не более чем в 2.5 раза. Подставив (34) и (35) в (33) и положив $x = x_1$, придем к неравенству

$$\mu_0 \ll \left[\frac{x_1}{\omega_0^2(1+0.8x_1)^2|k_2|\sqrt{\eta_0}\, z}\right], \qquad (36)$$

которое в случае $x_1 = 1.84$, $\eta_0 = 0.1$, $k_2 \sim 3 \times \times 10^{-28}$ с^2/см [8] и $\omega_0 \sim 10^{15}$ с$^{-1}$ принимает вид

$$\mu_0 \ll \frac{0.06}{\sqrt{z\ (\text{см})}}.$$

Условие (36) не является, очевидно, жестким даже для длин $z \sim 100$ м. С другой стороны, величину z не следует выбирать слишком малой, чтобы интенсивность (34), равная

$$\rho_0^2\left(\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}\right) \sim \frac{3\cdot 10^8}{z\ (\text{см})}$$

(при $\beta = 10^{-7}$ см/Вт [9], $\eta_0 = 0.1$, $x_1 = 1.84$), не превысила порога разрушения нелинейной среды.

Заключение

Полученные результаты (см. (18), (23), (24), (25), (28), (30) и (32)) позволяют сделать вывод, что обусловленное эффектом фазовой самомодуляции расширение полосы $\Delta\omega_z$ частотного спектра оптического шума, распространяющегося в среде с кубичной нелинейностью, может протекать по-разному и зависит от характеристик входного поля: его статистических свойств, вида корреляции и отношения сигнал/шум. Неожиданным оказалось то, что расширение $\Delta\omega_z$ может не только быть монотонным, но и иметь осциллирующий в пространстве характер (рис. 1, 2), а также сильное влияние на $\Delta\omega_z$ вида корреляции входного поля. Сравнение случаев гауссовской и экспоненциальной корреляции показало, что в последнем случае расширение спектра является более сильным. Этот контраст между двумя видами корреляции особенно заметно отражают кривые *3* и *4* на рис. 3.

Литература

1. *Дьяков Ю.Е.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. №5. С. 69.
2. *Дьяков Ю.Е.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. №4. С. 55.
3. *Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981.
4. *Бабенко В.А., Зельдович Б.Я., Малышев В.И.* и др. // Квант. электроника. 1973. **2**, №14. С. 19.
5. *Ахманов С.А.* Нелинейная спектроскопия / Под ред. Н. Бломбергена. М., 1979. С. 365.
6. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
7. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: ГИФМЛ, 1962.
8. *Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю.* Задачи по статистической радиофизике и оптике. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985.
9. *Levenson M.D., Shelby R.M., Perlmutter S.H.* // Opt. Lett. 1985. **10**, No. 10. P. 514.

Поступила в редакцию
29.08.01

УДК 291.05.15

СОВМЕСТИМАЯ КВАНТОВАЯ ИНФОРМАЦИЯ В ЗАДАЧЕ ДИКЕ

Б.А. Гришанин, Д.В. Сыч

(*кафедра общей физики и волновых процессов*)

E-mail: sych@comsim1.phys.msu.su

Рассматривается специальный тип квантовой информации — совместимая информация, являющаяся аналогом классической взаимной информации Шеннона для квантовых систем. Для конкретной физической системы, образованной двумя двухуровневыми атомами, взаимодействующими в соответствии с моделью Дике, выполнен анализ зависимости совместимой информации от параметров системы и ее начального состояния.

Введение

Если сравнивать теорию информации Шеннона в приложении к физике и квантовую информацию, то роль последней представляется значительно более существенной: квантовую информацию невозможно выделить в качестве независимой от физики чисто математической дисциплины [1, 2]. Анализ взаимодействия квантовых системы с точки зрения обмена квантовой информацией дает наиболее обобщенную физическую картину этого процесса по сравнению с описанием в терминах средних значений избранных динамических переменных.

В отличие от классических систем в квантовом случае проблема введения количественной меры квантовой информации не имеет единого решения, оно зависит от физического содержания квантового информационного канала. Наиболее общее деление типов квантовых каналов и соответствующих информационных мер [2] основано на внутренней и взаимной совместимости (т. е. ортогональности — «классичности») или несовместимости (неортогональности — «неклассичности») квантовых состояний входа и выхода информационного канала. Классическому каналу соответствует классическая информация Шеннона [3], полуклассическому каналу с квантовым выходом — информация Холево [4], полностью квантовому каналу со взаимно несовместимыми входом и выходом — когерентная информация [5], а квантовому каналу со взаимно совместимыми входом и выходом — *совместимая* информация [6, 7].

Совместимая информация учитывает как чисто классические, так и специфически квантовые корреляции состояний входа и выхода, проявляющиеся в форме статистической связи между классическими результатами двух независимых измерений, выполняемых на входе A и выходе B квантового канала. Совместимая информация характеризует информационную связь между входом и выходом в форме, допускающей копирование, в отличие от когерентной информации, которая должна быть уничтожена в одной физической системе, чтобы быть переданной в другую. Обмен когерентной информацией между двумя двухуровневыми атомами, обменивающимися резонансными фотонами в рамках модели Дике [8], был проанализирован в работах [9, 10], где, в частности, было показано, что ненулевое значение когерентной информации связано исключительно с ненулевым частотным расщеплением двухатомных состояний Дике, приводящим к осцилляционному обмену между одноатомными состояниями. В настоящей работе аналогичный анализ выполняется для совместимой информации.

1. Основные определения

Совместимая информация определяется как количество информации Шеннона [11]

$$I = I[P(d\alpha, d\beta)] = S[P(d\alpha)] + S[P(d\beta)] - S[P(d\alpha, d\beta)] \quad (1)$$

для классического распределения вероятностей $P(d\alpha, d\beta)$ результатов α и β совместного *обобщенного* измерения на входе и выходе канала. В соответствии с работами [12, 13] математическим представлением обобщенного квантового измерения является положительная операторная мера (ПОМ) $\hat{E}$, нормированная на единичный оператор. Совместное измерение представляется в виде тензорного произведения двух ПОМ $\hat{E}_A(d\alpha) \otimes \hat{E}_B(d\beta)$, описывающих независимые измерения на входе и выходе. Распределение вероятностей при этом имеет вид

$$P(d\alpha, d\beta) = \mathrm{Tr}\,(\hat{E}_A \otimes \hat{E}_B)\hat{\rho}_{AB}, \quad (2)$$

где квантовый канал связи систем A и B описывается совместной матрицей плотности $\hat{\rho}_{AB}$ входа и выхода канала в составном гильбертовом пространстве состояний $H_A \otimes H_B$.

Инвариантной информационной характеристикой квантовой системы является *неселектированная* информация, равноправно учитывающая *все* квантовые состояния. Ей соответствует выбор ПОМ на входе и выходе в виде $\hat{E}(d\nu) = |\nu\rangle\langle\nu|\, dV_\nu$, где индекс ν нумерует все чистые квантовые состояния на соответствующей $2(D-1)$-мерной сфере, а dV_ν — дифференциал поверхности, удовлетворяющий условию нормировки $\int dV_\nu = D$, где D — размерность пространства состояний. Такой тип ПОМ описывает обобщенное измерение в квантовой системе, когда измеряются *все*, а не только ортогональные состояния системы. Соответствующее количество совместимой информации, содержащейся в результатах измерений α и β на входе и выходе, задает объем классической информации Шеннона между всеми квантовыми состояниями входа и выхода с учетом их внутренней квантовой неопределенности. В настоящей работе анализируется именно этот тип совместимой информации, так как он в наиболее общем виде отражает динамику обмена информацией между входом и выходом квантового канала, где нет априорно выделенных состояний.

В рассматриваемой далее задаче пространства физически различных состояний представляются двумерной сферой Блоха: $|\nu\rangle = \left(\cos\frac{\theta}{2}, \mathrm{e}^{i\varphi}\sin\frac{\theta}{2}\right)$, $dV_\nu = \frac{1}{2\pi}\sin\frac{\theta}{2}$, где θ и φ — полярный и азимутальный углы, $\theta \in (0,\pi)$, $\varphi \in (0, 2\pi)$. Совместное распределение вероятностей при этом, согласно (2), имеет вид $P(d\alpha, d\beta) = \langle\alpha|\langle\beta|\,\hat{\rho}_{AB}\,|\beta\rangle|\alpha\rangle\, dV_\alpha dV_\beta$.

Для оценки характерных величин совместимой информации выделим из двухкубитного пространства состояний некоторые важные частные случаи двухчастичных матриц плотности $\hat{\rho}_{AB}$.

1. Состояние системы чистое: $\hat{\rho}_{AB} = \Psi_{AB} \times \Psi^{+}_{AB}$. Два крайних случая — максимально перепутанное состояние, например вида $\Psi_{AB} = (|0\rangle_A|0\rangle_B \pm |1\rangle_A|1\rangle_B)/\sqrt{2}$, и независимое $\Psi_{AB} = \Psi_A\Psi_B$. Для максимально перепутанного состояния, согласно [6], получаем известное аналитическое выражение [14] $I = 1 - 1/\ln 4 \simeq 0.27865$ для объема различимой информации, содержащейся во всех квантовых состояниях входа. Для независимого состояния, очевидно, $I = 0$.

2. Состояние системы смешанное: $\hat{\rho}_{AB} = (|0\rangle_A\langle 0|_B + |1\rangle_A\langle 1|_B)/2$. В таком случае совместимая информация отражает чисто классические корреляции, связывающие индексы состояний двух подсистем, и равна $I \simeq 0.086$ [6]. Этот удивительный факт столь малой величины количества информации для системы, описывающей состояние классического бита, объясняется тем, что используется неселективное измерение, равноправно учитывающее все квантовые состояния системы, а классические состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$ — это всего лишь некоторые из них. Если выполнить селективное измерение данной системы с информационным базисом $|0,1\rangle$, то количество информации $I = 1$.

Анализ зависимости количества совместимой информации от степени перепутанности для более общего типа измерений приведен в работах [6, 7]. Результаты расчетов неселектированной информации показывают, что она меняется в пределах от нуля для независимых подсистем до максимального значения 0.28 для полностью перепутанных подсистем. В этих же пределах будет изменяться информация и в нашей задаче.

2. Задача Дике

Рассмотрим динамику системы из двух идентичных двухуровневых атомов, находящихся на близком расстоянии друг от друга, на масштабах времени, превосходящих время межатомного запаздывания излучения. Решение этой задачи представляется в терминах двух распадающихся со временем состояний Дике, которые являются максимально перепутанными, — симметричного $\|s\rangle\rangle = (|1\rangle\,|2\rangle + |2\rangle\,|1\rangle)/\sqrt{2}$ и антисимметричного $\|a\rangle\rangle = (|1\rangle\,|2\rangle - |2\rangle\,|1\rangle)/\sqrt{2}$, двухфотонного верхнего состояния $\|2\rangle\rangle = |2\rangle\,|2\rangle$ и стабильного вакуумного состояния $\|v\rangle\rangle = |1\rangle\,|1\rangle$. Для произвольного чистого начального состояния системы вида $\Psi_{AB}(0) = \Psi_A \otimes \Psi_B$ имеем [10]:

$$\Psi_{AB}(t) = c_s(t)\,\|s\rangle\rangle + c_a(t)\,\|a\rangle\rangle + c_2(t)\,\|2\rangle\rangle + c_v(t)\,\|v\rangle\rangle, \tag{3}$$

где $c_s(t)$, $c_a(t)$, $c_2(t)$, $c_v(t)$ — комплексные амплитуды соответствующих состояний:

$$c_s(t) = c_s(0)\,\mathrm{e}^{-(\gamma_s/2+i\Lambda)t}, \quad c_a(t) = c_a(0)\,\mathrm{e}^{-(\gamma_a/2-i\Lambda)t},$$
$$c_2(t) = c_2(0)\,\mathrm{e}^{-2\gamma t},$$

$$c_v(t) = c_v(0) + \\ + \sqrt{c_s^2(0) + c_a^2(0) + c_2^2(0) - c_s^2(t) - c_a^2(t) - c_2^2(t)}\;\mathrm{e}^{i\xi(t)}\,.$$

Комплексная амплитуда $c_v(t)$ вакуумной компоненты $\|v\rangle\rangle$ включает некогерентную добавку $\mathrm{e}^{i\xi(t)}$, обусловленную спонтанными радиационными переходами с возбужденных атомных состояний, где $\xi(t)$ — равномерно распределенная фаза атомных колебаний.

Ограничимся лишь случаем двух идентичных атомов с параллельными дипольными моментами, направленными перпендикулярно вектору, соединяющему рассматриваемые атомы. В этом случае существенны только два безразмерных параметра: время γt, где γ описывает скорость радиационного распада изолированного атома, и межатомное расстояние $\varphi = k_0 R$, где R — расстояние между атомами и k_0 — модуль волнового вектора, соответствующего частоте перехода изолированного атома. Безразмерные двухатомные скорости радиационного распада $\gamma_{s,a}$ и частотного сдвига Λ за счет короткодействующего диполь-дипольного взаимодействия описываются следующими соотношениями:

$$\frac{\gamma_{s,a}}{\gamma} = 1 \pm g, \quad \frac{\Lambda}{\gamma} = \frac{3}{4\varphi^3}, \quad g = \frac{3}{2}\Big(\frac{\sin\varphi}{\varphi} + \frac{\cos\varphi}{\varphi^2} - \frac{\sin\varphi}{\varphi^3}\Big). \tag{4}$$

Из соотношений (4) следует, что на расстоянии меньшем, чем длина волны, зависимость g от φ слабая и $g \approx 1$. При $\varphi \to 0$ получаем $\gamma_a \to 0$, что обеспечивает долгое время жизни антисимметричной компоненты Дике $\|a\rangle\rangle$. Симметричная компонента $\|s\rangle\rangle$ быстро распадается, поэтому в области малых φ при больших временах основную роль играет антисимметричная компонента $\|a\rangle\rangle$.

Матрица плотности $\hat\rho_{AB}$ квантового канала связи, образуемого двумя атомами, получается усреднением по флуктуациям фазы чистого двухатомного состояния, представленным переменной $\xi(t)$. Если состояние системы изначально представляет собой некогерентную смесь, то следует также провести усреднение по когерентным составляющим этой смеси, в результате чего взамен решения (3) возникает решение в виде $\hat\rho_{AB}(t) = \mathrm{e}^{\mathcal{L}t}\,\hat\rho_{AB}(0)$, где $\mathrm{e}^{\mathcal{L}t}$ — эволюционный супероператор, который может быть выражен аналитически.

Итак, для произвольного состояния системы, заданного матрицей плотности $\hat\rho_{AB}$ с матричными элементами ρ_{ijkl}, выражение

$$P(d\alpha, d\beta) = \\ = \sum_{i,j,k,l=1}^{2} \rho_{ijkl}\,\langle\alpha|\,i\rangle\,\langle\beta|\,j\rangle(\langle\alpha|\,k\rangle\,\langle\beta|\,l\rangle)^* dV_\alpha dV_\beta, \tag{5}$$

где звездочка означает комплексное сопряжение, задает соответствующее ей совместное распределение измеренных квантовых состояний.

3. Результаты расчетов и их обсуждение

Расчет совместимой информации выполняется по формуле (1), где распределение $P(d\alpha, d\beta)$ задается выражением (5) с $\hat\rho_{AB} = \hat\rho_{AB}[\gamma t, \varphi, \hat\rho_A(0), \hat\rho_B(0)]$. Анализируются зависимости совместимой информации I от обезразмеренных времени γt и расстояния φ, а также от начальных условий $\hat\rho_A(0), \hat\rho_B(0)$.

Зависимости I от γt и φ, полученные при различных начальных состояниях первого атома и основном начальном состоянии второго, идентичны на качественном уровне, но отличаются абсолютными величинами информации. Поэтому ограничимся рассмотрением зависимости лишь для случая чистого начального состояния $|2\rangle$ первого атома и состояния $|1\rangle$ для второго. В этом случае информация достигает максимально возможного значения 0.28. Результаты расчетов представлены на рис. 1. Видно, что зависимость I от γt и φ носит осцилляционный характер, обусловленный короткодействующим диполь-дипольным взаимодействием. Характер изменения информации и ее максимальная и минимальная величины проявляются в области

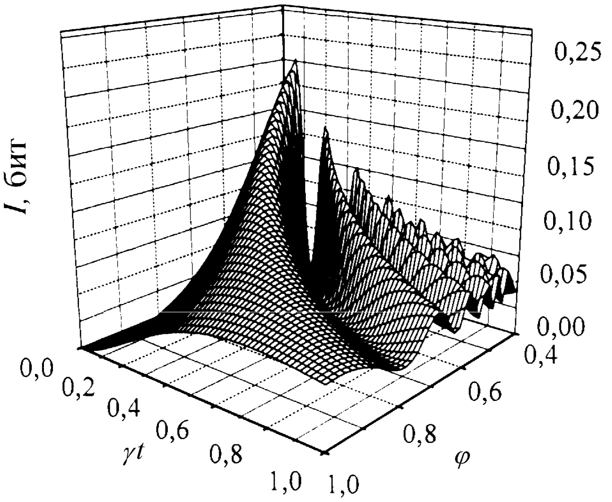

Рис. 1. Зависимость совместимой информации I от безразмерных времени γt и расстояния φ. Первый атом в начальный момент времени находится полностью в верхнем состоянии, а второй — в нижнем

изменения параметров $0 < \gamma t < 1$, $10^{-3} < \varphi < 1$. При $\varphi \to 0$ наблюдается характерное увеличение частоты осцилляций. Для видимого диапазона энергии квантов нижняя граница φ примерно соответствует масштабу 1 Å, до которого не имеет смысла учитывать обменное взаимодействие.

При $\gamma t = 0$ имеем $I = 0$, так как атомы в начальный момент времени рассматриваются независимыми. С течением времени информация возрастает до некоторого максимального значения, зависящего от начального состояния первого атома, а затем, осциллируя, стремится к нулю. Чем меньше расстояние между атомами, тем большее значение информации может быть достигнуто с течением времени на первом периоде колебаний и тем дольше она будет убывать. Максимальное значение 0.28 асимптотически достигается в области малого времени и расстояния и соответствует значению совместимой неселектированной информации для полностью перепутанных подсистем. На малых расстояниях информация очень долго остается ненулевой (при $\varphi \to 0$ и больших γt получаем $I \simeq 0.053$), что обусловлено долгоживущей компонентой Дике.

Такая зависимость отражает физическую картину процесса излучения одного атома в присутствии другого. При малых межатомных расстояниях для долгоживущей компоненты фотон долго не может уйти из атомной системы, переходя от одного атома к другому, создавая перепутанное состояние системы. Поэтому информация быстро достигает величины, близкой к максимально возможной (0.28), соответствующей максимально перепутанным состояниям. Понятно, что степень перепутанности будет зависеть от начальной разности населенностей одного атома. Чем больше населенность верхнего уровня первого атома в начальный момент времени, тем более связанными могут стать атомы и тем большая может получиться величина совместимой информации. Однако со временем фотон все-таки излучается в вакуум, и атомы переходят в основное состояние, становясь при этом независимыми. Поэтому информация асимптотически стремится к нулю при $\gamma t \to 0$. По отношению к этому пределу поведение совместимой и когерентной информации идентично [10]. Однако когерентная информация присутствует лишь на временах существования обеих компонент Дике, в то время как совместимая существует до тех пор, пока существует долгоживущая компонента.

В дополнение к рассмотренной выше зависимости интересно рассмотреть также случай, когда начальное состояние первого атома выбрано в виде некогерентной смеси при той же разности населенностей, что и для чистого состояния. Зависимость информации I от начальной разности населенностей $n = n_2 - n_1$ первого атома для случая смешанного и чистого его начального состояния при фиксированных значениях времени и расстояния ($\gamma t = 0.2$, $\varphi = 0.4$) приведена на рис. 2. Видно, что в случае смешанного начального состояния информация немного меньше, чем в случае чистого при той же разности населенностей. Однако на характер зависимости I от γt и φ эта разница не влияет.

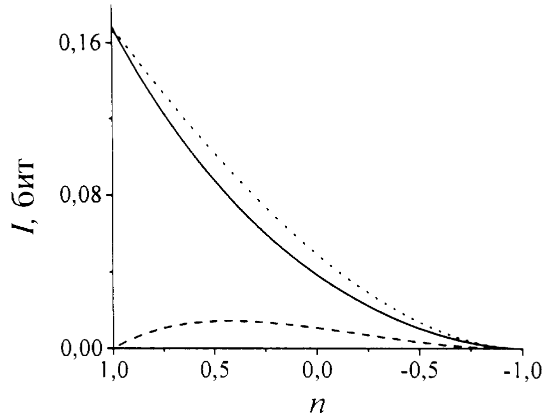

Рис. 2. Зависимость совместимой информации I от разности населенностей n первого атома при $\gamma t = 0.2$, $\varphi = 0.4$: начальное состояние первого атома выбрано в виде равновероятной некогерентной смеси верхнего и нижнего уровней (сплошная линия) и в виде чистого равновероятного суперпозиционного состояния (пунктирная линия); штриховая линия — разность этих зависимостей

При рассмотрении возбужденных начальных состояний обоих атомов основной интерес представляет зависимость информации от начального состояния атомов при фиксированном времени и расстоянии, так как характер пространственно-временной зависимости уже известен. Рассматривался случай начально независимых атомов, приготовленных в чистом состоянии $\Psi_{AB}(0) = \Psi_A \otimes \Psi_B$. Согласно (3), состояние системы $\Psi_{AB}(t)$ и соответствующая ему совместимая информация в этом случае зависят от двух параметров — разностей населенностей n_A и n_B индивидуальных состояний атомов.

Результаты расчетов приведены на рис. 3. Зависимости совместимой информации I от разностей населенностей n_A и n_B обоих атомов при фиксированных γt и φ имеют максимальные значения

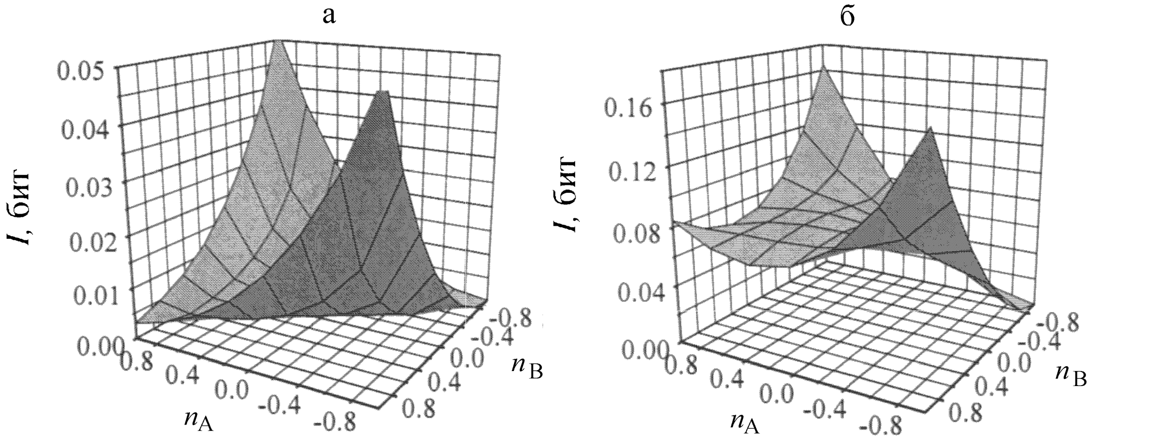

Рис. 3. Зависимость информации I от разностей населенностей n_A и n_B двух атомов: $\varphi=1$, $\gamma t=1$ (*а*); $\varphi=0.4$, $\gamma t=0.2$ (*б*)

в крайних точках осей графиков, когда один из атомов полностью находится в нижнем состоянии, а другой полностью в верхнем. Эта зависимость симметрична относительно перестановки атомов местами, т. е. графики на рис. 3 имеют плоскость симметрии. Минимальное значение, равное нулю, информация имеет лишь для вакуумного состояния атомной системы. В центре графика зависимость в общем случае немонотонна.

На рис. 3, *а* время и расстояние выбраны достаточно большими: $\varphi=1$, $\gamma t=1$ для того, чтобы показать влияние антисимметричной компоненты Дике на величину совместимой информации. В плоскости симметрии графика антисимметричная компонента Дике отсутствует, а на краях она, наоборот, максимальна, что следует из самого определения антисимметричной компоненты. При выбранных параметрах ($\varphi=1$, $\gamma t=1$) короткоживущая симметричная компонента Дике быстро распадается, и информация определяется в основном антисимметричной компонентой. В результате информация на краях и в центре графика отличается примерно на порядок.

На рис. 3, *б* ($\varphi=0.4$, $\gamma t=0.2$) видно, что зависимость совместимой информации от разности населенностей немонотонна. В частности, если атомы одинаково возбуждены, то информация по мере уменьшения разности населенностей сначала уменьшается, затем увеличивается, а потом снова уменьшается.

Для выявления характерных особенностей, незаметных на трехмерных графиках, следует рассмотреть срезы этих графиков в двух плоскостях — плоскости симметрии и перпендикулярной ей плоскости. Физически это соответствует одинаковой разности населенностей обоих атомов (срез по плоскости симметрии — рис. 4, *а*) и фиксированной сумме разностей населенностей (срезы в плоскостях, перпендикулярных плоскости симметрии — рис. 4, *б*).

Интересно отметить тот факт, что при максимально возбужденных атомах информация тем не менее не достигает экстремальных значений. Вообще, если атомы одинаково возбуждены и рассматривается одномерная зависимость от разности населенностей одного атома, то эта зависимость немонотонна (рис. 4, *б*). При различных параметрах φ и γt максимум достигается в разных точках, и характер зависимости также может быть различным: может существовать как один локальный максимум, так и два. Это объясняется интерференцией двух компонент, дающих ненулевой вклад в информацию, — симметричной компоненты Дике $\|s\rangle\rangle$ и двухфотонного верхнего состояния $\|2\rangle\rangle$.

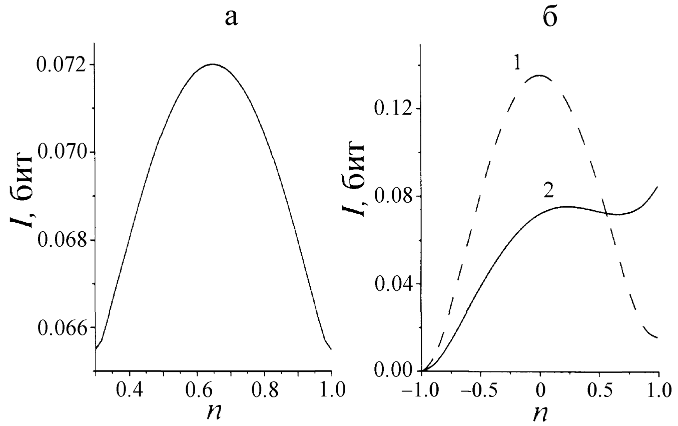

Рис. 4. Зависимость информации I от разности населенностей n одного атома: *а* — суммарная разность населенностей двух атомов фиксирована: $n_A+n_B=1.3$ при $\varphi=0.4$, $\gamma t=0.2$; *б* — разность населенностей n у обоих атомов одинакова при $\varphi=0.25424$, $\gamma t=0.01695$ (сплошная линия) и $\varphi=0.4$, $\gamma t=0.2$ (штриховая линия)

Исследуя зависимость информации от разности населенностей одного атома при фиксированной суммарной разности населенностей обоих атомов (срез графика на рис. 3 в плоскости, перпендикулярной плоскости симметрии графика), отметим, что почти всегда информация растет с увеличением различия в разностях населенностей атомов. Этот факт объясняется тем, что если атомы имеют одинаковую разность населенностей, то в состоянии такой симметричной системы отсутствует долгоживущая антисимметричная компонента Дике, дающая основной вклад в информацию на больших временах. Если же атомы сильно отличаются своими начальными условиями, то антисимметричная компонента, наоборот, ярко выражена и информация может достичь своих максимальных значений. Однако это справедливо не всегда, например, график на рис. 4, a показывает, что информация в случае идентичных состояний атомов (центр графика) немного больше, чем в случае различных разностей населенностей. Такой характер зависимости может существовать только в течение малого времени вследствие влияния короткоживущей симметричной компоненты Дике.

Выводы

В настоящей работе продемонстрирована практическая применимость понятия совместимой информации к анализу динамических свойств взаимодействующих физических систем. Для двухатомной задачи Дике выполнен расчет неселектированной совместимой информации и проанализирована ее зависимость от параметров задачи. Полученные зависимости позволяют выявить качественное различие физического содержания когерентной и совместимой информации. В данной системе оно оказывается существенно связанным с качественно различной ролью коллективных возбуждений системы — состояний Дике — в формировании двух данных типов квантовой информации. Ненулевая совместимая информация связана с наличием любого возбуждения в системе, в то время как когерентная информация не равна нулю, лишь если присутствуют обе компоненты Дике.

Литература

1. *Rudolph T.* LANL e-print, quant-ph/9904037.
2. *Grishanin B.A., Zadkov V.N.* // ICONO 2001 Technical Digest, FN4 (Minsk, Belarus), June 26 – July 1, 2001.
3. *Галлагер Р.* Теория информации и надежная связь. М.: Сов. радио, 1974.
4. *Холево А.С.* // Проблемы передачи информации. 1973. **9**. С. 31.
5. *Barnum H., Schumacher B. W., Nielsen M. A.* // Phys. Rev. A. 1998. **57**, No. 6. P. 4153.
6. *Гришанин Б.А.* // Проблемы передачи информации. 2002. **38**, №1. С. 31.
7. *Grishanin B.A., Zadkov V.N.* // Laser Physics. 2001. **11**, No. 12. P. 1324.
8. *Dicke R.H.* // Phys. Rev. 1954. **93**. P. 99.
9. *Grishanin B.A., Zadkov V.N.* // Phys. Rev. A. 2000. **62**, No. 3. 032303.
10. *Гришанин Б.А., Задков В.Н.* // ЖЭТФ. 2000. **118**, №5. С. 1048.
11. *Стратонович Р.Л.* Теория информации. М.: Сов. радио, 1975.
12. *Гришанин Б.А.* // Изв. АН СССР. Техническая кибернетика. 1973. **11**, №5. С. 127.
13. *Preskill J.* Lecture Notes on Physics 229: Quantum information and computation, http://www.theory.caltech.edu/people/preskill/ph229/.
14. *Caves C.M., Fuchs C.M.* LANL e-print, quant-ph/0004062.

Поступила в редакцию
22.11.01