

# Квантовое неразрушающее измерение позволяет проверить макроскопичность с помощью неравенств Леггетта-Гарга

К. Будрони и др. (Германия, Испания, Венгрия)

Перевод М.Х. Шульмана ([shulman@dol.ru](mailto:shulman@dol.ru), [www.timeorigin21.narod.ru](http://www.timeorigin21.narod.ru))

---

PRL 115, 200403 (2015)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending  
13 NOVEMBER 2015

## Quantum Nondemolition Measurement Enables Macroscopic Leggett-Garg Tests

C. Budroni,<sup>1</sup> G. Vitagliano,<sup>2</sup> G. Colangelo,<sup>3,\*</sup> R. J. Sewell,<sup>3</sup> O. Gühne,<sup>1</sup> G. Tóth,<sup>2,4,5</sup> and M. W. Mitchell<sup>3,6</sup>

<sup>1</sup>Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät, Universität Siegen, Walter-Flex-Str. 3, D-57068 Siegen, Germany

<sup>2</sup>Department of Theoretical Physics, University of the Basque Country UPV/EHU, P.O. Box 644, E-48080 Bilbao, Spain

<sup>3</sup>ICFO—Institut de Ciències Fòniques, The Barcelona Institute of Science and Technology, 08860 Castelldefels, Barcelona, Spain

<sup>4</sup>IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, E-48013 Bilbao, Spain

<sup>5</sup>Wigner Research Centre for Physics, Hungarian Academy of Sciences, P.O. Box 49, H-1525 Budapest, Hungary

<sup>6</sup>ICREA—Institut Català de Recerca i Estudis Avançats, 08015 Barcelona, Spain

(Received 27 March 2015; revised manuscript received 5 June 2015; published 12 November 2015)

\* [giorgio.colangelo@icfo.es](mailto:giorgio.colangelo@icfo.es)

DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.200403

PACS numbers: 03.65.Ta, 03.65.Ud, 42.50.Ct, 42.50.Xa

---

Показано, как в макроскопической системе может быть осуществлена проверка на макроскопический реализм с помощью неравенств Леггетта – Гарга (LGI). Используя подход с непрерывными параметрами, рассматриваются квантовые неразрушающие измерения (quantum non-demolition measurements – QND) применительно к атомным ансамблям, находящимся под действием магнитно управляемых когерентных осцилляций. Авторы исходят из схем измерения, требующих только гауссовых состояний, они дают значительное нарушение [неравенств] с учетом реалистичных экспериментальных параметров и неидеальностей. Показано, что предсказываемое нарушение обусловлено действительно квантовыми эффектами, а не классической инвазивностью измерения. Использование QND-измерения для преодоления “ловушки неточности (clumsiness loophole)” приводит упорствующего макрореалиста к признанию квантовой обратной связи при измерении.

### Введение

Проводя аналогию с неравенствами Белла [1], Леггетт и Гарг (LG) предложили [2] тест квантового поведения макроскопических систем в процессе когерентной эволюции. Результирующие неравенства Леггетта – Гарга (LGI) имеют цель отличить гипотетическую философскую модель макрореализма (MR) от квантовой физики и окончательно сравнить эту модель с природой. Модель MR утверждает, что могут существовать произвольно слабо возмущающие измерения, противоречащие принципу неопределенности Гейзенберга.

Чтобы проверить идеи Леггетта – Гарга, в ряде экспериментов были проверены LGI. Почти все использовали микроскопические системы, включая одиночные фотоны [3 – 6], один фотон в макроскопической квантовой памяти [7], дефекты в алмазах [8, 9], ядерные спины [10 – 13] и холодные атомы [14]. Обзор приведен в [15]. На сегодняшний момент в двух экспериментах LGI проверялись на макроскопических системах вне режима одиночного возбуждения: это эксперимент Palacios-Laloy et al. [16] и Groen et al. [17]. Эти эксперименты

использовали сверхпроводящие кубиты и показали значительное нарушение неравенства типа LG для слабых измерений [18, 19].

Поскольку непрерывные слабые измерения записывают колебания между двумя сопряженными переменными, они возмущают обе переменные в течение мультициклового измерения. Это гарантирует возмущение и открывает “ловушка неточности” [20]: макрореалист может интерпретировать нарушение LGI как обусловленное неидеальностью (сравнительно с MR) измерений. Как аргументировали Wilde и Mizel (WM) [20], ловушка неточности не может быть преодолена, но можно побудить макрореалиста реинтерпретировать неправдоподобные сценарии, в которых ловушка неточности является незначительной, исключая LGI тест. WM рассматривали идеальные проективные измерения, которые могут быть хорошо аппроксимированы только для микроскопических физических величин. QND-измерение является практической альтернативой, подходящей для макроскопических величин. Некоторое QND-измерение имеет характеризуется как неопределенностью при измерении, так и возмущением (измеряемой переменной) близки к стандартному квантовому пределу (или ниже его) [21]. Оригинальные детекторы, предложенные для детектирования механических осцилляций в гравитационной волне, точно определяющие QND-измерение, были продемонстрированные в оптических [21] и в атомных [23] системах.

В данной работе показывается, что, в противоположность предшествующим подходам, QND-измерения могут обеспечить проверку макроскопической системы по сравнению с истинным LGI, т.е. в отсутствие дополнительных допущений. Этот подход близко напоминает оригинальное предложение Леггетта – Гарга и максимально ограничивает ловушку неточности. Используя формализм коллективных квантовых переменных [24, 25], предсказывается нарушение для реалистических экспериментальных параметров [25, 26], с возможностью прямого расширения анализа для других макроскопических систем, вплоть до обычных масштабов [27]. Это опровергает хорошо известную гипотезу [28], согласно которой нарушение LGI в макроскопической системе требует большой вычислительной сложности и, таким образом, вряд ли подходящие системы существуют в природе (см. также [29, 30]). Это также расширяет предыдущие исследования, основанные на QND-измерениях для проверки LG-неравенств [31, 32], которые выявили отсутствие нарушения LGI в протоколе с тремя измерениями, и это явно показывает фундаментальное различие между темпоральной (Леггетт – Гарг) и пространственной (Белл) неклассичностью в макроскопическом пределе [33]. Расчетный метод авторов позволяет ясно отличить входные возмущения, например, вызванные спонтанным рассеянием, от существенных возмущений, обусловленных квантовой обратной связью. Ловушка неточности может быть обойдена, как у WM, и, таким образом, склонить макрореалиста к позиции, очень напоминающей квантовую механику.

### *Неравенства Леггетта – Гарга (LGI)*

Простейшие LGI [2, 15] рассматривают корреляционные функции между двумя моментами времени  $C_{ij} = \langle Q(t_i)Q(t_j) \rangle$  для наблюдаемой  $Q$ , измеренной в моменты времени  $t_i$  и принимающей дискретные значения  $Q(t) = \pm 1$  [2] или, иначе, ограниченные диапазоном  $[-1, 1]$  [18] (ср. рис. 1). В силу гипотезы MR, корреляции подчиняются

$$K_3 \equiv C_{21} + C_{32} + C_{31} + 1 \geq 0, \quad (1)$$

тогда как квантовая система может показать  $K_3 = -1/2$  в случае двухуровневой системы [2] и может выявить алгебраическую границу  $K_3 = -2$  для бесконечного числа уровней [34, 35]. Уравнение (1) может быть обобщено до класса неравенства с  $n$  измерениями в разные моменты времени [36], именно,

$$K_n \equiv \sum_{1 \leq j < i \leq n} \langle Q_i Q_j \rangle + \left\lfloor \frac{n}{2} \right\rfloor \geq 0, \quad (2)$$

где  $[n]$  обозначает целую часть  $n$ . Такие неравенства соответствуют граням многогранника Леггетта – Гарга и, следовательно, обеспечивают оптимальное различение неклассических корреляций [37, 38].

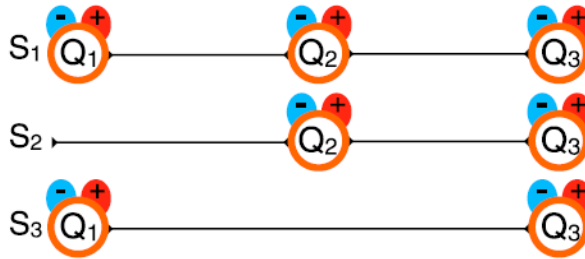


Рисунок 1 (цветной). Схематическое представление теста Леггетта – Гарга. Наблюдаемая  $Q$  измеряется в различные моменты времени  $t_i$  (представленные на горизонтальной оси) и дает значения  $Q_i$ . Макрореализм предполагает неинвазивные измерения, откуда следует, что корреляции, например,  $C_{13} = \langle Q_1 Q_3 \rangle$  равны независимо от того, в какой последовательности они были получены.  $S_1$  и  $S_3$ , которые отличаются наличием или отсутствием  $Q_2$ , дают одно и то же значение  $C_{13}$  в макрореализме, но не в квантовой механике. LGI может детектировать нарушения макрореализма с использованием экспериментально наблюдаемых корреляций.

### QND-измерение

Идеальное QND-измерение [21, 22] представляет собой косвенное измерение переменной  $P_S$ , выполненное благодаря связыванию “системы” (S) с измерителем (M) через гамильтониан взаимодействия  $H_{int} = P_S P_M$ , где  $P_{S,M}$  - сопряженные импульсы к  $X_{S,M}$  соответственно. Эта связь накладывает на поведение  $X_M$  информацию относительно  $P_S$ , не возмущая  $P_S$ , который коммутирует с  $H_{int}$ . Затем выполняется сильное, прямое измерение над  $X_M$ , предоставляющее информацию о  $P_S$ . Это сохраняет систему в состоянии с пониженной неопределенностью в  $P_S$ . Напротив, QND-взаимодействие выводит обратное воздействие на сопряженную переменную  $X_S$ , увеличивая ее неопределенность.

Для атомных ансамблей, исследуемых светом вблизи резонанса, были предложены подробные и точные модели QND-измерений, включая реалистические модели для возмущений, индуцированных измерением, [25, 39]. Мы используем формализм коллективных квантовых переменных, введенный в [24] и расширенный в [25, 40]. Тот же формализм может быть использован для других макроскопических систем [24].

Атомные системы, которые здесь рассматриваются, состоят из  $N_A$  атомов со спином 1, описываемых коллективным вектором спина  $\mathbf{J}$  с компонентами  $J_k \equiv \sum_l j_k^{(l)}$ , где  $\mathbf{j}^{(l)}$  – полный угловой момент  $l$ -го атома. Зондирующий свет, или “измеритель”, представляет собой импульсы из  $N_L$  фотонов;  $i$ -ый импульс описывается вектором Стокса  $\mathbf{S}^{(i)}$  с компонентами  $S_k = \frac{1}{2}(a_L^\dagger, a_R^\dagger)\sigma_k(a_L, a_R)^T$ , где  $\sigma$  – матрицы Паули. Система плюс измеритель описываются вектором наблюдаемых  $\mathbf{V} = (\mathbf{J}, \mathbf{S}^{(1)}, \dots, \mathbf{S}^{(n)})$ , где  $n$  – полное число световых импульсов.

Начальное состояние полностью  $x$ -поляризовано, т.е.  $\langle J_x \rangle = N_A$  и  $\langle S_x^{(i)} \rangle = N_L/2$ . Компоненты  $J_y, J_z$  углового момента и компоненты  $S_y, S_z$  вектора Стокса в среднем равны нулю и, вследствие больших значений  $N_A \sim 10^6$  и  $N_L \sim 10^8$  имеют практически гауссово распределение. В этом смысле мы используем макроскопическое число фотонов для измерения над макроскопическим числом атомов. Мы можем, таким образом, описать полное состояние, используя среднее  $\langle \mathbf{V} \rangle$  и матрицу ковариантности [24, 25, 40, 41]

$$\Gamma_{ij} \equiv \frac{1}{2} \langle V_i V_j + V_j V_i \rangle - \langle V_i \rangle \langle V_j \rangle. \quad (3)$$

Свободная динамика под действием магнитного поля вдоль оси  $x$  приводит к эволюции

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{J} \rangle &\mapsto \langle \mathbf{J}_\theta \rangle = R_x(\theta) \langle \mathbf{J} \rangle, \\ \Gamma_{\mathbf{J}} &\mapsto \Gamma_{\mathbf{J}_\theta} = R_x(\theta) \Gamma_{\mathbf{J}} R_x(\theta)^T, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\theta \equiv \kappa B \Delta t$  – угол поворота атомов за время  $\Delta t$ , определяемое константой  $\kappa \equiv -\mu_B g_F$  связи между атомами и магнитным полем с амплитудой  $B$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g_F$  – множитель Ланде;  $\Gamma_{\mathbf{J}}$  обозначает чисто атомную часть ковариационной матрицы, а  $R_x(\theta)$  – матрица, описывающая вращение вокруг оси  $J_x$ . Измерение заключается в пропускании через атомы светового импульса, короткого по сравнению со временем ларморовой прецессии. Фарадеевское вращение, обусловленное гамильтонианом QND-взаимодействия  $H_{\text{int}} = g S_z J_z$ , “записывает” мгновенное значение  $J_z$  на свет, которое (в приближении малых углов) определяется соотношениями

$$S_y^{(\text{out})} = S_y^{(\text{in})} + g J_z^{(\text{in})} S_x^{(\text{in})}, \quad (5a)$$

$$J_y^{(\text{out})} = J_y^{(\text{in})} + g J_x^{(\text{in})} S_z^{(\text{in})}, \quad (5b)$$

где  $g$  – константа связи.  $J_z$  и  $S_z$ , коммутирующие с  $H_{\text{int}}$ , не изменяются. Нужный гамильтониан получен за счет динамической развязки [23, 42] и двухцветного зондирования [43].

С помощью линейных операторов (5a) и (5b) среднее значение ковариационная матрица преобразуются к виду

$$\langle \mathbf{V} \rangle \mapsto M_Q \langle \mathbf{V} \rangle, \quad \Gamma \mapsto M_Q \Gamma M_Q^T, \quad (6)$$

где матрица  $M_Q$  имеет вид [44]

$$M_Q = \begin{pmatrix} A & B_{\text{at}} \\ B_1 & \mathcal{L} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Матричные элементы  $B_{\text{at}}$  и  $B_1$  соответствуют обратному влиянию взаимодействия на атомы (**J**) и свет (**S**) соответственно, и практически задаются членами, которые умножаются на  $g$ , в уравнениях (5a) и (5b). В реалистической ситуации, например, при конечной оптической толщине (OD), мы должны учитывать потери и декогеренцию из-за нерезонансного рассеяния QND-зондирующего света. Как обсуждается в [25], если доля  $1-\chi$  от  $N_A$  атомов рассеивает фотон, то это изменяет разброс квантовых компонент  $y$  и  $z$  как

$$\Gamma_J \mapsto \chi^2 \Gamma_J + N_A(1-\chi) \left( \frac{\chi}{2} + \frac{2}{3} \right) \mathbf{1}. \quad (8)$$

Заметим, что для константы  $g, \chi \rightarrow 1$  (т.е. не рассеянного шума) по мере того, как  $OD \rightarrow \infty$ . Повторное применение этого правила преобразования дает (**J**) и  $\Gamma_J$ , описывающие теперь-коррелированные системы после всех импульсов, которые прошли через ансамбль. Через уравнение (5a) переменные  $S_y^{(i)}$  измерителя могут считаться коррелированными результатами измерения над системой переменной  $J_z(t_i)$  в моменты времени  $t_i$ .

#### Применение к неравенствам Леггетта – Гарга

$n$  результатов  $\mathbf{y} \equiv (y_1, \dots, y_n) = (S_y^{(1)}, \dots, S_y^{(n)})$  распределены согласно распределению функции плотности вероятности Гаусса

$$\Pr(\mathbf{y}) = G_{\Gamma_y}^{(n)}(\mathbf{y}) = \frac{\exp[-(\mathbf{y} - \boldsymbol{\mu})^T \Gamma_y^{-1} (\mathbf{y} - \boldsymbol{\mu})]}{\sqrt{(2\pi)^n \det \Gamma_y}}, \quad (9)$$

со средним  $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{0}$ , где  $\Gamma_y$  - ковариационная матрица, описывающая  $\mathbf{y}$  [45].

Как и в оригинальной статье Леггетта, мы определяем дихотомическую переменную  $Q(t_i) \equiv \text{sgn}(y_i)$  [46]. Корреляторы  $C_{ij}$  могут быть оценены на основании 2 x 2 ковариационной матрицы

$$\Gamma_{y_{ij}} = \begin{pmatrix} A & B \\ B & C \end{pmatrix}$$

полученной в качестве субматрицы  $\Gamma_y$ , описывающей измеряемые импульсы  $S_y^{(i)}, S_y^{(j)}$ . В частности,  $C_{ij} = (1 - 2\alpha/\pi) \text{sgn}(B)$ , где  $\alpha = \arctan(\sqrt{AC/B^2 - 1})$ .



## Результаты

Предсказываемые LGI результаты показаны на рис. 2, где авторы оценивают последовательности с  $n = 3, 5, 7$  и  $9$  измерениями. Для прямого сравнения этих случаев рассмотрим уменьшенный параметр Леггетта – Гарга  $K'_n \equiv K_n/[n/2]$ , заметив, что  $K'_3 = K_3$ . Мы оцениваем  $K'_{3-9}$ , учитывая декогеренцию и потери в соответствии с уравнением (8). Для простоты рассматривается случай одинаково задержанных измерений, т.е. угол поворота  $\theta$  между каждыми  $n$  измерениями.

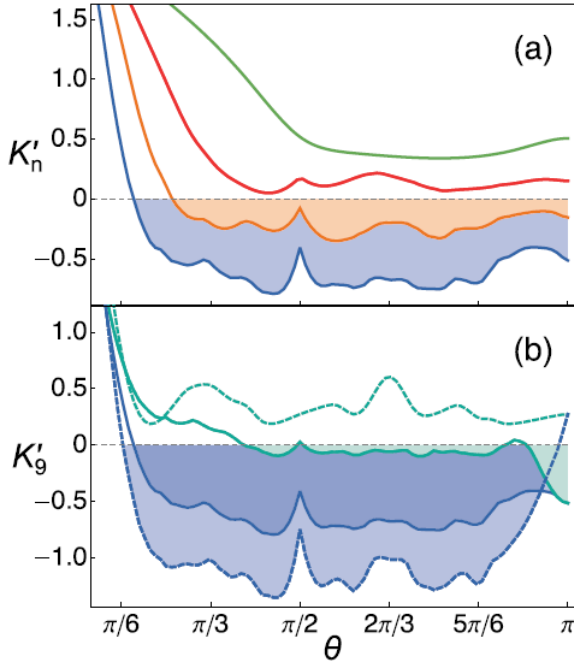


Рисунок 2 (цветной). Числовая оценка редуцированных неравенств Леггетта – Гарга в зависимости  $\theta$ .

(a)  $K'_n$  для (снизу доверху)  $n=3, 5, 7, 9$  в присутствии рассеяния.

(b) Числовая оценка  $K'_9$ . Две нижние синие (под зелеными) кривые являются результатом (в отсутствие, т.е. при  $B_{\text{at}} = 0$ ) при обратном влиянии в уравнении (7). Сплошные (пунктирные) линии соответствуют рассеянию (отсутствию рассеяния). Все графики получены с использованием одинаковых параметров, взятых из [25] (см. в тексте).

Использовались реалистичные параметры:  $g = 10^{-7}$ ,  $N_A = 10^6$ ,  $N_L = 5 \times 10^8$  и  $\chi = \exp[-\eta N_L]$ , где  $\eta = 0.5 \times 10^{-9}$  [25]. Для протокола  $n=3$  нет нарушений; нарушение появляется при  $n=5$ , но только при очень низких  $\eta$ , ниже текущих экспериментальных значений (не показаны). При  $n=7$  и  $n=9$  нарушение неравенств Леггетта – Гарга достигается при реалистических значениях параметров (см. рис. 2). На рис. 2b мы сравниваем случай  $n=9$  с (и без) потерями и шумом, возникающим при нерезонансном рассеянии. Заметим, что для большинства  $\theta$  эффект нежелательного рассеяния состоит в снижении наблюдаемого нарушения. Напротив, для  $\theta \approx \pi$  рассеяние увеличивает нарушение или может породить кажущееся нарушение, которое отсутствует при идеальном измерении (т.е. при  $\eta = 0$ ).

Вышеприведенные тесты вовлекают большой ряд корреляционных членов (например, 21 при вычислении  $K_7$ ). Мы можем значительно упростить протокол и снизить число измерительных последовательностей путем рассмотрения в точности троек  $\{Q_a, Q_b, Q_c\}$ , извлеченных из схемы  $n$ -измерений, и соответствующих корреляторов, а именно

$$K_3 = C_{ab} + C_{bc} + C_{ac} + 1 \geq 0. \quad (10)$$

Мы вычисляем наилучшее доступное значение  $K_3$ , оптимизируя по всем возможным тройкам и всем возможным последовательностям, поскольку из

макрореалистической перспективы, возможные дополнительные измерения не имеют эффекта. Эти результаты представлены на рис. 3, где можно видеть, что нарушение неравенства (10) возможно, особенно вблизи точек  $\theta = \pi/2$  и  $\theta = \pi/3$ . Оптимальная последовательность из семи измерений при  $\theta = \pi/2$  также изображена на рис. 3. Для идеального QND-измерения мы должны получить  $C_{35} = C_{57} = -1$  при  $C_{37} < 1$  из-за различных выпадающих измерений, выполненных между  $Q_3$  и  $Q_7$ , которые декоррелируют при двух измерениях и приводят к нарушению LGI. В сравнении с 7-точечным измерением рис. 2 этот протокол показывает меньшее нарушение, но и требует меньшую последовательность измерений, и использует более простую корреляционную функцию, что потенциально приводит к большей робастности при наличии экспериментальных неопределенностей.

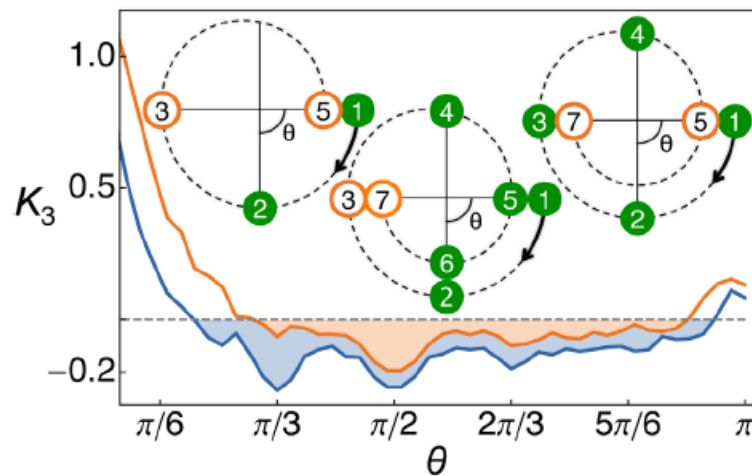


Рисунок 3 (цветной). Трехточечные нарушения с более длинными измерительными последовательностями. Верхняя и нижняя кривые показывают  $K_3$  от  $\theta$  для оптимальных семи- и девяти- последовательностей соответственно. Оба графика получены при  $N_L = 5 \times 10^8$  с учетом рассеяния и потерь. Спираль иллюстрирует оптимальные последовательности в протоколе семи измерений с задержкой  $\theta = \pi/2$ , где  $K_3 = C_{35} + C_{37} + C_{57} + 1$ . Оранжевые кружки без заливки указывают измерения, использованные для расчета корреляторов в  $K_3$ ; зеленые кружки с заливкой указывают измерения выполненные, но отвергнутые.

### Классические эффекты по сравнению с квантовыми

При квантовой интерпретации мы можем поинтересоваться, является ли свидетельство нарушения LGI собственно квантовым эффектом или обусловлено классической инвазивностью (неаккуратностью) измерения. Имеются две составляющие, которые вносят вклад в это нарушение: рассеяние и квантовое обратное влияние на измерение  $J_y$ . Нарушение вблизи  $\theta = \pi$  может быть легко объяснено в терминах классической инвазивности измерения: измерения при углах  $\theta \approx \pi$ , которые должны быть идеально скоррелированы или антикоррелированы из-за эффектов рассеяния. С другой стороны, квантовое обратное влияние – это собственно квантовый эффект, вытекающий из принципа неопределенности Гейзенберга.

Наш формализм позволяет нам различать между этими двумя вкладами, и мы делаем это, имитируя QND-измерение, где эффект квантового обратного

влияния “выключен”, т.е. при  $B_{at} = 0$ , что соответствует  $J_y^{(out)} = J_y^{(in)}$  в соотношении вход – выход в уравнениях (5a) и (5b).

Результаты в этом последнем случае показаны на зеленых верхних кривых внизу рис. 2b. Эти результаты показывают, что нарушение собственно возникает из-за эффекта квантового обратного влияния в большинстве случаев. Рассеяния оказывается важным только при некоторых специальных фазах и ответственно за существенное нарушение только при  $\theta$ , приближающемся к  $\pi$ .

### *Подавление ловушки неточности*

WM предлагают, в дополнение к проверке LGI, выполнять вспомогательные измерительные последовательности, которые доказывают, что индивидуальные измерения являются невозмущающими [20], и описывают подходящие последовательности для проективных измерений над кубитами. Однако проективные измерения являются нереалистическими в макроскопическом контексте. Мы теперь показываем, что даже непроективные QND-измерения, как можно доказать, будут невозмущающими; см. также [23, 44].

Рассмотрим два идентичных неразрушающих измерения в быстрой последовательности, т.е. в отсутствие эволюции между ними. Если статистика первого и второго измерений согласована, то первое измерение не может внести возмущение в систему. Мы проиллюстрируем это линейными измерениями  $J_z$  с известным коэффициентом усиления  $g$ , что описывается как  $S_y^{(out)} = n + gJ_z^{(in)}$  и  $J_z^{(out)} = J_z^{(in)} + d$ , где случайные переменные  $n$  и  $d$  являются отсчетами шума и возмущения в  $J_z$  соответственно. Рассмотрим два идентичных измерения в быстрой последовательности, легко показать, что  $\langle S_y^{(2)} - S_y^{(1)} \rangle = \langle d \rangle$  и  $\text{var}(S_y^{(2)}) - \text{var}(S_y^{(1)}) = g^2 \text{var}(d)$ , что предусматривает готовые оценки  $\langle d \rangle$  и  $\text{var}(d)$ . Обе эти оценки стремятся к нулю для QND-измерений в пределе больших OD (в “идеальном случае” рис. 2) [47]. Таким образом, в отношении макрореализма возможно продемонстрировать, что QND-измерение не возмущает  $J_z$ .

В сочетании с нарушением LGI это стягивает макрореализм в небольшую точку, требующую чего-то вроде “конспирологического измерения” (по словам WM) для объяснения LGI. Чтобы оставаться в рамках реалистического объяснения, макрореалист должен верить, что имеется условие для системы после QND-измерения. Это очевидным образом вносит изменение в состояние, но не в  $J_z$ ; некоторая другая ортогональная переменная должна измениться. Более того, это возмущение должно увеличивать нарушение LGI, так что это должна быть переменная, которая с течением времени вращается вокруг  $J_z$ . Полагая, что магнитное вращение происходит вокруг оси  $x$ ,  $J_x$  не переходит в  $J_z$ , и возможно только, что это измерение возмущает  $J_y$ . Будучи ортогональным к  $J_z$ , это возмущение не проявляется в быстро повторяющихся измерениях во вспомогательных последовательностях, но становится видимым позже по мере эволюции состояния, приводя к нарушению LGI. Замечательно, что это макрореалистическое объяснение в точности, если не качественно, воспроизводит квантовомеханическое объяснение. Макрореалист должен заново придумать квантовое обратное влияние для описания сомнительной “неточности”.

### *Выводы и обсуждение.*



Мы показали, что квантовые неразрушающие измерения обеспечивают возможность истинной проверки неравенств Леггетта - Гарга для макроскопических систем. Протоколы включают простое приготовление состояний и не более пяти измерений могут нарушить обобщенные LGI, и степень нарушения растет с числом измерений. Используя имитацию ковариационной матрицы, мы можем отличить нарушения, обусловленные квантовым обратным влиянием, от нарушений, связанных со случайными, но неустраняемыми эффектами, например, некогерентным рассеянием. Мы показываем, как QND-измерения могут быть использованы для подавления “ловушки неточности” в макроскопической системе и побудить макрореалиста занять позицию, сильно напоминающую квантовую механику. Стратегия тестирования LGI, описанная здесь, использует только гауссовы состояния и гауссовы измерения, и может быть предсказуемым образом применена к очень большим объектам, таким, как зеркала в интерферометре гравитационных волн [27].

### *Благодарности*

The authors thank A. Asadian, R. Di Candia, C. Emary, M. Kleinmann, F. Martín Ciurana, S. Palacios, F. E. S. Steinhoff, and T. Tufarelli for stimulating discussions. The work was supported by ERC Starting Grants GEDENTQOPT and AQUMET, CHIST-ERA Project QUASAR, MINECO Projects No. FIS2012-36673-C03-03 and No. FIS2011-23520, Catalan 2014-SGR-1295, National Research Fund of Hungary OTKA (Contract No. K83858), Basque Government Project No. IT4720-10, Marie Curie Career Integration Grant 293993/ENFOQI, the FQXi Fund (Silicon Valley Community Foundation), the DFG, and Fundació Privada Cellex.

C. B., G. V., and G. C. contributed equally to this work.

### **Ссылки**

- [1] J. S. Bell et al., *Physics* 1, 195 (1964).
- [2] A. J. Leggett and A. Garg, *Phys. Rev. Lett.* 54, 857 (1985).
- [3] M. E. Goggin, M. P. Almeida, M. Barbieri, B. P. Lanyon, J. L. O’Brien, A. G. White, and G. J. Pryde, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 108, 1256 (2011).
- [4] J.-S. Xu, C.-F. Li, X.-B. Zou, and G.-C. Guo, *Sci. Rep.* 1, 101 (2011).
- [5] J. Dressel, C. J. Broadbent, J. C. Howell, and A. N. Jordan, *Phys. Rev. Lett.* 106, 040402 (2011).
- [6] Y. Suzuki, M. Iinuma, and H. F. Hofmann, *New J. Phys.* 14, 103022 (2012).
- [7] Z.-Q. Zhou, S. F. Huelga, C.-F. Li, and G.-C. Guo, *Phys. Rev. Lett.* 115, 113002 (2015).
- [8] G. Waldherr, P. Neumann, S. F. Huelga, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Phys. Rev. Lett.* 107, 090401 (2011).
- [9] R. E. George, L. M. Robledo, O. J. E. Maroney, M. S. Blok, H. Bernien, M. L. Markham, D. J. Twitchen, J. J. L. Morton, G. A. D. Briggs, and R. Hanson, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 110, 3777 (2013).
- [10] V. Athalye, S. S. Roy, and T. S. Mahesh, *Phys. Rev. Lett.* 107, 130402 (2011).
- [11] A. M. Souza, I. S. Oliveira, and R. S. Sarthour, *New J. Phys.* 13, 053023 (2011).
- [12] G. C. Knee, S. Simmons, E. M. Gauger, J. J. L. Morton, H. Riemann, N. V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, K. M. Itoh, M. L.W. Thewalt, Briggs, and S. C. Benjamin, *Nat. Commun.* 3, 606 (2012).
- [13] H. Katiyar, A. Shukla, K. R. K. Rao, and T. S. Mahesh, *Phys. Rev. A* 87, 052102 (2013).

- [14] C. Robens, W. Alt, D. Meschede, C. Emary, and A. Alberti, *Phys. Rev. X* **5**, 011003 (2015).
- [15] C. Emary, N. Lambert, and F. Nori, *Rep. Prog. Phys.* **77**, 016001 (2014).
- [16] A. Palacios-Laloy, F. Mallet, F. Nguyen, P. Bertet, D. Vion, D. Esteve, and A. N. Korotkov, *Nat. Phys.* **6**, 442 (2010).
- [17] J. P. Groen, D. Ristè, L. Tornberg, J. Cramer, P. C. de Groot, T. Picot, G. Johansson, and L. DiCarlo, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 090506 (2013).
- [18] R. Ruskov, A. N. Korotkov, and A. Mizel, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 200404 (2006).
- [19] N. S. Williams and A. N. Jordan, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 026804 (2008).
- [20] M. M. Wilde and A. Mizel, *Found. Phys.* **42**, 256 (2012).
- [21] P. Grangier, J. A. Levenson, and J.-P. Poizat, *Nature (London)* **396**, 537 (1998).
- [22] V. B. Braginsky, Y. I. Vorontsov, and K. S. Thorne, *Science* **209**, 547 (1980).
- [23] R. J. Sewell, M. Napolitano, N. Behbood, G. Colangelo, and M.W. Mitchell, *Nat. Photonics* **7**, 517 (2013).
- [24] L. B. Madsen and K. Mølmer, *Phys. Rev. A* **70**, 052324 (2004).
- [25] G. Colangelo, R. J. Sewell, N. Behbood, F.M. Ciurana, G. Triginer, and M.W. Mitchell, *New J. Phys.* **15**, 103007 (2013).
- [26] M. Kubasik, M. Koschorreck, M. Napolitano, S. R. de Echaniz, H. Crepaz, J. Eschner, E. S. Polzik, and M.W. Mitchell, *Phys. Rev. A* **79**, 043815 (2009).
- [27] LIGO Scientific Collaboration, *New J. Phys.* **11**, 073032 (2009).
- [28] J. Kofler and Č. Brukner, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 090403 (2008).
- [29] T. Wang, R. Ghobadi, S. Raeisi, and C. Simon, *Phys. Rev. A* **88**, 062114 (2013).
- [30] H. Jeong, Y. Lim, and M. S. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 010402 (2014).
- [31] T. Calarco and R. Onofrio, *Phys. Lett. A* **198**, 279 (1995).
- [32] T. Calarco and R. Onofrio, *Appl. Phys. B* **64**, 141 (1997).
- [33] R. Ramanathan, T. Paterek, A. Kay, P. Kurzyński, and D. Kaszlikowski, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 060405 (2011).
- [34] C. Budroni, T. Moroder, M. Kleinmann, and O. Gühne, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 020403 (2013).
- [35] C. Budroni and C. Emary, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 050401 (2014).
- [36] D. Avis, P. Hayden, and M. M. Wilde, *Phys. Rev. A* **82**, 030102 (2010).
- [37] Quantum Probability—Quantum Logic, edited by I. Pitowsky, Lecture Notes in Physics (Springer-Verlag, Berlin, 1989), Vol. 321.
- [38] M. M. Deza and M. Laurent, Geometry of Cuts and Metrics, Algorithms and Combinatorics (Springer-Verlag, Berlin, 1997), Vol. 15.
- [39] B. Q. Baragiola, L. M. Norris, E. Montañó, P. G. Mickelson, P. S. Jessen, and I. H. Deutsch, *Phys. Rev. A* **89**, 033850 (2014).
- [40] M. Koschorreck and M.W. Mitchell, *J. Phys. B* **42**, 195502 (2009).
- [41] G. Giedke and J. I. Cirac, *Phys. Rev. A* **66**, 032316 (2002).
- [42] M. Koschorreck, M. Napolitano, B. Dubost, and M.W. Mitchell, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 093602 (2010).
- [43] M. Saffman, D. Oblak, J. Appel, and E. S. Polzik, *Phys. Rev. A* **79**, 023831 (2009).
- [44] M.W. Mitchell, M. Koschorreck, M. Kubasik, M. Napolitano, and R. J. Sewell, *New J. Phys.* **14**, 085021 (2012).
- [45] It is worth recalling that, in this approximation, the outcomes have a continuous and unbounded spectrum  $y \in \mathbb{R}$ , although the total angular momentum is discrete and bounded.
- [46] The literature contains different notions of coarse graining [28–30,35]. We note that our procedure of splitting the range of  $y$  into two regions is precisely that of the original LG proposal [2].
- [47] The vanishing of  $d$  implies low damage, not high measurement resolution. The case of finite optical depth will be treated in a separate publication.

