

Квантовая механика против макроскопического реализма: существует ли поток, когда на него никто не смотрит?

Э. Леггетт и А. Гарг (США)

Сокращенный перевод М.Х. Шульмана (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

VOLUME 54

4 MARCH 1985

NUMBER 9

Quantum Mechanics versus Macroscopic Realism: Is the Flux There when Nobody Looks?

A. J. Leggett

*Department of Physics,^(a) University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois 61801, and Department of Physics,
Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138*

and

Anupam Garg

*University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois 61801
(Received 19 November 1984)*

PACS numbers: 03.65.Bz, 05.30.-d, 74.50.+r, 85.25.+k

Показано, что в контексте идеализированного эксперимента с макроскопической квантовой когерентностью предсказания квантовой механики несовместимы с совокупностью двух общих гипотез, которые авторы назвали "макроскопический реализм" и "неинвазивная измеримость на макроскопическом уровне". Обсуждаются условия, при которых квантовая механика может быть проверена в реалистическом эксперименте в сравнении с этими гипотезами.

Несмотря на шестьдесят лет изучения квантовой механики, большинство [1] физиков имеют крайне "неквантовое" представление о реальности на макроскопическом уровне, которое неявно основано на двух гипотезах. (A1) Макроскопический реализм: "Некоторая макроскопическая система, обладающая двумя или более возможными макроскопически различимыми состояниями [2, 3], в любой момент времени находится в только одном из этих состояний" (A2) Неинвазивная измеримость на макроскопическом уровне: В принципе возможно определить, в каком из этих состояний находится система, не оказывая никакого влияния на последующее поведение системы. Прямая экстраполяция квантовой механики на макроскопический уровень запрещает это. Целью настоящей заметки является (1) указать, что при некоторых условиях экспериментальные предсказания, вытекающие из гипотез (A1) и (A2), несовместимы с предсказаниями квантовой механики, экстраполированными на макроскопический уровень, и (2) исследовать, насколько существенно эти условия могут быть выполнены в реалистическом эксперименте.

Для этого рассмотрим (еще не наблюдавшийся) феномен "макроскопической квантовой когерентности" в некотором радиочастотном СКВИДе (сверхпроводящем квантовом интерферометре, т.е. сверхчувствительном магнитометре для очень слабых магнитных полей) [4].

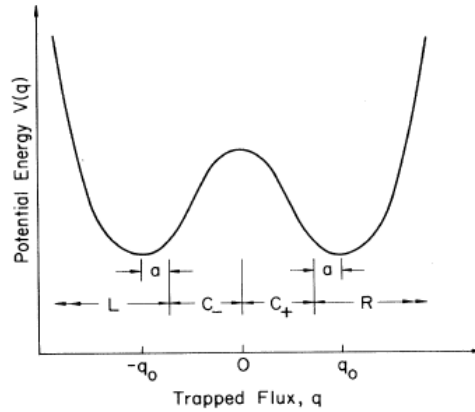


Рисунок 1.

Потенциал $V(q)$ для “вмороженного” магнитного потока (trapped magnetic flux) q .

Мы видим, что потенциал $V(q)$ для “вмороженного” магнитного потока (trapped magnetic flux) q имеет симметричную форму (см. рис. 1) с минимумами в точках $\pm q_0$, расположенных достаточно далеко от центра симметрии; вблизи точек $+q_0$ и $-q_0$ можно считать, что параметр q принадлежит двум макроскопически различимым состояниям. Для изолированного СКВИДа квантовая механика предсказывает, что если поток находится вначале в одной половине графика, то он будет осциллировать вперед и назад с некоторой частотой Δ_0 . Более реалистичный квантово-механический расчет [5], включающий неустранимые эффекты окружения, показывает, что при достаточно низкой температуре и достаточно слабой связи с окружением осцилляции не затухают полностью, а всего лишь ослабляются. Считая в силу этого наши условия допустимыми, мы предположим, что экспериментальные ограничения на их достижение, хотя и сильные, могут быть преодолены [6].

Разделим возможные значения q в четырех областях L , C_- , C_+ и R , как показано на рис.1, где $x_0 \ll a \ll q_0$, x_0 - вакуумные флуктуации, которыми волновой пакет должен обладать в любой потенциальной яме, если другие флуктуации отсутствуют. Определим величину Q так, чтобы она принимала значение $+1$ (-1), если система наблюдается в области R (L). Если мы временно будем игнорировать малую вероятность обнаружить систему в C_{\pm} , то квантовая механика предсказывает (и мы считаем, что эксперимент это подтверждает), что любое наблюдение Q дает только эти значения ± 1 .

Тогда из (A1) немедленно следует, что для ансамбля систем, приготовленных одинаковым способом в момент времени t_0 [7], мы можем определить:

(i) совместные плотности вероятности $\rho(Q_1, Q_2)$, $\rho(Q_1, Q_2, Q_3)$ и т.д. для Q иметь значения Q_i в моменты времени t_i (мы принимаем, что $t_0 < t_1 < t_2 \dots$),

(ii) корреляционные функции $K_{ij} \equiv \langle Q_i Q_j \rangle$.

Плотности вероятности должны быть совместимыми между собой, что влечет, например

$$\sum_{Q_2 = \pm 1} \rho(Q_1, Q_2, Q_3) = \rho(Q_1, Q_3). \quad (1)$$

Отсюда мы можем вывести неравенства, подобные неравенствам Белла [8] или Клаузера и др. [9] для эксперимента Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР) [10], где моменты времени t_i играют роль поляризационных устройств. Например, мы имеем¹:

$$1 + K_{12} + K_{23} + K_{13} \geq 0, \quad (2a)$$

$$|K_{12} + K_{23}| + |K_{14} - K_{24}| \leq 2. \quad (2b)$$

Если мы предполагаем, что гипотеза (A2) фактически может быть выполнена (к этому мы вернемся позже), то эти корреляции и вероятности могут быть измерены, так что мы сможем проверить, выполняются ли неравенства (2a) и (2b).

Мы можем также проверить (1) и (2) на соответствие предсказаниям квантовой механики. Для определенности можно рассмотреть случай “омической”, диссипации, детально изученный в [5].

<...>

Обратимся теперь к трудному вопросу, выполняется ли на практике предположение (A2) о неинвазивной измеримости. Действительно, со времен Гейзенберга мы все узнали, что *нельзя* делать такого допущения, имея дело с микросистемами, и на первый взгляд нет причин не относиться так же и к макросистемам. Тем не менее, мы можем сделать (A2) чрезвычайно естественным и правдоподобным, введя идею об эксперименте с *идеальным негативным результатом*. Последний, по определению, является экспериментом, в котором измерительное устройство взаимодействует с системой (и при этом очень сильно) *только* если выдается одно значение $Q(t)$ (скажем, +1), но не взаимодействует в противном случае. Мы можем тогда с достоверностью считать, что $Q(t)$ имеет значение -1 , если в момент времени t система не извлекает отклика из измерительного аппарата. Совместно с допущением о макроскопическом реализме это в существенной мере подразумевает, что в системе также выполняется $Q(t') = -1$ при t' непосредственно перед измерением в момент времени t (по крайней мере, в пределах сколь угодно короткого измерения) и, следовательно, что измерительный прибор не влияет на динамику системы, т.е. что (A2) справедливо. В отличие от двухщелевого эксперимента, где такое измерение может быть сделано пропусканием света только через одну щель, крайне сомнительно, можно ли аналогичное измерение сделано для р/ч СКВИДа, но эта трудность кажется чисто технической и неприципиальной. Приняв допущение, что эксперимент с идеально негативным результатом может быть осуществлен, очевидно, что все величины в соотношениях (1) и (2) могут быть измерены. Предположим, например, что мы хотим измерить $\rho(Q_1=1, Q_3=1)$. Поскольку динамика после момента t_3 нас вообще не интересует, мы можем использовать однократное измерение в момент t_3 и идеальную настройку на негативный результат в момент t_1 , которая возникает только если $Q(t_1) = -1$. Теперь мы просто отвергаем те члены нашего ансамбля, которые дают результат в момент t_1 . В остатке мы подсчитываем число событий, когда $Q(t_3) = 1$ и делим на полное число членов ансамбля, чтобы получить $\rho(Q_1=1, Q_3=1)$. Используя другую настройку с

¹ Это неравенство называют темпоральным в отличие от другого – пространственного – неравенства Леггетта, установленного им для ЭПР-опытов в статье 2003 г.

негативным результатом на другом большом идентичном ансамбле, мы можем получить $\rho(Q_1 = -1, Q_3 = 1)$. Таким образом, мы можем рассчитать величину K_{13} , и допущение (A2) позволяет нам считать, что это именно то значение K_{13} , которое характеризует исходный ансамбль.

Альтернативой к выполнению идеальных измерений с негативным результатом является связывание системы с микроскопическим датчиком. Например, в принципе возможно запустить (fire) нейтрон через кольцо СКВИДа со спином поперек магнитного поля и имеющим такую скорость, что она должна прецессировать точно с углом $\pm\pi/2$, если $q = \pm q_0$, и с ларморовой частотой, много большей, чем Δ_{eff} , но много меньшей, чем частота осцилляций в любой яме. Рассмотрим теперь, как этот метод мог бы быть использован для измерения, например, $\rho(Q_1, Q_2, Q_3)$. Для простоты приготовим систему в определенном состоянии (скажем, $Q_1 = +1$) непосредственно в момент времени t_1 . Затем мы запускаем наш нейтрон, чтобы он прошел через кольцо в момент t_2 , и измеряем поток уже в момент t_3 . Поскольку взаимодействие СКВИД – нейтрон является эффективно мгновенным в масштабе Δ_{eff}^{-1} , мы можем повлиять на значение Q в момент времени t_2 , измеряя спин нейтрона в любое время после момента t_2 или даже в момент времени t_3 ! Несложные размышления показывают, что квантовомеханическое предсказание остается справедливым с точностью до малой поправки из-за конечной продолжительности измерения в момент t_2 . Подобные малые поправки входят в макроскопические реалистические предсказания (1) и (2), так что опять-таки конфликт между квантовой механикой и гипотезами (A1) и (A2) не затрагивается.

В заключение следует подчеркнуть, что если бы квантовомеханические предсказания были получены в ситуации, где они конфликтуют с гипотезами (A1) и (A2), то это, разумеется, формально не вступало бы в конфликт с аргументами, часто выдвигаемыми в дискуссиях по квантовой теории измерений, о том, что однажды провзаимодействовавшее с микросистемой реалистическое измерительное устройство (и, если необходимо, и сама микросистема) ведет себя так, как если бы она находилась в определенном (и неинвазивно измеримом) макроскопическом состоянии: макроскопические системы, пригодные для макроскопического эксперимента с квантовой когерентностью, *определенно* не пригодны для того, чтобы служить измерительными устройствами, как минимум при данных условиях. Но этот результат может побудить нас быть осторожными в употреблении выражения “как если бы”!

Благодарности:

This research was supported through the MacArthur Professorship endowed by the John D. and Catherine T. MacArthur Foundation. One of us (A.J.L.) is grateful to the Department of Physics at Harvard University for hospitality during the period where some of this work was performed.

Некоторые ссылки

- [3] A.J. Leggett, Prog. Theor. Phys. **69**, 80 (1998).
- [4] Leggett, Ref. 2.
- [5] S. Chakravarty and A.J. Leggett, Phys. Rev. Lett. **52**, 5, (1984)

- [6] См., например, R. de Bruyn Ouboter, в *Proceedings of the International Symposium on the Foundation of Quantum Mechanics in the Light of New Technology*, edited by S. Kamefuchi (Physical Society of Japan, Tokio, 1984).
- [8] J.S. Bell, *Physics* (N.Y.), **1**, 195 (1964).
- [9] J.F. Clauser, M.A. Horne, A. Shimony, and R.A. Holt, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969).
- [10] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935)