриваются причудливые следствия попытки последовательного применения квантовой механики к макроскопическим телам, находящимся в определенных условиях (так называемый парадокс шредингеровской «кошки»). Этот парадокс возникает из предположения о том, что линейные суперпозиции макроскопически различных состояний, недвусмысленно предсказываемых формализмом квантовой механики, действительно существуют в природе. До недавнего времени это предположение оставалось экспериментально непроверенным. Однако достигнутый в последнее время прогресс в технологии изготовления микроструктур, в физике низких температур и контроле за уровнем шумов открыл возможность косвенных, а может быть, и прямых проверок этого предположения. В частности, такие проверки осуществимы в сверхпроводящих системах, в которых используется эффект Джозефсона. В статье описаны некоторые из этих исследований, рассмотрена современная экспериментальная и теоретическая ситуация и обсуждается применение возможно достижимых на этом пути результатов к эксперименту.

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовая механика в современной ее формулировке существует уже около 60 лет. За это время она доказала свою способность предсказывать с поразительной степенью точности проведение огромного числа физических систем: от ядерных реакторов до жидкого гелия, от «наиболее элементарных» частиц до наиболее сложных биологических молекул. И все же, несмотря на успешное применение квантовой механики к решению практических задач, остаются терзающие сомнения (и не только в области философии!) относительно окончательного значения и самосогласованности квантовомеханического формализма. Они настолько серьезны, что некоторые физики даже считают, что в конце концов новая, интуитивно гораздо более приемлемая картина мира вытеснит квантовую теорию, которая будет рассматриваться как простой набор рецептов, оказавшихся способными приводить к правильному ответу при достижимых в XX веке экспериментальных условиях.

Извечные и наиболее тревожные наши сомнения связаны с квантовой теорией измерений. Как мы увидим в следующем разделе, эта проблема возникает из-за того, что, распространив квантовомеханическое описание природы на макроскопический уровень (что, в принципе, и следует делать) при некоторых условиях мы получим такое описание макроскопического мира,

*) Leggett A. J. Schrödinger's Cat and Her Laboratory Cousins. — *Contemp. Phys.*, 1984, v. 25, No. 6, pp. 583—598. — Перевод А. А. Быкова.

Автор статьи — сотрудник Отдела физики Университета шт. Иллинойс, Урбана-Шампань, США.

которое в лучшем случае явится весьма сомнительным и противоречащим интуиции, а в худшем, — возможно, и просто противоречивым. Наиболее известным из иллюстрирующих эту трудность мысленных экспериментов является эксперимент, первоначально сформулированный Шрёдингером в 1935 г. и известный под названием парадокса шрёдингеровской «кошки» (или просто парадокса «[живой и мертвой] кошки»).

В оригинальной формулировке этот эксперимент выглядит следующим образом. Кошка помещается внутрь закрытого ящика, снабженного устройством, которое при приведении его в действие, кошку убивает. Спусковой механизм представляет собой электронный счетчик, срабатывающий при распаде радиоактивных ядер. Если время полураспада ядер равно одному часу, то по истечении этого срока корректное квантовомеханическое описание *) гласит, что состояние, в котором находятся ядра, не является с достоверностью ни распавшимся состоянием, ни нераспавшимся состоянием, а представляет собой их линейную суперпозицию. Следовательно, нельзя вполне определенно сказать, жива кошка или нет. Однако совершенно очевидно, что в результате наблюдения мы придем либо к одному, либо к другому результату!

По правде говоря, большинство физиков, сознающих существование парадокса «кошки», склонны нетерпеливо отмахнуться от него, как от типичной философской проблемы, что не должно беспокоить ученых-практиков. Причина такого отношения состоит в том, что внимательное изучение этого парадокса приводит к следующему заключению, которое на метафизическом уровне рассмотрения может внушать нам опасения, а может и не внушать их. А именно, парадокс Шрёдингеровской «кошки», во всяком случае, не имеет *никаких наблюдаемых следствий*, т. е. экспериментальные последствия вышеизложенного и, совершенно очевидно, вызывающего некоторые сомнения способа описания совершенно не наблюдаемы. В силу своей профессии физики довольно скептически относятся к тем вопросам, с которыми, как они *априори* знают, разумным образом не может быть связан ни один эксперимент, и поэтому они склонны отвести в сторону этот парадокс и предоставить право философам беспокоиться о нем.

За последние несколько лет, благодаря прогрессу, достигнутому в физике низких температур, контроле за уровнем шумов и в технологии изготовления микроструктур, стало ясно, что сделанное выше заключение может оказаться чересчур оптимистическим (или пессимистическим, в зависимости от точки зрения). Несомненно, маловероятно, что в обозримом будущем мы смогли бы продемонстрировать экспериментальные следствия того, что кошка представляет собой суперпозицию состояний, отвечающих жизни и смерти. Однако на более скромном уровне можно поставить вопрос: возможно ли продемонстрировать какой-нибудь макроскопический объект, представляющий собой суперпозицию состояний, которые по каким-либо разумным критериям могут быть названы макроскопически различными состояниями? По-видимому, ответ на этот вопрос состоит в том, что почти наверняка можно получить косвенное подтверждение существования таких состояний. Не столь уж безрассудно и предположение о том, что можно получить и более убедительное, прямое доказательство этого факта.

Конечно, сделанные выше замечания неявно предполагают, что в случае, если нам удастся обеспечить такие условия, то в действительности макроскопический объект будет находиться в состоянии, корректно описываемом

*) Общепринятая точка зрения состоит в том, что квантовомеханическое описание следует применять не к индивидуальным системам (даже на макроскопическом уровне; см. ниже), а только к ансамблям одинаково приготовленных систем. Я не хотел бы в данном контексте придерживаться какой-либо иной точки зрения по этому вопросу. Таким образом, на протяжении всей статьи, где бы читатель ни встретил, например, фразу «волновая функция кошки», ему или ей предлагается добавить сюда слова «или ансамбль одинаковым образом приготовленных кошек».

суперпозицией макроскопически различных состояний. Естественно, это является неизбежным следствием распространения законов квантовой механики на макроскопические системы. С другой стороны, на это можно возразить, что такого рода экстраполяции (до недавнего времени совершенно не подвергнутые экспериментальной проверке) в действительности несправедливы. Например, можно себе представить, что к уравнению Шрёдингера есть поправки, которые пренебрежимо малы для одной, двух или даже для ста частиц, но играют ведущую роль, когда их число стремится к макроскопической величине (скажем, к 10^{23}). С этой точки зрения эксперименты, которые я намерен обсуждать, можно рассматривать как проверку справедливости экстраполяции квантовой механики на системы, обладающие макроскопическими размерами и степенью сложности; результаты, противоречащие квантовомеханическим предсказаниям (в предположении, что последние надежны с точки зрения теории) поставят под сомнение такую экстраполяцию. Этот вопрос будет подробно обсуждаться в заключении.

2. ПАРАДОКС «КОШКИ» *)

2.1. Суперпозиции и смешивания

Представим себе микроскопическую частицу вроде электрона или атома, которая может находиться в двух различных состояниях. Так, например, если частица обладает спином $(1/2)\hbar$, то два интересующих нас состояния могут соответствовать проекциям спина $\pm(1/2)\hbar$ на (скажем) ось z . Я буду обозначать волновые функции, отвечающие этим двум состояниям, как $\psi_+^{(z)}$ и $\psi_-^{(z)}$. Предположим на секунду, что нам известно, что частица находится в одном из этих состояний, но не известно, в каком именно. Как это выяснить? Обычно для этого надо провести эксперимент Штерна и Герлаха, т. е. пропустить частицы между полюсами магнита, генерирующего сильное неоднородное магнитное поле. Тогда общая теория взаимодействий этих частиц с полем предсказывает (и мы можем, если захотим, явно проверить это в целой серии экспериментов), что в случае, когда спин частицы равен $+(1/2)\hbar$ (т. е. ее волновая функция $\psi_+^{(z)}$), она будет отклоняться в одном направлении, а в случае спина $-(1/2)\hbar$ (волновая функция $\psi_-^{(z)}$) отклонение будет происходить в противоположном направлении. Однако мы все же вынуждены определить, в каком из направлений отклонилась частица. Для этого можно поместить счетчик Гейгера в каждом из ожидаемых направлений вылета пучка частиц и следить за тем, какой из двух счетчиков сработает. Экспериментальный факт состоит в том, что если мы пускаем в установку только одну частицу, то срабатывает один и только один из счетчиков. Таким образом, можно сказать, что мы «измерили» z -компоненту спина частицы.

Однако квантовая механика допускает состояния частицы более общие, чем рассмотренные нами состояния с волновыми функциями $\psi_+^{(z)}$ и $\psi_-^{(z)}$: она допускает также чистые состояния, описываемые *линейной суперпозицией* волновых функций

$$\psi = a\psi_+^{(z)} + b\psi_-^{(z)}, \quad |a|^2 + |b|^2 = 1. \quad (1)$$

Сейчас нам не нужно интересоваться тем, следует ли рассматривать волновую функцию (уравнение (1)) как относящуюся к одной частице или к ансамблю, из которого она была извлечена. Если придерживаться последней точки зрения, то достаточно рассматривать лишь первую из прошедших через установку (после ее включения) частиц ансамбля. Какие предсказания могут быть сделаны в отношении этой частицы на основании квантовой механики?

*) Формальное обоснование, предложенное в этом разделе, конечно же, далеко выходит за рамки кратких замечаний, данных Шрёдингером (1935) и носящих качественный характер. Однако их можно рассматривать как содержащиеся в аргументах Шрёдингера, но выраженные неявно.

На первый взгляд кажется, что если воспользоваться стандартными аксиомами из любого учебника по квантовой механике, то ответ прост: в результате проведения «измерения» z -компоненты спина вероятность того, что частица имеет спин $+(1/2)\hbar$ (т. е. вероятность того, что сработает верхний счетчик Гейгера), равна $|a|^2$, а вероятность того, что частица имеет спин $-(1/2)\hbar$ (срабатывает нижний счетчик), равна $|b|^2$. Совершенно очевидно, что проверить это предсказание с помощью лишь одной частицы невозможно. Однако в серии опытов со многими частицами, принадлежащими к одному и тому же ансамблю, доли времени, в течение которого будет срабатывать верхний или нижний счетчик, должны относиться примерно как $|a|^2$ к $|b|^2$.

На этой стадии рассмотрения соблазнительно сделать вывод о том, что каждая из частиц ансамбля, описываемого выражением (1), «имела» на самом деле вполне определенное значение проекции спина на ось z еще до того, как она попала в установку, и что процесс измерения выявил лишь то, что уже имело место. Такое описание называется «смешиванием» состояний $\psi_+^{(z)}$ и $\psi_-^{(z)}$. Но мы знаем, что данный вывод неверен, по крайней мере, в рамках обычной интерпретации квантовой механики. Предположим, например, что мы выбрали коэффициенты в формуле (1) следующим образом: $a = b = 1/\sqrt{2}$. Несложно показать (конечно, используя для этого стандартные формулы квантовомеханических преобразований), что результирующая волновая функция отвечает состоянию, в котором x -компонента спина равна $(1/2)\hbar$, т. е. обозначая это состояние символом $\psi_+^{(x)}$ (и состояние, отвечающее проекции спина на ось x , равной $-(1/2)\hbar$, как $\psi_-^{(x)}$), получим следующий результат:

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_+^{(z)} + \psi_-^{(z)}) = \psi_+^{(x)}. \quad (2)$$

Таким образом, если бы мы взяли пучок частиц с волновой функцией, описываемой формулой (2), и пропустили их через *другую* установку Штерна — Герлаха, предназначенную для измерения x -, а не z -компоненты спина, то все выходящие из нее частицы попали бы в «верхний» пучок. С другой стороны, предположим, что все частицы ансамбля «находились» либо в состоянии $\psi_+^{(z)}$, либо в состоянии $\psi_-^{(z)}$. Тогда легко показать справедливость результата

$$\psi_+^{(z)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_+^{(x)} + \psi_-^{(x)}), \quad \psi_-^{(z)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_+^{(x)} - \psi_-^{(x)}), \quad (3)$$

который, очевидно, согласуется с формулой (2). Теперь рассмотрим частицы, находившиеся в состоянии $\psi_-^{(z)}$. В соответствии со стандартными аксиомами измерение x -компоненты спина приводит с вероятностью 50% к результату $+(1/2)\hbar$ и с такой же вероятностью к результату $-(1/2)\hbar$. Те же самые рассуждения применимы и к частицам, «находившимся» в состоянии $\psi_+^{(z)}$. Тогда, если все наши предположения верны, следует ожидать, что измерения x -компоненты спина частиц ансамбля как целого должны показать, что примерно половина из них обладает проекцией спина на ось x , равной $+(1/2)\hbar$, а другая половина — проекцией $-(1/2)\hbar$. Но это находится в противоречии с результатом формулы (2). Таким образом, линейную суперпозицию (формула (2)) волновых функций *нельзя* интерпретировать так, что какая-то одна частица ансамбля «находилась» либо в состоянии $\psi_+^{(z)}$, либо в состоянии $\psi_-^{(z)}$ еще до того, как было проведено измерение. На физическом языке это означает, что линейная суперпозиция двух квантовомеханических состояний не эквивалентна «смеси» этих состояний. Довольно впечатляющий эксперимент, подтверждающий сделанный нами вывод, недавно был выполнен на нейтронном интерферометре (Summhammer et al., 1983). В этом эксперименте пучок нейтронов со спинами, ориентированными (скажем) в $+z$ -направлении, расщеплялся на два пространственно хорошо разделенных пучка — верхний и нижний. Затем верхний пучок нейтронов был пропущен через высокочастотную катушку индуктивности, которая приводила к спин-фли-

пу — перевороту спина в $-z$ -направлении. Нижний же пучок нейтронов при этом никаким воздействиям не подвергался. В случае, когда один из пучков нейтронов был перекрыт, измерения показывали, что нейтроны другого пучка имели вполне определенное значение z -компоненты спина ($-$ для верхнего пучка и $+$ для нижнего), и соответственно вероятность иметь положительную или отрицательную проекцию спина равнялась 50%. Однако в случае, когда оба пучка были сведены вместе и могли интерферировать, результирующий пучок (при соответствующих экспериментальных условиях) был с вероятностью 100% поляризован в положительном направлении оси $+x$.

Результат можно сформулировать так: хотя мы и нашли в результате измерений, что z -компонента спина всегда принимает значения либо $(1/2)\hbar$, либо $-(1/2)\hbar$, было бы совершенно неправильным интерпретировать этот факт так, что каждая из частиц ансамбля, описываемого формулой (1), еще до того, как измерение было выполнено, действительно *обладала* той или иной проекцией спина.

Соблазнительно интерпретировать этот результат следующим образом. В процессе измерения возникла некоторая реальность, до него не существовавшая. На первый взгляд такое положение представляется довольно сомнительным истораживающим.

Трудность для понимания и противоречивость этих утверждений, испытываемая студентами при их первом знакомстве с такими особенностями теории, в некоторой степени смягчается тем, что объекты, о которых идет речь — электроны и атомы — чрезвычайно далеки от нашего повседневного макроскопического мира. Действительно, в общем даже не очевидно, что онтологический статус объектов микромира такой же, как и макрообъектов вроде столов и стульев. Возможно, что «парадокс», с которым мы столкнулись, является просто следствием необдуманного и ошибочного приписывания микроскопическим объектам такого же статуса, которым мы наделяем объекты макромира. Эту аргументацию энергично поддерживал Нильс Бор, стоявший на той точке зрения, что не следует даже рассуждать о микроскопических объектах, таких, как электроны или атомы, *как о предметах*, имеющих какие-либо свойства, до тех пор, пока не дано полного описания экспериментальных установок, используемых для их измерения. С этой точки зрения электроны и атомы представляют собой просто связующее звено между конкретным макроскопическим прибором (сюда относятся некоторые термостаты, связанные с ними фильтры, черные ящики и т. д.) и сериями микроскопических событий (срабатывание счетчиков и т. д.), при помощи которых экспериментатор получает интересующую его информацию, и которые с необходимостью должны быть описаны на языке классической физики. Достаточно подробная разработка этой точки зрения содержится в работе (Reichenbach, 1944).

2.2. Макроскопическая суперпозиция

Если мы готовы проводить резкое различие между микроскопическим миром электронов, атомов и т. д. (описываемых квантовой механикой) и макроскопическим миром счетчиков, измерительных приборов и т. д. (описываемых в рамках классической физики), изложенная выше точка зрения, хотя, может быть, и удивительная на первый взгляд, по крайней мере, внутренне не противоречива. Проблема состоит в том, что, по-видимому, проведение такого различия физически не обосновано. Так, например, в описанной выше установке Штерна и Герлаха, предназначенной для измерения проекции спина атома, не только магнит, но и счетчики со связанной с ними электроникой и т. п. с точки зрения физика представляют собой не что иное, как совокупность атомов и молекул. Таким образом, если формализм квантовой механики самосогласован, то кажется, что он должен быть применим (хотя это и не является обязательным) к этим макроскопическим частям установки.

Более того, можно ожидать, что применение квантовой механики на таком уровне приведет к результатам, согласующимся со «здравым смыслом». Например, в каком-нибудь одном опыте (т. е. для единичного атома, прошедшего через установку) срабатывает либо один, либо другой счетчик. Содержание парадокса Шрёдингеровской «кошки» как раз и состоит в том, что этого не происходит.

Чтобы убедиться в этом, зададимся вопросом, каково на самом деле правильное квантовомеханическое описание конечного состояния счетчиков в случае, если: а) первоначально волновая функция атома была $\psi_+^{(2)}$, б) она равнялась $\psi_-^{(2)}$ и, наконец, в) состояние атома описывалось суперпозицией функций $\psi_+^{(2)}$ и $\psi_-^{(2)}$ *).

(В последующих рассуждениях я предполагаю, что квантовая механика в современной ее формулировке действительно применима к телам произвольной степени сложности и произвольного размера. Как уже упоминалось выше, одним из главных иницирующих начал для проведения эксперимента, который я собираюсь обсуждать, явилось желание проверить это предположение.) Мы знаем, что в случае а) конечное состояние должно соответствовать тому, что срабатывает только верхний счетчик. Но в действительности существует множество обладающих этим свойством квантовомеханических состояний, зависящих от точного *исходного* состояния счетчика (и, возможно, от состояния связанных с ним частей экспериментального оборудования), которое вряд ли нам известно. Поэтому, строго говоря, мы должны предполагать, что счетчики находятся не в каком-то одном конечном состоянии Ψ , а с некоторыми вероятностями $P_1^{(i)}$, $P_1^{(j)}$, $P_1^{(k)}$, ... находятся в различных микроскопических состояниях $\Psi_1^{(i)}$, $\Psi_1^{(j)}$, $\Psi_1^{(k)}$, ..., отличающихся между собой в микроскопическом смысле. Однако все они соответствуют тому, что срабатывает только один верхний счетчик. Та неопределенность, с которой мы сталкиваемся на этой стадии рассмотрения, имеет чисто классическое происхождение и никак не связана с квантовомеханической неопределенностью. В формализме квантовой механики такая ситуация описывается путем введения вместо одного чистого состояния матрицы плотности конечных состояний экспериментальной установки. (Формальное описание этого вопроса содержится в работе Daneri et al., 1962.) Вопреки некоторым противоположным утверждениям, порой встречающимся в литературе, я полагаю, что правильное рассмотрение этого вопроса не обостряет, но и не сглаживает трудностей, связанных с парадоксом Шрёдингеровской «кошки» (см., например, статьи Bub, 1968; Wigner, 1963). По этой причине, а также с целью сохранения простых обозначений, я буду несколько упрощать ситуацию, описывая конечное состояние установки в случае а) одной волновой функцией Ψ_1 . Аналогично, в случае б) конечное состояние установки будет описываться волновой функцией Ψ_2 , соответствующей тому, что срабатывает только нижний счетчик. Совершенно очевидно, что эти два квантовых состояния Ψ_1 и Ψ_2 отвечают *макроскопически различному* поведению счетчиков. Как и в описанном выше мысленном эксперименте Шрёдингера, этому утверждению можно придать большую рельефность, предположив, что только нижний счетчик связан с электронным оборудованием, приведение в действие которого уничтожает сидящую в ящике кошку, в то время как при срабатывании верхнего счетчика кошка остается живой. Таким образом, состояния Ψ_1 и Ψ_2 отвечают живой и мертвой кошке соответственно. Это придает описываемому ниже парадоксу большую образность.

Теперь спросим, что будет в том случае, если исходное состояние не совпадало ни с состоянием а), ни с состоянием б), а представляло собой их линейную суперпозицию, определяемую формулой (1)? Характерная особенность формализма квантовой механики состоит в том, что, насколько бы

* Во избежание технических осложнений предполагается, что атом поглощается счетчиком.

сложна ни была описываемая ею система, эта теория *линейна*, т. е. если исходное состояние Ψ^1 приводит к (или индуцирует) конечному состоянию χ_1 , а другое исходное состояние Ψ^2 приводит к конечному состоянию χ_2 , то суперпозиция состояний $\alpha\Psi^1 + \beta\Psi^2$ приводит к суперпозиции конечных состояний $\alpha\chi_1 + \beta\chi_2$. Никакое изменение особенностей рассматриваемого взаимодействия не может изменить этого имеющего глубокие корни характерного свойства квантовой механики. Отказ от этого свойства влечет за собой отказ от всей структуры квантовомеханического формализма, чего при нынешнем положении дел мы допустить не можем. Далее, так как в эксперименте Штерна и Герлаха исходное состояние атома $\psi_{\pm}^{(2)}$ индуцировало конечное состояние установки Ψ_1 , а начальное состояние атома $\psi_{\pm}^{(2)}$ индуцировало конечное состояние установки Ψ_2 , то из линейности формализма квантовой механики строго следует, что в случае исходного состояния атома, описываемого формулой (1), конечное состояние установки (или «кошки») записывается в виде *линейной суперпозиции*

$$\Psi = a\Psi_1 + b\Psi_2. \quad (4)$$

Таким образом, установка, по крайней мере на первый взгляд, не находится в каком-то одном макроскопическом состоянии, а описывается линейной суперпозицией макроскопически различных состояний! С другой стороны, предполагается, что «измерение» (например, наблюдение невооруженным глазом) покажет, что установка *) определенно находится либо в одном, либо в другом состоянии. Таким образом, если принимать формулу (4) всерьез, то хочется сделать вывод о том, что даже на макроскопическом уровне реальность в некотором смысле «создается» в процессе наблюдений. Такой вывод, хотя, возможно, и совместимый с представлениями философов-позитивистов или эмпириков, явно противоречит тем предположениям, которые каждый из нас бессознательно делает в своей повседневной научной работе.

2.3. «О р т о д о к с а л ь н о е» р е ш е н и е

Из-за ограниченного объема статьи мы не имеем возможности обсудить здесь все экзотические и неэкзотические «разрешения» парадокса Шрёдингерской «кошки», которые появлялись в литературе за последние пять—десять лет. Можно лишь перечислить наиболее известные из них, приводя при этом типичные ссылки: это так называемая интерпретация «относительных состояний» («многомировая интерпретация») (Everett, 1957); «психологическое» решение (Wigner, 1963), согласно которому человеческое сознание оказывает физическое воздействие на наблюдаемую систему; «статистическая» интерпретация (Ballentine, 1970), смысл которой состоит в том, что даже на макроскопическом уровне квантовая механика вообще не должна применяться к индивидуальным системам, а только к ансамблю одинаково приготовленных систем (так, что физика просто не дает никакой информации, даже в принципе, о состоянии одного отдельно взятого счетчика или какой-то конкретной кошки), и, наконец, «Копенгагенская» интерпретация, содержание которой, по крайней мере в некоторых ее версиях (Bohr, 1963; Heisenberg, 1958), состоит просто в рецепте, предписывающем макроскопическую систему описывать на языке классической механики и целиком отрицающим проблематичность такого утверждения. Однако существует один чрезвычайно популярный способ аргументации, которому часто приписывается способность разрешить указанный парадокс. Эта совокушность аргументов тесно связана с содержанием оставшейся части статьи, и поэтому она требует некоторого обсуждения. Аргументы, о которых идет речь, в общих чертах таковы: согласимся с тем, что технически правильное описание конечного состояния с четчиков (или Вселенной; см. ниже) действительно дается форму-

*) Точнее — найти любую заданную установку.

лой (4), т. е. представляет собой линейную суперпозицию макроскопически различных состояний. Однако об этом не следует беспокоиться, так как никаким отдельным реальным экспериментом никогда нельзя отличить состояний, описываемых формулой (4), от классической «смеси» состояний Ψ_1 и Ψ_2 , т. е. от такого описания, при котором, например, кошка «действительно» либо жива, либо нет, и при котором мы просто не знаем, в каком именно из состояний она находится, и, следовательно, вынуждены применять вероятностное описание. Такое описание с точки зрения метафизики ничем не хуже описания игральных костей, которые уже кинули, но на которые еще не взглянули.

2.4. Наблюдаемы ли макроскопические суперпозиции?

Отложив на время рассмотрение вопроса о том, способно ли приведенное выше рассуждение, если оно справедливо, разрешить данный парадокс или нет, зададимся вопросом, почему утверждается, что невозможно отличить линейную суперпозицию (формулу (4)) от классического смешивания? И хотя на этот вопрос в литературе есть довольно много различных ответов, все они в значительной мере базируются на сложности либо самой макроскопической системы, либо на сложности окружения, с которым она взаимодействует (либо на том и другом одновременно). Рассмотрим сначала (А) изолированную систему и предположим в целях упрощения аргументации, что она действительно корректно описывается волновой функцией (формула (4)). По предположению, функции Ψ_1 и Ψ_2 соответствуют макроскопически различным состояниям. Из этого, по меньшей мере, следует, что число частиц, ведущих себя по-разному, в этих состояниях макроскопически велико. Далее, предположим, что мы будем различать суперпозицию состояний (формула (4)) и соответствующее смешивание состояний, измеряя величину ожидания некоторого оператора $\hat{\Omega}$. Обозначая матричные элементы оператора $\hat{\Omega}$ через Ω_{ij} , получим, что в случае смешивания величина ожидания этого оператора равна

$$\langle \Omega \rangle_{\text{смесь}} = |a|^2 \Omega_{11} + |b|^2 \Omega_{22}, \quad (5a)$$

в то время как для чистого состояния, описываемого формулой (4), соответствующее ожидание имеет вид

$$\begin{aligned} \langle \Omega \rangle_{\text{чист. сост}} &= \langle a\Psi_1 + b\Psi_2 | \Omega | a\Psi_1 + b\Psi_2 \rangle = \\ &= |a|^2 \Omega_{11} + |b|^2 \Omega_{22} + a^*b\Omega_{12} + ab^*\Omega_{21}. \end{aligned} \quad (5b)$$

Таким образом, выражение (5б) отличается от выражения (5а) только членами, содержащими *недиагональные* матричные элементы оператора $\hat{\Omega}$ — Ω_{12} и Ω_{21} . Они могут быть отличны от нуля только в том случае, если оператор $\hat{\Omega}$ одновременно изменяет состояния очень большого числа частиц. Большинство известных нам операторов, даже если они и относятся к макроскопическим величинам, этим свойством не обладают. Так, например, операторы полного импульса или орбитального момента представляют собой *суммы* одночастичных операторов (а не их произведения!) и, следовательно, изменяют одновременно состояние только одной частицы. Поэтому, на первый взгляд, просто не существует величин, измерив которые мы могли бы отличить чистое состояние от смешивания состояний.

Ниже мы увидим, что в действительности в некоторых случаях есть способ обойти эту проблему. Однако учет взаимодействия системы с окру-

жающей ее средой приводит к новым трудностям: (Б) на самом деле, даже если в некоторый исходный момент времени можно приготовить микроскопическую систему, находящуюся в состоянии, описываемом формулой (4), то крайне маловероятно, что такая система останется в чистом состоянии на протяжении длительного времени. Причина этого состоит в том, что взаимодействие системы со средой, которое, в общем случае, в силу свойств макроскопических систем очень сложно, быстро приведет к сильным корреляциям между состояниями системы и окружающей ее среды. Если это произошло, то легко показать (см., например, Leggett, 1980), что измерение любой характеристики одной лишь системы не может привести к какому-либо результату, отличному от того, что мы ожидаем в случае классического смешивания: единственный способ обнаружить отличия состоит в измерении корреляций между системой и ее окружением. Это представляет собой еще более трудную задачу, чем поиск подходящего оператора $\hat{\Omega}$ для изолированной системы. Наглядный способ выражения подобной ситуации состоит в том, что процесс взаимодействия системы с окружающей средой, вызывающий диссипацию энергии системы, приводит и к нарушению когерентности фаз состояний Ψ_1 и Ψ_2 . (Более подробное обсуждение этого вопроса содержится в работе Leggett, 1984c.)

(В). Наконец, то, что исходное микроскопическое состояние системы детально неизвестно, также может привести к нарушению когерентности, так как члены типа $a^*b\Omega_{12}$ в уравнении (5б) заменяются в этом случае суммами вида

$$a^*b \sum_i p_i \Omega_{12}^{(i)},$$

где p_i — вероятность того, что система находится в i -м начальном состоянии, а $\Omega_{12}^{(i)}$ представляют собой матричные элементы оператора $\hat{\Omega}$ по соответствующим конечным состояниям. Если фаза этих матричных элементов $\Omega_{12}^{(i)}$ сильно осциллирует, то значение их суммы может оказаться значительно меньше характерного значения $\Omega_{12}^{(i)}$.

На основании сделанных выше замечаний можно поставить два вопроса: 1) действительно ли корректно экстраполировать квантовую механику на тела макроскопического размера, макроскопической степени сложности и т. д. и получать при этом в заданных внешних условиях описание, представленное формулой (4) (или каким-либо ее обобщением); 2) есть ли какой-нибудь способ обойти вышеуказанные трудности и достичь ситуации, в которой предсказания, выполненные на основе формулы (4), на экспериментально проверяемом уровне отличались бы от предсказаний, основанных на концепции «классического смешивания».

Совершенно очевидно, что до тех пор, пока на вопрос 2) не дан положительный ответ, вопрос 1) является предметом одних только умозрительных рассуждений.

В оставшейся части статьи я постараюсь показать, что ответ на второй вопрос, по крайней мере на качественном уровне, является положительным. Однако сразу следует подчеркнуть, что, оказывается, подходящие для этой цели макроскопические системы не принадлежат к числу тех, которые можно было бы использовать как измерительную аппаратуру (еще в меньшей степени они напоминают кошку!). Таким образом, доказательство того факта, что в таких системах экспериментальные предсказания, основанные на формуле (4), не сводятся к предсказаниям, следующим из концепции «классического смешивания», никоим образом не противоречит формальному доводу, что такая редукция имеет место для реальной измерительной аппаратуры. Такое рассуждение может посеять глубокие сомнения в вопросе о применимости этого доказательства для разрешения парадокса Шредингеровской «кошки» (см. выводы).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОВЕРКИ

3.1. Макроскопические переменные:
как преодолеть предел соответствия?

Рассмотрим, при каких условиях, если таковые вообще существуют, можно сказать, что макроскопическое тело описывается волновой функцией вида (4) (линейной суперпозицией макроскопически различных состояний) и что предсказания, выполненные на этой основе, экспериментально отличимы от предсказаний, базирующихся на концепции «классического смешивания». Давайте вместо абстрактного рассмотрения выдвинутых в предыдущем разделе возражений обратимся к какой-нибудь конкретной физической ситуации и, следуя историческому ходу событий, на этом примере проследим за вышеупомянутыми возражениями в последовательности их естественного возникновения.

Во-первых, введем понятие *макроскопической* переменной. Возможно, наиболее знакомым примером переменной такого вида является координата центра тяжести макроскопического тела. Однако можно рассматривать и другие типы переменных, такие как, например, магнитный поток, пересекающий заданный контур, электрический ток в твердом теле и т. д. Единственной существенной для нас характеристикой является величина этих переменных, ибо «весьма» различным значениям этих переменных должны соответствовать макроскопически различные состояния. Может оказаться, что при подходящих условиях изменения переменных такого рода, будь они классическими или квантовыми, сильно отличаются от изменений микроскопических переменных системы. Это справедливо, например, в отношении центра масс тела, свободно падающего в однородном гравитационном поле; это же наблюдается, хотя и более слабо, но все же в достаточной для наших целей степени, в случае, когда масштаб времени, характерный для микроскопической степени свободы, оказывается намного меньше временного масштаба макроскопической степени свободы. В последнем случае применимо адиабатическое приближение, и значения микроскопических переменных строго следуют за значениями переменных макроскопических. Примером этого является «упругий» маятник, для которого макроскопическая переменная совпадает с углом его отклонения от вертикали. Грубо говоря, хорошая первоначальная проверка того, отличается ли макроскопическая переменная в указанном выше смысле от переменной микроскопической или нет, состоит в выяснении, можно ли эволюцию этой переменной хотя бы приблизительно описать на языке какого-либо консервативного потенциала (см. ниже).

Интересуясь лишь различием в изменениях макроскопической и микроскопической переменных *), легко показать, что макроскопическая переменная при подходящих условиях может быть описана своей собственной волновой функцией и своим собственным уравнением Шрёдингера, т. е. если X обозначает макроскопическую координату, а ξ — совокупность микроскопических переменных, то собственные функции системы, отвечающие заданному значению энергии, содержат (хотя и не ограничиваются только ими) функции вида

$$\Phi(X, \xi, t) = \Psi(X, t) \chi(\xi, t), \quad (6)$$

где «макроскопическая волновая функция» $\Psi(X, t)$ (т. е. волновая функция макроскопической координаты) удовлетворяет хорошо известному уравнению Шрёдингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \Psi + V(X) \Psi(X, t). \quad (7)$$

*) В случае адиабатического взаимодействия возникают некоторые осложнения, которые в настоящей статье обсуждаться не будут.

Здесь ради определенности предполагается, что переменная X отвечает реальной геометрической координате и, следовательно, связана с некоторой массой M . В тех случаях, когда это не так, необходимо сделать подходящее переобозначение (см. ниже), однако общий вид уравнения Шрёдингера остается при этом неизменным. В уравнении (7) $V(X)$ обозначает некоторый консервативный потенциал.

Вообще говоря, есть некоторые основания ожидать, что, как это часто и бывает, функция $\Psi(X, t)$ отлична от нуля в достаточно большой области значений переменной X . Однако, согласно нашему определению макроскопической переменной (см. выше), сильно отличающиеся между собой значения X соответствуют макроскопически различным состояниям, и поэтому проверка того, что эволюция переменной X действительно определяется уравнением Шрёдингера (7) (а, скажем, не уравнениями классической механики), будет фактически представлять собой искомое доказательство существования суперпозиции макроскопически различных состояний.

Как доказать, что поведение переменной X действительно управляется уравнением Шрёдингера? Это далеко не так просто, как кажется на первый взгляд. Во-первых, если характерная классическая частота системы имеет величину $\omega_0 \sim (V''/M)^{1/2}$ (где V'' представляет собой характерное значение второй производной потенциала), то минимальное условие состоит в том, что температура системы должна быть достаточно низка и удовлетворять условию $k_B T \ll \hbar \omega_0$. В случае, если это неравенство не выполнено, беспорядок, вызванный термодинамическим движением частиц, вообще сотрет все интересующие нас квантовомеханические эффекты. Приведенное выше условие, которому довольно сложно удовлетворить в случае, когда X представляет собой координату центра тяжести системы, легко удовлетворяется, если X представляет собой, скажем, магнитный поток через LC -контур: для разумных экспериментальных значений индуктивности и емкости $L \sim 10^{-9}$ Гн и $C \sim 10^{-11}$ фарад имеем $\omega_0 \sim 10^{10}$ с $^{-1}$. Отсюда следует условие $T \ll 0,5$ К, выполнить которое при современной технике, разработанной в физике низких температур, не представляет никакой трудности.

Указанные выше условия необходимы, но не достаточны. В действительности, например, в простом LC -контуре почти наверняка совершенно невозможно установить, что магнитный поток ведет себя согласно уравнению (7), а не в соответствии с уравнениями классической теории электромагнетизма. Причина этого связана с принципом соответствия (см. Liboff, 1984), гарантирующим, что в любом случае, когда «характерный» масштаб V_0 потенциальной энергии $V(X)$ велик по сравнению с расстояниями между уровнями энергии системы (которые, в свою очередь, по порядку величины совпадают с произведением постоянной Планка \hbar на характерную частоту классического движения ω_0), предсказания квантовой механики для таких величин как средняя координата сводятся к предсказаниям классической механики*). Чтобы избежать этого «предела соответствия» необходимо удовлетворить условию

$$V_0 \ll \hbar \omega_0. \quad (8)$$

Легко убедиться в том, что для обычных макроскопических систем, представляющих собой объекты воздействия «больших» макроскопических сил, таких, как гравитационные, электромагнитные и т. п., условие (8) нарушается на много порядков величины. Таким образом, нам необходимо найти такую макроскопическую переменную, изменение которой контролировалось бы микроскопической энергией.

*) В принципе, квантовомеханические эффекты можно наблюдать даже в области «соответствия» при условии, если мы приготовим существенно «неклассическое» квантовое состояние и измерим достаточно сложную характеристику. Практически же этот способ действий, по крайней мере на сегодняшний день, не годится.

К счастью, в природе существует несколько таких переменных. С точки зрения настоящей статьи наиболее подходящей для наших целей системой является, по-видимому, сверхпроводящее кольцо с джозефсоновским переходом, хотя есть и другие системы, такие, как, например, волны зарядовой

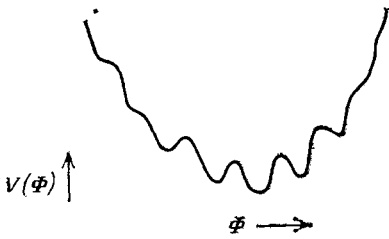


Рис. 1. Потенциальная энергия $V(\Phi)$ СКВИД-кольца как функция полного магнитного потока, прозывающего его

плотности в некоторых одномерных металлах, в которых можно было бы наблюдать явления, сходные с обсуждаемыми ниже (особенно см. работу Bardeen, 1979). В силу того, что такое кольцо представляет собой активный элемент радиочастотной сверхпроводящей аппаратуры, использующей явление квантовой интерференции (superconducting quantum interference device — SQUID) — СКВИДов, мы будем часто называть ее СКВИД-кольцо или просто СКВИД. В этом случае оказывается, что подходящей макроскопической переменной является пронизывающий кольцо магнитный поток Φ , удовлет-

воряющий уравнению Шрёдингера (7), в котором масса M заменена на емкость C джозефсоновского перехода, а потенциал $V(\Phi)$ имеет вид, приведенный на рис. 1. Особенно важным в настоящем контексте оказывается то, что, благодаря чрезвычайно тонким эффектам (имеющим квантовомеханическое происхождение), определяющим осциллирующую часть потенциала $V(\Phi)$, высота «барьеров», отделяющих один минимум от другого, имеет *микроскопическую* величину (характерное значение $\sim 10^{-21}$ Дж, т. е. порядка энергии теплового движения $k_B T$ единичного атома при комнатной температуре!).

3.2. Макроскопическое квантовое туннелирование и когерентность

За какими характеристиками системы следить? Раз мы решили, что необходимо как можно дальше отойти от предела соответствия (квазиклассического предела), то нам следует выбирать явления, которые не имели бы



Рис. 2. а — Макроскопическое квантовое туннелирование. б — Макроскопическая квантовая когерентность

аналогов в классической механике. Одно из таких явлений, существование которого следует из вида потенциала $V(\Phi)$ (см. рис. 1), связано с характерным квантовомеханическим эффектом проникновения системы через потенциальный барьер, запрещенным в классической механике. Это приводит к возможности возникновения двух важных типов поведения системы, которые не имеют классического аналога (рис. 2). Во-первых, речь идет о том, что в литературе часто называют просто «макроскопическим квантовым туннелированием» (или «распадом») (macroscopic quantum tunnelling — MQT) — МКТ. Макроскопическое квантовое туннелирование представляет собой макроскопический аналог распада тяжелых ядер, находящихся в метастабильном состоянии, сопровождающегося испусканием α -частиц. Система, находящаяся в метастабильном состоянии, постепенно «перетекает» из него в ста-

бильное состояние. При этом, если известно, что в момент времени $t = 0$ система находилась в метастабильном состоянии, вероятность обнаружить ее в этом же состоянии спустя период времени t имеет вид

$$P(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (9)$$

где τ — характерное «время жизни», которое может быть вычислено методами ВКБ-приближения. Другой эффект, обычно называемый «макроскопической квантовой когерентностью» — МКК, представляет собой аналог хорошо известного обратного резонанса молекулы аммония (NH_3) (см. работу Feunman et al., 1965). Эта система, стартуя в момент времени $t = 0$ из одного (скажем, левого) минимума потенциала, когерентно туннелирует вперед и назад между обоими минимумами таким образом, что через время t вероятность обнаружить ее в левом минимуме имеет вид

$$P_L(t) = \cos^2 \frac{\Gamma t}{2} \equiv \frac{1}{2} (1 + \cos \Gamma t), \quad (10)$$

где Γ представляет собой частоту туннелирования. С точки зрения теории важное различие этих двух эффектов состоит в том, что в то время как для МКК-эффекта квантовомеханические особенности поведения системы важны только для осциллируемости самого процесса подбарьерного туннелирования (так что когерентность фаз между амплитудами с одной и с другой стороны барьера не играет никакой роли), то в случае МКК весь эффект обусловлен именно когерентностью фаз амплитуд в левой и правой потенциальных ямах. Действительно, через четверть цикла ($t = (\pi/2) \Gamma$) волновая функция этой системы имеет вид, в точности совпадающий с формулой (4), где функции Ψ_1 и Ψ_2 представляют собой состояния, локализованные, соответственно, в левой (правой) потенциальной яме, а коэффициенты равны $a = b = 1/\sqrt{2}$. Если в этой стадии заменить уравнение (4) описанием, опирающимся на понятие «смешивания», то вероятность $P_L(t)$ (которая в этот момент равна 1/2) будет равна 1/2 на протяжении всего времени, что находится в явном противоречии с формулой (10). Таким образом, МКК явление, в случае, если оно наблюдаемо, обеспечивало бы гораздо более убедительное доказательство справедливости принципа суперпозиции макроскопически различных состояний, чем это могло бы быть достигнуто с помощью МКК-эффекта. Последний же, хотя и представляет некоторые доказательства в пользу обсуждаемого нами принципа, но он сильно завуалирован и носит скорее косвенный характер (см. Leggett, 1980).

Теперь видно, как мы обошли трудность (А), указанную в разделе 2.4. Пропозово следующее. Вместо того, чтобы попытаться непосредственно обнаружить суперпозицию (4), скажем, в момент времени $t = (\pi/2) \Gamma$, измеряя величину ожидания какого-нибудь оператора, например, потока Φ в этот момент времени, мы предоставили природе право выполнить за нас эту работу, применив оператор эволюции $\exp(i\hat{H}t)$ (напомним, что для квантовомеханической системы, описываемой независимым от времени гамильтонианом \hat{H} , волновая функция $\Psi(t)$ имеет вид $\Psi(t) = \exp(i\hat{H}t) \Psi(0)$) и наблюдая за возникшим спустя некоторое время t результатом. Хотя гамильтониан \hat{H} содержит только одно- и двухчастичные операторы, экспонента в выражении $\exp(i\hat{H}t)$ приводит к операторам, изменяющим состояния произвольно большого числа частиц. Таким образом, нам удалось избежать противоречия с замечанием (А). (Дальнейшее обсуждение этого вопроса заинтересованный читатель может найти в работах Leggett, 1980, 1984 с.)

Задавись уравнением Шредингера (7), которому, как мы полагаем, подчиняется наша макроскопическая координата (в данном случае магнитный поток, пронизывающий СКВИД-кольцо) в принципе довольно просто вычислить скорость τ^{-1} , с которой происходит туннелирование (распад) в МКК-

эффекте, и скорость осцилляций Γ для МКК-эффекта. Легко также проверить, будут ли оба эти эффекта наблюдаемы при реалистических параметрах экспериментального оборудования (детальное обсуждение этого вопроса содержится в статье Leggett, 1984 а). Результат состоит в следующем. Добиться значений параметров, необходимых для осуществимости эксперимента, основанного на МКТ-эффекте, довольно просто, а вот удовлетворить условиям, при которых МКК-эффект был бы наблюдаем, оказывается значительно сложнее. В действительности, реально или нет проведение эксперимента, использующего МКК-эффект, в огромной степени зависит от ограничений, вытекающих из современной технологии изготовления микроструктур. Сейчас можно сказать лишь то, что нет абсолютно непреодолимых барьеров для проведения такого рода экспериментов.

3.3. Э ф ф е к т ы д и с с и п а ц и и

В любом случае было бы чрезвычайно необдуманно принимать полученные здесь результаты всерьез, не подвергнув их дальнейшему теоретическому исследованию. До сих пор мы полностью пренебрегали упоминаемыми в разделе 2.4 трудностями (Б) и (В). Причина, почему мы могли это сделать, состояла в том, что мы предполагали макроскопическую степень свободы настолько сильно отличающейся от микроскопических степеней свободы, что мы могли описывать ее эволюцию с помощью ее собственного уравнения Шрёдингера (уравнения (7)). Если это действительно так, то взаимодействие системы (т. е. макроскопической степени свободы) с внешней средой будет равно нулю (или, в худшем случае, будет адиабатическим и, следовательно, не привнесет с собой каких-либо неприятностей), и тогда возражения (Б) и (В) оказываются неотносящимися к делу. Однако на практике так почти никогда не бывает. Можно сказать, что все макроскопические переменные по самой своей природе обладают *некоторым* взаимодействием с другими микроскопическими степенями свободы, которое достаточно сильно для того, чтобы его приходилось учитывать при обсуждении МКТ- и МКК-эффектов. Так как на классическом уровне наиболее очевидным проявлением взаимодействия между этими степенями свободы является необратимая передача энергии от макроскопической степени свободы к микроскопическим степеням, т. е. диссипация, то этот вопрос часто формулируют в таком виде: «каково влияние диссипации на МКТ- и МКК-эффекты?» В частности, считается, что в СКВИД-кольце основным источником наблюдаемой диссипации является «нормальное сопротивление R_n », которое, как это можно себе представлять, шунтирует джозефсоновский переход. Тогда возникает вопрос — каково влияние нормального сопротивления на изучаемые явления? До тех пор, пока мы не имеем достаточного, хотя бы полуколичественного, понимания этого вопроса, возражения (Б) и (В) остаются в силе, и все вычисления, выполненные на основании простого применения уравнения Шрёдингера, в значительной мере бессмысленны.

За последние три — четыре года в этих вопросах был достигнут заметный прогресс (см. обзор Leggett, 1984b). Принципиальный качественный вывод может быть сделан из рассмотрения характеристического безразмерного параметра $\alpha \equiv (\Delta\varphi)^2/2\pi\hbar R_n$, где $\Delta\varphi$ представляет собой расстояние в пространстве потока, которое должна преодолеть система для того, чтобы проникнуть через барьер (как в МКТ, так и в МКК-случае, см. рис. 2). Оказывается, что в МКТ-случае основной эффект состоит в том, что скорость проникновения τ^{-1} , вычисленная в пренебрежении эффектами диссипации, умножается на фактор $\exp(-\text{const} \cdot 2\pi\alpha)$, где const имеет величину порядка единицы. Таким образом, качественного изменения самого явления не происходит, но скорость проникновения под барьер при $\alpha \geq 1$ заметно снижается. Влияние диссипации в МКК-случае оказывается гораздо более существенным. До тех пор, пока хотя бы одно из условий $\alpha kT \ll \hbar\Gamma$ и $\alpha \ll 1$ не

удовлетворено, поведение системы, даже на качественном уровне, совершенно отлично от того, что предписывает формула (10). При этом величина P_L определяется выражением

$$P_L(t) = \frac{1}{2} \left[1 + \exp \left(-\frac{t}{\tau'} \right) \right], \quad (11)$$

из которого при промежуточных временах не следует никаких указаний в пользу существования суперпозиций макроскопически различных состояний (на самом деле при таких временах суперпозиция макроскопически различных состояний будет полностью совместима с описанием, основанным на концепции «классического смешивания»). Таким образом, возражения (Б) и (В) подтверждены в том смысле, что при наличии сильного диссипативного взаимодействия между системой и окружающей ее средой предсказания истинного квантовомеханического описания действительно совпадают с предсказаниями, основанными на концепции классического смешивания состояний. Однако вполне вероятно, что мы сможем уменьшить диссипативные взаимодействия (т. е. параметр α) настолько, что нам удастся увидеть интересные различия (т. е. обнаружить, что система ведет себя в соответствии с уравнением (10), а не с уравнением (11)). Во всяком случае, очевидно, что МКК-явление, представляет собой более яркое подтверждение существования суперпозиций макроскопически различных состояний, хотя оно гораздо более трудно для наблюдения, чем МКТ-эффект.

3.4. Экспериментальная ситуация

Обратимся теперь к современной экспериментальной ситуации. За последние четыре года была проведена серия экспериментов по изучению МКТ-эффекта, наиболее обширный из которых выполнен Воссом и Уэббом (Voss, Webb, 1981) на IBM. Эти авторы в своем эксперименте вместо СКВИД-кольца использовали изолированный джозефсоновский переход, через который пропускался фиксированный внешний ток. Анализ же результатов эксперимента выполнялся практически аналогично тому, как было описано выше (детальное изложение заинтересованный читатель найдет в работе Leggett, 1984 а). Авторы получили, что при высоких температурах скорость перехода из метастабильного состояния приблизительно описывается классической формулой Крамерса (она описывает чисто классический процесс, при котором при конечных температурах статистические флуктуации сообщают системе энергию, достаточную для преодоления барьера). При низких же температурах, когда процессом Крамерса можно пренебречь, скорость перехода отнюдь не стремится к нулю, а приближается к значению, которое при слабом затухании оказалось близким к величине, предсказываемой ВКБ методом. При затухании средней интенсивности это значение было заметно ниже, чем скорость перехода, вычисленная на основе ВКБ приближения в пренебрежении диссипацией, в соответствии со сделанным выше выводом о том, что диссипация подавляет туннелирование. Однако в случае промежуточного затухания количественное совпадение экспериментальных результатов и теоретических предсказаний может быть достигнуто только в предположении, что нормальное сопротивление R_n обладает зависимостью от частоты. Независимую экспериментальную проверку этого утверждения выполнить нельзя. Таким образом, в то время, как эксперименты полностью согласуются с экстраполяцией квантовой механики на макроскопические системы, мы все же не можем сказать, что они недвусмысленно доказывают справедливость такой экстраполяции *).

*) Следует отметить, что совсем недавно (Ven-Jacob et al., 1983) было сделано недосказанное, но интересное предположение о том, что «выполаживание» скорости перехода может быть объяснено совершенно иначе. Если будет доказано, что это действительно так, то отсутствие предсказываемых эффектов квантового туннелирования потребует своего объяснения и может рассматриваться как веское доказательство в пользу неприменимости квантовой механики на этом уровне.

Это же еще в большей степени справедливо и в отношении существующих экспериментов по изучению МКТ-эффекта. Весьма возможно, что в последующий год или два ситуация несколько прояснится после реализации ряда экспериментов, которые уже готовятся или будут запланированы на эти сроки.

Что касается более убедительных, но и более тонких экспериментов по изучению МКК-эффекта, то серии измерений, выполненные Лейденской группой (de Bruyn Oubotter, Vol, 1982), пока дают отрицательные результаты. Поведение систем, исследуемых в ходе этих экспериментов, подчиняется уравнению (11), а не уравнению (10). При ретроспективном анализе это и не удивительно, так как значения параметров были при этом таковы, что они почти всегда нарушали условия $\alpha \ll 1$ и $\alpha k_B T \ll \hbar \Gamma$, которые, как мы уже знаем, крайне существенны для того, чтобы у нас был хотя бы некоторый шанс наблюдать поведение системы, соответствующее формуле (10). Список литературы содержит еще одну статью (Prance et al., 1983); в которой утверждается получение положительного результата для того, что на нашем языке называется МКК-эффектом. Однако с точки зрения большого числа предположений, которые необходимо сделать при интерпретации пока недостаточно полно обработанных экспериментальных данных, автор настоящей статьи будет рассматривать подобные утверждения как неубедительные. Во время написания данной работы различные экспериментальные группы занимались рассмотрением вопросов о том, существуют ли средства криогенной техники и технология изготовления микроструктур, использование которых сделало бы поиск МКК-эффекта реально выполнимой задачей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предположим, что при достигнутых на сегодняшний день уровнях развития криогенной техники, технологии изготовления микроструктур и контроле за шумами возможно выполнить содержательные эксперименты не только по изучению макроскопического квантового туннелирования (как говорилось, ряд таких экспериментов уже выполнен), но и по исследованию макроскопической квантовой когерентности в таком режиме, при котором квантовая механика предсказывает существенно неклассическое (т. е. осцилляторное) поведение. Каковы будут последствия а) наблюдения или б) отсутствия предсказываемых характерных квантовомеханических эффектов?

Предположим сначала, что эксперименты не только подтвердили существование интересующих нас эффектов в МКТ-случае, но и недвусмысленно выявили характерное осцилляторное поведение системы в МКК-ситуации. Хотя, может быть, и можно предложить иное объяснение, но до сих пор наиболее прямой и естественный вывод, вытекающий из этих наблюдений, состоит в том, что система действительно находится в промежуточном состоянии, представляющем собой истинную линейную суперпозицию макроскопически различных состояний, как это предсказывается при экстраполяции квантовой механики на макроскопический уровень. Такой вывод придает парадоксу Шрёдингерской «кошки» еще большую остроту. Конечно же, это никоим образом не опровергает столь часто приводимую в литературе точку зрения, состоящую в том, что при использовании реальной измерительной аппаратуры (отличающейся от обсуждаемых нами систем, таких, как СКВИДы, которые, что совершенно очевидно, не подходят в качестве измерительных приборов, по крайней мере, в-данных условиях) сложности и необратимости взаимодействий изучаемой системы с окружающей ее внешней средой достаточно для того, чтобы «погасить» интерференционные члены и, таким образом, свести экспериментальные предсказания, основывающиеся на «истинной» квантовомеханической волновой функции, к предсказаниям, базирующимся на концепции «классического смешивания». Однако приверженность этой точке зрения может привести к слишком скептическому взгляду на вещи. Ибо,

если мы показали, что при определенных (хотя, может быть, и довольно сложных) условиях, описание макроскопического тела, основанное на понятии линейной суперпозиции, на экспериментально проверяемом уровне отличается от описания, базирующегося на концепции «классического смешивания», то мало вероятно, чтобы при более простых условиях первый способ описания каким-либо образом мог трансформироваться во второй, хотя при этих условиях мы и не имеем прямых экспериментальных доказательств в пользу обратного утверждения*). Грубо говоря, положительные результаты экспериментов по МКК-эффекту помогли бы сместить акцент с вопроса «Действительно ли большинство макроскопических систем (при тех условиях, при которых находилась Шрёдингеровская «кошка») ведет себя так, как если бы они находились в определенном макроскопическом состоянии?» на вопрос «Находятся ли они в определенном макроскопическом состоянии?».

Что произойдет в том случае, если эксперименты по МКК-эффекту будут выполнены (при условиях, в которых надежно предсказывается характерное квантовомеханическое поведение) и не обнаружат ожидаемых эффектов? (При этом можно предполагать, а можно и не предполагать, что эксперименты по МКТ-эффекту могут быть объяснены без привлечения идей квантовой механики.) Несомненно, что при этом 99,5% физиков сразу заявят, что данный эксперимент неверен! Если же эксперимент повторят более аккуратно, и квантовомеханические эффекты снова не будут обнаружены, то, несомненно, все внимание будет перенесено на предположения, сделанные в ходе теоретических вычислений. Например, может оказаться, что некоторые важные источники шума, такие как $1/f$ шумы, не были приняты во внимание, или что хаотическое поведение системы так или иначе портит теоретические предсказания. Наверняка, все эти проблемы будут очень подробно изучены. Предположим, однако, что это уже выполнено, и что даже после этого согласовать экспериментальные результаты и теоретические предсказания не удастся. Тогда можно вполне серьезно рассмотреть возможность того, что принцип линейной суперпозиции квантовой механики не может быть экстраполирован на макроскопический уровень предложенным нами в начале статьи образом.

Такой вывод будет чрезвычайно важен не только для физики, но и для всей науки в целом, потому что основным**) предположением научной методологии за последние триста—четыреста лет являлось утверждение, состоящее в том, что, если мы поймем поведение так называемых «простейших составляющих» материи (это могут быть молекулы, атомы, нуклоны, кварки или что-нибудь еще), то, в принципе, мы можем понять поведение больших совокупностей этих составляющих. (Такое редукционное предположение неявно используется и в самом физическом языке — мы говорим об «элементарных» частицах; «фундаментальные» физические исследования обычно ограничиваются теорией элементарных частиц и космологией и т. д.) Другими словами, сложность системы нельзя считать подходящим параметром: без аргументации принимается, что поведение сложных систем определяется поведением более «элементарных» систем, составляющих их. В рамках такой схемы будет крайне трудно, или просто невозможно, реализовать идею о том, что к уравнениям линейной квантовой механики существуют поправки, которые, в каком-то смысле, являются функциями степени сложности описываемой системы. Таким образом, демонстрация существования обсуждаемых эффектов бросит серьезный вызов нашим наиболее непоколебимым воззрениям на структуру природы.

*) Более определенные высказывания относительно такой точки зрения содержатся в работе Bub, 1968.

**) Хотя и не всеми разделяемым. См., например, работу Bohm, 1957.

Благодарности

Это исследование было выполнено с помощью фонда «MacArthur Professorship», предоставленного «John D. and Catherine T. MacArthur Foundation».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ballentin L. E.— 1970, *Rev. Mod. Phys.*, v. 42, p. 358.
 Bardeen J.— 1979, *Phys. Rev. Lett.*, v. 42, p. 1498.
 Ben-Jacob, Bergman D. J., Matkowsky B. J., Schuss Z.— 1982, *Phys. Lett. Ser. A*, v. 99, p. 343.
 Bohm D.— 1957, *Causality and Chance in Modern Physics*.— Philadelphia, University of Pennsylvania Press.
 Bohr N.— 1963, *Essays 1958—1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*— N.Y.: Interscience.
 Bub J.— 1968, *Nuovo Cimento*, v. 573, p. 503.
 Daneri A., Loinger A., Prosperi G. M.— 1962, *Nucl. Phys.*, v. 33, p. 297.
 De Bruyn Oubotter R., Bol D.— 1982, *Physics. Ser. B*, v. 112, p. 15.
 Everett H. III — 1957, *Revs Mod. Phys.*, v. 29, p. 454.
 Feynman R. P., Leighton R. B., Sands M.— 1965, *The Feynman Lectures on Physics*.— Reading, Mass.: Addison-Wesley, v. 3, ch. 9.
 Heisenberg W.— 1958, *Physics and Philosophy: The Revolution in Modern Science*.— N.Y.: Harper.
 Leggett A. J.— 1980, *Progr. Theor. Phys.*, Suppl. No. 69, p. 80.
 Leggett A. J.— 1984a, *Proc. of NATO ASI on Percolation Localization and Superconductivity*. Oxford: Pergamon Press.
 Leggett A. J.— 1984b, in: *Essays in Theoretical Physics in Honour of Dirk Ter Haar*.— Oxford: Pergamon Press.
 Leggett A. J.— 1984c, in: *Proc. of Intern. Symposium on Foundation of Quantum Mechanics in the Light of New Technology*.— Tokyo, Aug. 1983.
 Liboff R. L.— 1984, *Phys. Today*, v. 37, Febr., p. 50.
 Prance R. J., Mutton J. E., Prance H., Clark T. D., Widom A., Megaloudis G.— 1983, *Helv. Phys. Acta*, v. 56, p. 789.
 Reichenbach H.— 1944, *Philosophical Foundation of Quantum Mechanics*, Berkeley; Los Angeles: University of California Press.
 Schroedinger E.— 1935, *Naturwissenschaften*, Bd. 23, S. 844.
 Summhammer J., Badurek G., Rauch H., Kischko U., Zeilinger A. 1983, *Phys. Rev. Ser. A*, v. 27, p. 2523.
 Voss R. F., Webb R. A.— 1981, *Phys. Rev. Lett.*, v. 47, p. 265.
 Wigner E. P.— 1961, in: *The Scientist Speculates. An Anthology of Partly-baked Ideas*/ Ed. I. J. Good.— Heinemann; Reprinted in *Symmetries and Reflections*.— (Bloomington, London, Indiana U.P., 1967).
 Wigner E. P.— 1963, *Am. J. Phys.* v. 31, p. 6.