

НАНОСТРУКТУРЫ КАК ГРАНИЦА МЕЖДУ КЛАССИЧЕСКИМИ И КВАНТОВЫМИ ЯВЛЕНИЯМИ

А.В. Никулов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
nikulov@iptm.ru

Поступила 22.06.09 (в переработанной форме 30.01.10)

В течение столетий физические теории описывали объективную реальность, которая проявляется в явлениях (феноменах), которые мы наблюдаем. Но на атомном уровне физики впервые столкнулись с явлениями, которые не удается ясно интерпретировать как результат объективных процессов, где каждое наблюдение имеет причину. В данной статье обсуждаются такие критические квантовые явления и оцениваются предельные пространственные масштабы, на которых эти явления можно наблюдать. Вопрос о границе между классическими и квантовыми явлениями, рассматриваемый в этом смысле, имеет не только теоретическое, но и практическое значение, связанное с такими направлениями как квантовые вычисления, квантовая криптография и телепортация. Анализ экспериментов и проведенные оценки показывают, что граница квантовых явлений, реалистическая интерпретация которых проблематична, находится в области наноразмеров.

УДК 53.02

Введение

Квантовая механика, появившаяся более века назад, сыграла выдающуюся роль в истории 20 века. С ней неразрывно связаны многие из наиболее грандиозных научных и технических достижений. И при этом, квантовая механика с начала своего возникновения стала предметом острых дискуссий, между ее основоположниками. Их остроту Макс Борн выразил в словах: *«Нашу полемику нельзя назвать чисто научной дискуссией. Скорее, она напоминает религиозные споры времен Реформации. Так что надежд на примирение мало»*. Примирения между основоположниками квантовой механики так и не произошло. Существующая квантовая теория не удовлетворяла Планка, Эйнштейна, Шредингера, де-Бройля и др. до конца их дней, в то время как сторонники так называемой Копенгагенской интерпретации Бор, Гейзенберг, Паули, Дирак, Борн уверяли, что о лучшей теории мы не можем и мечтать. Эйнштейн, отвечая на критику в свой адрес в сборнике статей, посвященной его 70-летию, предельно четко определил причину своего от-

ношения к квантовой теории [1]: «Принципиально неудовлетворительным в этой теории, на мой взгляд, является ее отношение к тому, что я считаю высшей целью всей физики: полному описанию реального состояния произвольной системы (существующего независимо от акта наблюдения или существования наблюдателя)...». Далее, определяя позицию своих оппонентов, он пишет: «Если бы это рассуждение услышал склонный к позитивизму современный физик, оно вызвало бы у него улыбку сожаления. Он бы сказал себе: «Здесь мы имеем дело с формулировкой в чистом виде некоего метафизического предрассудка, лишенного всякого содержания, преодоление которого было главным философским достижением физиков за последнюю четверть века. Воспринимал ли кто-нибудь «реальное состояние физической системы»?»».

Бор не возражал, что квантовая механика не описывает *реальное состояние произвольной системы*. Его расхождение с Эйнштейном касались целей научного описания: «Неправильно думать, что задача физики состоит в том, чтобы найти, как происходят процессы в природе. Физика имеет дело с тем, что мы можем сказать о природе. Отказ квантовой механики от полного описания процесса не является недостатком.» [2].

Спор между основоположниками квантовой механики, прежде всего между Эйнштейном и Бором, сыграл выдающуюся роль в истории физики, пока недостаточно оцененную. И не только истории. Сейчас предмет этого спора стал даже более актуальным, чем это было во времена Эйнштейна и Бора. В определенной степени это связано с такими новыми, актуальными направлениями последних двух десятилетий как квантовые вычисления, квантовая криптография и квантовая телепортация [3], в основе которых лежит, пожалуй, наиболее парадоксальный квантовый принцип – *entanglement*. Хотя Шредингер ввел понятие *Verschränkung* [4] или *Entanglement* [5] еще в 1935 году оно долгое время оставалось мало известным среди большинства физиков. До сих пор нет устоявшегося перевода слова, обозначающего это понятие, на русский язык. Некоторые авторы переводят его как запутанность [6,7], а другие как перепутанность [3,8]. Здесь следует подчеркнуть, что понятие *entanglement* появилось, в определенной степени, как продукт спора между основоположниками квантовой механики о предмете ее описания. Шредингер ввел это понятие в связи [9] со знаменитой работой Эйнштейна – Подольского – Розена [10], суть которой он назвал ЭПР-парадоксом [5]. Эйнштейн, Подольский и Розен показали, что квантовая механика является неполной теорией, то есть не описывает всех существующих параметров; при этом они исходили из очевидного предположения о невозможности мгновенного взаимодействия на произвольно большом расстоянии (предположение о локальности) и реального существования измеряемого параметра (реализм). Это означает, что квантовую механику можно считать полной теорией, если только допустить нелокальные взаимодействия или согласиться, что измеряемые параметры не существуют реально. Такая возможность и описывается понятием *entanglement*, введенным Шредингером, который считал, что оно выражает сущность квантовой механики [9]. Следует подчеркнуть, как это делают авторы [9], что Шредингер ввел это понятие как перепутывание наших знаний (*entanglement of our knowledge*): «Максимально возможное знание о всей системе не обязательно включают полное знание о всех ее частях, даже если эти части полностью разделены друг от друга и в данный момент совсем не влияют друг на друга». Такая идеалистическая интерпретация предмета описания квантовой механики позволяет избежать реальной нелокальности, предполагаемой квантовым принципом суперпозиции состояний и ее коллапсом при измерении, которая была выявлена в работе ЭПР [10].

Суть спора о предмете описания квантовой механики выражается вопросом, заданным Эйнштейном в беседе с известным физиком Пайсом, состоявшейся в 1950 году [11]: «А по-вашему, Луна существует, только когда на нее смотришь?». Конечно, мало кто, включая автора статьи [12], опубликованной спустя 35 лет после беседы между Эйнштейном и Пайсом, может усомниться в реальном существовании Луны. В случае [12] вопрос: «Есть ли Луна, когда ее никто не видит?» призван подчеркнуть, что, в отличие от

астрономического уровня, на атомном уровне квантовая механика подразумевает возможность реального несуществования измеряемых параметров. Конечно, в привычных макро масштабах такие явления никогда не наблюдаются. Поэтому возникает вопрос о возможной границе масштабов таких парадоксальных квантовых явлений. Явлений, которые могут поставить под сомнение представление о цели науки, как изучении объективной реальности, которое отстаивал Эйнштейн. Данный вопрос в настоящее время получил особую актуальность в связи с интенсивными исследованиями в области наноструктур, которые намного меньше Луны, но больше атомов. В данной статье, на примере результатов исследований, проведенных в последние годы, будет показано, что граница возможности наблюдения некоторых квантовых явлений, заставляющих усомниться в реализме, лежит в области наноразмеров.

В начале статьи будут рассмотрены квантовые принципы и явления, которые противоречат нашим, вполне естественным, представлениям о существовании объективной реальности. Данная проблема имеет не только долгую историю, но и важное практическое значение, прежде всего, в связи с задачей реализации идеи квантовых вычислений. Развитие нанотехнологий приводит к возможности создания структур со все меньшими размерами. Принципиально важным является вопрос о границе проявления таких квантовых явлений как суперпозиция и перепутывание состояний, лежащих в основе идеи квантовых вычислений и противоречащих принципу реализма.

1. В чем суть ЭПР парадокса

В длительной истории спора между Эйнштейном [1,10,13-19] и Бором [2,19-23] особое значение приобрела статья [10], опубликованная в 1935 году. Статья Эйнштейна – Подольского – Розена [10] сыграла выдающуюся роль в истории квантовой механики. Интерес к ней возник еще до ее опубликования [24] и она сразу вызвала множество откликов [19,25-31]. К настоящему времени число публикаций посвященных ЭПР-проблеме достигло нескольких миллионов, согласно [24]. Именно осознание, через десятилетия, глубокого значения этой работы, дало импульс новым направлениям квантовой информации. Но отношение к ней было и остается неоднозначным. С первых дней и до настоящего времени большинство поддерживало скорее точку зрения Бора, чем Эйнштейна. Авторы публикаций, начиная с [25,26,30,31], и до нашего времени [6] уверены, что Эйнштейн не смог понять то принципиально новое, что дала квантовая механика в ее Копенгагенской интерпретации. Известный физик В.А. Фок в предисловии [31] к переводу статей ЭПР [10] и Бора [19] недвусмысленно встает на точку зрения Бора и пишет: *«В квантовой механике мы сталкиваемся с новыми физическими идеями, настолько отличными от привычных представлений классической теории, что освоение их представляет значительные трудности, особенно для умов, воспитанным на классической физике. Насколько трудно этим умам «принять» эти новые идеи, показывает то, что даже создатель теории относительности – Эйнштейн, обогативший мир не менее глубокими физическими идеями, и, как это не парадоксально, один из создателей квантовой механики – Шредингер, до сих пор не могут примириться с теми следствиями, которые вытекают из открытия квантовой механики».*

Эта точка зрения, что создатель теории относительности, просто не смог понять глубину «принципа относительности к средствам наблюдения» сохранилась у Фока и позднее [32]. Подобное отношение к Эйнштейну, Шредингеру и другим противникам Копенгагенской интерпретации, как к ретроградам, было свойственно и другим известным ученым. Ричард Фейнман в своих знаменитых Лекциях по физике [33] (параграф «Аннигиляция позитрония» из главы 16), рассматривая перепутанные состояния двух фотонов и отмечая, что, согласно квантовой механике, измерение поляризации одного фотона дает информацию о поляризации другого, пишет: *«Многих людей, изучающих квантовую механику обычным (старомодным) способом, это обстоятельство очень волнует».* Далее

он относит к числу этих людей со старомодным, «классическим» мышлением и Эйнштейна: *«С этим никак не мог согласиться Эйнштейн. Этот парадокс, так называемый «парадокс Эйнштейна – Подольского – Розена» его очень беспокоил»* [33]. Фейнман утверждает, что если «описывать положение вещей», так как описывает он, *«то вообще нет никакого парадокса»* [33].

Фейнман и Фок принадлежат *«к поколению, которое получило квантовую механику уже в готовом виде»* [11]. Пайс, который также принадлежал к этому поколению, пишет в книге [11], что ему трудно было понять суть спора между Эйнштейном и Бором. Тем более это трудно понять следующим поколениям физиков, которые учили квантовую механику в основном по учебникам авторов, принадлежащих *«к поколению, которое получило квантовую механику уже в готовом виде»*. Поэтому большинство современных физиков, как и авторы книги [6], уверено, что проблема только в том, что: *“Эйнштейн, Подольский и Розен хотели показать, что квантовая механика неполна. Для этого они намеревались продемонстрировать, что в квантовой механике не хватает некоторых существенных “элементов действительности”. Они надеялись заставить мир вернуться к классическому взгляду на законы природы, в соответствии с которыми системам можно приписать свойства, существующие независимо от выполняемых над этими системами измерений. К огорчению Эйнштейна и его соавторов большинство физиков не признало эти доводы убедительными”*[6] (стр. 155).

Максу Планку принадлежит довольно грустное замечание: *“Обычно новые научные истины побеждают не так, что их противников убеждают и они признают свою неправоту, а большей частью так, что противники эти постепенно вымирают, а подрастающее поколение усваивает истину сразу”* [34]. Реальная ситуация является даже более грустной, так как подрастающее поколение чаще всего усваивает не истину, а только то, чему их научили. Замечание Планка относилось к позитивистам 19 века, отрицавшим статистическую теорию Максвелла – Больцмана. Но позитивизм воскрес уже в следующем поколении в лице сторонников Копенгагенской интерпретации. И диалектический процесс отрицания отрицания на этом не остановился. Фок утверждал в 1971 году [32]: *«Таким образом, та полемика по вопросу о полноте квантовой механики, которая была начата Эйнштейном еще в 1935 году, очевидно, уже исчерпала себя, потому что теперь ответ на поставленные тогда вопросы совершенно ясен»*. Однако, ситуация сегодняшнего дня очевидно свидетельствует о том, что эта полемика не только не исчерпала себя, но ЭПР-парадокс в настоящее время является намного более актуальной проблемой, чем это было в 1935 году. Ответ не только совершенно не ясен, но его просто нет. То есть, нет общепризнанного ответа, а есть множество интерпретаций по поводу того, что квантовая механика описывает, и что мы наблюдаем. Единственно, что можно в настоящий момент сделать, – это понять суть вопроса.

К сожалению, большинство физиков, изучавших только Копенгагенскую интерпретацию, или не понимают существа вопроса о предмете описания квантовой механики или не придают ему должного значения. В этой связи, слова из письма [35] Эйнштейна к Шредингеру, написанные в 1928 году, являются пророческими: *«Успокаивающая философия – или религия? – Гейзенберга и Бора есть нечто вроде искусной западни, которая предлагает верующим мягкую убаюкивающую подушку, от которой им не легко будет оторваться»*, см. [8], стр.116.

В следующих разделах главы мы кратко остановимся на истории создания квантовой механики в аспектах наиболее важных для понимания проблемы ее противоречия с реализмом.

1.1. Описание процессов и описание явлений. Недетерминированные явления

Квантовая механика создавалась для описания явлений, с которыми физики столкнулись на атомном уровне. Следует подчеркнуть, что описывались именно явления, то есть

то, что мы наблюдаем, а не реальные процессы, которые происходят и проявляются для нас в феноменах. В качестве классического примера описания явлений, а не процессов, можно привести систему Птолемея: античные ученые создали теорию, которая позволила описать движение небесных светил, наблюдаемое с Земли. Реальное же движение планет, как мы знаем, основано на совершенно иной системе Коперника. Для ее создания в 16-ом веке не было веских эмпирических причин, но она сыграла выдающуюся роль в развитии науки, целью которой в течение веков было исследование реальности.

Планк, Эйнштейн и Бор, заложившие основы квантовой механики, конечно, с самого начала были не удовлетворены тем, что им удастся описать только явления, а не реальные квантовые процессы. Второе, что их крайне беспокоило, это отсутствие причинности в некоторых квантовых явлениях. В приведенном выше высказывании В.А. Фок из двух упомянутых им «ретроградов», Эйнштейна и Шредингера, почему-то только последнего относит к создателям квантовой механики. Следует напомнить, что именно Эйнштейн ввел в 1905 году квантовый дуализм, используя представление о квантах света, названных впоследствии фотонами, для описания особенностей фотоэффекта. Вероятностное описание квантовых явлений ввел также Эйнштейн. Это отмечается в статье Бора с соавторами 1924 года [36]: *«При современном состоянии науки мы неизбежно должны в том, что относиться к процессам переходов, ограничиться вероятностным рассмотрением. Такого рода рассмотрения впервые были использованы Эйнштейном [37], который показал, каким образом может быть получен замечательно простой вывод планковского закона теплового излучения, если предположить, что атом в заданном стационарном состоянии может обладать определенной вероятностью «спонтанного» перехода в единицу времени в стационарное состояние меньшей энергии...»*. Создав в 1917 году статистическую квантовую теорию излучения [37], Эйнштейн осознает, что при этом пришлось отказаться от детерминизма. Он пишет в конце статьи [37]: *«Слабость теории заключается, с одной стороны, в том, что она не приводит нас к более тесному объединению с волновой теорией, и, с другой стороны, в том, что время и направление элементарного процесса предоставляется «случаю»...»*.

Проблему с детерминизмом в квантовой механике ясно понимал и Нильс Бор. Оценивая значение предложенных им представлений о существовании стационарных орбит атомов, он пишет в статье [2]: *«Эти представления, вскоре подтвержденные опытами Франка и Герца (1914) над возбуждением спектров при ударе электронов об атомы, включает в себе дальнейший отказ от причинного способа описания; ибо толкование спектральных законов явно предполагает, что атом в возбужденном состоянии имеет, вообще говоря, возможность перейти с испусканием фотонов в одно из своих состояний с меньшей энергией»*.

1.2. Суперпозиции как метод описания беспричинных явлений.

Парадокс с котом Шредингера

Два высказывания Ричарда Фейнмана характеризуют суть отношения большинства физиков к квантовой механике: *«Квантовую механику никто не понимает»* и *«Понимание – это привычка»*. Несколько поколений физиков, учивших квантовую механику, настолько привыкли к квантовому принципу суперпозиции состояний, что крайне редко задаются вопросом, что этот принцип описывает. Чтобы понять суть этого вопроса необходимо рассмотреть историю появления этого принципа.

Бор пишет в статье [2]: *«Эйнштейн весьма выразительно подчеркнул фундаментальный характер статистического описания тем, что указал на аналогию между предположением о существовании спонтанных излучательных переходов и хорошо известными законами, управляющими превращениями радиоактивных веществ»*. Фундаментальность предложенного Эйнштейном описания связана с беспричинностью наблюдаемых явлений, которые впоследствии стали описывать суперпозицией состояний и квантовым тун-

нелированием. Последнее было впервые введено в 1928 году Георгием Гамовым для описания радиоактивного распада. Фундаментальное значение беспричинности данного явления, а, следовательно, и других явлений описываемых квантовым туннелированием и суперпозицией состояний, подчеркивает Шредингер своим знаменитым парадоксом с котом [5].

Многие авторы связывают парадокс с котом Шредингера с проблемой макроскопических квантовых явлений [8,38-40]. Но это имеет место только потому, что все коты, которых мы знаем, макроскопические. Легко понять, что ничто в парадоксе Шредингера не зависит от размера кота. Чтобы убедиться в этом, приведем описание этого парадокса: *«Можно вообразить даже совершенно нелепые ситуации. Кот заключен в стальной камере вместе со следующим дьявольским устройством (которое должно быть защищено от прямого воздействия кота): в счетчике Гейгера находится очень маленький кусочек радиоактивного вещества, настолько маленький, что в течение одного часа может произойти распад одного из атомов, или, с той же вероятностью, не произойти ни одного; если распад все-таки произойдет, то трубка счетчика Гейгера разрядится и с помощью реле освободит молоток, который разобьет небольшую колбу с синильной кислотой. Если предоставить эту систему самой себе на час, то можно будет сказать, что кот всё ещё жив, если за это время не распалось ни одного атома. Первый же распад атома отравит его. Волновая функция ψ всей системы могла бы выражать в этом случае состояние, в котором живой и мертвый кот (извините за выражение) смешаны или перемешаны в равных долях», см. [8] стр.202.*

Эту ситуацию можно описать с помощью суперпозиции

$$\Psi = (At_{yes} G_{yes} Fl_{yes} Cat_{dead} + At_{no} G_{no} Fl_{no} Cat_{alive})/\sqrt{2} \quad (1)$$

в которой состояния кота Cat и атома At перепутаны условиями, заданными Шредингером. Это описание еще раз подчеркивает, что квантовая механика описывает только результаты наблюдений, но отказывается отвечать на вопрос о причине явлений, которые мы наблюдаем. Когда мы откроем крышку камеры, то увидим кота живого или мертвого. Если мы увидим, что кот умер, то для нас будет очевидно, что кот умер Cat_{dead} потому, что разбилась колба с синильной кислотой Fl_{yes} ; колба разбилась потому, что сработал счетчик Гейгера G_{yes} ; а счетчик сработал потому, что распался атом At_{yes} . В суперпозиции (1) это описывается отсутствием членов $Fl_{yes}Cat_{alive}$, $G_{yes}Fl_{no}$, $At_{yes}G_{no}$: состояния кота Cat и колбы Fl , колбы Fl и счетчика Гейгера G , счетчика Гейгера G и атома At перепутаны нашими знаниями или наши знания о них перепутаны. До сих пор, каждое следствие имело причину, т.е. была причинно – следственная связь. Но мы не можем сказать, почему распался атом. Парадокс с котом Шредингера в том и заключается, что мы, в конечном счете, не можем ответить на вопрос, почему кот умер или остался жив, так как мы не знаем, почему распался или не распался атом. Это проблему с самого начала понимали основоположники квантовой механики. Суперпозиция ее описывает, но она не объясняет, почему распался атом: слева от состояния атома At в (1) ничего нет.

1.3. Коллапс суперпозиции при наблюдении

Процесс наблюдения описывается в квантовом формализме коллапсом волновой функции, постулированным фон Нейманом в 1932 году. Если мы увидим, например, мертвого кота суперпозиция коллапсирует в состояние

$$\Psi = At_{yes} G_{yes} Fl_{yes} Cat_{dead} \quad (1a)$$

и, если живого, то в

$$\Psi = A t_{no} G_{no} F l_{no} Cat_{alive} . \quad (1b)$$

Суперпозиция (1) описывает как наши знания, так и наши незнания. Суперпозиция, не решая проблему с отсутствием детерминизма, вынуждает ввести в рассмотрение наблюдателя (коллапс происходит потому, что мы открыли крышку) или предложить другие, не менее экзотические интерпретации. Проблема коллапса волновой функции, следующая из проблемы индетерминизма квантовых явлений, остается в течение многих лет основной нерешенной проблемой квантового формализма и предметом острых дискуссий среди экспертов.

1.4. Перепутывание состояний через закон сохранения в ЭПР-парадоксе

В своем парадоксе [5] Шредингер перепутал состояния атома и кота условиями «эксперимента». В ЭПР-парадоксе [10] состояния двух частиц перепутаны одним из законов сохранения. А именно, допустим, что нам известен суммарный импульс двух частиц $p_1 + p_2 = 0$. Тогда, точно измерив импульс одной из них $p_1 = p$, мы точно узнаем импульс второй $p_2 = -p$ вследствие закона сохранения $p_1 + p_2 = 0$, даже после того, как частицы разлетелись на произвольно большое расстояние. Из этого и из предположения о невозможности нелокальных взаимодействий, т.е. невозможности ЭПР-корреляции, следует [10] неполнота квантового описания. Действительно, так как измерение p_1 не может повлиять на состояние второй частицы, то существует реальный параметр p_2 до его измерения. Квантовая механика этот параметр не описывает, поскольку квантовый формализм своими постулатами о суперпозиции состояний и ее коллапсе при измерении утверждает, что измерение должно влиять на состояние второй частицы, независимо от расстояния между ними. Это и составляет ЭПР-парадокс.

Нагляднее всего суть парадокса можно видеть в версии Боба [41], рассмотревшего перепутанные состояния двух частиц со спином. Состояние каждой из частиц описывается суперпозицией

$$\psi_A = \alpha_A |\uparrow_A\rangle + \beta_A |\downarrow_A\rangle; \quad \psi_B = \alpha_B |\uparrow_B\rangle + \beta_B |\downarrow_B\rangle \quad (2)$$

состояний проекций спина на определенное направление. В общем случае, когда мы ничего не знаем, состояние пары описывается суперпозицией

$$\psi = \psi_A \psi_B = \gamma_1 |\uparrow_A \uparrow_B\rangle + \gamma_2 |\uparrow_A \downarrow_B\rangle + \gamma_3 |\downarrow_A \uparrow_B\rangle + \gamma_4 |\downarrow_A \downarrow_B\rangle \quad (3)$$

в которой амплитуды вероятности состояния пары равны произведению амплитуд состояний каждой из частиц $\gamma_1 = \alpha_A \alpha_B$, $\gamma_2 = \alpha_A \beta_B$, $\gamma_3 = \beta_A \alpha_B$, $\gamma_4 = \beta_A \beta_B$. В этом случае очевидно, что произведения крайних амплитуд должно быть равно произведению средних $\gamma_1 \gamma_4 = \alpha_A \alpha_B \beta_A \beta_B = \gamma_2 \gamma_3 = \alpha_A \beta_B \beta_A \alpha_B$. Но если мы априори знаем, что общий спин пары равен нулю, то тогда $\gamma_1 = 0$, $\gamma_4 = 0$, но $\gamma_2 \neq 0$, $\gamma_3 \neq 0$, то есть

$$\psi = \gamma_2 |\uparrow_A \downarrow_B\rangle + \gamma_3 |\downarrow_A \uparrow_B\rangle . \quad (4)$$

Неравенство $\gamma_1 \gamma_4 \neq \gamma_2 \gamma_3$, т.е., несовпадение произведения крайних и произведения средних амплитуд в (3), есть признак перепутанности состояний частиц: суперпозиция пары (4) не является произведением суперпозиций каждой из частиц (2). При измерении проекции спина одной из частиц должен произойти, согласно квантовому формализму, коллапс суперпозиции, т.е. (4) превратиться в

$$\psi = |\uparrow_A \downarrow_B\rangle \text{ или } \psi = |\downarrow_A \uparrow_B\rangle. \quad (5)$$

Сравнение (4) и (5) показывает, что изменилось состояние не только измеряемой частицы, но и частицы, которая не измерялась.

2. Противоречие с локальным реализмом в описании и наблюдении

Изменение состояние второй частицы при измерении первой должно произойти независимо от расстояния между частицами. Частицы, находящиеся в синглетном состоянии, должны в нем оставаться, согласно закону сохранения момента импульса, даже если они разлетятся на произвольно большое расстояние, при отсутствии взаимодействия с окружением. Если мы решим интерпретировать функцию (4) как описание реального состояния, то мы должны признать возможность мгновенного взаимодействия на любом расстоянии. Измеряя одновременно проекции спинов А и В на одно и то же, но произвольно выбранное направление, мы должны в 100% случаях получить противоположный результат: если А вверх $|\uparrow_A\rangle$, то В вниз $|\downarrow_B\rangle$ и наоборот.

Таким образом, противоречие с принципом локального реализма заложено в квантовом принципе суперпозиции состояний и ее коллапсе при измерении. Но квантовая механика, как ясно понимали ее основоположники, описывает не реальное состояние, а только результаты наблюдений. Поэтому выявленное нами противоречие с локальным реализмом – это пока противоречие только в описании. Мы можем изменить описание или интерпретировать его, следуя Шредингеру, как описание наших знаний, и противоречие исчезнет. Склонные к позитивизму современные физики, с которыми спорил Эйнштейн (см. Введение), считая *реальное состояние физической системы метафизическим предрассудком*, правы в том отношении, что мы можем наблюдать только явления. Нам, конечно, хотелось бы думать, что все, что мы наблюдаем и измеряем, существует реально. Иначе сами понятия наблюдения и измерения теряют свой смысл. Но многие квантовые явления не удастся интерпретировать как проявление объективной реальности, если мы не признаем, что любое измерение неизбежно изменяет значение измеряемых параметров.

Если реальные параметры и существуют до измерения, то они являются скрытыми. Поэтому реалистические интерпретации квантовой механики известны как интерпретации в терминах скрытых параметров или теории скрытых параметров. Теоремы, доказывающие противоречие между предсказаниями результатов наблюдений даваемых квантовым формализмом и теорией скрытых параметров известны как no-hidden-variables theorems или no-go theorems [42].

2.1. No-go theorem Джона фон Неймана и ее опровержение Джоном Беллом

Суперпозиция состояний спина (2) описывает результаты измерений проекций магнитного момента электронов и атомов, полученных впервые Штерном и Герлахом в 1922 году, еще до создания квантового формализма, использующего суперпозицию состояний. Пропуская пучок атомов серебра через сильно неоднородное магнитное поле, Штерн и Герлах обнаружили, что атомы попадают только в две точки экрана. Такой результат представляется невозможным, для частиц с магнитным моментом имеющим произвольное направление. Угол отклонения частиц должен быть пропорционален проекции $M_z = |M|\cos\phi$ магнитного момента на направление градиента магнитного поля z . Атомы в этом случае должны быть равномерно распределены в полосе между координатами, соответствующими проекциям от $-|M|$ до $|M|$. Результат же Штерна и Герлаха, и всех последующих измерений, свидетельствует о том, что измеряемая величина M_z квантуется, т.е. принимает только дискретные значения $+|M|$, спин вверх $|\uparrow\rangle$ и $-|M|$, спин вниз $|\downarrow\rangle$.

Проекция магнитного момента всех атомов в пучке на любое направление имеет одинаковую величину в эксперименте Штерна-Герлаха. Если мы измерим проекцию магнитного момента атома со спином $1/2$ на два взаимно перпендикулярных направления, то согласно результату Штерна-Герлаха мы получим в обоих случаях величину проекции μ_B . Это должно означать, если мы действительно измеряем проекции реально существующего вектора, что величина магнитного момента атома, по теореме Пифагора, равна $\sqrt{2}\mu_B$. Однако, измерение проекции этого гипотетического вектора на любое другое направление даст также μ_B . Квантовый формализм прекрасно снимает этот парадокс, используя суперпозицию состояний (2). Но это – только математическое описание результатов наблюдений. Остается вопрос об их физической интерпретации. В частности, мы можем предположить, что магнитный момент имеет реальное направление, но вследствие взаимодействия с классическим прибором состояние измеряемого объекта необратимо изменяется, и поэтому измеряемая величина всегда одинакова. Такой интерпретации, которая и есть интерпретация в терминах скрытых параметров, придерживались многие сторонники Копенгагенского направления, включая Бора и Гейзенберга. Известный микроскоп неопределенности Гейзенберга обосновывает соотношение неопределенностей именно неизбежным возмущением при измерении.

Но нет ли неустранимых противоречий между предсказаниями результатов измерений с помощью квантового формализма и с помощью теории, предполагающей существование направления магнитного момента атома до измерения? Согласно теореме фон Неймана 1932 года [43], первой из no-go theorem, такое противоречие существует. Но как показал Белл [44], доказательство фон Неймана основано на ложной предпосылке. Позднее Белл высказался более резко: «*Доказательство фон Неймана не просто неправильное, оно глупое*», см. [42]. Дэвид Мермин, цитируя это высказывание Белла, объясняет, почему предположение, на котором основано доказательство фон Неймана, «глупое» (silly assumption) [42]. Согласно требованию квантового формализма из равенства $f(A, B, C, \dots) = 0$ для коммутирующих операторов должно следовать равенство $f(v(A), v(B), v(C), \dots) = 0$ для их собственных значений $v(A), \dots$. В доказательстве фон Неймана это требование распространяется на некоммутирующие операторы. Например, из равенства $C = A + B$ у фон Неймана должно следовать $v(C) = v(A) + v(B)$, что не всегда верно. Например, пусть A и B – это операторы Паули $A = \sigma_x$ и $B = \sigma_y$, используемые в теории спина. Собственные значения этих операторов $v(\sigma_x), v(\sigma_y) = \pm 1$ и их сумма $v(\sigma_x) + v(\sigma_y)$ может быть равна $-2, 0$ и 2 . Но $\sigma_x + \sigma_y = \sqrt{2}\sigma_{\pi/4} = \sqrt{2}U_z(\pi/4)\sigma_y$, где $\sigma_{\pi/4}$ есть спиновый оператор для направления, делящего угол между x и y ; $U_z(\pi/4)$ оператор поворота вокруг оси z на 45° [45]. Собственные значения $\sigma_{\pi/4}$, как оператора, описывающего процесс измерения спина, равны ± 1 и, следовательно, собственное значение суммы $v(\sigma_x + \sigma_y) = \sqrt{2}v(\sigma_{\pi/4}) = \pm\sqrt{2}$ отличается от суммы собственных значений $v(\sigma_x) + v(\sigma_y) = -2, 0, 2$. Переходя с языка математики на язык физики, можно сказать, что, фактически, фон Нейман доказывал несовместимость с квантовым формализмом теории *нескрытых* параметров.

Бор обосновывал свой принцип дополнительности тем, что «*взаимодействие между измерительным прибором и объектом составляют нераздельную часть явления*» [22]. Он утверждал, что «*в квантовой физике данные об атомных объектах, полученные при помощи разных экспериментальных установок, находятся в своеобразном дополнительном отношении друг к другу. Действительно, следует признать, что такого рода данные, хотя и кажутся противоречащими друг другу при попытке скомбинировать их в одну картину, на самом деле исчерпывают все, что мы можем узнать о предмете*» [22]. Следует подчеркнуть, что принцип дополнительности не противоречит представлениям о существовании скрытых параметров, так как здесь речь идет о дополнительности по отношению к тому, что мы можем узнать. Параметры потому и называются скрытыми, что

мы не можем их узнать. И здесь для понимания значения работ Белла важно отличать то, что мы не можем узнать от того, что не может существовать.

Девид Мермин цитирует в [42] замечания «знаменитого разносторонне образованного ученого» о том, что большинство физиков теоретиков не делают различия между тем, что невозможно наблюдать и тем, что не может существовать. По принципу дополненности, мы не можем одновременно измерить, например, проекции спинного магнитного момента в двух перпендикулярных направлениях. Действительно, если бы это было возможно, то согласно опыту Штерна-Герлаха такое измерение дало бы результат $\pm\mu_B$ сразу по обоим направлениям, откуда следовал бы вывод, что величина магнитного момента равна $\sqrt{2}\mu_B$ и он направлен под углом 45° к исходным осям, а это противоречило бы априорному знанию, что проекция магнитного момента на это новое направление также равна $\pm\mu_B$. Из этого можно было бы сделать вывод, что магнитный момент не имеет реального направления, если бы мы отождествили, «то, что не наблюдается с тем, что не существует» [42]. При подобном отождествлении нельзя понять, в чем суть теорий скрытых параметров; тогда вообще не может быть скрытых параметров, т.е. параметров которые реально существуют, но не могут быть измерены. Квантовый формализм описывает результаты эксперимента Штерна – Герлаха, используя принцип суперпозиции состояний. Результат измерения проекции магнитного момента на произвольное направление n в состоянии $|\uparrow\rangle_z$ (спин вверх, вдоль z) предсказывается функцией

$$\psi_z = 1|\uparrow\rangle_z + 0|\downarrow\rangle_z = \cos(\theta/2)|\uparrow\rangle_n - \sin(\theta/2)|\downarrow\rangle_n, \quad (6)$$

получаемой с помощью оператора поворота [45]. Здесь следует подчеркнуть, что квантовый формализм может предсказать только вероятность результата измерения, т.е., только среднюю величину $\langle s_n \rangle = N^{-1} \sum_i P_i s_i$ по N измерениям s_i проекции спина в направлении n . Так как при измерении получаются только два значения $s_i = \pm 1$, с вероятностью $P_+ = \cos^2(\theta/2)$ для $s_i = +1$ и $P_- = \sin^2(\theta/2)$ для $s_i = -1$, то $\langle s_n \rangle = \cos^2(\theta/2) - \sin^2(\theta/2) = \cos(\theta)$.

Белл предложил в [44] модель скрытых параметров, не противоречащую результатам наблюдений и предсказаниям квантового формализма. Согласно этой модели, спин (магнитный момент), например, электрона имеет в состоянии $|\uparrow\rangle_z$ реальное, но случайное направление, определяемое суммой $s = i_z + h$ единичного вектора i_z вдоль z и единичного вектора h имеющего произвольное направления с одинаковой вероятностью, Рис.1. При этом, как и в принципе дополненности Бора, предполагается, что результат измерения получается из «взаимодействия между измерительным прибором и объектом». В результате такого взаимодействия мы получаем одинаковую величину проекции спина $s_i = \pm 1$. Результатом измерения является только знак проекции на n , который соответствует знаку проекции вектора $i_z + h$: если проекция положительная $(i_z + h)_n > 0$, то результат измерения $s_i = +1$, а если $(i_z + h)_n < 0$ отрицательная, то $s_i = -1$. Ожидаемое среднее значение $\langle s_n \rangle$ результатов многих измерений определяется суммированием по всем возможным направлениям вектора h , который является скрытым параметром. Так как скрытый параметр h имеет любое направление с одинаковой вероятностью, среднее значение скалярного произведения $\langle hn \rangle = 0$. Тогда для средней величины измеряемой проекции спина мы получаем предсказание $\langle s_n \rangle = i_z n = \cos(\theta)$, совпадающее с предсказанием квантового формализма.

Описание Белла результатов эксперимента Штерна-Герлаха кажется очень экзотичным. Как пишет известный физик Р. Пайерлс [46]: «Это достаточно надуманная конструкция не претендует на какую-либо физическую обоснованность...». Пайерлс, видимо, считает традиционное описание, использующее принцип суперпозиции состояний, более обоснованным физически. Но чем, кроме привычки нескольких поколений физиков к нему, оно обосновано? Здесь следует еще раз подчеркнуть, что это традиционное описание,

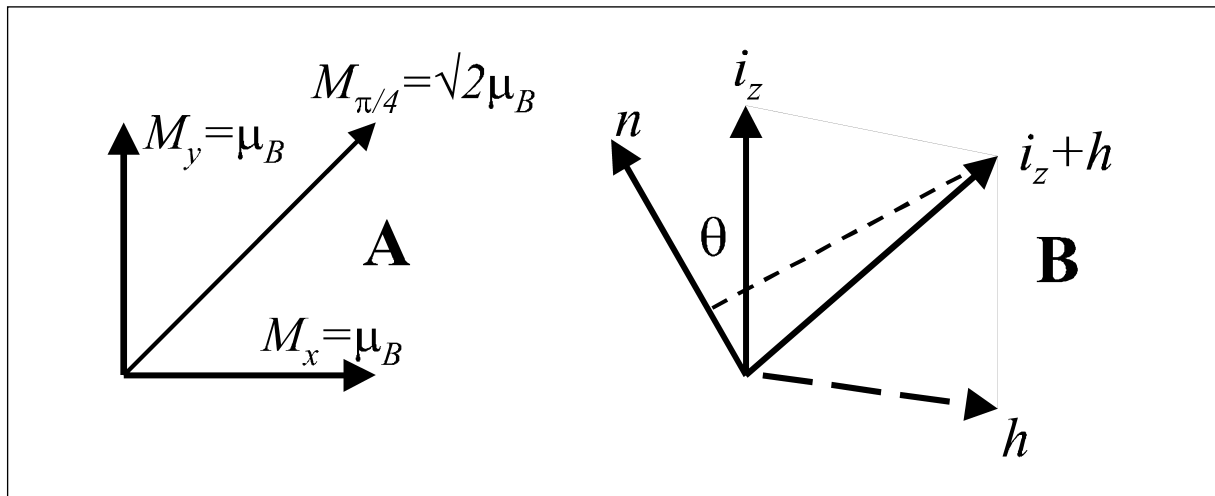


Рис. 1. А) Интерпретация магнитного момента M частицы со спином $\frac{1}{2}$ как реального вектора находится в противоречии с результатами эксперимента Штерна-Герлаха. Согласно результатам измерений $M_x = \mu_B$ и $M_y = \mu_B$ его проекций в двух перпендикулярных направлениях x и y реальный вектор должен быть направлен между этими направлениями и его величина должна быть равна $\sqrt{2}\mu_B$. Но измерение в данном направлении дает величину μ_B . В по-го теореме, основанной на этом противоречии, не учтена возможность изменения измеряемой величины в процессе измерения.

В) Согласно модели скрытых параметров, предложенной Беллом, в результате «взаимодействие между измерительным прибором и объектом» измеряется только знак проекции спина s . Спин s имеет реальное, но случайное направление, определяемое в состоянии $|\uparrow\rangle_z$ суммой $s = i_z + h$ двух единичных векторов один из которых i_z направлен вдоль z , а второй h , который является скрытым параметром, имеет любое случайное направление с одинаковой вероятностью. На рисунке показан частный случай, в котором «взаимодействие между измерительным прибором и объектом» даст положительный знак проекции. Среднее значение $\langle s_n \rangle = N^{-1} \sum_i \text{sign}[(i_z + h_i)n] = i_z n = \cos(\theta)$ по многим измерениям N проекции s на направление n совпадает с результатом, получаемым при использовании суперпозиции состояний (6).

как ясно показывает ЭПР-парадокс, предполагает нелокальность. А нелокальность в описании станет реальной, если квантовый формализм интерпретировать как описание реального состояния.

2.2. Отношение к работам Белла

Прежде, чем обратиться к знаменитой по-го theorem Джона Белла, обратим внимание на отношение к его работам. В статье [47] (см. также [8] Рис.5.1, стр.141) приведена диаграмма, из которой видно, что в первые годы после публикации, внимание к работам Белла почти полностью отсутствовало: первые пять лет число ссылок колебалось от 0 до 3. Через двадцать лет, когда число ссылок превысило 30 в год, Дэвид Мермин писал [12], что по отношению к вопросу о существовании фундаментальной проблемы в квантовой механике, на которую указывает проверка неравенств Белла, физиков можно разделить на индифферентное большинство и озабоченное меньшинство. Из названия статьи следует, что меньшинство озабочено тем же, чем был озабочен Эйнштейн: квантовая механика не описывает объективную реальность. В отличие от озабоченного меньшинства, индифферентное большинство уверено, что проблема с реальностью может заботить только «людей, изучающих квантовую механику обычным (старомодным) способом». Нарушение неравенств Белла свидетельствует о том, что квантовая механика – правильная теория, а Эйнштейн был не прав и поэтому можно продолжать спать на мягкой убаюкивающей подушке, предложенной Гейзенбергом и Бором. Например, авторы книги [6] пишут: «Действительно, в споре о парадоксе Эйнштейна – Подольского – Розена последнее слово ос-

талось за Природой. Примерно через 30 лет после публикации упомянутой статьи был поставлен эксперимент, целью которого была проверка, правильную ли картину мира предлагали Эйнштейн с соавторами. Оказалось, что Природа экспериментально опровергла их точку зрения, подтвердив справедливость традиционных квантовомеханических законов».

Такое непонимание смысла спора между Эйнштейном и Бором, который Белл сделал предметом экспериментального исследования, привело к конкретным заблуждениям. Многие современные физики, уверенные, что озабоченность Эйнштейна связана только с тем, что он не сумел преодолеть «классических предрассудков», часто не подозревают, что возможность суперпозиции состояний прямо связана с вопросом о существовании Луны, когда ее никто не видит. Конечно, вопрос о Луне [12] вряд ли имеет реальное значение, но вопрос о магнитном потоке в сверхпроводящем контуре в заглавии статьи [48], опубликованной в том же 1985 году, что и [12], имеет не только реальное, но и практическое значение. Сверхпроводящий контур, «разорванный» переходом Джозефсона, рассматривается многими авторами как квантовый бит, flux qubit. Несколько лет назад был анонсирован первый в мире коммерческий квантовый компьютер [49], сделанный на основе таких кубитов. Название статьи [48] ясно подчеркивает, что суперпозиция состояний flux qubit противоречит макроскопическому реализму. Но многие авторы, готовые видеть возможность суперпозиции состояний чуть ли не в любой квантовой системе, часто не понимают, что они отрекаются от реализма. Нильс Бор предупреждал: «Если человек не шокирован квантовой теорией, он ее просто не понял».

Достаточно надежное доказательство нарушения неравенств Белла, полученное в экспериментах с перепутанными фотонами [50-56], шокировала физиков, принадлежащих к озабоченному меньшинству, необходимостью отказа от реализма, основанной на требовании локальности. И некоторые из них, не желая смириться с утратой реализма, пытаются найти слабые места в этих экспериментах. С другой стороны, авторы книги [6] и многие другие, принадлежащие к индифферентному большинству, принимают за доказательство нарушения реализма эксперименты Штерна – Герлаха и даже экспериментальные результаты, полученные на такой квантовой системе с двумя состояниями как сверхпроводящее кольцо. Очевидно, они не знакомы с работой Белла [44], который показал, что результаты эксперимента Штерна-Герлаха могут быть описаны реалистично, без использования суперпозиции состояний.

Белл подчеркивает в начале статьи [56] ключевую роль требования локальности. При отказе от этого требования все попытки доказать невозможность теории скрытых параметров будут несостоятельными. В качестве примера нелокальной теории скрытых параметров, воспроизводящей все предсказания квантового формализма, он приводит работу Боба [57]. Данная работа Боба – любимый пример теории скрытых параметров Белла (по выражению Мермина [42]) – хорошо известна среди специалистов, занимающихся основами квантовой механики, но мало известна вне этого круга. О последнем свидетельствует, в частности, книга [58] выдающегося ученого Владимира Александровича Котельникова. В своих размышлениях о квантовой механике он, фактически, воспроизводит интерпретацию Боба, очевидно, не зная о ней. Работа Боба [57], опубликованная еще при жизни основоположников квантовой механики, привлекла их внимание. Альберт Эйнштейн отзывался о ней положительно, как о продолжении попыток де Бройля найти реалистическое квантовое описание: «То обстоятельство, что уравнение Шредингера вместе с интерпретацией Борна не приводит к описанию реальных состояний отдельных систем, пробуждает, естественно, стремление к поискам теории, свободной от этого недостатка. ... Первая попытка восходит к де Бройлю; недавно ее с большим остроумием развил Бом» [17]. Иначе отзывался о работе Боба Гейзенберг: «Со строго позитивистской точки зрения можно было бы даже сказать, что здесь мы имеем дело совсем не с контрпредложениями, выдвинутыми против копенгагенской интерпретации, а с их точ-

ным повторением на другом языке” [59]. Здесь следует отметить, что оценки работы Бома [57] Гейзенбергом и Беллом фактически совпадают. Оба признают, что теория Бома воспроизводит все предсказания результатов наблюдений, даваемых квантовым формализмом. Их различное отношение к работе Бома обусловлено их различным отношением к целям науки. Согласно *позитивистской точки зрения*, разделяемой Гейзенбергом, цель науки – описание результатов эксперимента, а вопрос о существовании *реального состояния физической системы* – это только *метафизический предрассудок*. Белл сделал этот *метафизический предрассудок* предметом экспериментального исследования, т.е. научным вопросом даже с точки зрения позитивизма.

2.3. No-go theorem Белла. Экспериментальное свидетельство ЭПР-корреляции

Работы Джона Белла позволили перевести, казалось бы, чисто философский спор между основоположниками квантовой механики в плоскость эксперимента. Основовопложники квантовой механики, еще до завершения создания современного квантового формализма в середине 20-х годов, понимали, что дуализм, обнаруженный в 1905 году в связи с открытием квантов света, предполагает нелокальность. Эйнштейн, который ввел эти кванты, был вынужден говорить о «*призрачных полях, управляющих фотонами*» [2] и о «*мистическом действии на расстоянии*» (*spooky action at a distance*). Формализм суперпозиции состояний и волновой механики «спрятал» эту нелокальность в коллапс волновой функции. Такую нелокальность в описании, которая демонстрируется в ЭПР-парадоксе [10] и интерпретации Бома [57], Джон Крамер [60] классифицировал как нелокальность первого рода. В версии Бома ЭПР-парадокса измерение проекции частицы *A* меняет от (4) к (5) функцию, описывающую вероятность результата измерения не только этой частицы, но и частицы *B*, которая может находиться на произвольно большом расстоянии от *A*. Это было неприемлемо для Эйнштейна. Белл, в своей знаменитой работе [56], цитирует слова Эйнштейна из его Автобиографии [16]: “*Но по одному пункту, на мой взгляд, мы должны держаться абсолютно стойко. Реальная фактическая ситуация системы S_2 не зависит от того, что проделывают с системой S_1 , которая пространственно отделена от первой.*”

Шредингер, фактически, был согласен в этом с Эйнштейном, введя перепутывание состояний для описания не реальной фактической ситуации, а наших знаний о двух системах. Некоторые из сторонников Бора в его споре с ЭПР обосновывали свою позицию тем, что волновая функция описывает наши знания [30]. При такой интерпретации ЭПР-корреляции результатов измерений двух пространственно разделенных систем, предсказываемой квантовым формализмом, в ней нет ничего странного. Поэтому, чтобы лучше понять суть фундаментальной проблемы, озаболившей меньшинство, следует, во-первых, четко разделять метод описания и предмет описания.

Предметом описания квантовой механики являются результаты наблюдений. Нелокальность в методе описания не должна сильно заботить, если возможен альтернативный метод описания результатов наблюдений, в котором нет нелокальности. В случае ЭПР-парадокса в версии Бома, в предположении, что измерение проекции спина частицы *A* не может повлиять на результат измерения частицы *B*, при любом методе описания, корреляция результатов измерений проекций спинов в зависимости от угла ϕ между направлениями осей анализаторов должна даваться выражением

$$\langle [A][B] \rangle = E_{HV} = \frac{2}{\pi} \phi - 1. \quad (7)$$

Отличный результат, предсказываемый квантовым формализмом:

$$\langle [A][B] \rangle = E_{QM} = -\cos(\phi), \quad (8)$$

означает, что мы столкнулись с нелокальностью не только в описании, но и в наблюдении, т.е., с нелокальностью второго рода в классификации Джона Крамера [60]. Выражение (8) получается из коллапса суперпозиции (4) при измерении одной из частиц. Таким образом, можно еще раз отметить, что коллапс предполагает нелокальность: он меняет состояние не только измеряемой, но и другой частицы (5).

Согласно экспериментальным данным [51-55], в надежности которых большинство экспертов не сомневается, мы должны принять нелокальность в наблюдении в качестве экспериментального факта. Этот факт, если он не будет опровергнут, может иметь фундаментальное значение, даже с точки зрения позитивизма.

Нелокальность необходимо как то интерпретировать. Конечно, можно сказать, как это делают сторонники информационной интерпретации [9,61,62], что описываются только наши знания. Но здесь сразу возникают провокационные вопросы «Знания о чем?» и даже «Чьи знания?» [63]. В течение столетий большинство ученых были уверены, что наука получает знания о реальности. Бор, Гейзенберг и некоторые другие создатели квантовой механики вынуждены были отказаться от этого убеждения и проповедовать позитивизм, чтобы избежать реальности *spooky action at a distance*, которой их пугал Эйнштейн. Но даже это не помогло! Нелокальность оказалась наблюдаемой.

2.4. Два парадокса в одном мысленном эксперименте.

Можно ли использовать котов Шредингера в качестве квантовых битов?

Объединим два парадокса, двух противников позитивизма: ЭПР-парадокс и парадокс с котом Шредингера. Вместо распадающегося атома будет одна из частиц ЭПР-пары и, соответственно, не один, а два кота *CatA*, *CatB*, два ящика, две ампулы с ядом, два реле с молотком, два счетчика Гейгера и два анализатора Штерна – Герлаха. Счетчики Гейгера мы поставим на выходе анализаторов Штерна – Герлаха, так чтобы частицы с положительной проекцией спина, летящие по «верхней» траектории, попадали в счетчик, а частицы с отрицательной проекцией пролетали мимо. Если проекция положительная $|\uparrow\rangle$, то счетчик G_{yes} сработает, колба разобьется Fl_{yes} и кот умрет Cat_{dead} . В противоположном случае: $|\downarrow\rangle$ – G_{no} , Fl_{no} и Cat_{alive} . Данную ситуацию можно описать суперпозицией состояний

$$\Psi = \gamma_2 |\uparrow_A \downarrow_B\rangle CatA_{dead} CatB_{alive} + \gamma_3 |\downarrow_A \uparrow_B\rangle CatA_{alive} CatB_{dead} \quad (9)$$

с двумя типами перепутывания: через закон сохранения между спиновыми состояниями частиц $|\uparrow_A \downarrow_B\rangle$ и между состоянием каждой из частиц и состоянием кота, в сторону которого полетела эта частица. Для упрощения записи здесь опущены промежуточные звенья перепутывания G , Fl , состояний частицы и кота. Ориентируя анализаторы Штерна – Герлаха в одном, но произвольном, направлении мы обнаружим со 100% вероятностью, что если один кот умер, то второй остался жив.

Если в этой же ситуации перейти на позицию сторонников позитивизма и объявить, что мы не хотим знать исходной причины, почему кот умер или остался жив, как не знаем причины распада атома, то тогда, см. (1), нужно убрать члены слева от котов и получить волновую функцию

$$\Psi = \gamma_2 CatA_{dead} CatB_{alive} + \gamma_3 CatA_{alive} CatB_{dead} \quad (10)$$

согласно которой, состояния котов скрыто перепутаны. Мы можем даже разнести котов на произвольно большое расстояние и, ориентируя анализаторы под разными углами ϕ , убедиться, что наблюдается корреляция измерений (8), а не (7). Этим мы окончательно убедимся в нарушении принципа локального реализма для котов и наличии ЭПР- корреляции.

ляции их состояний. Оставаясь на позиции позитивизма, мы должны сделать вывод, что котов можно использовать в качестве квантовых битов и сделать из них квантовый регистр, в котором их состояния будут перепутаны. Конечно, это не очень удобно. Но здесь дело в принципе.

3. Возможность создание квантового компьютера как философская проблема

Предложение использовать котов в качестве основного элемента квантового компьютера не следует воспринимать только в качестве шутки. Кот жив или мертв беспричинно, как, в конечном счете, беспричинны многие явления, описываемое суперпозицией состояний. Проблема создания квантового компьютера в настоящее время является одной из наиболее популярных. Публикуются сотни и даже тысячи статей [64-69], обзоры [7, 70-73] и книги [3, 6, 74, 75], посвященных данной проблеме. Однако, для создания квантового компьютера необходимо нарушить принцип локального реализма. ЭПР-корреляция, лежащая в основе идеи квантовых вычислений, несовместима с этим принципом по своей природе. Все приборы и устройства до сих пор создавались на основе описания реальности. Но квантовая механика описывает не реальность, а только результаты наблюдений. Гейзенберг прямо писал, что *“...нельзя сказать, что происходит с системой между начальным измерением и последующим”* [59]. Поэтому делать квантовый компьютер на основе только существующего квантового формализма – это как пытаться запустить ракету на Марс, зная только систему Птолемея. С точки зрения позитивизма, в 16 веке не было различия между системами Птолемея и Коперника. Их предсказания результатов наблюдений, доступных с Земли, не противоречили друг другу. Это сейчас, поднявшись над Землей, мы можем убедить даже позитивиста, что Птолемей был не прав. Но в отношении квантового мира мы находимся на уровне 16 века. Мы не знаем, что там происходит. Эксперименты [50-55], подтверждающие наблюдение ЭПР-корреляции, заставляют думать, что в квантовой реальности элементы системы должны быть связаны между собой совершенно иным, чем мы представляем сейчас, способом.

Ключевым моментом в конструировании квантового компьютера является существование суперпозиции состояний макроскопической квантовой системы. Возможна ли такая суперпозиция и какие размеры соответствуют границе возможности ее наблюдения? Конечно, окончательно на это могут ответить только эксперименты (которые еще не сделаны). Тем не менее, полезно рассмотреть вопрос о границе наблюдения квантового явления суперпозиции, исходя из результатов, полученных к настоящему времени. Это полезно не только для проблемы квантовых компьютеров, но и для широкой области исследований, связанной с наноструктурами. При рассмотрении данного вопроса необходимо иметь в виду принципиальное различие между методом описания и тем, что описывается, так как в квантовой механике нет того однозначного соответствия между правильной теорией, правильным экспериментом и реальностью, которое подразумевается в других физических теориях.

4. Суперпозиция и коллапс в наблюдении. При каких размерах частиц возможно наблюдение их интерференции на двух щелях?

Девид Дойч, рассматривая в книге «Структура реальности» [78] эксперимент по интерференции одиночных квантов света на двух щелях, интерпретирует наблюдаемую интерференционную картину как проявление реальных процессов, но происходящих сразу во многих параллельных Вселенных. Это, конечно, можно счесть за сумасшедшую идею. Но не следует забывать, что именно Дойч придумал квантовый параллелизм вычислений, который, представляет собой идею не менее сумасшедшую. В основе ее лежат явления, легко описываемые суперпозицией состояний, но которые невозможно интерпретировать разумно, как проявления реальных процессов. Пожалуй, наиболее наглядно это видно в

эксперименте по интерференции, возникающей при прохождении одиночных частиц через две близко расположенные щели. Ричард Фейнман подчеркивал, что этот эксперимент, в действительности, является загадкой, отражающей парадоксальную суть всей квантовой механики.

4.1. Суперпозиция состояний и ее коллапс в эксперименте по интерференции на двух щелях

В этом эксперименте суперпозиция состояний и ее коллапс, можно сказать, явно наблюдаются. Авторы работы [90] посылали по одному электрону, с примерно одинаковой скоростью, через двойную щель на детектирующий экран. При небольшом числе электронов их распределение по экрану кажется совершенно случайным. Но при достаточно большом числе начинает проявляться картина интерференции между двумя щелями, период которой соответствует длине волны де Бройля $\lambda = h/mv$ при данной скорости электронов v (см. главу 1 в книге [8]). Квантовый формализм описывает это явление суперпозицией возможностей прохождения электрона через каждую из щелей, выражаемой волновой функцией Шредингера $\Psi_{Sh} = |\Psi_{Sh}|e^{i\varphi}$ и ее коллапсом при попадании электрона в конкретную точку экрана. Если бы частица могла пройти только через первую или только вторую щель, то ситуация описывалась бы функцией $\Psi_{Sh1} = A_1 \exp(i\varphi_1)$ или $\Psi_{Sh2} = A_2 \exp(i\varphi_2)$. Суперпозиция этих возможностей описывается функцией

$$\Psi_{Sh} = \Psi_{Sh1} + \Psi_{Sh2} = A_1 \exp(i\varphi_1) + A_2 \exp(i\varphi_2). \quad (11)$$

До того момента, как электрон вызовет вспышку в одной из точек детектирующего экрана, вероятность его попадания в разные точки

$$P_y = |\Psi_{Sh,1} + \Psi_{Sh,2}|^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (12)$$

имеет ненулевое значение. Но после наблюдения вероятность уменьшается до нуля во всех точках экрана, кроме одной, в которую частица попала. То есть, можно сказать, что мы наблюдаем, как волновая функция испытывает коллапс.

Явление интерференции одиночных частиц на двойной щели можно также описать, используя квантовый потенциал Бома, как это делают авторы [91], или через триллион Вселенных, как Дойч [78]. В любом случае, можно попытаться оценить при каких размерах частиц возможно наблюдение этого явления.

4.2. Интерференция молекул с размерами, превосходящими длину волны де Бройля

В учебниках [45] по квантовой механики квадрат модуля волновой функции $|\Psi_{Sh}|^2$ интерпретируется как вероятность нахождения частицы в элементе объема. Согласно этой интерпретации и согласно соотношению неопределенностей $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$ мы можем определить положение частицы с точностью расстояний порядка длины волны де Бройля λ . Тогда волны де Бройля с длиной меньшей размера частиц $\lambda < a$, вроде бы, не должны иметь смысла. Но эксперименты по наблюдению интерференции относительно больших молекул, проведенные недавно [92,93], свидетельствуют о том, что волны де Бройля наблюдаются независимо от соотношения длины волны и размера частицы. В работе [92] наблюдалась интерференция молекул $C_{60}F_{48}$, в форме мячика, содержащих 108 атомов и имеющих массу $m = 1632$ атомных единиц массы и плоских молекул $C_{44}H_{30}N_4$, содержащих 78 атомов и имеющих массу $m = 614$ а.е.м. В более поздней работе [93] наблюдалась интерференция круглых молекул C_{70} с $m = 840$ а.е.м. и $C_{30}H_{12}F_{30}N_2O_4$ имеющих продолговатую форму с $m = 1034$ а.е.м. $\approx 1.7 \cdot 10^{-24}$ кг. Во всех случаях размер молекул превышал длину волны де Бройля. Наибольшее различие имело место в случае молекул длиной $a \approx 3.2$ нм при длине волны де Бройля $\lambda \approx 0.0042$ нм. Здесь следует подчеркнуть, что речь

идет именно о наблюдении. Этот результат еще раз подчеркивает, что квантовый формализм описывает только результаты наблюдений.

4.3. Можно ли наблюдать интерференцию частиц с размерами больше микрона?

Таким образом, эксперименты группы Цайлингера [92,93] показали возможность наблюдения интерференции частиц с наноразмерами. Цайленгер в 2004 году, в своем докладе «Исследование границы между квантовым и классическим миром», представленном на конференции «На переднем крае квантовой и мезоскопической термодинамики» [94], сообщил о планах исследования возможности наблюдения интерференции вирусов и даже небольших бактерий. Но и без этих экспериментов мы можем сказать, что, практически, нет шансов наблюдать интерференцию на двойной щели для частиц с размерами большими микрона.

Очевидно, что интерференционную картину можно наблюдать, только если ее период $\Delta y \approx \lambda L/d$ на детектирующем экране, расположенном на расстоянии L от экрана с двумя щелями, превышает размер частиц: $\lambda L/d > a$. Чтобы частица могла пролететь через щель, ее размер a должен быть меньше ширины щели, которая в свою очередь, должна быть меньше расстояния между щелями d . Поэтому расстояние L между экраном с двумя щелями и детектирующим экраном должно превышать a^2/λ . Длина волны де Бройля равна $\lambda = h/mv$, поэтому одна частица пролетит это расстояние за время $t = L/v > ma^2/h$. Так как масса частицы $m \approx ga^3$, и время эксперимента t_{exp} не может быть меньше времени пролета частицы $t > ga^5/h$, то

$$t_{\text{exp}} > \frac{g}{h} a^5. \quad (13)$$

Необходимое время эксперимента сильно увеличивается с размером частиц. Так как удельный вес всех веществ, включая вирусы и бактерии, имеет порядок удельного веса воды $g = 10^3 \text{ кг/м}^3$, то величина $g/h \approx 1.5 \cdot 10^{36} \text{ сек/м}^5 = 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ сек/нм}^5$. Согласно (13) наблюдение интерференции частиц с размером порядка одного нанометра $a \approx 1 \text{ нм}$, уже осуществленное в эксперименте, не требует значительного времени, в то время как для наблюдения интерференции частиц с размером $a \approx 1 \text{ мкм} = 1000 \text{ нм}$, время пролета одной частицы должно превышать $1.5 \cdot 10^6 \text{ сек} \approx 17 \text{ дней}$. Для наблюдения достаточно четкой картины интерференции необходимо, по крайней мере, тысяча частиц. Если пускать их по одной, то эксперимент должен длиться $17000 \text{ дней} \approx 46 \text{ лет}$. Таким образом, область наноразмеров является пограничной для наблюдения интерференции при прохождении одиночных частиц через двойную щель.

5. Почему возможны макроскопические квантовые явления?

Мало кто может отнестись всерьез к предложению использовать коты, даже шредингеровских, в качестве квантовых битов, даже если будет экспериментально доказана возможность перепутывания их состояний, как это было предложено выше. В отличие от этого, многие авторы не сомневаются в том, что сверхпроводящие кольцо и другие сверхпроводящие структуры могут быть использованы в качестве квантовых битов. Сверхпроводимость является одним из известных квантовых явлений. Однако, необходимо отметить, что нынешняя уверенность многих физиков в возможности суперпозиции состояний в сверхпроводниковых структурах основана исключительно на слове «квантовое»: если в сверхпроводниках наблюдается квантование Бора, то должна наблюдаться и суперпозиция состояний.

Антони Легgett еще в 80-ые годы предположил возможность суперпозиции макроскопических состояний сверхпроводящей петли разорванной переходом Джозефсона, известной как SQUID, Superconducting Quantum Interference Device. Это предположение

противоречит макроскопическому реализму [48] и его однозначное экспериментальное подтверждение означало бы, что граница возможного наблюдения наиболее парадоксальных квантовых явлений, описываемых суперпозицией, находится выше размера наноструктур.

Но таких экспериментальных подтверждений нет, никто не предложил до сих пор эксперимент, предсказания результатов которого теорией скрытых параметров и квантовым формализмом противоречили бы друг другу, как в случае неравенств Белла. Несмотря на это, авторы, например, [65,73,83-86], уверены в существовании «экспериментальных свидетельств» суперпозиции состояний сверхпроводниковых структур. Прежде чем рассмотреть эти свидетельства, следует понять почему сверхпроводимость является макроскопическим квантовым явлением и какие квантовые принципы, безусловно, применимы к описанию явлений в сверхпроводниках.

5.1. Квантовые явления в сверхпроводниках как следствие квантования Бора

Первое макроскопическое квантовое явление – эффект Мейснера – наблюдалось в 1933 году, хотя сам по себе переход проводника в состояние с нулевым сопротивлением был открыт впервые Камерлинг-Оннесом в 1911 году на ртути.

Рассмотрим классический идеальный проводник, носители заряда в котором движутся без трения, т.е. кинетическая энергия не диссипирует. Используя второй закон Ньютона $m dv/dt = qE$, выражение для плотности тока $j = n_q q v$ и уравнения Максвелла $\text{rot } E = -\mu_0 dH/dt$, $\text{rot } H = j$, легко получить соотношение

$$\lambda_L^2 \nabla^2 \frac{dH}{dt} - \frac{dH}{dt} = 0, \quad (14)$$

согласно которому изменение магнитного поля экспоненциально затухает на глубине скин-слоя $\lambda_L = (m/\mu_0 n_q q^2)^{1/2}$, равного ≈ 50 нм, при типичной плотности электронов в металле $n_q \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$, массе $m \approx 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ и заряде электрона $q = e \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$. Многочисленные измерения подтверждают, что слабое магнитное поле, приложенное после перехода в сверхпроводящее состояние, проникает в сверхпроводник только на глубину порядка $\lambda_L \approx 50$ нм, что согласуется с выражением (14), полученным для идеального проводника в рамках классической физики.

Согласно выражению (14), магнитное поле H_0 , приложенное до перехода проводника в сверхпроводящее состояние, должно оставаться неизменным и после перехода в сверхпроводящее состояние. Но, как впервые обнаружили в 1933 году Мейснер и Оксенфельд, поле H_0 не остается неизменным, оно выталкивается из сверхпроводника экранирующими токами $j = (H_0/\lambda_L) \exp(r-r_0)/\lambda_L$, появляющимися в скин-слое λ_L . Это очень странный эффект, так как он противоречит выражению (14), в основе которого лежит закон сохранения импульса. Выталкивание магнитного поля H_0 из макроскопического цилиндра радиусом $r_0 \approx 1 \text{ см} \gg \lambda_L$ означает изменение магнитного потока на величину $\Delta\Phi \approx \pi r_0^2 \mu_0 H_0$, которое должно индуцировать электродвижущую силу Фарадея $2\pi r_0 E = -d\Phi/dt$. Это означает, что носители заряда q ускорились против действия силы электрического поля qE , вопреки второму закону Ньютона. Изменение $\Delta\Phi$ вызвано ничем иным как появившимся током j , т.е. изменением средней скорости зарядов вдоль поверхности цилиндра $r=r_0$ от $v=0$ до $v=j/n_q q = H_0/\lambda_L n_q q \approx 12 \text{ м/с}$ при поле $H_0 \approx 1000 \text{ А/м}$.

Братья Ф. и Х. Лондоны сумели в 1935 году описать этот странный эффект, с помощью соотношения

$$\lambda_L^2 \nabla^2 H - H = 0, \quad (15)$$

полученного из (14) устранением производной по времени. Позднее Ф. Лондон обосновал [95] это соотношение предположением о дальнем порядке для кинетического импульса $p = mv + qA$ частицы, который следует из описания квантовым формализмом ее кинетики.

Еще проще эффект Мейсснера получается из описания сверхпроводящего состояния с помощью волновой функции $\Psi_{GL} = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi}$, как это сделали в 1950 году В.Л. Гинзбург и Л.Д. Ландау [96]. Если связать, в соответствии с квантовым формализмом, соотношением $\hbar\nabla\varphi = p = mv + qA$ градиент фазы $\nabla\varphi$ этой функции и импульс p , то выражение (15) следует из равенства $\text{rot } \nabla\varphi = 0$, которое должно быть справедливо, если волновая функция $\Psi_{GL}(r) = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi}$ не имеет сингулярности в рассматриваемой области. Чтобы получить выражение (15) из равенства $\text{rot } (mv + qA) = 0$ нужно учесть известное соотношение $\text{rot } A = B = \mu_0 H$ между магнитной индукцией B и вектор потенциалом A , выражение для плотности тока $j = n_q qv$ и уравнение Максвелла $\text{rot } H = j$.

Использование волновой функции $\Psi_{GL} = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi}$ в теории Гинзбурга-Ландау позволило не только описать эффект Мейсснера, но и предсказать эффекты квантования, наблюдавшиеся впервые в начале 60-х годов. Из требования однозначности волновой функции $\Psi_{GL} = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi} = |\Psi_{GL}|e^{i(\varphi+2\pi n)}$ следует, что интеграл по замкнутому контуру l от градиент $\nabla\varphi$ фазы φ должен быть кратен 2π

$$\oint dl \nabla\varphi = \oint dl p / \hbar = n2\pi \quad (16)$$

Квантовое число n может быть не равно нулю, если контур l не может быть стянут в точку из-за наличия сингулярности Ψ_{GL} внутри него. Из условия (16) и соотношения $\hbar\nabla\varphi = p = mv + qA$ легко получается условие квантования циркуляции скорости носителей заряда в сверхпроводнике

$$\oint dl v = \frac{2\pi\hbar}{m} \left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (17)$$

где $\Phi_0 = 2\pi\hbar/q$ – величина, называемая квантом магнитного потока.

Так как при магнитном потоке Φ внутри контура l не кратном кванту потока $\Phi \neq n\Phi_0$ состояние с нулевой скоростью запрещено, должен наблюдаться ток, известный с начала 60-х годов как persistent current [97] (незатухающий ток).

Эффект Мейсснера может быть описан как частный случай $n = 0$ условия квантования (17). Согласно (17) $2\pi v = (2\pi\hbar/q)(-\Phi/\Phi_0) = -(m/q)\Phi$ для контура с радиусом $r < r_0$ внутри сверхпроводящего цилиндра с радиусом r_0 . Ток $I = jdr = n_q qvdr$, текущий в тонком слое dr , на единицу длины цилиндра создает дополнительное магнитное поле $dH = n_q qvdr$. С другой стороны, магнитный поток в слое dr равен $d\Phi = 2\pi drH$. Это дает, при учете предыдущих соотношений, выражение (15) $\lambda_L^2 d^2 H/dr^2 - H = 0$, определяющее экспоненциальное уменьшение магнитного поля вглубь сверхпроводящего цилиндра.

Эффект Мейсснера ($n = 0$) наблюдается при отсутствии сингулярности волновой функции, так как в этом случае контур интегрирования l можно стянуть в точку и скорость (17) вдоль контура с бесконечно малым радиусом оказалась бы бесконечной, предположи мы, что $n \neq 0$. Однако, если внутри цилиндра или кольца есть дырка, т.е., не-сверхпроводящая область, то контур нельзя стянуть в точку и n может быть любым целым числом. При большой толщине стенок цилиндра $w \gg \lambda_L$ есть контур l , вдоль которого скорость равна нулю $v = 0$, и из (17) получается условие квантования магнитного потока $\Phi = n\Phi_0$. В противоположном случае $w \ll \lambda_L < r_0$ имеет место слабое экранирование $\Phi \approx SB = \pi r_0^2 B$. В этом случае разрешенные (17) значения скорости $v \approx (\hbar/mr_0)(n - \Phi/\Phi_0)$ и незатухающего тока $j = n_q qv$, соответствующие минимальной энергии, являются периодическими функциями внешнего магнитного поля B .

Квантование магнитного потока впервые наблюдалось в 1961 году [98,99] в цилиндре с $w \gg \lambda_L$. На следующей год Литтлом и Парксом наблюдалось квантование скорости в цилиндре с $w \ll \lambda_L$ [100]. Эти экспериментальные результаты позволили установить, что

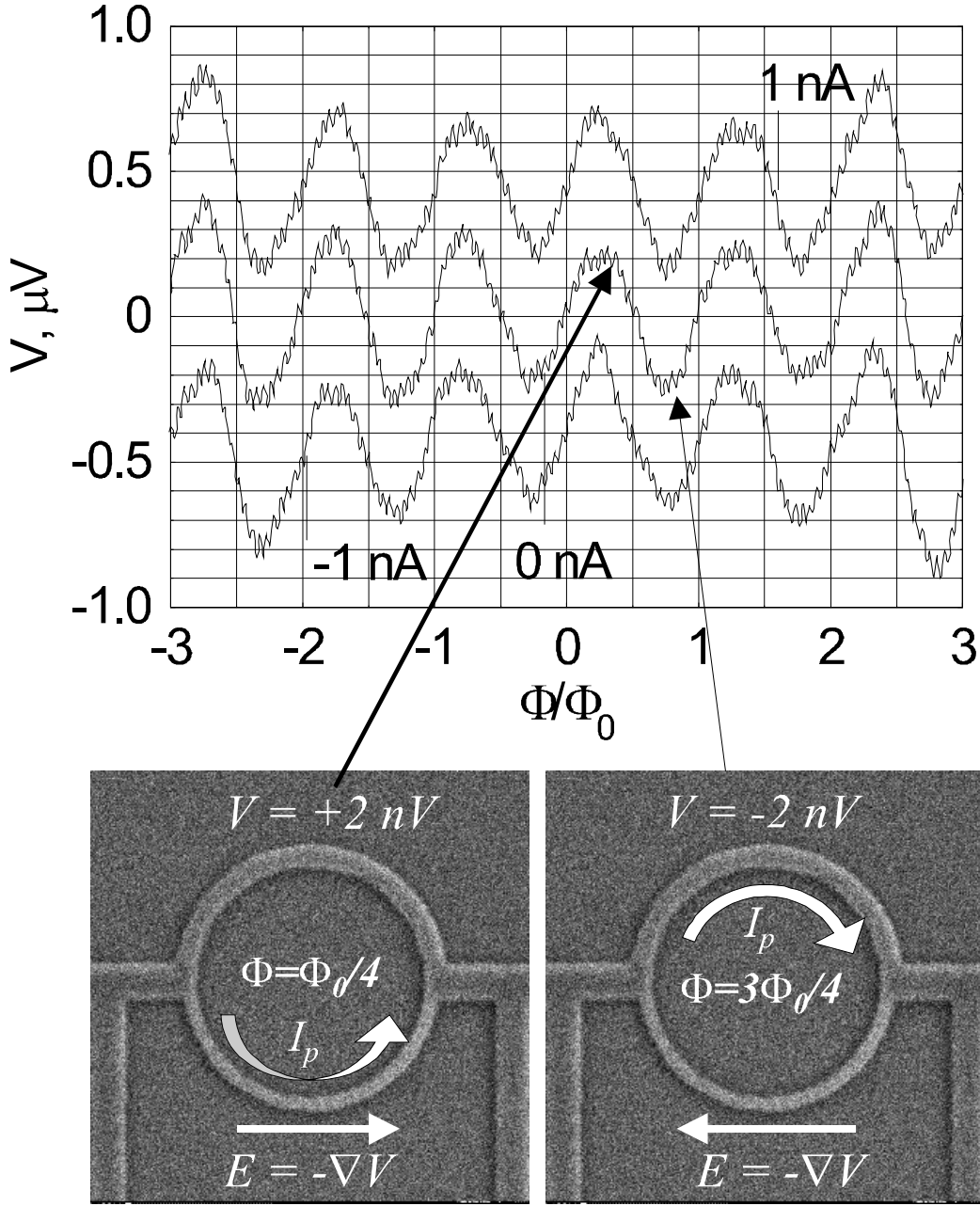


Рис. 2. Сверху показаны осцилляции в магнитном поле постоянной разности потенциалов наблюдавшиеся в работе [101] на системы 110 последовательно соединенных асимметричных алюминиевых колец при температуре $T = 1.358 \text{ K}$, соответствующей нижней части резистивного перехода. Все кольца имеют одинаковый радиус $r \approx 1 \text{ мкм}$ и ширину половинок колец $w_n \approx 0.2 \text{ мкм}$, $w_w \approx 0.4 \text{ мкм}$. Толщина пленки $d \approx 30 \text{ нм}$. В отсутствии внешнего тока $I_{ext} = 0$ зависимость $V_p(\Phi/\Phi_0)$ является знакопеременной функцией меняющей знак при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n+1)\Phi_0$, как и незатухающий ток $V_p(\Phi/\Phi_0) = R_{an} I_p(\Phi/\Phi_0)$. При $I_{ext} = 1 \text{ нА}$ и $I_{ext} = -1 \text{ нА}$ напряжение изменяется в соответствии с законом Ома, $V = R_{as} I_p + R_{110} I_{ext}$, где есть сопротивления структуры, измеряемое при данной температуре. В отсутствие внешнего тока $I_{ext} = 0$ на каждом кольце наблюдается разность потенциалов $V_p/110 \approx +2 \text{ нВ}$ при $\Phi \approx \Phi_0/4$ и $V_p/110 \approx -2 \text{ нВ}$ при $\Phi \approx 3\Phi_0/4$. Очевидно, что наблюдаемое изменение направления постоянного электрического поля $E = -\nabla V$ с величиной магнитного потока Φ/Φ_0 есть следствие изменения направления кругового незатухающего тока $I_p(\Phi/\Phi_0)$ в кольце с разным сечением половинок. В одной из половинок кольца постоянный ток I_p течет против силы действия постоянного электрического поля $E = -\nabla V$.

величина кванта потока $\Phi_0 = 2\pi\hbar/q = \pi\hbar/e$ соответствует заряду равному двум зарядам электрона $q = 2e$.

Многочисленные экспериментальные результаты, полученные за последнее столетие не оставляют сомнения в наблюдаемости макроскопической фазовой когерентности, определяемой выражением (16). К таким результатам можно отнести наблюдения явлений квантования, проявляющихся в периодических зависимостях от внешнего поля магнитного потока Φ [98,99], сопротивления $R(\Phi/\Phi_0)$ [100,101], намагниченности $M(\Phi/\Phi_0)$ [102], критического тока $I_c(\Phi/\Phi_0)$ [103,104], выпрямленного напряжения $V_p(\Phi/\Phi_0)$ [101,103,105] и других величин (рис. 2).

Особенно впечатляет прямое наблюдение фазовой когерентности в состоянии Абрикосова [106]. Вихрь Абрикосова – это сингулярность, позволяющая магнитному потоку проникать вглубь сверхпроводника второго рода, не разрушая полностью сверхпроводящего состояния. Набег фазы (16) вокруг одного вихря равен 2π . С конца 60-годов, когда научились декорировать вихри, стало возможно их прямое наблюдение. Все наблюдения, проведенные с тех пор, неизменно подтверждают соотношение $\Phi = n\Phi_0$ между числом вихрей n и потоком Φ внутри любого макроскопического контура l , вдоль которого интеграл от скорости (17) равен нулю. Это означает, что макроскопическая фазовая когерентность (16) сохраняется и в многосвязном сверхпроводящем состоянии, описанном впер- вые Абрикосовым [106].

Эти макроскопические явления, несомненно, следует отнести к квантовым, хотя бы потому, что при их описании используется константа Планка $\hbar$. Можно констатировать, что, по крайней мере, для некоторых квантовых явлений граница возможного наблюдения простирается в область размеров нашего повседневного опыта. Но для каких именно явлений это справедливо? Можно ли утверждать, что если это справедливо для некоторых явлений, то справедливо и для других? Для квалифицированного ответа на последний вопрос необходимо выяснить, почему возможно наблюдение макроскопических квантовых явлений.

5.2. При каком размере частиц возможно наблюдение квантования Бора?

Выражение (16) есть ничто иное, как квантование Бора $p_n r = m v_n r = n\hbar$, постулированное впервые для описания стационарных орбит электрона в атоме. Разность энергий между разрешенными уровнями

$$\Delta E_{n+1,n} = \frac{m v_{n+1}^2}{2} - \frac{m v_n^2}{2} \approx \frac{\hbar^2}{2m r^2} \quad (18)$$

уменьшается с увеличением радиуса орбиты r . Квантование может наблюдаться, если вероятность $P(n) \propto \exp(-E_n/k_B T)$ соседних разрешенных состояний заметно различаются, т.е., если разности энергии между разрешенными состояниями (18) превышают тепловую энергию $k_B T$, приходящуюся на степень свободы, $k_B T < \Delta E_{n+1,n} = E_{n+1} - E_n$. Для электрона с массой $m = 9 \cdot 10^{-31}$ кг, находящегося на первой боровской орбите $r_{IB} \approx 5.3 \cdot 10^{-11}$ м = 0.053 нм, величина $\hbar^2/2m r^2 \approx 2 \cdot 10^{-18}$ Дж, что соответствует очень большой температуре $T < \Delta E_{n+1,n}/k_B \approx 100000$ К. Но при свободном движении электрона в кольце с микронным диаметром $r \approx 0.5$ мкм разность энергий на восемь порядков меньше $\Delta E_{n+1,n} \approx 2 \cdot 10^{-26}$ Дж и квантование можно наблюдать только при очень низкой температуре $T < \Delta E_{n+1,n}/k_B \approx 0.001$ К. Поэтому незатухающий ток в микронных кольцах из нормального металла или полупроводника наблюдается при температурах меньших 1 К [107-110]. Недавно удалось изготовить систему колец радиусом $r \approx 10$ нм, на которой квантование Бора наблюдалось при $T = 4.2$ К [111].

Для наблюдения квантования движения частиц с размерами большими электрона требуются намного меньшие температуры. Здесь можно получить неравенство аналогичное полученному выше неравенству (13), определяющему предельный размер частиц, для которых возможно наблюдение квантовой интерференции. Так как радиус кольца или орби-

ты должен превышать размер частицы $r > a$, а ее масса, $m \approx ga'$, то для наблюдения квантования Бора таких частиц температура не должна превышать

$$T_{qu} < \frac{\Delta E_{n+1,n}}{k_B} < \frac{\hbar^2}{k_B 2ga^5} \approx \frac{4 \cdot 10^{-49} \text{ К м}^5}{a^5} = \frac{4 \cdot 10^{-4} \text{ К нм}^5}{a^5} \quad (19)$$

Согласно данному выражению, при размере электрона $a_e \approx 2.8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$, $T_{qu} < 2 \cdot 10^{24} \text{ К}$ и при размере частицы равном радиусу первой боровской орбиты $a_B \approx 5.3 \cdot 10^{-11} \text{ м}$ температура $T_{qu} < 1000 \text{ К}$. Но при размере частицы $a_B \approx 1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$, квантование Бора можно наблюдать только при очень низких температурах $T_{qu} < 4 \cdot 10^{-4} \text{ К}$, а при $a_B \approx 10 \text{ нм}$ – только при крайне низких температурах $T_{qu} < 4 \cdot 10^{-9} \text{ К}$. У нас практически нет шансов наблюдать квантование Бора $mv_n r = n\hbar$ для движения частиц с размером $a > 100 \text{ нм}$. Область наноразмеров является пограничной для наблюдения квантования Бора $mv_n r = n\hbar$, как и для интерференции на двух щелях.

5.3. Еще один квантовый парадокс. Две массы у одной волновой функции

Сделанные оценки подтверждают принцип соответствия, постулированный Бором еще в 1923 году, и дают количественную оценку границы между квантовым и классическим поведением. Но почему же тогда явления, описываемые квантованием Бора, наблюдаются в макроскопических сверхпроводниках? Для ответа на этот вопрос следует внимательно рассмотреть волновую функцию (параметр порядка) Гинзбурга-Ландау $\Psi_{GL} = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi}$, которая моделирует эти явления. Фаза этой волновой функции интерпретируется так же, как и фаза волновой функции Шредингера $\Psi_{Sh} = |\Psi_{Sh}|e^{i\varphi}$. Но квадрат модуля $|\Psi_{GL}|^2$ – это не плотность вероятности, как в борновской интерпретации волновой функции Шредингера, а вполне реальная плотность n_q носителей заряда q . Плотность сверхпроводящего тока в теории Гинзбурга-Ландау выражается формулой

$$j_s = \frac{q}{m} |\Psi_{GL}|^2 (\hbar \nabla \varphi - qA) \quad (20)$$

в случае постоянной плотности куперовских пар $\nabla |\Psi_{GL}|^2 = 0$. Это выражение совпадает с формулой $j = n_q q v$, которую мы использовали выше для описания квантовых явлений, при $|\Psi_{GL}|^2 = n_q$ и $\hbar \nabla \varphi = mv + qA$.

Следует отметить, что Л.Д. Ландау написал выражение для плотности тока (20) еще в 1941 году, в статье [112], объясняющей явление сверхтекучести. Оно, как замечает Л.Д. Ландау [112], описывает эффект Мейснера и, как знаем мы теперь, предсказывает эффекты квантования. Это выражение может быть справедливо, если только все носители заряда имеют общую фазу. В этом случае квантовое число n , определяемое выражением (16), не может изменяться индивидуально для каждого носителя заряда. Все $N_q = V n_q$ частиц должны двигаться как одна большая частица. Ее масса $M = m N_q$ в кольце радиусом r и сечением s равна $M = m V |\Psi_{GL}|^2 = m 2\pi r s n_q$. Именно данный постулат о невозможности индивидуального движения частиц, использованный впервые Л.Д. Ландау для описания явления сверхтекучести [112], позволяет рассматривать сверхпроводимость как макроскопическое квантовое явление.

Так как куперовские пары в кольце не могут переходить между разрешенными уровнями (17) индивидуально, как это имеет место в случае электронов, то в выражении (18) должна стоять масса m не одной пары, а масса $M = m N_q$ всех N_q пар. С другой стороны в выражении для фазы волновой функции $\hbar \nabla \varphi = mv + qA$, определяющем квантование скорости (17), стоит заряд $q = 2e$ и масса m одной пары. Поэтому разность энергий между разрешенными уровнями сверхпроводящего кольца

$$\Delta E_{n+1,n} = \frac{M v_{n+1}^2}{2} - \frac{M v_n^2}{2} \approx \frac{M}{m} \frac{\hbar^2}{2 m r^2} \quad (21)$$

не уменьшается, а возрастает с увеличением его размеров: $M/mr^2 = N_s/r^2 = (s/r)2\pi n_s$. Чем больше сверхпроводник, тем больше в нем расстояние между разрешенными уровнями. Таким образом, теория Гинзбурга-Ландау [96] смогла описать сверхпроводимость как макроскопическое квантовое явление, постулировав кинетику двух частиц: большой с массой $M = mV|\Psi_{GL}|^2$, движущейся как целое, и маленькой с массой m , определяющей условия квантования скорости (17).

5.3. Фундаментальное отличие волновой функции Гинзбурга-Ландау от волновой функции Шредингера

Вероятность $P_y = |\Psi_{Sh,1} + \Psi_{Sh,2}|^2$ (12) попадания частицы в определенную точку экрана в рассмотренном выше эксперименте по интерференции одиночных частиц на двух щелях изменяется после наблюдения: если частица попала в данную точку, то вероятность становится единицей, а если нет, то нулем. В этом нет ничего странного и даже квантового. Когда мы стреляем из ружья по мишени, мы можем до выстрела нарисовать функцию распределения вероятности попадания пули в разные точки экрана, которая будет зависеть от нашей меткости. Если мы описываем этой функцией вероятность попадания конкретной пули, то мы можем сказать, что после выстрела функция испытала коллапс. Вероятность описывает наши знания, вернее незнания, и в их изменении после наблюдения нет ничего странного. Поэтому нет ничего странного в том, что волновая функция Шредингера интерпретировалась многими основоположниками квантовой механики [5,59] и интерпретируется сейчас многими экспертами [9,61-63] как описание наших знаний. Но такая интерпретация невозможна для волновой функции Гинзбурга-Ландау $\Psi_{GL} = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi}$, которая описывает не плотность вероятности, а реальную плотность сверхпроводящих пар, которая не может зависеть от наших знаний или их отсутствия. По этой же причине коллапс функции $\Psi_{GL} = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi}$ невозможен.

Общность и различие между волновыми функциями Шредингера и Гинзбурга-Ландау можно показать на конкретном примере явлений, связанных с эффектом Ааронова-Бома [113]. Эффект основан на влиянии электромагнитного потенциала на фазу волновой функции [114]. Поэтому он наблюдается как в экспериментах по интерференции на двух щелях [115,116], так и в явлениях, наблюдаемых в сверхпроводящих кольцах [100-105]. Описание этих явлений аналогичны вследствие одинаковой интерпретации фазы φ волновых функций Шредингера $\Psi_{Sh} = |\Psi_{Sh}|e^{i\varphi}$ и Гинзбурга-Ландау $\Psi_{GL} = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi}$. В обоих случаях при прохождении пути x за время t электромагнитный потенциал изменяет набег фазы на

$$\Delta\varphi_{AB} = \frac{q}{\hbar} \int_0^t V dt + \frac{q}{\hbar} \int A dx. \quad (22)$$

Если в эксперименте по интерференции на двух щелях частиц с зарядом q подать потенциал V за одной из щелей (электрическая версия эффекта Ааронова-Бома) или поместить длинный соленоид между щелями с потоком Φ (магнитная версия), то разность набег фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ при движении по двум путям в выражении (12) измениться на $\Delta\varphi_{AB} = qVt/\hbar$ в первом случае и на $\Delta\varphi_{AB} = q\Phi/\hbar = 2\pi\Phi/\Phi_0$ во втором. Поэтому картина интерференции должна смещаться с изменением величины потенциала V или потока Φ , что и наблюдалось во многих экспериментах [114,116], начиная с начала 60-х годов [115].

Так как разность набег фазы $\varphi_1 - \varphi_2$ при движении по двум путям между двумя точками равна интегралу от градиента фазы по замкнутому контуру (16), то явление, которые мы ранее описывали на основе выражения (16), вполне справедливо связывают [114] с эффектом Ааронова – Бома [113]. Но здесь есть важный момент, подчеркивающий фундаментальную разницу между квантовыми эффектами, описываемыми волновой функцией Шредингера и волновой функцией Гинзбурга-Ландау. Условие квантования (17), использованное нами для описания квантовых явлений в сверхпроводниках, следует из тре-

бования однозначности волновой функции Гинзбурга-Ландау $\Psi_{GL} = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi} = |\Psi_{GL}|e^{i(\varphi+2\pi n)}$. Это условие обусловлено коллективным характером Ψ_{GL} и отсутствием коллапса сверхпроводящего состояния в акте измерения. В противоположность этому, вызванный измерением коллапс волновой функции Шредингера необходим для описания интерференции на двух щелях, и здесь набег фазы $\varphi_1 - \varphi_2$ может принимать любое значение.

5.4. Для описания суперпозиции состояний в сверхпроводниковых структурах необходимо выдумать дополнительную волновую функцию

Очевидно, что без коллапса наблюдение суперпозиции состояний невозможно, так как мы не можем увидеть частицу сразу в двух местах или систему в двух состояниях. Например, – кота Шредингера, одновременно и живого и мертвого. Поэтому волновая функция Гинзбурга-Ландау $\Psi_{GL} = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi}$, описывающая сверхпроводящее состояние, не может описать суперпозицию состояний. Для описания суперпозиции необходимо выдумать дополнительную волновую функцию, для которой возможен коллапс. Фактически, так и делают авторы многочисленных публикаций [48,73,117], рассматривающих суперпозицию состояний сверхпроводниковых структур. Однако, нужно предложить эксперимент, который, на основе нарушений неравенств Белла, еще докажет возможность перепутывания состояний. Ничего подобного для сверхпроводниковых структур пока не предложено.

В некоторых работах [118] в качестве основы экспериментального исследования противоречия между предположением о существовании суперпозиции состояний и макроскопическим реализмом рассматриваются неравенства Леггетта – Гарга [48]. Но в этих неравенствах нет главного, что есть в неравенствах Белла, – требования локальности. На это один из известных экспертов по проблеме основ квантовой механики – Баллентайн обратил внимание [119] вскоре после публикации статьи [48] Леггетта-Гарга. Здесь следует напомнить, что, как подчеркивал Белл [56], указывая на работу Боба [57], реалистическая интерпретация квантовых явлений возможна. Но чтобы предсказания теории скрытых параметров не противоречили предсказаниям квантового формализма, использующего представление о суперпозиции состояний, эта теория должна допускать нелокальные взаимодействия.

5.5. Нарушение симметрии и законы сохранения

Законы сохранения являются одной из основ, на которых базируются физические теории, включая квантовый формализм. В квантовом формализме нет противоречий с законами сохранения. Более того, этот формализм основан на этих законах и связанных с ними представлениях об однородности и изотропии пространства [45]. Закон сохранения импульса может быть выведен из представления об однородности пространства. А закон сохранения момента импульса – из представления об изотропии пространства. Причем, симметрия относительно перемещений и поворотов сохраняется не в среднем для частиц ансамбля, а для каждой частицы. Таким образом, предполагается полная симметрия на атомном уровне. Но это было не всегда. Бор в 1913 году постулировал квантование скорости вращения электрона вокруг ядра. Скорость – это то, что должно иметь направление. И здесь должна была возникнуть логическая сложность, связанная с вопросом: «В какую сторону вращается электрон?». Соотношение неопределенностей Гейзенберга и волновая механика Шредингера устранили эту сложность. Сейчас мы понимаем, что не имеет смысла говорить не только о направлении скорости, но и о самой скорости электрона на атомной орбите.

Однако, квантование Бора, как мы показали выше, наблюдается не только в атоме, но и в сверхпроводящем кольце. Гейзенберг в книге [59] справедливо пишет, что нельзя наблюдать движение электрона на атомной орбите и объясняет почему. В отличие от этого

незатухающий ток, который тоже является следствием квантования Бора, не только можно, но он и реально наблюдается во многих экспериментах. Наблюдение осцилляций сопротивления колец [100,101] показывает, что равновесная (соответствующая минимуму энергии) величина незатухающего тока изменяется в магнитном поле. А наблюдение осцилляций намагнитченности колец [102] показывает, что изменяется также и направление незатухающего тока. Более того, наблюдение осцилляций постоянного напряжения [101,103,105] показывает, что незатухающий ток создает разность потенциалов на половинках асимметричного кольца (Рис.2) с разным сопротивлением половинок $R_n > R_w$, подобно обычному круговому току $V = 0.5(R_n - R_w)I$.

Итак, направление незатухающего тока изменяется с величиной магнитного потока внутри кольца. Например, при $\Phi = \Phi_0/4$ ток направлен против часовой стрелке, а при $\Phi = 3\Phi_0/4$ – по часовой стрелке, Рис.2. Достаточно легко понять, что это нарушение равноправия между противоположными направлениями происходит вследствие квантования Бора. При $\Phi = \Phi_0/4$ энергия имеет наименьшее значение $\propto v^2 \propto (n - \Phi/\Phi_0)^2 = 1/16$ в состоянии $n = 0$, в котором скорость (17) отрицательна $v \propto n - \Phi/\Phi_0 = -1/4$, а при $\Phi = 3\Phi_0/4$ в состоянии $n = 1$, в котором скорость положительна $v \propto n - \Phi/\Phi_0 = 1/4$. Таким образом, наблюдается фундаментальное отличие в применении квантования Бора на атомном уровне и в макроскопических квантовых явлениях [120].

Проблема с законом сохранения есть уже в эффекте Ааронова-Бома [113]. Этот эффект легко выводиться из квантового формализма. Но совсем не случайно, что одним из его авторов является Бом, который за семь лет до этого предложил [57] «любимую теорию скрытых параметров Белла» [42]. Разложив уравнение Шредингера на действительную и мнимую часть, Бом получил почти классическое уравнение Гамильтона-Якоби и уравнение непрерывности для плотности вероятности. Но это как раз и дает тот квантовый потенциал Бома, который выявляет нелокальность квантового формализма. Эффект Ааронова-Бома является одним из проявлений нелокальности в наблюдении. Вероятность попадания частицы с зарядом q в конкретную точку на детектирующем экране периодически изменяется с величиной магнитного потока. Это наблюдается несмотря на то, что траектория частицы не пересекает ту область, в которой сосредоточен поток. Были сделаны эксперименты [116], которые исключали возможность пересечения магнитного поля и возможной траектории частиц. Наблюдение эффекта Ааронова-Бома в этих условиях делает очевидной нелокальность в наблюдении. Кроме того, так как частица движется в постоянном во времени магнитном поле $d\Phi/dt = 0$, на нее не действует электродвижущая сила Фарадея. Следовательно, градиент фазы волновой функции, который связывается с импульсом в квантовом формализме, изменяется в отсутствии силы. Налицо нелокальное изменение момента в отсутствии силы [8] (nonlocal force-free momentum transfer). Эти чудеса можно описать как следствие реального движения частиц в квантовом потенциале Бома [114]. Это означает, что эффект Ааронова-Бома выявляет не только нелокальность, но и проблему с законом сохранения импульса.

Эта проблема обсуждается уже долгое время [121-124] и остается актуальной до сих пор [125,126]. В случае эксперимента по интерференции на двух щелях, когда эффекты описываются волновой функцией Шредингера, имеется возможность, при желании, проблему не замечать. В конечном счете, мы наблюдаем только изменение вероятности попадания частиц. А вероятность описывает наши знания. Но такой возможности информационной интерпретации нет в случае сверхпроводящего кольца. Здесь информационная интерпретация невозможна и проблема более реальна. Она наблюдается уже в эффекте Мейсснера, выявившем фундаментальное отличие сверхпроводника от идеального проводника.

Как подчеркивалось в разделе 5.1, магнитное поле выталкивается из сверхпроводника током носителей заряда в поверхностном слое λ_L , ускоряющихся против действия электродвижущей силы Фарадея $d\Phi/dt$. Обобщенный импульс пары электронов $p = mv + qA$

изменяется не только в поверхностном слое, но и внутри сверхпроводника, так как поле выталкивается. До перехода цилиндра радиусом $r_0 \approx 1$ см, находящегося в слабом магнитном поле $H_0 \approx 1000$ А/м, в сверхпроводящее состояние, поток внутри контура, например, радиусом $r \approx r_0 - 100\lambda_L \approx 1$ см, равен $\Phi = \pi^2 \mu_0 H_0 \approx 4 \cdot 10^{-7}$ Вб. Импульс носителей заряда q изменяется на $\Delta p = q\Delta A = -2e\Phi/2\pi r \approx 2 \cdot 10^{-24}$ кг м/с вдоль окружности цилиндра радиуса r , при переходе его в сверхпроводящее состояние. В идеальном проводнике, где импульс пары с массой $2m \approx 1.8 \cdot 10^{-30}$ кг должен оставаться неизменным, такое изменение потока должно было бы вызвать изменение скорости на $\Delta v \approx 10^6$ м/с. Но в сверхпроводнике, в отличие от идеального проводника, скорость остается неизменной. Существующие теории сверхпроводимости не решают эту проблему с законом сохранения импульса. На этом основании автор статей [127,128] утверждает, что эти теории не верны. Но проблема здесь, скорее, в квантовой механике, чем в конкретной теории сверхпроводимости. Существующий квантовый формализм предполагает изменение импульса в отсутствии силы, причем нелокальное.

Здесь следует обратить внимание еще на одно различие между квантовыми явлениями на атомном уровне и в сверхпроводниках. На атомном уровне невозможны переключения между состояниями с разной связностью волновой функции Шредингера. Но вполне возможно устроить переключения кольца между состояниями с разной связностью волновой функции Гинзбурга-Ландау. Мы можем это сделать, просто нагревая, например, с помощью лазера один из сегментов кольца, находящегося в сверхпроводящем состоянии, выше температуры сверхпроводящего перехода, Рис.3. Если при этом магнитный поток внутри кольца не кратен кванту потока $\Phi \neq n\Phi_0$, то до нагрева по кольцу течет незатухающий ток I_p . Круговой ток затухнет $I(t) = I_p \exp(-t/\tau_{re})$ за время релаксации $\tau_{re} = L/R_B$ после перехода при $t = 0$ сегмента B в нормальное состояние с сопротивлением R_B . При этом скорость сверхпроводящих пар в сегменте A уменьшится до нуля под действием силы электрического поля $E = \nabla V$ в соответствии со вторым законом Ньютона $m dv/dt = qE$. Разность потенциалов $V = R_B I(t)$, появившаяся после перехода сегмента в нормальное состояние, поддерживает ток нормальных электронов $I(t)$ в сегменте B и тормозит пары в остальной части кольца. Но обратное изменение скорости в сегменте A должно произойти в отсутствии силы, когда сегмент B вернется в сверхпроводящее состояние. Трудно понять, как это возможно, что изменение в сегменте B , которое не создает каких-либо известных полей, может изменить импульс пар в сегменте A . Нельзя сказать, как быстро это должно произойти. Но мы знаем из многочисленных экспериментов по наблюдению незатухающего тока, что это должно произойти в соответствии с условием квантования (17).

Если мы будем, включая и выключая луч лазера, переключать сегмент между нормальным и сверхпроводящим состояниями с некоторой частотой $\omega_{sw} = N_{sw}/\Theta$, то каждый раз после появления сопротивления R_B должна появляться разность потенциалов $V = R_B I(t) = R_B I_p \exp(-t/\tau_{re})$. Средняя по продолжительному ($N_{sw} \gg 1$) времени Θ величина этого напряжения, очевидно, равна $\langle V \rangle = \omega_{sw} R_B \tau_{re} \langle I_p \rangle = \omega_{sw} L \langle I_p \rangle$ при относительно низкой частоте $\omega_{sw} \ll 1/\tau_{re}$. Возможность наблюдения разности потенциалов $\langle V_B \rangle$ при переключении сегмента кольца с незатухающим током $\langle I_p \rangle$ между нормальным и сверхпроводящим состоянием была описана в работе [129]. Такая разность потенциалов $V_p(\Phi/\Phi_0)$, которая периодически изменялась в магнитном поле $\Phi = BS$ подобно средней величине незатухающего тока $I_p(\Phi/\Phi_0)$, наблюдалась на асимметричных алюминиевых кольцах в работах [101,103,105,130]. При температуре близкой к температуре сверхпроводящего перехода переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями происходит под воздействием неконтролируемых шумов [101,130]. При более низкой температуре – под воздействием внешнего переменного тока с контролируемой амплитудой [103,105]. Вблизи перехода в нормальное состояние $T \approx T_c$, где критический ток $I_c(T) = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$ сверхпроводящего кольца мал, шумы малой мощности, вплоть до равновесных, мо-

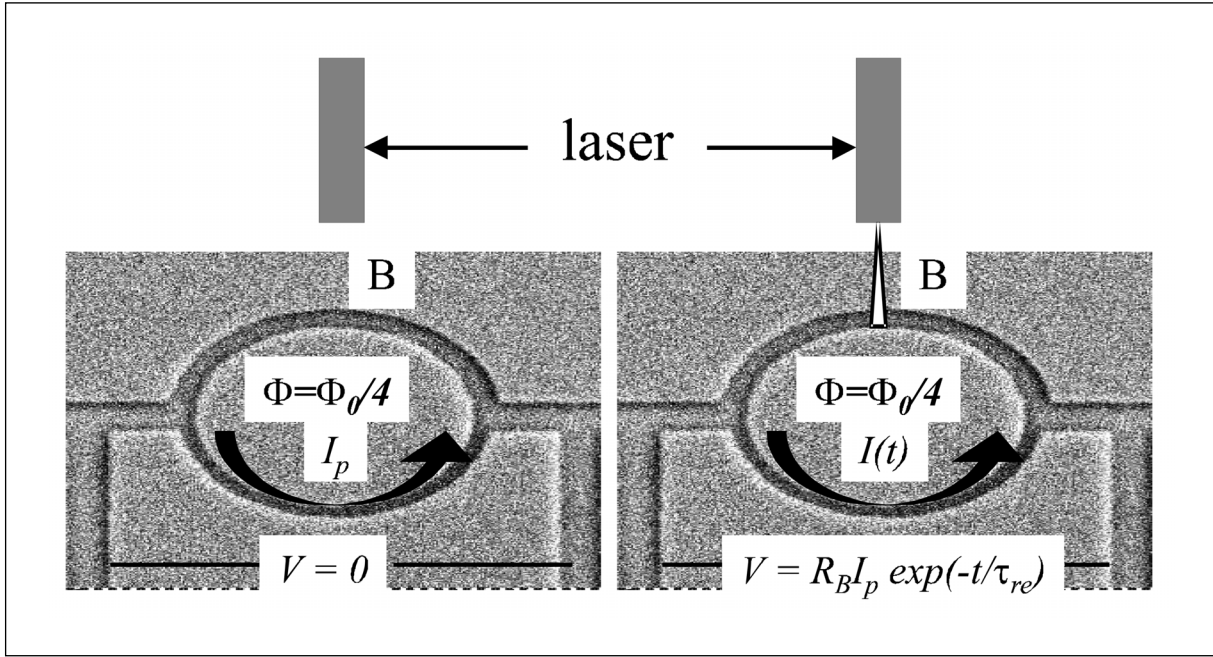


Рис. 3. В соответствии с условием квантования (17) в сверхпроводящем кольце течет незатухающий ток I_p , когда все его сегменты находятся в сверхпроводящем состоянии и волновая функция непрерывна в кольце. После включения лазера сегмент В нагревается и переходит в нормальное состояние с сопротивлением R_B и ток затухает в соответствии с законом релаксации $I(t) = I_p \exp(-t/\tau_{re})$. В течение времени релаксации $\tau_{re} = L/R_B$, определяемом сопротивлением R_B и индуктивностью L кольца, наблюдается разность потенциалов $V = R_B I(t)$, поддерживающая ток нормальных электронов в сегменте В, переведенном в нормальное состояние, и тормозящее сверхпроводящие пары в остальной части кольца. Скорость пар в сегменте А, находящемся в нижней половине кольца уменьшается от величины, определяемой условием квантования (17) до нуля под действием силы электрического поля $E = \nabla V$. Обратное изменение скорости после выключения лазера (слева – направо) должно происходить вследствие квантования (17) в отсутствии силы.

гут переключать кольцо между сверхпроводящими состояниями с разной связностью волновой функции [129]. Так как амплитуда $I_{p,A}(T) = I_{p,A}(0)(1-T/T_c)$ осцилляций незатухающего тока $I_p(\Phi/\Phi_0)$ и разности потенциалов $V_p(\Phi/\Phi_0)$ также уменьшается при $T \rightarrow T_c$ [103], для наблюдения осцилляций $V_p(\Phi/\Phi_0)$ в работе [101] использовалась система с большим числом (110) последовательно соединенных асимметричных алюминиевых колец.

Экспериментальные результаты, полученные в [101], как кажется, противоречат закону сохранения импульса. Согласно [101], незатухающий ток, подобно обычному круговому току, создает разность потенциалов на половинках кольца с разным сечением, рис.2. Так как обычный круговой постоянный ток может наблюдаться только при ненулевой электродвижущей силе Фарадея $(R_n + R_w)I_{cir} = -d\Phi/dt$, его направление соответствует направлению электрического поля $E = -\nabla V - dA/dt$ в обеих половинках кольца. Но незатухающий ток, наблюдаемый при $d\Phi/dt = 0$, неизбежно течет против действия силы потенциального электрического поля $E = -\nabla V$ в одной из половинок.

Такого рода проблемы с законом сохранения импульса есть уже в эксперименте Литтла и Паркса [100], которые наблюдали осцилляции сопротивления в магнитном поле $R(\Phi/\Phi_0)$ как следствие осцилляций незатухающего тока $I_p(\Phi/\Phi_0)$. В наблюдении незатухающего тока $I_p \neq 0$ при ненулевом сопротивлении $R > 0$ в [100,101], а также в [102] (в постоянном магнитном поле $d\Phi/dt = 0$) явно нарушен баланс сил. Этот баланс формально восстановлен в работе [131]. Здесь следует подчеркнуть, что в равновесном состоянии незатухающий ток $I_p \neq 0$ наблюдается только в критической области вблизи T_c , где со-

противление больше нуля, но меньше сопротивления в нормальном состоянии вследствие того, что термические флуктуации переключают сегменты кольца между сверхпроводящим и нормальным состояниями. Каждый раз при замыкании сверхпроводящего состояния в кольцо момент импульса пары должен измениться до величины соответствующей условию квантования (17). Такое изменение в единицу времени было названо в статье [131] квантовой силой. При низкой частоте переключения $\omega_{sw} \ll 1/\tau_{re}$, когда скорость успевает уменьшиться до нуля, момент импульса пары изменяется от $q\Phi$ до $n2\pi\hbar$, на величину $l\Delta p = n2\pi\hbar - q\Phi = 2\pi\hbar(n - \Phi/\Phi_0)$, зависящую от магнитного потока. Изменение момента импульса в единицу времени вследствие квантования дается выражением

$$\oint_l dI F_q = 2\pi\hbar(n - \frac{\Phi}{\Phi_0})\omega_{sw}, \quad (23)$$

где квантовая сила F_q , заменяет электродвижущую силу Фарадея и восстанавливает баланс сил. Это восстановление баланса сил является формальным, так как квантовая сила только описывает, но не объясняет изменение момента импульса при «замыкании» волновой функции.

Наблюдение осцилляций напряжения $V_p(\Phi/\Phi_0)$ и незатухающего тока $I_p(\Phi/\Phi_0)$ при $R > 0$ пока плохо согласуется также со вторым началом термодинамики [132]. Это опять связано с нарушением симметрии между противоположными направлениями [133]. Как показал Мариан Смолуховский еще в начале двадцатого века [134], невозможность нарушения второго начала обусловлена невозможностью создания направленного движения без нарушения условия термодинамического равновесия. Это объясняется также, более подробно и более понятно, в главе «Храповик и собачка» известных «Фейнмановских лекций по физике» [135]. Но незатухающий ток, по определению, и есть то самое направленное движение, наблюдаемое при термодинамическом равновесии, невозможность которого спасает второе начало. Наблюдение этого тока возможно, так как квантование Бора, в отличие от храповика и собачки, не подвержено хаотическому, тепловому движению. Именно хаотичность, как прекрасно показал Фейнман [135], не позволяют храповику и собачке преобразовать энергию движения молекул в энергию направленного движения, пока их температура равна температуре молекул. Но дискретность спектра состояний сверхпроводящего кольца (17), является принципом, который не подвержен хаотичному движению, а управляет им [133]. Например, так как при $\Phi = \Phi_0/4$ энергия $\propto v^2 \propto (n - \Phi/\Phi_0)^2$ состояния $n = 0$ меньше энергии состояния $n = 1$, оно реализуется с большей вероятностью при замыкании сверхпроводящего состояния и поэтому средняя величина незатухающего тока не равна нулю.

Следует подчеркнуть, что в кольцах с реальными размерами условие наблюдения дискретности спектра $\Delta E_{n+1,n} > k_B T$ [131] выполняется даже в области флуктуаций, не только ниже, но и выше T_c . Об этом прямо свидетельствуют наблюдения осцилляций сопротивления $R(\Phi/\Phi_0)$ [100,101] и намагниченности $M(\Phi/\Phi_0)$ [102] при $T \geq T_c$. Периодическое изменение $R(\Phi/\Phi_0)$ и $M(\Phi/\Phi_0)$ есть следствие изменения квантового числа n , соответствующего минимуму энергии $\propto v^2 \propto (n - \Phi/\Phi_0)$, с величиной магнитного потока Φ . Незатухающий ток, как и шум Найквиста [136] (или Джонсона [137]) $\langle V_{Ny}^2 \rangle / R = \langle I_{Ny}^2 \rangle R = k_B T \Delta \omega$, представляет собой термодинамическое равновесное явление [135]. В обоих случаях источником наблюдаемой мощности $\langle I_{Ny}^2 \rangle R$ или $I_p^2 R$ являются термические флуктуации [138]. Но незатухающий ток, в отличие от броуновского движения, является направленным движением.

6. Заключение. Что мы наблюдаем?

Проведенный анализ квантовых явлений показывает, что пока нет веских оснований сомневаться в существовании реальности на уровне размеров больших наноструктур.

Кошмар с нелокальностью (spooky action at a distance) и отсутствие детерминизма, в атомных явлениях, описываемых суперпозицией состояний, преследовавший основоположников квантовой механики, не затронул пока макроскопические квантовые явления.

Однако, существуют наблюдения [104,140], которые пока неясно как описать в рамках квантового формализма. В работах [103,104] обнаружено, что с появлением даже небольшой асимметрии сверхпроводящего кольца осцилляции в магнитном поле критического тока $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$, измеряемого в противоположных направлениях, смещаются в противоположные стороны на четверть кванта потока $0.25\Phi_0$. При этом экстремумы наблюдаются не при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$, как должно быть согласно условию квантования, а при $\Phi = (n+0.25)\Phi_0$ и $\Phi = (n+0.75)\Phi_0$. Это находится в прямом противоречии с результатами измерений осцилляций сопротивления $R(\Phi/\Phi_0)$, экстремумы которых, как и в симметричном кольце, наблюдаются при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$. Авторы работы [140] наблюдали $I_p = 0$ при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$, что противоречит квантовому формализму, согласно которому (17) состояние с нулевым незатухающим током запрещено при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$.

В данной статье рассматривались в основном явления, и остался практически незатронутым вопрос о многочисленных интерпретациях квантовой механики. Когда теория описывает только явления, то возникает вопрос (не у позитивистов), а что же мы наблюдаем. Предлагается множество вариантов: от реальной нелокальности [57,60] до концепции множества миров [141], от вульгарного материализма [152] до идеализма [153] и даже солипсизма [145-148], от Vaxjo Interpretation [143] до Anti-Vaxjo Interpretation [144]. При таком обилии интерпретаций хочется отказаться от любых интерпретаций и стать позитивистом. Но при этом следует иметь в виду, что это тоже приводит к заблуждениям.

Проблеме интерпретации квантовых явлений уже более века. Что изменилось за это время? В основном проблемы остались теми же, что и были. Только экспериментальные свидетельства нарушения принципа локального реализма усугубили их.

В заключение приведем высказывание одного из современных экспертов Е. Jaunes, которое цитируется в книгах [8,154]: *«Современная квантовая теория не только не использует, она даже не отваживается упоминать понятие «реальной физической ситуации». Защитники теории говорят, что это понятие является философски наивным, представляет собой возврат к устаревшим способам мышления, и что осознание этого составляет глубокое новое знание о природе науки. Я говорю, что эта теория составляет крайнюю иррациональность, что где-то в этой теории утратилось различие между реальностью и нашим знанием о реальности, и результат имеет характер скорее средневековой черной магии, чем науки»*. К счастью, пока можно надеяться, что эта «черная магия» не затрагивает явлений, наблюдаемых на уровне размеров больших наноструктур.

Литература

1. Эйнштейн А., Замечание к статьям // Собрание научных трудов, изд. «Наука» Москва 1967, том 4, 294-315. Albert Einstein philosopher – scientist. Ed. by Schillp P.A. The library of the living philosophers, v. 7. Evanston, Illinois, 1949, 665-688.
2. Бор Н., Дискуссии с Эйнштейном по проблемам теории познания атомной физике // Избранные научные труды, изд. «Наука» Москва 1971, том 2, 399-433; Bohr N., Discussion with Einstein on Epistemological Problems in Atomic Physics // in Albert Einstein philosopher – scientist. Ed. by P.A. Schillp. The library of the living philosophers, v. 7. Evanston, Illinois, 1949, 201-241.
3. Боумейстер Д., Экерт А., Цайлингер А. (ред.) Физика квантовой информации. Квантовая криптография. Квантовая телепортация. Квантовые вычисления. // Перевод с английского Кулик С.П. и Шмаонов Т.А. (ред.), изд. Постмаркет, Москва, 2002, 375 стр.
4. Schrodinger E., Die gegenwartige Situation in der Quantenmechanik // Naturwissenschaften, 1935, 23, 844-849.
5. Schrodinger E., Discussion of probability relations between separated systems, // Proc. Cambridge Phil. Soc. (1935) 31, 555-563.

6. Нильсен М., Чанг И., Квантовые вычисления и квантовая информация. // Перевод с английского Вялового М.Н. и Островского П.М. (ред.), Москва “Мир” 2006, 822 стр.
7. Валиев К.А., Квантовые компьютеры и квантовые вычисления, // УФН, 2005, **175**, 3–39.
8. Гринштейн Дж., Зайонц А., Квантовый вызов. Современные исследования оснований квантовой механики. // Перевод с английского Аристов В.В. и А.В. Никулов (ред.), Издательский Дом “ИНТЕЛЛЕКТ”, Долгопрудный, 2008, 399 стр.
9. Brukner C., Zukowski M., Zeilinger A., The essence of entanglement // E-print arXiv: quant-ph/0106119.
10. Эйнштейн А., Можно ли считать квантовомеханическое описание физической реальности полным? // Совместно с Подольским Б. и Розеном Н., Собрание научных трудов, изд. «Наука» Москва 1966, том 3. 604-611; Einstein A., Podolsky B. and Rosen N., Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? // Phys. Rev., 1935, **47**, 777-780.
11. Пайс А. Научная деятельность и жизнь Альберта Эйнштейна. // Перевод с английского А.А. Логунов (ред.), М. «Наука», 1989, 567 стр.
12. Mermin N.D., Is the moon there when nobody looks? Reality and the quantum theory // *Physics Today*, 1985, **38**, 38-41.
13. Эйнштейн А., Физика и реальность // Собрание научных трудов, изд. «Наука» Москва 1967, том 4, 200-227; Einstein A., Physics and Reality // Journ. Franklin Institute, 1936, **221**, 349-382.
14. Эйнштейн А., Рассуждения об основах теоретической физики // Собрание научных трудов, изд. «Наука» Москва 1967, том 4, 229-238. Einstein A., Considerations concerning the Fundaments of Theoretical Physics // Science, 1940, **91**, 487-492.
15. Эйнштейн А., Квантовая механика и действительность // Собрание научных трудов, изд. «Наука» Москва 1966, том 3, 612-616. Einstein A., Quanten-Mechanik und Wirklichkeit // *Dialectica*, 1948, **2**, 320-323.
16. Эйнштейн А., Автобиографические заметки // Собрание научных трудов, изд. «Наука» Москва 1967, том 4, 259-293. Albert Einstein philosopher – scientist, P.A. Schillp (Ed.) The library of the living philosophers, Evanston, Illinois, 1949, 1-95.
17. Эйнштейн А., Элементарные соображения по поводу интерпретации основ квантовой механики // Собрание научных трудов, изд. «Наука» Москва 1966, том 3, 617-622. Einstein A., in Scientific Papers, presented to Max Born, Edinburgh, Oliver and Royd, 1953, 33-38.
18. Эйнштейн А., Вводные замечания об основных понятиях // Собрание научных трудов, изд. «Наука» Москва 1966, том 3, 623-626. Einstein A., Einleitende Bemerkung uber Grundbegriffe, // in Louis de Broglie, physicien et penseur, Paris, 1953, 4-14.
19. Бор Н., Можно ли считать квантовомеханическое описание физической реальности полным? // Избранные научные труды, изд. «Наука» Москва 1971, том 2, 180-191, Bohr N., Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? // Phys. Rev., 1935, **48**, 696-702.
20. Бор Н., Причинность и дополнителность // Избранные научные труды, изд. «Наука» Москва 1971, том 2, 204-212, Bohr N., Kausalitat und Komplementaritat // *Erkenntnis*, 1937, **8**, 293-303.
21. Бор Н., О понятиях причинности и дополнителности // Избранные научные труды, изд. «Наука» Москва 1971, том 2, 391-398; Bohr N., On the Notions of Causality and Complementarity // *Dialectica*, 1948, **2**, 312-319.
22. Бор Н., Квантовая физика и философия // Избранные научные труды, изд. «Наука» Москва 1971, том 2, 526-532., Bohr N., Quantum Physics and Philosophy // *Philosophy in the Mid-Century*. A survey, Firenze, 1958, 308-314.
23. Bohr N., Atomic Theory and the Description of Nature // Cambridge University Press, Cambridge, England, 1961, 477, pp..
24. Белокуров В.В., Тимофеевская О.Д., Хрусталева О.А., Квантовая телепортация – обыкновенное чудо // изд. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ижевск, 2000, 256 стр.
25. Kemble E. C., The Correlation of Wave Functions with the States of Physical Systems // Phys. Rev., 1935, **47**, 973 - 974.
26. Ruark A. E., Is the Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Complete? // Phys. Rev., 1935, **48**, 466 – 467.
27. Furry W. H., Note on the Quantum-Mechanical Theory of Measurement // Phys. Rev. 1936, **49**, 393 – 399.
28. W. H. Furry, Remarks on Measurements in Quantum Theory // Phys. Rev., 1936, **49**, 476 - 476
29. Margenau H., Quantum-Mechanical Description // Phys. Rev., 1936, **49**, 240 - 242.
30. Wolfe H.C., Quantum Mechanics and Physical Reality // Phys. Rev., 1936, **49**, 274 - 274.
31. Фок В.А., Можно ли считать квантовомеханическое описание физической реальности полным? // УФН, 1936, **6**, 436-440.
32. Фок В.А., Квантовая физика и философские проблемы // Вопросы философии, 1971, № 3, 46-48.
33. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике. т. 9, Квантовая механика. // изд. «Мир», Москва 1967, 255 стр.
34. Планк М., Научная автобиография // УФН, 1958, **64**, 625-637.
35. Einstein A. letter to E. Schrodinger, 31 May 1928 // reprinted in Letters on Wave Mechanics, M. Klein (ed.) Philosophical Library, New York:, 1967.

36. *Бор Н.*, Квантовая теория излучения // Избранные научные труды, изд. «Наука» Москва 1970, том 1, 526-541; *Bohr N., Kramers H. and Slater J.*, The Quantum Theory of Radiation // *Phil. Mag.*, 1924, **47**, 785-800.
37. *Эйнштейн А.*, К квантовой теории излучений // Собрание научных трудов, изд. «Наука» Москва 1966, том 3, 393-406; *Einstein A.*, Zur Quantentheorie der Strahlung // *Mitt. Phys. Ges. (Zurich)*, 1916, **18**, 47-62.
38. *Ball P.*, Schrodinger's cat ensnared, *Nature*, 1990, **347**, 330 – 331.
39. *Blatter G.*, Schrödinger's cat is now fat // *Nature*, 2000, **406**, 25–26.
40. *Merali Z.*, Reincarnation can save Schrödinger's cat // *Nature*, 2008 **454**, 8–9.
41. *Bohm D.*, Quantum Theory. // Prentice-Hall, New York, 1951, 725 pp..
42. *Mermin D.*, Hidden variables and the two theorems of John Bell // *Rev. Mod. Phys.*, 1993, **65**, 803-815.
43. *Нейман И.*, Математические основы квантовой механики // М. «Наука», 1964; *von Neumann J.*, Mathematische Grundlagen der Quanten-mechanik // Springer, Berlin, 1932.
44. *Bell J.*, On the problem of hidden variables in quantum mechanics // *Rev. Mod. Phys.*, 1966, **38**, 447-452.
45. *Ландау Л.Д., Лифшица Е.М.*, Квантовая механика. Нерелятивистская теория. // М. «Наука» 1989, 767 стр.
46. *Пайерлс Р.*, Сюрпризы в теоретической физики. // изд. «Наука», Москва 1988, 176 стр.
47. *Ballantine L.E.*, Foundations of quantum mechanics since the Bell inequality // *Amer. J. Phys.*, 1987, **55**, 785-792.
48. *Leggett A.J. and Garg A.*, Quantum Mechanics versus Macroscopic Realism: Is the Flux There when Nobody Looks? // *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **54**, 857-860.
49. *van Dam Wim*, Quantum computing: In the 'death zone'? // *Nature Physics*, 2007, **3**, 220-221; Reach for the stars // *Nature Physics*, 2007 **3**, 211.
50. *Freedman S.J. and Clauser J.F.*, Experimental test of local hidden-variable theories // *Phys. Rev. Lett.*, 1972, **28**, 938-941.
51. *Aspect A., Grangier P. and Roger G.*, Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem // *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**, 460-463.
52. *Aspect A., Grangier P. and Roger G.*, Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedanken experiment: A new violation of Bell's inequalities // *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **49**, 91-94.
53. *Aspect A., Dalibard J. and Roger G.*, Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers // *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **49**, 1804-1807.
54. *Tittel W. et al.*, Experimental demonstration of quantum correlations over more than 10 km // *Phys. Rev. A*, 1998, **57**, 3229-3223
55. *Weihs G., Jennewein T., Simon C., Weinfurter H., and Zeilinger A.*, Violation of Bell's inequality under strict Einstein locality conditions // *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**, 5039-5042.
56. *Bell J.* On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox // *Physics*, 1964, **1**, 195-200.
57. *Bohm D.*, A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of «Hidden» Variables // *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 166-193.
58. *Котельников В.А.*, Модельная нерелятивистская квантовая механика. Размышления. // изд. «Физматлит», Москва 2008, 72 стр.
59. *Гейзенберг В.*, Физика и философия // М., Наука, 1989, 132 стр.
60. *Cramer J.G.*, The transactional interpretation of quantum mechanics // *Rev. Mod. Phys.*, 1986, **58**, 647 - 687.
61. *Brukner C. and Zeilinger A.*, Information and fundamental elements of the structure of quantum theory // in Contribution to the Festschrift for C. F. v. Weizsaecker on the occasion of his 90th birthday, E-print arXiv: quant-ph/0212084
62. *Fuchs Ch.*, Quantum Mechanics as Quantum Information // E-print arXiv: quant-ph/0205039
63. *Mermin D.*, Whose Knowledge? // In book: Khrennikov A. (Ed.), Proceedings Conference "Quantum Theory: Reconsideration of Foundations", Vaxjo Univ. Press, 2002, **2**, 261-270.
64. *Nakamura Y.*, Quantum physics: Tailor-made quantum states // *Nature*, 2009, **459**, 516-517.
65. *Clarke J. and Wilhelm F.K.*, Superconducting quantum bits // *Nature* 2008, **453**, 1031–1042.
66. *Stamp P. C. E.*, Quantum information: Stopping the rot // *Nature*, 2008, **453**, 167-168.
67. *Fischer J. and Loss D.*, Dealing with Decoherence // *Science*, 2009, **324**, 1277-1278.
68. *Hemmer P. and Wrachtrup J.*, Where Is My Quantum Computer? // *Science*, 2009, **324**, 473-474
69. *Nikolopoulos G.M.*, Directional Coupling for Quantum Computing and Communication // *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**, 200502, 4 pp.
70. *Nayak C., Simon S.H., Stern A., Freedman M., and Sarma S.D.*, Non-Abelian anyons and topological quantum computation // *Rev. Mod. Phys.*, 2008, **80**, 1083-1159.
71. *Galindo A. and Martín-Delgado M. A.*, Information and computation: Classical and quantum aspects // *Rev. Mod. Phys.*, 2002, **74**, 347-423.
72. *Keyl M.*, Fundamentals of quantum information theory // *Phys. Rep.*, 2002, **369**, 431–548.
73. *Makhlin Y., Schoen G., and Shnirman A.*, Quantum-state engineering with Josephson-junction devices // *Rev. Mod. Phys.*, 2001 **73**, 357-400.
74. *Валиев К.А., Кокин А.А.*, Квантовые компьютеры: надежды и реальность.// НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Москва-Ижевск, 2001, 355 стр.

75. *Стин Э.*, Квантовые вычисления. // Перевод с английского И.Д. Пасынкова, изд. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Москва – Ижевск, 2000, 111 стр.
76. *Валиев К.А.*, Квантовые компьютеры: можно ли их сделать «большими»? // УФН, 1999, **169**, 691 – 694.
77. *Feynman R.P.*, Computer Modelling of Physics // Int. J. Theor. Phys., 1982, **21**, 467-492.
78. Дойч Д., Структура реальности // НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Москва-Ижевск, 2001, 212 стр.
79. *Aristov V. V. and Nikulov A. V.*, Chain of superconducting loops as a possible quantum register // In book: Ozhigov Y.I. (Ed.) Quantum Informatics 2004, Proceedings SPIE, 2005, Vol. **5833**, 145-156; E-print arXiv: cond-mat/0412573
80. *Whitaker A.*, John Bell and the most profound discovery of science // available at <http://physicsworld.com/cws/article/print/1332#world-11-12-8-1>.
81. *Aristov V.V. and Nikulov A.V.*, Quantum computation and hidden variables // In book: Ozhigov Y.I. (Ed.), Quantum Informatics 2007, Proceedings SPIE, 2008, Vol. **7023**.
82. *Nikulov A. V.*, Bohm's quantum potential and quantum force in superconductor // In book: Accardi L. (et al. eds), Foundations of Probability and Physics-5, AIP Conference Proceedings, 2009, Vol. **1101**, 134-143; E-print arXiv: 0812.4118
83. *van der Wal C. H. et al.*, Quantum Superposition of Macroscopic Persistent-Current States // Science, 2000, **290**, 773–777.
84. *Friedman, J. R., Patel, V., Chen, W., Tolpygo, S. K. and Lukens, J. E.*, Quantum superpositions of distinct macroscopic states // Nature, 2000, **406**, 43–46.
85. *Chiorescu, I., Nakamura, Y., Harmans, C. J. P. M., Mooij, J. E.*, Coherent Quantum Dynamics of a Superconducting Flux Qubit // Science, 2003, **299**, 1869–1871.
86. *Leggett A.J.*, Superconducting Qubits - a Major Roadblock Dissolved? // Science, 2002, **296**, 861–862.
87. *Rouse R., Han S., and Lukens J. E.*, Observation of Resonant Tunneling between Macroscopically Distinct Quantum Levels // Phys. Rev. Lett., 1995, **75**, 1614 - 1617.
88. *Li Shao-Xiong et al.*, Quantitative Study of Macroscopic Quantum Tunneling in a dc SQUID: A System with Two Degrees of Freedom // Phys. Rev. Lett., 2002, **89**, 098301, 4 pp.
89. *Balestro F., Claudon J., Pekola J. P., and Buisson O.*, Evidence of Two-Dimensional Macroscopic Quantum Tunneling of a Current-Biased dc SQUID // Phys. Rev. Lett., 2003, **91**, 158301, 4 pp.
90. *Tonomura A., Endo J., Matsuda T., Kawasaki T. and Exawa H.*, Demonstration of single-electron buildup of an interference pattern // Amer. J. Phys., 1989, **57**, 117-120.
91. *Philippidis C., Dewdney C., and Hiley B.J.*, Quantum interference and the quantum potential // Nuovo Cimento B, 1979, **52B**, 15-19.
92. *Hackermuller L., Uttenthaler S., Hornberger K., Reiger E., Brezger B., Zeilinger A., and Arndt M.*, Wave Nature of Biomolecules and Fluorofullerenes // Phys. Rev. Lett., 2003, **91**, 090408, 4 pp.
93. *Gerlich S. et al.*, A Kapitza–Dirac–Talbot–Lau interferometer for highly polarizable molecules // Nature Physics, 2007, **3**, 711 – 715.
94. *Zeilinger A.*, Exploring the Boundary between the Quantum and the Classical Worlds // in Book of Abstract of the Conference "Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics", Prague, Czech Republic, 26-29 July 2004, p. 66.
95. *London F.*, On the Problem of the Molecular Theory of Superconductivity // Phys. Rev., 1948, **74**, 562-573.
96. *Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д.*, К теории сверхпроводимости // ЖЭТФ, 1950 **20**, 1064-1076.
97. *Blatt J. M.*, Persistent Ring Currents in an Ideal Bose Gas // Phys. Rev. Lett., 1961, **7**, 82–83
98. *Deaver B. S. Jr. and Fairbank W. M.*, Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders // Phys. Rev. Lett., 1961, **7**, 43–46
99. *Doll R. and Nabauer M.*, Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring // Phys. Rev. Lett., 1961, **7**, 51–52.
100. *Little W. A. and Parks R. D.*, Observation of Quantum Periodicity in the Transition Temperature of a Superconducting Cylinder // Phys. Rev. Lett., 1962, **9**, 9–12.
101. *Бурлаков А.А., Гуртовой В.Л., Дубонос С.В., Никулов А.В., Тулин В.А.*, Исследование эффекта Литтла-Паркса на системе асимметричных сверхпроводящих колец // Письма в ЖЭТФ, 2007, **86**, 589-593.
102. *Koshnick N.C., Bluhm H., Huber M.E., Moler K.A.*, Fluctuation Superconductivity in Mesoscopic Aluminum Rings // Science, 2007, **318** 1440 – 1443.
103. *Гуртовой В.Л., Дубонос С.В., Никулов А.В., Осипов Н.Н., Тулин В.А.*, Зависимость величины и направления устойчивого тока от величины магнитного потока в сверхпроводящих кольцах // ЖЭТФ, 2007, **132**, 1320-1339.
104. *Гуртовой В.Л., Дубонос С.В., Карпий С.В., Никулов А.В., Тулин В.А.*, Противоречие между результатами наблюдений квантовых осцилляций сопротивления и критического тока асимметричных сверхпроводящих колец // ЖЭТФ, 2007, **132**, 297-303.

105. Дубонос С.В., Кузнецов В.И., Жилиев И.Н., Никулов А.В., Фирсов А.А., Наблюдение постоянного напряжения, пропорционального устойчивому току в сверхпроводящих кольцах, индуцированного внешним переменным током // Письма в ЖЭТФ, 2003, **77**, 439-444.
106. Абрикосов А.А., О магнитных свойствах сверхпроводников второй группы // ЖЭТФ, 1957, **32**, 1442-1453.
107. Levy L. P., Dolan G., Dunsmuir J., and Bouchiat H., Magnetization of mesoscopic copper rings: Evidence for persistent currents // Phys. Rev. Lett., 1990, **64**, 2074-2077.
108. Mailly D., Chapelier C., and Benoit A., Experimental observation of persistent currents in GaAs-AlGaAs single loop // Phys. Rev. Lett., 1993, **70**, 2020-2023.
109. Jariwala E. M. Q., Mohanty P., Ketchen M. B., and Webb R. A., Diamagnetic Persistent Current in Diffusive Normal-Metal Rings // Phys. Rev. Lett., 2001, **86**, 1594-1597.
110. Rabaud W., Saminadayar L., Mailly D., Hasselbach K., Benoot A., and Etienne B., Persistent Currents in Mesoscopic Connected Rings // Phys. Rev. Lett., 2001, **86**, 3124-3127.
111. Kleemans N. A. J. M. et al., Oscillatory Persistent Currents in Self-Assembled Quantum Rings // Phys. Rev. Lett., 2007, **99**, 146808, 4 pp.
112. Ландау Л.Д., Теория сверхтекучести гелия II // ЖЭТФ, 1941, **11**, 592-623.
113. Aharonov Y. and Bohm D., Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory // Phys. Rev., 1959, **115**, 485-491.
114. Olariu S. and Popescu I. I., The quantum effects of electromagnetic fluxes // Rev. Mod. Phys., 1985, **57**, 339 - 436.
115. Chambers R. G., Shift of an Electron Interference Pattern by Enclosed Magnetic Flux // Phys. Rev. Lett., 1960, **5**, 3 - 5
116. Tonomura A. et al., Evidence for Aharonov-Bohm effect with magnetic field completely shielded from electron wave // Phys. Rev. Lett., 1986, **56**, 792 - 795.
117. Leggett A.J., Testing the limits of quantum mechanics: motivation, state of play, prospects // J.Phys.: Condens. Matter, 2002, **14**, R415-R451
118. Kofler J. and Brukner C., Conditions for Quantum Violation of Macroscopic Realism // Phys. Rev. Lett., 2008, **101**, 090403, 4 pp.
119. Ballentine L. E., Realism and quantum flux tunneling // Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 1493-1495.
120. Nikulov A.V., Fundamental Differences Between Application of Basic Principles of Quantum Mechanics on Atomic and Higher Levels // In book: Sidharth B.G. (et al. eds), FRONTIERS OF FUNDAMENTAL PHYSICS: Eighth International Symposium, AIP Conference Proceedings, 2007, Vol. **905**, 117-119.
121. Peshkin M. and Tonomura A., The Aharonov-Bohm Effect. // Springer, Berlin, 1989, 150 pp.
122. Peshkin M., Force-Free Interactions and Nondispersive Phase Shifts in Interferometry // Found. Phys., 1999, **29**, 481-489.
123. Boyer T. H., Does the Aharonov-Bohm Effect Exist? // Found. Phys., 2000, **30**, 893-905.
124. Boyer T. H., Classical Electromagnetic Interaction of a Point Charge and a Magnetic Moment: Considerations Related to the Aharonov-Bohm Phase Shift // Found. Phys., 2002, **32**, 1-39.
125. Caprez A., Barwick B., and Batelaan H., Macroscopic Test of the Aharonov-Bohm Effect // Phys. Rev. Lett., 2007, **99**, 210401, 4 pp.
126. Tonomura A. and Nori F., Disturbance without the force // Nature 2008, **452**, 298-299.
127. Hirsch J. E., The Lorentz force and superconductivity // Phys. Lett. A, 2003, **315**, 474-477.
128. Hirsch J. E., The missing angular momentum of superconductors // J. Phys. Cond. Matt., 2008, **20**, 235233; E-print arXiv: 0803.2054.
129. Nikulov A.V. and Zhilyaev I.N., The Little-Parks Effect in an Inhomogeneous Superconducting Ring // J. Low Temp.Phys., 1998, **112**, 227-236.
130. Dubonos S.V., Kuznetsov V.I., and Nikulov A.V., Segment of an Inhomogeneous Mesoscopic Loop as a DC Power Source // in Proceedings of 10th International Symposium "NANOSTRUCTURES: Physics and Technology" St Petersburg: Ioffe Institute, 2002, 350-353; E-print arXiv: cond-mat/0305337.
131. Nikulov A.V., Quantum Force in Superconductor // Phys.Rev. B, 2001, **64**, 012505, 4 pp.
132. Capek V. and Sheehan D. P., Challenges to The Second Law of Thermodynamics. // Springer, Series: Fundamental Theories of Physics, vol. **146**, Dordrecht, 2005, 347 pp.
133. Nikulov A.V., Quantum limits to the second law and breach of symmetry // the Invited Lecture presented at the Conference "Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics", 26-29 July 2004, Prague; E-print arXiv: cond-mat/0505508
134. Смолуховский М., Границы справедливости второго начала термодинамики // УФН, 1964, **93**, 724-748; M.Smoluchowski, Gultigkeitsgrenzen des zweiten Hauptsatzes der Warmetheorie // in Vortrage uber kinetische Theorie der Materie und der Elektrizitat, Mathematische Vorlesungen an der Universitat Gottingen, VI, Leipzig und Berlin, B.G.Teubner, 1914, 87-112.
135. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике. т.4, Кинетика, Теплота, Звук // изд. «Мир», Москва 1977, 261 стр.
136. Nyquist H., Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors // Phys. Rev., 1928, **32**, 110-113.

137. *Johnson J.B.*, Thermal Agitation of Electricity in Conductors // *Phys.Rev.*, 1928, **32**, 97-109.
138. *Aristov V.V. and Nikulov A.V.*, Quantum Power Source. Putting in Order of a Brownian Motion without Maxwell's Demon // In book: *Ozhigov Y.I. (Ed.)*, Quantum informatics 2002, Proceedings of SPIE, 2003, vol. **5128**, 148-156; E-print arXiv: cond-mat/0310073.
139. *Nikulov A.V.*, About Essence of the Wave Function on Atomic Level and in Superconductors // In book: *Adenier G. (et al. eds)*, QUANTUM THEORY: Reconsideration of Foundations—4, AIP Conference Proceedings, 2007, vol. **962**, 297-301.
140. *Tanaka H. et al.*, Single-Shot Readout of Macroscopic Quantum Superposition State in a Superconducting Flux Qubit // e-print arXiv: cond-mat/0407299.
141. *Everett H.*, Relative state formulation in quantum mechanics // *Rev. Mod. Phys.*, 1957, **29**, 454-462.
142. *Ballentine L. E.*, The Statistical Interpretation of Quantum Mechanics // *Rev. Mod. Phys.*, 1970, **42**, 358-381.
143. *Khrennikov A.*, Växjö Interpretation of Quantum Mechanics // arXiv:quant-ph/0202107.
144. *Fuchs C.A.*, The Anti-Vaxjo Interpretation of Quantum Mechanics // In book: *A. Khrennikov (ed.)*, Proceedings of Conference "Quantum Theory: Reconsideration of Foundations", Växjö Univ. Press, 2002, vol. **2**, 99-116; arXiv:quant-ph/0204146
145. *Менский М.Б.*, Квантовая механика: новые эксперименты, новые приложения и новые формулировки старых вопросов // *УФН*, 2000, **170**, 631-648.
146. *Менский М.Б.*, Концепция сознания в контексте квантовой механики, *УФН*, 2005 **175**, 413-435.
147. *Менский М.Б.*, Квантовые измерения, феномен жизни и стрела времени: связи между „тремя великими проблемами“ (по терминологии Гинзбурга) // *УФН*, 2007, **177**, 415-425.
148. *Менский М. Б.*, Человек и Квантовый мир. // Изд. «Век 2», Москва 2007, 256 стр.
149. *Липкин А.И.*, Существует ли явление “редукции волновой функции” при измерении в квантовой механике? // *УФН*, 2001, **171**, 437-440.
150. *Нахмальсон Р.С.*, Физическая интерпретация квантовой механики // *УФН*, 2001, **171**, 441-444.
151. *Цехминстро И.З.*, Импликативно-логическая природа квантовых корреляций // *УФН*, 2001, **171**, 452-458.
152. *Голохвастов А.И.*, Квантовая механика глазами экспериментатора // *УФН*, 2002, **172**, 843-846.
153. *Попов М.А.*, В защиту квантового идеализма // *УФН*, 2003, **173**, 1382-1384.
154. *Скалли М.О. и Зубайри М.С.*, Квантовая оптика. // *ФИЗМАТЛИТ*, Москва, 2003, 510 стр.

NANOSTRUCTURES AS A BORDER BETWEEN CLASSICAL AND QUANTUM PHENOMENA

A.V. Nikulov

*Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials, Russian Academy of
Science, 142432 Chernogolovka, Moscow District, Russia.
nikulov@iptm.ru*

Received 22.06.09 (in revised form 30.01.10)

Within centuries physical theories described an objective reality which manifests itself to us through phenomena which we observe. But at a atomic level physicists have faced some quantum phenomena which can not be interpreted as a manifestation of objective processes where each result of observation has a cause. In the present article such paradoxical quantum phenomena are discussed and limiting spatial scales on which these phenomena can be observed are estimated. The question on the border between the classical and quantum phenomena, considered in this sense, has not only theoretical, but also the practical importance connected with such directions of investigations as quantum computation, quantum cryptography and teleportation. The analysis of experiments and estimations made in the article show that the border of observations of the quantum phenomena, which realistic interpretation is hardly possible, should be in area of nanostructures.