PACS 42.40.–i; 42.50.–p; 42.50.Ct; 42.79.Hp; 42.50.Gy

Кодирование информации возбуждающих лазерных импульсов в оптическом эхо-процессоре

И.А.Русанова

Показана возможность управления распределением квантовых битов в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода при записи и преобразовании информации в оптических эхо-процессорах. Рассмотрена эффективность реализации простейшего логического гейта XOR на основе двухимпульсного возбуждения резонансной среды с фазовой памятью. Кодируемая информация закладывается во временную форму лазерных импульсов в виде амплитудной модуляции «эшелона» присутствующих («1») и отсутствующих («0») импульс-кодов для получения более эффективных логических элементов, уменьшающих шумы в квантовом канале связи.

Ключевые слова: *фотонное эхо, оптический эхо-процессор, эхо-голография, квантовая информация, кубит, оптическая обработка информации, логический гейт, XOR.*

1. Введение

В настоящее время большое внимание уделяется разработке оптических запоминающих устройств (ОЗУ) и оптических эхо-процессоров, в которых решаются технически важные операции сжатия информационных сигналов, а также осуществляются разные варианты их сверток и преобразования Фурье [1, 2]. При создании этих устройств представляет интерес эхо-голографическая обработка информации, предполагающая наличие эффективных способов записи, хранения и воспроизведения информации. Основными достоинствами ОЗУ на основе фотонного эха являются высокая плотность записи информации, быстродействие и быстрый прямой доступ к ячейкам памяти, возможность многократного использования для записи резонансной среды, а также возможность записи и считывания информации в реальном масштабе времени, в том числе в аналоговой форме [3, 4]. При взаимодействии резонансной среды с последовательностью лазерных импульсов атомы могут вести себя как квантовые гейты, выполняющие логические операции. Реализация набора элементарных квантовых гейтов XOR и NOT позволяет осуществлять, в принципе, любые квантовые унитарные операции на системе кубитов (q-бит). Возможности квантовых систем передачи и преобразования информации зависят от степени плотности кодирования квантовой информации и существования квантовых алгоритмов, позволяющих более эффективно решать какие-либо задачи. Физическими системами, реализующими q-биты, могут быть любые объекты, имеющие два квантовых состояния, например поляризационные состояния фотонов, спиновые состояния ядер и др. Актуальной проблемой на сегодняшний день является организация управления отдельными q-битами и взаимодействием между ними при обеспечении достаточно большого времени декогеренции [5, 6].

И.А.Русанова. Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, Россия, 420008 Казань, ул. Кремлевская, 18; e-mail:irusanova@yandex.ru

Поступила в редакцию 8 августа 2012 г., после доработки – 18 февраля 2013 г.

В связи с этим представляет интерес исследование оптимизации процессов записи и преобразования информации в оптических эхо-процессорах для разработки логических элементов квантовых компьютеров. Носителями информации являются переходные динамические решетки населенностей и поляризаций резонансной среды, которые можно представить как пространственно-частотное распределение q-битов в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода. В настоящей работе использован теоретико-информационный метод исследования квантовых информационных процессов в резонансных средах с фазовой памятью, развитый на основе идей Шеннона и алгоритмической теории информации Колмогорова [7, 8]. Применение энтропии фон Неймана в исследованиях квантовых информационных процессов выявило её малую пригодность для описания оптических переходных процессов [9]. Показана возможность управления распределением квантовых битов в пределах неоднородно уширенной линии в процессе записи и преобразования информации на основе двухимпульсного возбуждения резонансной среды с фазовой памятью путем реализации простейших логических гейтов XOR и NOT, а также подбора кодировки и длительности лазерных импульсов для получения более эффективных логических элементов, уменьшающих шумы в квантовом канале связи.

2. Обработка и преобразование квантовой информации

Информация, полученная и обработанная в квантовых системах, в значительной степени отличается от классической информации. Одним из качественных отличий квантовой информации является невозможность её копирования. Количество передаваемой классической информации можно увеличить за счет квантового канала связи, безошибочно передающего любое квантовое состояние. Квантовый код, исправляющий ошибки, был построен независимо в работах Шора и Стина [10, 11]. Из теоремы Шеннона вытекает возможность кодирования информации, уменьшающего ошибки, при меньших пропускной способности скоростях передачи [12]. В случае кодового Алфавита, состоящего из двух символов – «0» и «1», при передаче информации по каналу связи с шумом наиболее прямым способом застраховаться от ошибок является повторение сообщений. Для уменьшения вероятности ошибки на выходе применяется каскадная конструкция, глубину которой можно определить логарифмом от длины программного алгоритма той схемы, которую нужно реализовать [6, 7].

Одним из элементарных логических гейтов для произвольного состояния $|q\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ является NOT (НЕ). Этот гейт способен выполнять функции сразу двух логических операций – XOR (ИЛИ) и FANOUT («разворачивание», нестандартный гейт, дублирующий входные данные), при этом он не теряет информации и является логически обратимым за счет повторного действия. Рассмотрим реализацию логического элемента в явлении первичного фотонного эха (ПФЭ), заключающемся в генерации эхосигнала двухуровневой резонансной средой с фазовой памятью после двухимпульсного воздействия (рис.1,*а*). Формирование отклика фотонного эха происходит в два основных этапа: это расфазировка осциллирующих дипольных моментов оптических центров и их последующая фазировка, приводящая к возникновению макроскопической поляризации среды, наблюдаемой в виде когерентного отклика. Физически логическая операция XOR соответствует переориентации расфазированных осциллирующих дипольных моментов на 180° под действием второго резонансного лазерного импульса (рис.1,*б*, *в*). По окончании его воздействия выполняется XOR-гейт и осуществляется информационная свертка двух лазерных импульсов. Эта схема подобна элементарной команде программы квантового компьютера: если $|a\rangle = |1\rangle$, то $|b\rangle \to \mathrm{NOT}(|a\rangle)$.

Кодируемая информация может быть внесена как во временную форму или поляризацию возбуждающего импульса, так и в волновой фронт. Простейшим способом задания временной формы возбуждающего лазерного импульса является амплитудная модуляция в виде двух или нескольких импульсов, задержанных относительно друг друга во времени. Меняя число таких импульс-кодов и их

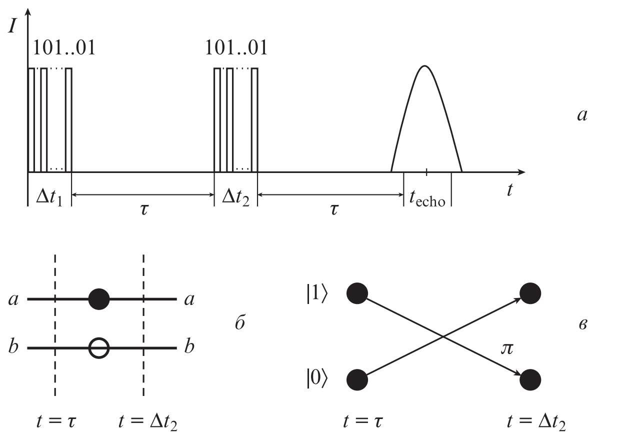

Рис.1. Запись информации с использованием схемы двухимпульсного фотонного эха ($t_{echo} = 2\tau$ – момент когерентного отклика среды, Δt_1 и Δt_2 – длительности первого и второго возбуждающих импульсов) (*а*) и схемы элементарного логического гейта XOR, реализованного подачей двух возбуждающих лазерных импульсов (*б*); *в* – временная эволюция квантовой системы под действием «опрокидывающего» импульса (π – сдвиг фаз).

интенсивность, можно задавать сложную временную форму. Пусть возбуждающий импульс задан последовательностью (эшелоном) присутствующих («1») и отсутствующих («0») n «разных» импульс-кодов при условии $n\partial t \ll T_1, T_2$, где T_1 и T_2 – времена продольной и поперечной необратимой релаксации рассматриваемой системы, ∂t – длительность элемента сообщения. Рассмотрим оптические переходные процессы на временах, близких к времени необратимой релаксации среды, при условии относительно большого неоднородного уширения оптических переходов $\sigma = 5$ нс$^{-1}$, позволяющего реализовывать высокую скорость записи и считывания информации ($T_2^* = 0.2$ нс, $T_2 = 2$ нс, $T_1 = 10$ нс) [2, 7].

Рассмотрим преобразование количества классической информации, заложенной в кодовый объектный лазерный импульс при его воздействии на систему двухуровневых атомов. Уравнение для одночастичной матрицы плотности запишем в виде

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial\rho}{\partial t} = [H,\rho], \qquad (1)$$

где $H = H_0 + H_m + U + V$; H_0 и H_m – гамильтонианы атома и среды; U – оператор их взаимодействия; V – оператор взаимодействия атома с полем излучения.

Преобразовав выражение (1) во вращающейся системе координат, получим

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial\tilde\rho}{\partial t} = [B,\tilde\rho], \qquad (2)$$

где $B = \tilde H_0 - \hbar A + \tilde V$; $H_0 = \hbar(\Omega - \Omega')P_{22}$; $A = (\omega - \omega')P_{22}$; A – матрица перехода во вращающуюся систему координат. Для двухуровневой системы

$$\exp(\pm\mathrm{i}At) = P_{11} + P_{22}\exp[\pm\mathrm{i}(\omega-\omega')t],$$

$$H_0 = \hbar(\Omega - \Omega')P_{22},$$

$$\tilde V = -\frac{1}{2}d[E^*(\omega')P_{12} + E(\omega')P_{21}],$$

где P_{ij} – проективный матричный оператор (с элементами $ij = 1$ и всеми другими элементами, равными нулю); d – дипольный момент резонансного перехода; E – напряженность электрического поля возбуждающего лазерного импульса.

Пренебрегая полевым уширением и спектральной диффузией во время действия объектного импульса, найдем матрицу плотности при взаимодействии атома с отдельной фурье-компонентой поля импульса с последующим усреднением по всем частотам. Решение (2) может быть найдено как

$$\tilde\rho(n\partial t) = \exp[-\mathrm{i}\hbar^{-1}B(n\partial t)]\rho(0)\exp[\mathrm{i}\hbar^{-1}B(n\partial t)], \qquad (3)$$

где

$$B = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{2}dE^*(\omega') \\ -\frac{1}{2}dE(\omega') & \hbar(\omega' - \Omega') \end{pmatrix}.$$

Полагая, что до воздействия объектного импульса атом находился в основном состоянии, для матричных элементов матрицы плотности получим

$$\tilde{\rho}(n\partial t) \approx P_{11}\left(\cos^2\frac{\Theta}{2} + \frac{\Delta^2}{\Theta'^2}\sin^2\frac{\Theta}{2}\right)$$

$$+ P_{12}\left(-\mathrm{i}\frac{a^*}{2\Theta'}\sin\Theta + \frac{a^*\Delta}{\Theta'^2}\sin^2\frac{\Theta}{2}\right)$$

$$+ P_{21}\left(\mathrm{i}\frac{a}{2\Theta'}\sin\Theta + \frac{a\Delta}{\Theta'^2}\sin^2\frac{\Theta}{2}\right) + P_{22}\frac{|a|^2}{\Theta'^2}\sin^2\frac{\Theta}{2}, \quad (4)$$

где

$$\Delta = \omega' - \Omega';\ \Theta = \Theta' t;\ \Theta = \sqrt{\Delta^2 + d^2E_0^2\hbar^{-2}|\tilde{\varepsilon}|^2};$$

$$a = dE_0\hbar^{-1}\tilde{\varepsilon}\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{kr});\ a^* = dE_0\hbar^{-1}\tilde{\varepsilon}^*\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{kr}).$$

После подачи возбуждающего импульса ($B = P_{22}\hbar\Delta$)

$$\exp[\pm\mathrm{i}\hbar^{-1}B(t' - n\partial t)] = P_{11} + P_{22}\exp[\pm\mathrm{i}\Delta(t' - n\partial t)], \quad (5)$$

$$\tilde{\rho}(t' - n\partial t) = \{P_{11} + P_{22}\exp[-\mathrm{i}\Delta(t' - n\partial t)]\}\tilde{\rho}(n\partial t)$$

$$\times\{P_{11} + P_{22}\exp[\mathrm{i}\Delta(t' - n\partial t)]\}. \quad (6)$$

Информация, заложенная в некоторой структуре, становится потенциальной (структурной). В резонансной среде носителем потенциальной информации являются переходные динамические решетки, описываемые матрицей плотности ρ, а именно амплитудно-фазовая структура матрицы плотности содержит в себе структурную информацию. Сопоставим такой матрице взвешенный граф, тогда мера структурной информации определится мерой неопределенности структуры такого графа с элементами $\in V(G)$, где V – конечное множество, состоящее из N вершин (помеченных), соответствующих диагональным элементам матрицы плотности, и q ребер, соответствующих недиагональным элементам. Согласно идеям алгоритмической теории информации А.Н. Колмогорова [13], относительной сложностью K объекта назовем минимальную длину $l(p)$ программы p получения из объекта G объекта G_0, сняв неопределенность системы. Оператор D представляет собой набор правил по переработке (удалению) любыми возможными способами элементов активной части объекта G в объект $G_0 = D(G)$. Количество структурной информации в G относительно G_0 определим выражением

$$J = K(G, G_0) - K(G_0). \quad (7)$$

Будем считать, что объект с элементами, принадлежащими нулевому множеству $\varnothing$, имеет структурную информацию, равную нулю. С учетом временной эволюции весовую функцию определим как соответствующую диаграмме $G^{(k)}$ сумму величин элементов активной части объекта G в момент времени t, отнесенную к сумме величин элементов активной части объекта G в начальный момент времени t_0. Выполнение процедуры (2) приводит к ансамблю множеств $Q^{(k)}$.

Поскольку взвешенному графу G соответствует матрица плотности

$$\rho = \sum_{i,j=1}^{N}\rho_{ij}P_{ij},$$

то в начальный момент времени сумма величин элементов активной части $S(t_0)$ будет иметь следующий вид:

$$S(t_0) = \mathrm{abs}\left(\sum_{i\neq j}\rho_{ij}(t_0)\right). \quad (8)$$

Вычислив соответствующую сумму $S'(t) = \sum_k S^{(k)}(t)$ в момент времени t для ансамбля множеств $Q^{(k)}$, окончательно получим выражение для количества квантовой информации в q-битах:

$$J_{\mathrm{q}} = \log_2\left(\frac{S'(t)}{S(t_0)}\right). \quad (9)$$

Поскольку ρ представляет собой эрмитов оператор, то его матричные элементы $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$. Сделанный выше выбор оператора D приводит к величинам $S'(t)$ и $S(t_0)$, состоящим из сумм матричных элементов $\rho_{ij} + \rho_{ji}$. При наличии у системы только двух квантовых состояний, $|1\rangle$ и $|2\rangle$, общее состояние есть линейная суперпозиция $|\psi\rangle = \alpha|1\rangle + \beta|2\rangle$ (α и β – комплексные числа). Соответствующий оператор матрицы плотности

$$\rho|\psi\rangle\langle\psi| = |\alpha|^2|1\rangle\langle 1| + |\beta|^2|2\rangle\langle 2| + \alpha\beta^*|1\rangle\langle 2| + \alpha^*\beta|2\rangle\langle 1|, \quad (10)$$

где активной частью являются два последних члена. Действие оператора D в этом случае дает $J_{\mathrm{q}} = 1$. Таким образом, выражение (9) определяет количество квантовой информации системы в q-битах.

Используя решения для матрицы плотности, при взаимодействии атома с отдельной фурье-компонентой поля импульса с последующим усреднением по всем частотам количество структурной информации $J_{\mathrm{q}}(\omega', \Omega')$, приходящейся на отдельную изохромату неоднородно уширенной линии резонансного перехода системы двухуровневых атомов, определим как

$$J_{\mathrm{q}} = \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\omega')\,\mathrm{d}\omega' \int_{-\infty}^{\infty} g_2(\Omega')\log_2\left(\frac{S'(t)}{S(t)}\right)(\omega', \Omega')\,\mathrm{d}\Omega', \quad (11)$$

где $g_1(\omega')$ – функция распределения по частотам фурье-спектра объектного импульса, нормированная на импульс единичной площади длительности $n\partial t$; $g_2(\Omega')$ – функция распределения по частотам неоднородно уширенной линии резонансного перехода [8].

На рис.2 представлена зависимость результата преобразования кодированной информации (слова, фразы), заложенной в первый возбуждающий лазерный импульс (в виде последовательности (эшелона) импульс-кодов «1» и «0») от мощности импульса $J_{\mathrm{q}}(\Theta_1)$ и вида кодировки. Более эффективной записи информации отвечает алгоритм амплитудной модуляции временной формы лазерного импульса, соответствующий схеме рис.2,*б*, которая позволяет кодировать информацию во временных интервалах (каналах) отсутствующими импульс-кодами «0» между раздвигаемыми во времени парой импульс-кодов «1». Преобразование квантовой информации резонансной среды существенно зависит не только от схемы кодирования возбуждающего импульса, но и от его длительности, оказывающей значительное влияние на распределение кванто-

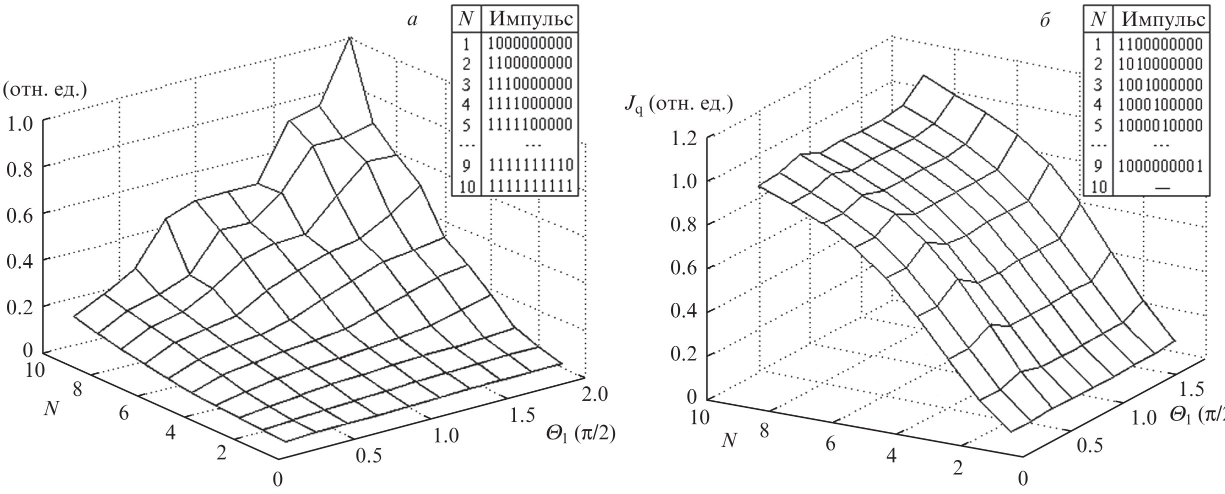

Рис.2. Зависимость количества квантовой информации J_q от схемы кодирования первого возбуждающего импульса N и его нормированной мощности Θ_1.

вых битов в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода (рис.3,*а*) за счет формирования перепутанных состояний и возникающей «информационно-фазовой решетки», позволяя управлять количеством квантовых битов в среде с фазовой памятью во временной адресации в пределах неоднородного уширения оптического перехода. На эффективность распределения квантовых битов в пределах неоднородно уширенной линии (рис.3,*б*) оказывает влияние время поперечной обратимой релаксации T_2^*, что связано с восстановлением когерентности в системе. В зависимости от выбранной кодировки возбуждающих импульсов можно управлять эффективностью распределения квантовых битов на неоднородно уширенной линии и преобразованием количества квантовой информации в резонансной среде; есть также возможность частотного размещения записываемой информации [3–5]. Ограничение на существование фазовой памяти зависит от времени поперечной необратимой релаксации T_2, что объясняется необратимой потерей когерентности системы (фактором потери фазовой памяти $\exp(-t/T_2 < 1)$). Необратимая релаксация приводит к разрушению суперпозиционных состояний (перепутывание соответствующих состояний с состояниями резервуара). Появление отрицательных значений квантовой информации связано, как и квантовая телепортация, с наличием перепутанных состояний и наблюдается на временах, близких к времени необратимой релаксации системы [14, 15].

При исследовании воздействия на резонансную среду двух импульсов, максимумы интенсивности которых соответствуют моментам времени $t = 0$ и $t = \tau$ (см. рис.1,*а*), информация записывалась во временной форме обоих возбуждающих импульсов в виде эшелона импульс-кодов: 1000000001. На рис.4 показана зависимость квантовой информации J_q информационной свертки двух лазерных импульсов от их длительности ($\Delta t = \Delta t_1 = \Delta t_2$) и временного интервала τ между ними в момент времени после подачи второго импульса. Показано, что на оптимальную запись квантовой информации значительное влияние оказывают их длительность и временной интервал между кодовыми импульсами, что связано с различным

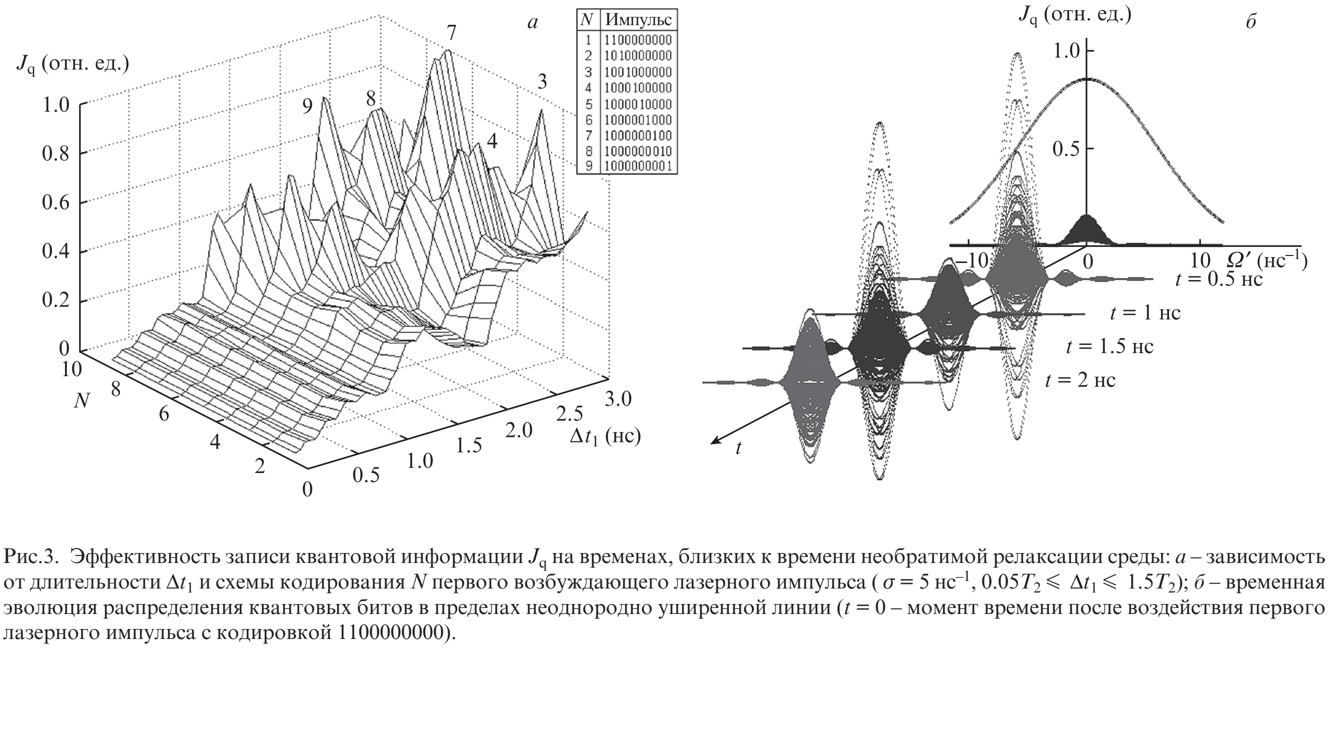

Рис.3. Эффективность записи квантовой информации J_q на временах, близких к времени необратимой релаксации среды: *а* – зависимость от длительности Δt_1 и схемы кодирования N первого возбуждающего лазерного импульса ($\sigma = 5$ нс$^{-1}$, $0.05T_2 \leqslant \Delta t_1 \leqslant 1.5T_2$); *б* – временная эволюция распределения квантовых битов в пределах неоднородно уширенной линии ($t = 0$ – момент времени после воздействия первого лазерного импульса с кодировкой 1100000000).

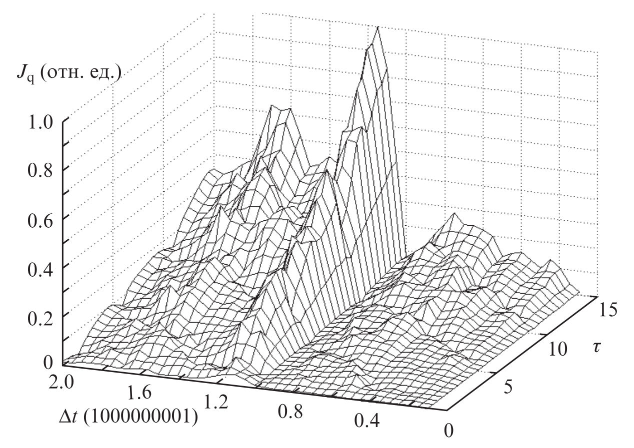

Рис.4. Зависимость квантовой информации J_q при двухимпульсном воздействии на резонансную среду лазерных импульсов с одинаковой кодируемой информацией, заложенной во временную форму в виде эшелона импульс-кодов 1000000001, от длительности импульсов Δt и временного интервала τ между ними.

формированием переходных динамических решеток населенностей и поляризаций среды в пределах неоднородно уширенной линии [16]. При длительности импульсов 1 нс $< \Delta t <$ 2 нс наблюдается интенсивная пространственная модуляция квантовой информации с ярко выраженным максимумом при $\Delta t = 1.15$ нс и на временах $\Delta t = 1.6$ и 1.7 нс в пределах неоднородно уширенной линии оптического перехода $\sigma = 5$ нс$^{-1}$, обратная величина которой определяет минимальную длительность эшелона импульс-кодов (массива информации).

3. Выводы

Таким образом, для осуществления оптимальных процессов записи и преобразования информации в оптических эхо-процессорах показана возможность управления количеством квантовых битов в среде с фазовой памятью во временной адресации в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода. Это позволяет разрабатывать логические элементы, приводящие к уменьшению шума в квантовом канале связи, за счет выбора эффективных схем кодирования возбуждающих лазерных импульсов, информация в которых заложена в их временной форме в виде эшелона импульс-кодов «1» и «0».

1. Нефедьев Л.А., Самарцев В.В. *ЖПС*, **47** (4), 640 (1987).
2. Калачев А.А., Самарцев В.В. *Когерентные явления в оптике* (Казань, изд-во КГУ, 2003).
3. Mitsunaga M., Yano R., Uesugi N. *Opt. Lett*., **16**, 1890 (1991).
4. Kroll S., Tidlund P. *Appl. Opt.*, **32**, 7233 (1993).
5. Mossberg T.W. *Opt. Lett.*, **17**, 535 (1992).
6. Китаев А.Ю. *Успехи математических наук*, **52** (6), 53 (1997).
7. Нефедьев Л.А., Русанова И.А. *Оптика и спектроскопия*, **90**, 1000 (2001).
8. Nefed'ev L.A., Rusanova I.A. *Laser Phys.*, **12** (3), 571 (2002).
9. Русанова И.А. *Вестник ЧелГу.*, **13** (14), 88 (2012).
10. Shor P.W. *Phys. Rev. Ser. A.*, **52**, (4), 2493 (1995).
11. Steane A.M. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A.*, **1954**, 2551 (1996).
12. Шеннон К.Э. *Работы по теории информации и кибернетике* (М.: ИЛ, 1963).
13. Колмогоров А.Н. *Теория информации и теория алгоритмов* (М.: Наука, 1987).
14. Килин С.Я. *УФН*, **169** (5), 507 (1999).
15. Cerf N.J., Adami C. *Phys. Rev. Lett.*, **79** (26), 5194 (1997).
16. Русанова И.А. В сб. *Докл. VII Всерос. конф. «Необратимые процессы в природе и технике»* (М.: изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013, с. 92).