Письма в ЖЭТФ, том 74, вып. 9, с. 528 – 531 © 2001 г. 10 ноября

Резервуар как источник вероятностности в квантовой механике

Г. Б. Лесовик

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 августа 2001 г.

После переработки 11 октября 2001 г.

Рассматривается концепция теории измерения и выбора квантовой альтернативы, в которой исход конкретного измерения определяется состоянием резервуара (детектора). Мы обсуждаем, как из первых принципов вывести стандартные (вероятностные) правила интерпретации в квантовой механике, особое внимание уделено обсуждению теоретической демонстрации явления редукции волновой функции. Указано на способ разрешения парадокса "кота Шредингера". Обсуждается связь механизмов возникновения дробового и фликкер шума с ролью резервуара в формировании квантовомеханической вероятностности.

PACS: 03.65.Ta, 72.70.+m

Давно известная проблема интерпретации квантовой механики (КМ) по-прежнему остается не вполне решенной [1]. Для обоснования стандартной вероятностной интерпретации ключевым вопросом является доказательство редукции волновой функции. Однако на сегодняшний день не существует [1]) теоретического вычисления, которое бы убедительно демонстрировало редукцию волнового пакета (РВП) [2]).

В данной статье мы рассмотрим вопрос об интерпретации КМ на концептуальном уровне и обсудим возможность теоретической демонстрации РВП.

В стандартной интерпретации вопрос о РВП либо выносится за пределы теории, либо явление редукции фактически постулируется. Для примера процитируем учебник по КМ Ландау и Лифшица [2]. В описании процесса измерения (который является унитарной эволюцией системы) мы доходим до места, где появляется волновая функция, содержащая суперпозицию состояний, соответствующих различным показаниям n классического прибора (то есть состояние типа "кота Шредингера" (КШ), который находится в суперпозиции живого и мертвого состояния, см. [3]):

$$\psi = \sum_n A_n(x)\Phi_n(X),$$

x, X – переменные, описывающие частицу и прибор, соответственно. Далее авторы книги пишут: "теперь выступает на сцену классичность прибора и двойственная роль классической механики как предельного случая и в то же время основания классической механики (...) благодаря классичности прибора в каждый момент времени (...) показание прибора имеет некоторое определенное значение. Это позволяет утверждать, что состояние системы прибор+электрон после измерения будет в действительности описываться (...) лишь одним членом, соответствующим [определенному] показанию прибора".

От себя добавим, что в общем случае при очередном измерении прибор будет показывать каждый раз новое значение, и из-за этого в КМ приходится пользоваться вероятностным описанием.

Это и есть "то самое" место. Описанное явление принято называть редукцией волнового пакета (или иначе, коллапсом волновой функции), а проблема в том, что неизвестно, как описать этот процесс теоретически! В конце статьи мы обсудим, как технически продемонстрировать РВП, однако уже из самого предположения, что РВП существует, мы можем сделать следующие важные выводы.

Если РВП есть результат унитарной эволюции системы частицы + резервуар, при заданном состоянии системы, результат может быть только однозначным, то есть то, какая именно альтернатива реализована, должно быть ясно из вида конечной волновой функции. Соответственно и *исход "измерения" должен определяться начальными условиями.*

Поскольку мы предполагаем что вид волновой функции частицы один и тот же при различных измерениях, то мы должны естественно прийти к выводу, что именно *состояние резервуара определяет исход измерения.*

Вид же волновой функции задает частоту соответствующих исходов (вероятностную меру). Можно при этом сказать, что степени свободы резервуара играют, по нашей версии, роль *нелокальных* скрытых переменных Бома, но вместо "скрытых" фигурируют

[1]) Насколько известно автору данной статьи.

[2]) Некоторые результаты, касающиеся декогерентности, иногда ошибочно принимаются за подобные свидетельства, в тексте рассмотрен такой пример с затуханием недиагональной части матрицы плотности.

явные переменные, описывающие классический резервуар, кроме того, однозначное соответствие между исходным состоянием системы резервуар + частица и исходом измерения задается квантовой унитарной динамикой этой системы. Схожая концепция уже высказывалась Зуреком (см. обзор [4]).

Фактически мы утверждаем, что квантовая вероятностность имеет ту же самую природу, что и классическая, возникающая, например, при подбрасывании монеты. При этом, если в классическом случае исчезающе мала мера подпространства начальных состояний, приводящих к падению монеты точно на ребро, то в квантовом этому должна соответствовать малость меры начальных состояний, приводящих к состоянию типа КШ – суперпозиции макроскопически различимых состояний. Заметим, что в многомировой интерпретации Эверетта III [5] как раз предполагается обратное, а именно, что начальные состояния приводящие к суперпозициям различимых макроскопических состояний, являются типичными.

Фликкер-шум. Представим теперь качественный аргумент в пользу того что именно резервуар отвечает за исход измерения. Если бы кроме вида волновой функции частицы на исход измерения влияло бы состояние и резервуара, естественно было бы предположить, что такое влияние снижало бы точность правила "квадрата волновой функции" и делало бы его законом только в идеализированной ситуации. Именно так и обстоит дело, и такое явление известно под названием фликкер-шум (или "$1/f$-шум") (далее ФШ). Такой шум возникает во всех неравновесных процессах, а изготовление и последующее детектирование большого числа частиц в одном из состояний можно рассматривать как пример такого процесса. При наличии ФШ имеется быстро растущая по времени t ошибка, $\delta N \propto t$ (в случае отклонения спектральной плотности от $1/f$ степень времени соответственно изменится), и тем самым возникает ограничение на предельно достижимую точность измерений. Механизмы ФШ в подавляющем числе "разумных" теорий сводятся к взаимодействию детектируемых частиц (например, это электроны в проводнике) с большим количеством других, взаимодействующих с этими частицами степеней свободы (фононы, фотоны, примеси). Эти степени свободы и обеспечивают "мерцание" во времени, в том числе на очень больших временных масштабах. Показательными примером для нас является теория ФШ в электронной системе, взаимодействующей только с фотонами [6]. В этом случае есть всего один резервуар, взаимодействие электронов с которым приводит и к ФШ, и к РВП [3].

Дробовой шум. Принято считать, что при низких температурах дробовой шум возникает из-за "квантовомеханической вероятностности" [7], а поскольку мы считаем что таковая вероятностность обусловлена резервуаром, то можно утверждать, что *взаимодействие с резервуаром является определяющим для появления дробового шума.*

Обсудим теперь более детально вопрос о теоретической демонстрации РВП. Наиболее прямым способом было бы на некоторой модели в явном виде при заданном состоянии резервуара проследить эволюцию полной волновой функции, продемонстрировать РВП и зависимость исхода (например, места локализации частицы) от конкретного состояния резервуара. Более стандартный путь – это вычислять некоторые усредненные по состоянию резервуара величины, которые бы однозначно свидетельствовали о РВП. Рассмотрим этот вопрос на примере задачи о частице в двухъямном потенциале (ДП), связанной с некоторым резервуаром. Такая задача ранее изучалась многими авторами [8], и в принципе она может послужить модельной задачей для описания процесса измерения (в пределе "сильного" резервуара) и демонстрации перехода от квантового поведения к классическому.

В задаче о ДП обычно интересуются не точной координатой, а наличием частицы в одной из ям, и изучается разность вероятностей того, что частица находится в левой либо правой яме, $P(t) = P_L(t) - P_R(t)$, усредненная по состоянию резервуара. При нуле температуры обращение ее в нуль при $t = \infty$ (которое происходит в "слабом" резервуаре согласно [8]) означает, что $P_L(t) = P_R(t) = 1/2$, и следовательно, локализации не происходит. При конечной температуре изучение величины $P(t)$ (усредненной по начальным состояниям резервуара) недостаточно для наших целей. Скажем, обращение ее в нуль на больших временах могло бы происходить разными способами. Можно себе представить, что в зависимости от состояния резервуара либо $P_L(\infty) = 1$ и $P(\infty) = 1$, либо $P_R(\infty) = 1$,а $P(\infty) = -1$ (как мы и предполагаем для "сильного" резервуара), так что лишь после усреднения по всем возможным состояниям резервуара получается $P(\infty) = 0$. Однако не исключен и вариант $P_{L(R)}(\infty) = 1/2$, или существу-

[3] Уточним, что мы утверждаем, что степени свободы, локализующие частицу, приводят к фликкер-шуму, обратное же не обязательно верно: степени свободы, релевантные для ФШ, могут быть не очень важны для РВП.

ет какая-то функция распределения для вероятностей, а конечные состояния есть состояния типа КШ, то есть когерентные суперпозиции левых и правых. Отметим также, что результаты о затухании недиагональных элементов матрицы плотности

$$\rho(x_L, x_R) = \sum_{X,\beta} \rho_{\beta,\beta} \Psi_\beta(x_L, X) \Psi^*_\beta(x_R, X) = 0$$

(здесь $\rho_{\beta,\beta}$ – диагональные матричные элементы матрицы плотности в некотором базисе состояний β) также не исключают делокализованных состояний типа КШ. Действительно, если волновая функция имеет вид

$$\Psi(x, X) = a_L \Psi_L(x, X) + a_R \Psi_R(x, X),$$

причем

$$\int dX \Psi_L(x_L, X) \Psi_R(x_R, X) = 0,$$

а

$$\int dX \Psi^*_{L(R)}(x_{L(R)}, X) \Psi_{L(R)}(x_{L(R)}, X) = 1,$$

$$\int dX \Psi^*_{L(R)}(x_{R(L)}, X) \Psi_{R(L)}(x_{L(R)}, X) = 0,$$

можно убедиться, что $\rho(x_L, x_R) = 0$ при любых коэффициентах $a_{L(R)}$.

Явление локализации (РВП) можно было бы продемонстрировать, доказав равенство

$$L = \langle P_L P_R \rangle = \sum_{X,X',\beta} \rho_{\beta,\beta} |\Psi_\beta(x_L, X)|^2 |\Psi^*_\beta(x_R, X')|^2 = 0. \tag{1}$$

Величина L может служить в качестве индикативной величины, так как она обращается в нуль уже только тогда, когда состояния типа КШ исключены (или мера таких состояний обращается в нуль). В более общем случае, когда координата частицы может принимать большое число значений (как в задачах о квантовой диффузии [9]), индикатором РВП может служить затухание величины

$$L(x_1, x_2) = \sum_{X,X',\beta} \rho_{\beta,\beta} |\Psi_\beta(x_1, X)|^2 |\Psi^*_\beta(x_2, X')|^2 = 0, \tag{2}$$

где $x_1 \neq x_2$.

Обсудим теперь на примере задачи о ДП проблему, аналогичную парадоксу КШ. Предположим, что для выбранного состояния резервуара и фиксированного положения частицы $x = x_L$ либо $x = x_R$ в конечном состоянии имеется локализация (РВП). Для вывода правила "пси квадрат" нужно рассмотреть состояния, когда исходно частица находится в суперпозиции. Допустим, что исходная матрица плотности может быть представлена прямым произведением матрицы плотности частицы, находящейся в чистом состоянии (определенной суперпозиции "левого" и "правого"), и некоторой матрицы плотности резервуара. Тогда и без вычислений ясно, что в меру линейности конечное состояние также будет суперпозицией и не будет локализовано. Фактически это и есть проблема КШ. Надо сказать, что аргумент, использующий лишь линейность квантовой механики, – сильный аргумент, и умопостроение Шредингера не так просто "обойти". Мы предлагаем следующий вариант, как это можно сделать. Мы утверждаем, что состояние системы, в которой изготавливается линейная суперпозиция, на самом деле включает новое состояние резервуара изготовителя, которое вовсе не есть линейная суперпозиция "типичных" состояний резервуара, отвечавших изготовлению частицы слева или справа, соответственно. Иначе говоря, *каждой из исходных суперпозиций (угла поляризации спина и т.п.) соответствует свое уникальное состояние макроскопического резервуара-изготовителя,* и пренебречь его влиянием нельзя. Это понятно хотя бы из того, что экспериментальная проверка изменений вероятностей регистрации частицы осмыслена лишь при наличии возможности сопоставления с различимыми показаниями приборов, контролирующих процесс приготовления суперпозиции, то есть состояния резервуаров-изготовителей (ассоциированных с приборами) *обязаны* быть макроскопически различимыми. Это простое, но очень важное обстоятельство должно быть учтено при техническом описании процесса измерения, и применительно к задаче о ДП нужно в явном виде вводить в рассмотрение способ изготовления суперпозиции "левых" и "правых" состояний (либо по крайней мере вводить различные "реплики" гамильтониана либо пространства состояний). Конечно, несколько непривычно, что состояние резервуара-изготовителя нужно принимать во внимание при описании измерения, проводимого, быть может, очень далеко от места изготовления, – этот вопрос, относящийся к нелокальности КМ, мы обсудим в отдельной статье.

Из аргументов, приведенных выше, следует, что для изготовления КШ нужно было бы сразу стартовать с линейной суперпозиции макроскопически различимых состояний резервуара-изготовителя, что невозможно. По тем же причинам из (известных автору) результатов в задаче о ДП, где рассматривается [8] частица, бесконечно долго находившаяся в одной из ям (и следовательно "поляризовавшая" резервуар), нельзя сделать никаких выводов относительно поведения частицы, которая исходно находилась бы в реально достижимом делокализованном состоянии.

В заключение заметим, что в данном письме мы лишь за неимением места избегали подробного обсуждения нестандартных интерпретаций (скрытые переменные, многомировая интерпретация [5]), а также связанных с интерпретацией КМ философских вопросов. Некоторые из этих вопросов обсуждаются в [3, 10].

Автор благодарен Вик. Доценко, А. Иоселевичу, М. Фейгельману и О. Генерозовой за полезные обсуждения, которые помогли яснее сформулировать изложенную выше концепцию теории измерения. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 000216617), Министерством науки (проект "Физические основы квантовых вычислений"), Голландским научным фондом (грант для сотрудничества с Россией), Швейцарским научным фондом.

1. В. Л. Гинзбург, УФН **169**, 419 (1999).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, том III, М.: Наука, 1974, гл. 1 параграф 7.
3. R. Penrose, *Shadows of Mind*, Oxford Un. Press, 1994.
4. W.H.Zuker, quant-ph/0105127, submitted to Rev. Mod. Phys. (2001).
5. H. Everett III, Rev. Mod. Phys. **29**, 454 (1957).
6. F. von Oppen and A. Stern, Phys. Rev. Lett. **79**, 1114 (1997).
7. Г. Б. Лесовик, Письма в ЖЭТФ **70**, 209 (1999).
8. A. J. Legget et al., Rev. Mod. Phys. **59**, 1 (1987).
9. W. G. Unrich and W. H. Zurek, Phys. Rev. **B40**, 1071 (1989).
10. Б. Б. Кадомцев, *Динамика и информация*, М.: Изд. ред. УФН, 1999; М. Б. Менский, УФН **170**, 631 (2000); Г. Б. Лесовик, УФН **171**, 449 (2001).