О передаче квантовой информации на большие расстояния

Алтайский М.В.

ИКИ РАН
2017

Классическая механика vs Квантовая механика

Фазовое пространство

Классическая механика

Гамильтониан $H = H(p, q)$

$$\dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p}, \dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q}$$
$$q = q(t), p = p(t)$$
$$q(0) = q_0, p(0) = p_0$$

Наблюдаемые A(t) = A[q(t),p(t)]

У каждой частицы существует траектория. Координата и импульс могут быть измерены одновременно. Измерение не меняет состояния системы.

Пространство состояний

Квантовая механика

Волновая функция $\Psi = \Psi(q, t)$
Гамильтониан – оператор эволюции (уравнение Шредингера):

$$\imath\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi, H(p, q) \to \hat{H}(\hat{p}, \hat{q})$$

Наблюдаемым величинам соответствуют эрмитовы операторы:

$$q \to \hat{q} = q, p \to \hat{p} = -\imath\hbar\frac{\partial}{\partial q}, \ldots$$

Все это произошло из представления о волновой природе электрона:

$$\Psi \sim e^{-\frac{\imath}{\hbar}Et + \frac{\imath}{\hbar}kx}$$

Наблюдаемые

Каждой физически измеримой величине соответствует эрмитов оператор. Состояние $|\phi_i\rangle$ называется собственным состоянием оператора $\hat{A}$, если при измерении величины A в состоянии $|\phi_i\rangle$ всегда получается одно и то же значение a_i: $\hat{A}|\phi_i\rangle = a_i|\phi_i\rangle$; в остальных случаях с различной вероятностью получаются различные значения.

Принцип суперпозиции

Если $|a\rangle$ и $|b\rangle$ – два допустимых состояния системы, то любая их линейная комбинация $|\psi\rangle = \alpha|a\rangle + \beta|b\rangle$ – также допустимое состояние. При этом $\alpha, \beta \in \mathbb{C}, |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$

Вероятность найти частицу в интервале Δq определяется квадратом волновой функции

$$P(q, \Delta q, t) = \int_{q-\frac{\Delta q}{2}}^{q+\frac{\Delta q}{2}} |\Psi(x,t)|^2 dx, \quad \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x,t)|^2 dx = 1$$

Оператор эволюции

Если в состоянии $|\phi_i\rangle$ система обладает фиксированной энергией ε_i (речь идет об изолированных системах), то $\hat{H}|\phi_i\rangle = \varepsilon_i|\phi_i\rangle$ то согласно уравнению Шредингера: $|\psi_i(t)\rangle = e^{-\frac{\imath}{\hbar}\varepsilon_i t}|\phi_i(0)\rangle$
Эволюция произвольного состояния $|\Psi\rangle$ со временем определяется унитарным оператором $\hat{U}(t) = e^{-\frac{\imath}{\hbar}t\hat{H}}$: $\quad |\Psi(t)\rangle = \hat{U}(t)|\Psi(0)\rangle$
При унитарной эволюции вероятности сохраняются

$$\langle\Psi(t)|\Psi(t)\rangle = \langle\Psi(0)|\Psi(0)\rangle, \quad \hat{U}(t)\hat{U}^\dagger(t) = 1$$

Измерение

Квантовые системы могут испытывать два вида эволюции:

1. Унитарную эволюцию со временем $|\Psi(t)\rangle = \hat{U}(t)|\Psi(0)\rangle$
2. Не унитарную редукцию вектора состояния $|\Psi\rangle = \sum_i \alpha_i|a_i\rangle$ к одному из допустимых состояний $|a_k\rangle$ в процессе наблюдения, описываемого проекционным оператором $\hat{\mathrm{P}}_k \equiv |a_k\rangle\langle a_k|$. После наблюдения : $\alpha_i = \delta_{ik}$

Теория измерения фон Неймана

- Взаимодействие системы с измерительным прибором описывается гамильтонианом $H_{int} = O_S B_A$
- До измерения между системой (S) и прибором (A) не было корреляций:
  $|\psi\rangle_S \otimes |\xi\rangle_A = (c_a|\psi_a\rangle_S + c_b|\psi_b\rangle_S) \otimes |\xi\rangle_A$
- Взаимодействие между системой и прибором таково, что оно приводит к скачкобразной, неунитарной, эволюции:

$$|\psi_a\rangle_S \otimes |\xi\rangle_A \to |\psi_a\rangle_S \otimes |\xi_a\rangle_A$$
$$|\psi_b\rangle_S \otimes |\xi\rangle_A \to |\psi_b\rangle_S \otimes |\xi_b\rangle_A$$

- Эволюция является линейной:

$$\underbrace{(c_a|\psi_a\rangle_S + c_b|\psi_b\rangle_S) \otimes |\xi\rangle_A}_{pure} \to \underbrace{c_a|\psi_a\rangle_S \otimes |\xi_a\rangle_A + c_b|\psi_b\rangle_S \otimes |\xi_b\rangle_A}_{entangled}$$

- Предположение о классичности прибора приводит к конкретному результату измерения

Кубит: квантовая система с двумя состояниями

Кубит

$$|\psi\rangle = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle,$$
$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

Удобно использовать двумерные обозначения

$$|\uparrow\rangle = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}, \quad |\downarrow\rangle = \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix},$$

связав эволюцию кубита с вращениями $SU(2)$ в двумерном комплексном пространстве.

В качестве кубитов используют спины, магнитные потоки, возбужденные состояния, поляризацию фотонов

Два кубита

Если кубиты не взаимодействуют между собой то можно просто взять произведение:

$$\begin{aligned}|\Psi_1\rangle|\Psi_2\rangle = \ & \alpha_1\alpha_2|\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 + \alpha_1\beta_2|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 \\ + \ & \alpha_2\beta_1|\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 + \beta_1\beta_2|\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2\end{aligned}$$

Если кубиты взаимодействуют, то состояние системы двух кубитов может и не быть произведением состояний отдельных кубитов. В этом случае состояние называют запутанным (entangled).

Простейшим примером запутанного состояния является синглет:

$$|\Psi\rangle = \frac{|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}$$

Квантовые вычисления

Квантовый регистр

$$|\psi\rangle^{reg} = c_0|0,\ldots,0,0\rangle + c_1|0,\ldots,0,1\rangle + c_2|0,\ldots,1,0\rangle + \ldots$$

Основное преимущество квантовых вычислений состоит в одновременной (параллельной) обработке всех возможных квантовых состояний регистра

$$|a_N \ldots a_1\rangle \equiv |a_N\rangle \otimes \ldots \otimes |a_1\rangle, \quad a_i = 0,1$$

Благодаря этому, экспоненциально сложные задачи (e^N) могут быть решены за полиномиальное N^m время.
Квантовое вычисление включает три этапа:

1. Приготовление начального состояния (измерение)
2. Унитарная эволюция квантового регистра
3. Измерение конечного состояния

Унитарная эволюция любой подсистемы кубитов, входящих в квантовый регистр, осуществляется с помощью системы квантовых гейтов (квантовых схем). Квантовые гейты являются обратимыми.

Квантовые компьютеры

Классический компьютер

оперирует двумя булевыми состояниями 0 и 1. После каждого шага вычислений состояние компьютера полностью определено

Квантовый компьютер

может находиться в произвольной линейной суперпозиции своих состояний

- Различные пути вычислительной эволюции могут усиливать или гасить друг друга, в зависимости от соотношения фаз
- Entanglement (C.Bennet): некоторым состояниям системы как целого могут не соответствовать конкретные состояния ее частей
- Nonclonability: Неизвестное квантовое состояние не может быть скопировано

$b^x \mathrm{mod} m = y$

Алгоритм Шора

Определение периода функции, факторизация $e^N \to O(N^P)$

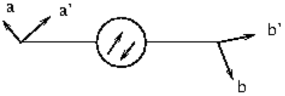
$f(x + r) = f(x)$, инициализируем регистр из $2n$ кубитов $\frac{1}{\sqrt{\omega}} \sum_{x=0}^{\omega-1} |x\rangle|0\rangle$, $\omega = 2^n$, после чего применим $f(\cdot)$ к регистру y: $\frac{1}{\sqrt{\omega}} \sum_{x=0}^{\omega-1} |x\rangle|f(x)\rangle$. Проведем теперь измерение по базису y - получим фиксированное значение $f = u$, при этом в квантовой суперпозиции останутся только члены вида $\frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{j=0}^{M-1} |d_u + jr\rangle|u\rangle$. Теперь применяем БПФ по аргументу x: $U_F|x\rangle = \frac{1}{\sqrt{\omega}} \sum_{k=0}^{\omega-1} e^{\imath 2\pi kx/\omega}|k\rangle$ В результате получится:

$$U_F \frac{1}{\sqrt{\omega/r}} \sum_{j=0}^{\omega/r-1} |d_u + jr\rangle|u\rangle = \frac{1}{\sqrt{r}} \sum_k \tilde{f}(k)|k\rangle$$

$|\tilde{f}(k)| = 1$ если k кратно ω/r; и нуль в остальных случаях

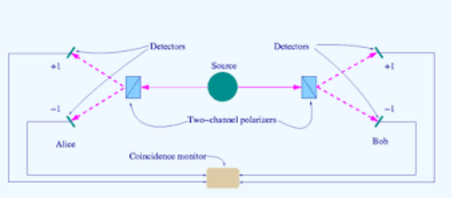
Einstein, Podolsky, Rosen *Phys. Rev.* **47**(1935)777

Теорема Белла:
Случайным образом выбираются оси и измеряются проекции спина на них



$$\hat{a} = \frac{2}{\hbar}\vec{S}_A \cdot \vec{a}, \qquad \langle \hat{a} \rangle = \pm 1$$
$$\hat{a}' = \frac{2}{\hbar}\vec{S}_A \cdot \vec{a}', \qquad \langle \hat{a}' \rangle = \pm 1$$

Если предположить, что проекции спина на оси a и a' одновременно имеют хоть какие-нибудь значения, то вероятность регистрации события определяется плотностью вероятности $p(a, a', b, b')$.



Для доказательства неравенства Белла вводят функцию $\hat{f} := (\hat{a} + \hat{a}')\hat{b} - (\hat{a} - \hat{a}')\hat{b}'$, для которой

$$\langle \hat{f} \rangle = \sum p(a, a', b, b') f \leq 2,$$

а следовательно (CHSH)

$$\langle ab \rangle + \langle a'b \rangle - \langle ab' \rangle + \langle a'b' \rangle \leq 2$$

Clauser, Horne, Shimony, Holt *PRL* **23** (1969) 880

Согласно квантовой механике, квантовая система до измерения не находится ни в каком конкретном состоянии – имеется лишь суперпозиция состояний. Выбирая направления

$$\vec{a} = \vec{e}_z, \vec{a}' = \vec{e}_x, \qquad \vec{b} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_z + \vec{e}_x), \vec{b}' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_z - \vec{e}_x)$$

можно рассчитать величину $\langle\psi|\hat{a}\otimes\hat{b}|\psi\rangle$ для синглетного состояния $|\psi\rangle = \frac{|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}$. Действуя таким образом, получим:

$$\begin{aligned} \hat{a}\otimes\hat{b}|\uparrow\rangle_A|\downarrow\rangle_B &= |\uparrow\rangle_A \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\rangle_B - |\uparrow\rangle_B) \\ \hat{a}\otimes\hat{b}|\downarrow\rangle_A|\uparrow\rangle_B &= -|\downarrow\rangle_A \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(-|\uparrow\rangle_B - |\downarrow\rangle_B) \end{aligned}$$

это дает $\langle a'b\rangle = \langle a'b'\rangle = \langle ab\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \langle ab'\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}$, откуда $\langle ab\rangle + \langle a'b\rangle - \langle ab'\rangle + \langle a'b'\rangle = 2\sqrt{2}$, что и наблюдалось в эксперименте

Классическое измерение не меняет состояние измеряемого объекта, квантовое меняет:

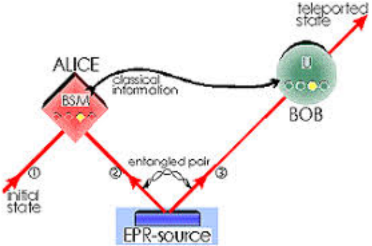
$$\mathrm{P}_i = |a_i\rangle\langle a_i|, \langle a_i|a_k\rangle = \delta_{ik}$$

$$\mathrm{P}_i|\psi\rangle = \mathrm{P}_i(\sum_k \psi_k|a_k\rangle) = \psi_i|a_i\rangle$$

No-cloning theorem

Неизвестное квантовое состояние нельзя скопировать, но можно передать

Передача неизвестного квантового состояния называется квантовой телепортацией. Для телепортации неизвестного состояния используют вспомогательную пару кубитов, находящихся в запутанном состоянии, и классический канал связи.



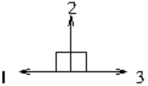
EPR-источник формирует максимально запутанное синглетное состояние из фотонов 2 и 3:

$$\Psi^-_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\leftrightarrow\rangle_2|\updownarrow\rangle_3 - |\updownarrow\rangle_2|\leftrightarrow\rangle_3)$$

Система BSM формирует максимально перепутанное синглетное состояние из фотонов 1 и 2 Ψ^-_{12}. Это происходит путем специфического взаимодействия – измерения.

Bell State Measurement

Квантовая механика утверждает, что как только нам удалось загнать частицы 1 и 2 в состояние Ψ^-_{12}, частица 3 автоматически оказывается в состоянии Ψ_1.



Bell basis

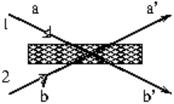
$$|\psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle|b\rangle + |b\rangle|a\rangle)$$

$$|\psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle|b\rangle - |b\rangle|a\rangle)$$

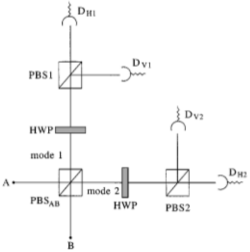
$$|\phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle|a\rangle + |b\rangle|b\rangle)$$

$$|\phi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle|a\rangle - |b\rangle|b\rangle)$$

Polarized beam splitter:



пропускает фотоны с горизонтальной поляризацией; отражает фотоны с вертикальной поляризацией.



Pan, J.W. and Zeilinger, A., Greenberg-Horne-Zeilinger-state analyzer *PRA* **57**(1998)2208

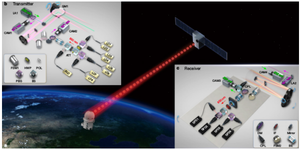
Запутанные состояния на орбите

Micius, Aug 16, 2016

Солнечно-синхронная орбита 500 - 1400 км, вес 635 кг

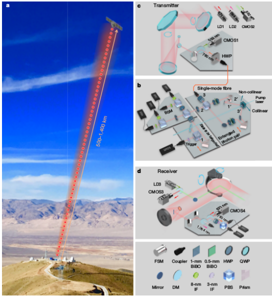
Передатчик на орбите – приемник на Земле

S.-K. Liao, ..., J.-W.Pan, *Nature* **459**(2017)43, doi:10.1038/nature23655



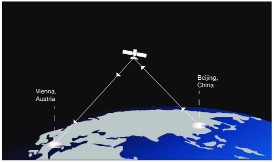
Передатчик на Земле – приемник на орбите

Ji-G.Ren,...,J.-W.Pan, Ground-to-sattellite quantum teleportation, *Nature* **549** (2017) 70, doi:10.1038/nature23675

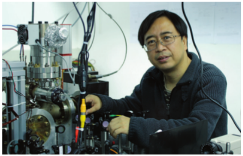


Нужно:

Передатчик на орбите – два приемника на Земле *Nature* **492** (2012) 22; *Nature* **535** (2016) 478



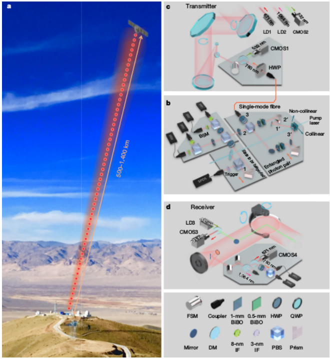
Когда?



Задача телепортации: передача состояния фотона 1 с Земли на спутник.

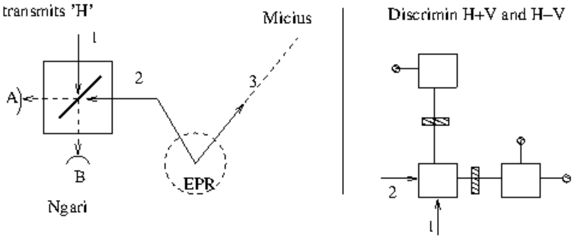
Источник фотонов: Обсерватория Ngari, 5047м, западный Тибет.

Для генерации двух пар (1,1') и (2,3) запутанных фотонов использовался Ti:saphire лазер $\lambda = 390$нм, шириной импульса 160фс, частотой повторения импульсов 80 МГц. Для генерации запутанных фотонов использовались пластинки бората висмута (BiBO): одна пара с коллинеарной параметрической даунконверсией [Д.Н.Клышко, Б.Ф.Полковников, А.Н. Пенин. Параметрическая люминесценция и рассеяние света на поляритонах, *Письма в ЖЭТФ* **11**(1970)11], другая – с ортогональной. Поляризацией фотона 1 управляли с помощью полуволновой (HWP) и четвертьволновой (QWP) пластинок. Фотон 1' использовался для синхронизации.



EPR-пара (2,3) $|\phi^+\rangle_{23} = (|H\rangle_2|H\rangle_3 + |V\rangle_2|V\rangle_3)/\sqrt{2}$ генерировалась с помощью пластин с ортогональной поляризацией. Фотон 3 передавался на спутник с помощью 130мм зеркального телескопа.

Схема эксперимента

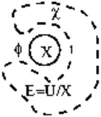


Фотоны 1 и 2 перекрывались на PBS, и отбирались только события, в которых срабатывали оба детектора, A и B. Это возможно только когда либо $|H\rangle_1|H\rangle_2$, либо $|V\rangle_1|V\rangle_2$. Таким образом осуществляется проектирование на подпространство с базисом

$$|\phi^+\rangle_{12} = \frac{|H\rangle_1|H\rangle_2 + |V\rangle_1|V\rangle_2}{\sqrt{2}}, \quad |\phi^-\rangle_{12} = \frac{|H\rangle_1|H\rangle_2 - |V\rangle_1|V\rangle_2}{\sqrt{2}}.$$

В случае, если зарегистрировано ϕ^+_{12}, то фотон 3 на спутнике автоматически оказывается в нужном состоянии (бывшее 1), а если зарегистрировано ϕ^-_{12}, то фазу фотона 3 поворачивают на π.

Открытые квантовые системы



$$|\Psi\rangle = \sum_{i,k} c_{ik}|\phi_i\rangle|\chi_k\rangle$$

ϕ – система, χ – окружение;
Пусть оператор $\hat{A}$ действует только на систему X, тогда

$$\langle A\rangle = \sum_{U\setminus X}\langle\Psi|\hat{A}|\Psi\rangle = \sum c^*_{ls} c_{ik}\delta_{ks}\langle\phi_l|\hat{A}|\phi_i\rangle$$

$$\equiv A_{li}\rho_{il} = \mathrm{Tr}(A\rho)$$

(Предполагается ортогональность квантовых состояний окружения. Распределение Больцмана $\hat{\rho} = e^{-\beta\hat{H}}$)

Матрица плотности

$$\rho_{il} = \sum_k c_{ik} c^\dagger_{kl} = (cc^\dagger)_{il}$$

Уравнение фон Неймана

$$\imath\hbar\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial t} = \hat{H}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{H}$$

Матрица плотности подсистемы получается суммированием по окружению:

$$\rho_A = \mathrm{Tr}_B\rho_{AB}$$

Матрица плотности может быть диагонализована

$$\hat{\rho} = \sum_\alpha |\alpha\rangle p_\alpha\langle\alpha|$$

Декогерентность : потери информации

Релаксация

Нежелательные квантовые переходы, индуцированные влиянием окружения

Декогеренция

Изменение отношения фаз: $|\phi\rangle = \sum_k e^{\imath\alpha_k}|k\rangle$
когеренция – устойчивое отношение фаз

Подпространства свободные от декогеренции (DFS)

Если в системе достаточное число кубитов, то в полном пространстве состояний, могут возникать подпространства свободные от декогеренции – квантовый аналог (медленных) коллективных координат, на которые (быстрый) шум вообще никакого влияния не оказывает. В присутствии общего термостата [P.Zanardi and M.Rasetti *PRL* **79**(1998)3306]:
Симметрия системы позволяет унитарную эволюцию DFS, в то время как остальная часть гильбертова пространства состояний оказывается сильно запутанной с окружением.

Zanardi & Rasetti model

At the beginning of evolution $\rho(t=0)=\rho_S\otimes\rho_B$. The evolution of the whole system is unitary $\rho(t)=U(t)\rho(0)U^\dagger(t)$.
N-qubit system $H_S=\epsilon\sum_{i=1}^N\sigma_i^z$ interacting with phonon bath $H_B=\sum_k\omega_k b_k^\dagger b_k$ via linear coupling

$$H_I=\sum_{k,i}g_{ki}\sigma_i^+b_k+f_{ki}\sigma_i^+b^\dagger+h_{ki}\sigma_i^z b_k+h.c.$$

If all couplings do not depend on qubit $g_{ki}=g_k, f_{ki}=f_k, h_{ki}=h_k$, i.e. the qubits are very close in comparison to bath coherence length, whole system interacts with bath via the total 'spin' $S^\alpha=\sum_{i=1}^N\sigma_i^\alpha$:

$$H_I=\sum_k g_kS^+b_k+f_kS^-b_k^\dagger+h_kS^z+h.c.$$

In case $N=2$ this means the singlet $\frac{|01\rangle-|10\rangle}{\sqrt{2}}$ does not interact with bath at all.

Decoherence free subspaces

The operators $\{\sigma_i^\alpha\}$ span N local $sl(2)$ algebras

$$[\sigma_i^z, \sigma_j^\pm] = \pm\delta_{ij}\sigma_i^\pm, \quad [\sigma_i^+, \sigma_j^-] = 2\delta_{ij}\sigma_i^z$$

This makes us thinking of N qubit system as $SU(2)^N$
For N-qubit system

$$D_{\frac{1}{2}}^{\otimes N} = \bigoplus_{j=1}^{N} n_j D_j$$

For even N: $D_{\frac{1}{2}}^{\otimes 2} = D_1 \oplus D_0$, $D_{\frac{1}{2}}^{\otimes 4} = D_2 \oplus 3D_1 \oplus 2D_0$,
$D_{\frac{1}{2}}^{\otimes 6} = D_3 \oplus 5D_2 \oplus 9D_1 \oplus 5D_0$
The decoherence free subspaces C_N are spanned by singlets (D_0), while the remaining degrees of freedom work as a 'cooling system'.
In case of $N = 4$ qubits the DFS is spanned by two vectors:

$$\begin{aligned}
|\psi_1^4\rangle &= |1001\rangle - |0101\rangle + |0110\rangle - |1010\rangle \\
|\psi_2^4\rangle &= |1001\rangle - |0011\rangle + |0110\rangle - |1100\rangle
\end{aligned}$$

$$|\chi\rangle = \alpha|\uparrow\rangle|\uparrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + \gamma|\downarrow\rangle|\uparrow\rangle + \delta|\downarrow\rangle|\downarrow\rangle$$

Concurence

$$C := 2|\alpha\delta - \beta\gamma| \geq 0$$

$$C \leq 1$$

Для максимально запутанных состояний (базис Белла) $C = 1$

Bell basis

$$|e_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|XX\rangle + |00\rangle)$$

$$|e_2\rangle = \frac{\imath}{\sqrt{2}}(|XX\rangle - |00\rangle)$$

$$|e_3\rangle = \frac{\imath}{\sqrt{2}}(|X0\rangle + |0X\rangle)$$

$$|e_4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|X0\rangle - |0X\rangle)$$

Four eigenvalues $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \geq \lambda_4$ of the auxiliary matrix

$$R(\rho) = \sqrt{\sqrt{\rho}\rho^* \sqrt{\rho}},$$

where ρ^* denotes the complex conjugation, are used to evaluate the *concurrence* $C = \max(0, \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4)$. The entanglement of formation is then given by

$$E(\rho) = H\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 - C^2}\right),$$

where
$H(x) = -x \log_2 x - (1-x)\log_2(1-x)$, is a binary entropy function.
The entanglement of the singlet state is exactly one.

Bell basis

$$|e_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|XX\rangle + |00\rangle)$$
$$|e_2\rangle = \frac{\imath}{\sqrt{2}}(|XX\rangle - |00\rangle)$$
$$|e_3\rangle = \frac{\imath}{\sqrt{2}}(|X0\rangle + |0X\rangle)$$
$$|e_4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|X0\rangle - |0X\rangle)$$

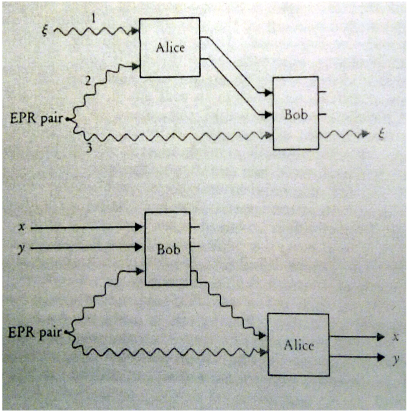
О некоторых параметрах эксперимента

Сложность Ground-to-satellite эксперимента состояла в том, что луч начинает рассеиваться на турбулентных пульсациях атмосферы.
Передатчик: Зеркальный телескоп, 130 мм, Мультиплексная передача (2 зеркала, 1.2м между ними)
Система слежения: 3μрад ($+$5μрад за счет атмосферы)
Приемник: Зеркальный телескоп 300мм, ширина луча на уровне приемника $\sim$ 10м
Скорость работы счетчиков фотонов: $\leq$ 1МГц
Передававшиеся состояния :

$$H, V, H \pm V, H \pm \imath V$$

Fidelity : $F = \mathrm{Tr}(\rho|\chi\rangle\langle\chi|) \sim 0.8$

Телепортация



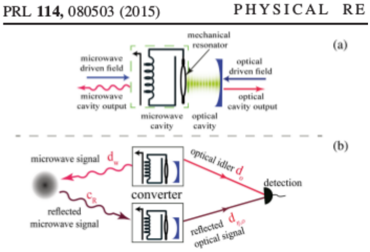
Сверхплотное кодирование

Боб кодирует классическое двухбитовое сообщение применяя к имеющемуся у него кубиту (из запутанной пары) одну из операций $(\hat{1}, \sigma_z, \sigma_x, \sigma_y)$. Кубит, подвергшийся воздействию, физически передается Алисе, после чего она производит измерение над парой имеющихся у нее кубитов, и определяет, в каком из 4х белловских состояний находится пара. Таким образом физическая передача одного кубита приводит к передаче двух битов классической информации.

Другие перспективы

Радиолокация

Microwave quantum Illumination
S.Barzanjeh et al, *PRL* **114**(2015)080503

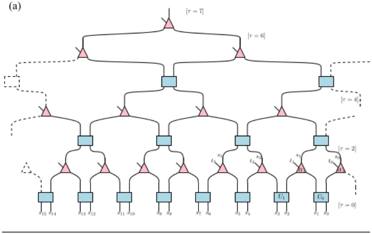


Космология

MERA

PRB **95**(2017)195152

Multiscale Entanglement Renormalization Ansatz



Можно ли обратить EPR эксперимент?

Fig. Ia. EPR

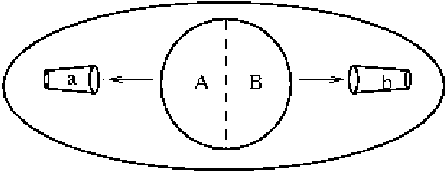
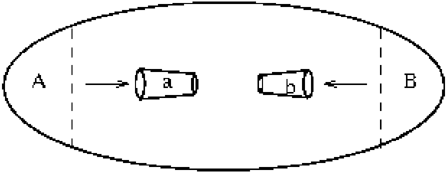


Fig. Ib. EPR inversed



Поведение системы по отношению к вращениям ($SU(2)$):

$$D_{\frac{1}{2}} \otimes D_{\frac{1}{2}} = D_1 \oplus D_0$$

Инверсия

$$z \to \frac{1}{z}$$