

**ЭФФЕКТ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ В КВАНТОВОМ КОМПЬЮТЕРЕ****О.Н.Гадомский<sup>1)</sup>, Ю.Ю.Воронов****Ульяновский государственный университет  
432700 г.Ульяновск, Россия**

Поступила в редакцию 13 апреля 1999 г.

Показана принципиальная возможность записи оптической информации на отдельных квазирезонансных атомах сосредоточенной системы посредством изменения угла падения внешней световой волны.

PACS: 42.79.Ta

Эффект ближнего поля был предсказан теоретически в работе [1] и его свойства были подробно исследованы в некоторых граничных задачах классической [2], нелинейной [3] и квантовой [4] оптики. Суть этого эффекта заключается в том, что самоогласованное взаимодействие поляризующих полей близко расположенных атомов существенно изменяет поле этих атомов в любой точке наблюдения, находящейся в ближней или волновой зоне по отношению к этим атомам. На основе этого эффекта была высказана идея о возможности исследования структуры малых объектов с линейными размерами  $a \ll \lambda$  с помощью оптического излучения, где  $\lambda$  – длина световой волны [5,6]. В работах [5,6] рассматривалось взаимодействие световой волны, волновой вектор которой был направлен вдоль оси, соединяющей два дипольных атома. При этом вычислялось микроскопическое поле в месте расположения атомов, а также поле в волновой зоне, которое, как было показано в [5,6], существенно изменяется в зависимости от межатомного расстояния, поляризуемости атомов, частоты внешнего поля и т.д. В данной статье предлагается использовать эффект ближнего поля для записи информации на отдельных атомах в сосредоточенной системе двухуровневых атомов, изменяя углы падения внешней световой волны. Для демонстрации этого метода рассмотрим систему из двух близко расположенных квазирезонансных атомов (малый объект) в поле интенсивной световой волны, которая может существенно изменять инверсию атомных состояний. Местоположение каждого атома будем фиксировать с помощью соответствующего фазового множителя результирующего микроскопического поля.

В квантовом компьютере [7-9] можно выделить три основные проблемы. 1. Идентификация в системе атомов отдельного атома-кубита, который в течение достаточно длительного времени содержит в себе определенную информацию. В методе [9], основанном на использовании системы холодных атомов в оптических ловушках, атомы-кубиты находятся на расстоянии  $a \ll \lambda$  и несмотря на это, как будет показано ниже, они могут быть различимы по величине поля в месте расположения каждого атома-кубита. В качестве конкретных атомов-кубитов могут быть рассмотрены ионы  $\text{Cr}^{3+}$  в рубине с временем энергетической релаксации  $T_1 = (4\omega_0^3 d^2 / 3\hbar c^3)^{-1}$ , где  $d = 4.8 \cdot 10^{-21}$  CGSE – дипольный момент перехода,  $\omega_0$  – частота перехода, соответствующая  $R_1$ -линии в рубине [10]. 2. Кодирование информации и реализация

<sup>1)</sup> e-mail: qed\_group@mail.ru

базисных логических операций. Для этого в предлагаемом методе могут быть использованы различные углы падения внешней световой волны, которые могут изменяться с помощью акустооптических или электрооптических модуляторов. 3. Метод считывания информации после проведения вычислений. В качестве такого метода в нашем рассмотрении может быть использовано пробное излучение. Как было показано в [5], эффект ближнего поля имеет место и при воздействии слабой световой волны на систему дипольных атомов, которые рассматривались как лоренцевские осцилляторы.

Микроскопическое поле световой волны  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  в некоторой точке наблюдения  $\mathbf{r}$  в момент времени  $t$  определим с помощью следующего уравнения [3,11]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t) + \sum_{j=1}^2 \text{rot rot} \frac{\mathbf{p}_j(t - R/c)}{R_j}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t)$  – напряженность электрического поля внешней световой волны, распространяющейся со скоростью света  $c$ ,  $\mathbf{p}_j$  – индуцированный дипольный момент  $j$ -го атома. Расстояние  $R_j = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$ , где  $\mathbf{r}_j$  – радиус-вектор  $j$ -го атома относительно начала системы координат, помещенного, например, в центре первого атома. Дифференцирование в (1) производится по координатам точки наблюдения.

Рассмотрим взаимодействие атомов с полем внешней световой волны

$$\mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}E_0 \exp(-i[\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega t]) + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{e}$  – единичный вектор поляризации электрического поля,  $E_0$  – действительная амплитуда волны,  $\omega$  и  $\mathbf{k}_0$  – частота и волновой вектор ( $k_0 = \omega/c$ ) внешней волны. Тогда дипольный момент  $j$ -го атома представим следующим образом:

$$\mathbf{p}_j = (1/2)\mathbf{d}_j(u_j + iv_j)\exp(i\omega t) + \text{к.с.}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{d}_j$  – дипольный момент перехода между двумя выбранными квантовыми состояниями  $j$ -го атома, величины  $u_j$  и  $v_j$  подчиняются следующим уравнениям [3,10]:

$$\begin{aligned} \dot{u}_j &= -(\omega_{0j} - \omega)v_j - \frac{2}{\hbar}(\mathbf{d}_j \mathbf{E}_{0j}'')w_j - \frac{u_j}{T_2'}, \\ \dot{v}_j &= (\omega_{0j} - \omega)u_j + \frac{2}{\hbar}(\mathbf{d}_j \mathbf{E}_{0j}')w_j - \frac{v_j}{T_2'}, \\ \dot{w}_j &= \frac{2}{\hbar}(\mathbf{d}_j \mathbf{E}_{0j}'')u_j - \frac{2}{\hbar}(\mathbf{d}_j \mathbf{E}_{0j}')v_j - \frac{w_j - w_0}{T_1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\omega_{0j}$  – частота резонансного перехода в спектре  $j$ -го атома;  $w_j$  – инверсия квантовых состояний  $j$ -го атома, связанных резонансным переходом;  $w_0$  – начальное значение инверсии;  $T_1$  и  $T_2'$  – времена релаксации [10]. Величины  $\mathbf{E}_{0j}'$  и  $\mathbf{E}_{0j}''$  представляют собой действительную и мнимую части амплитуды электрического поля на  $j$ -ом атоме:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_j, t) = (\mathbf{E}_{0j}' + i\mathbf{E}_{0j}'')\exp(i\omega t) + \text{к.с.} \quad (5)$$

Таким образом, определена система уравнений, с помощью которой будет решена самосогласованная задача взаимодействия двух дипольных атомов с внешним полем.

Будем считать, что время, прошедшее с момента включения внешнего поля,  $t \gg T_1, T_2'$ , то есть все протекающие в системе процессы можно считать установившимися. Это ограничение позволяет выразить атомные переменные через полевые. Действительно, положив в (4)  $\dot{u}_j = \dot{v}_j = \dot{w}_j = 0$  и решая полученную систему линейных алгебраических уравнений, получим:

$$\begin{aligned} u_j &= -w_0 \kappa T_2' \frac{(\omega_{0j} - \omega) T_2' (\mathbf{eE}'_{0j}) + (\mathbf{eE}''_{0j})}{\Delta_j}, \\ v_j &= w_0 \kappa T_2' \frac{(\mathbf{eE}'_{0j}) - (\omega_{0j} - \omega) T_2' (\mathbf{eE}''_{0j})}{\Delta_j}, \\ w_j &= w_0 \frac{1 + ((\omega_{0j} - \omega) T_2')^2}{\Delta_j}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\Delta_j = 1 + ((\omega_{0j} - \omega) T_2')^2 + \kappa^2 T_1 T_2' [(\mathbf{eE}'_{0j})^2 + (\mathbf{eE}''_{0j})^2], \quad \kappa = 2d/\hbar.$$

При выводе этих выражений мы считали, что  $|\mathbf{d}_1| = |\mathbf{d}_2| = d$ , а соответствующие векторы направлены вдоль вектора  $\mathbf{e}$ .

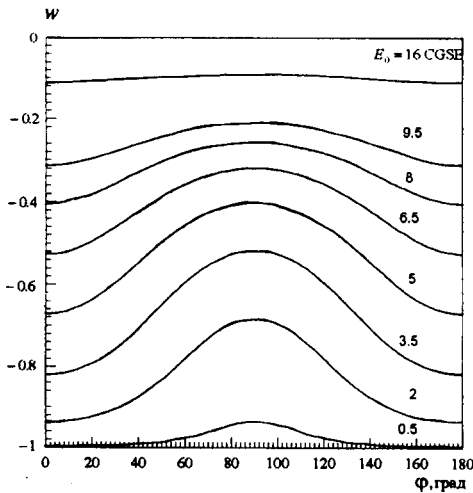


Рис.1. Зависимость инверсии на атомах от угла для случая, когда резонансные частоты атомов совпадают,  $k_0 = 9.985 \cdot 10^{-3} \text{ нм}^{-1}$  и внешнее поле принимает ряд значений

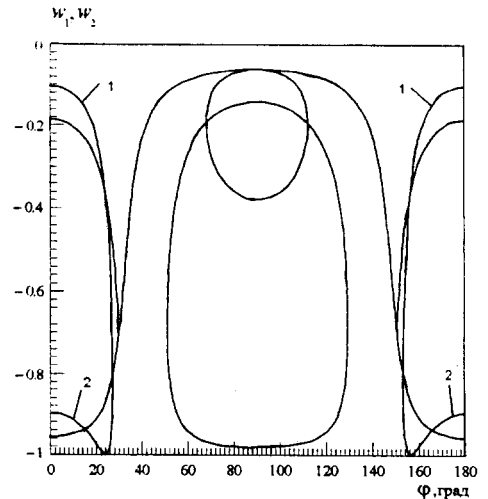


Рис.2. Зависимость инверсии на атомах от угла для случая, когда резонансные частоты атомов совпадают,  $k_0 = 9.999 \cdot 10^{-3} \text{ нм}^{-1}$  и  $E_0 = 0.5 \text{ CGSE}$ . Ветви 1 и 2 соответствуют различным атомам

Поместим начало координат в точку  $\mathbf{r}_1$ . В этом случае получим:  $(0; 0; 0)$  – координаты первого атома,  $(0; R; 0)$  – координаты второго атома. Положим также, что векторы  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{e}$  лежат в плоскости  $yz$ , а  $\varphi$  – угол между  $\mathbf{k}_0$  и осью  $y$ . Теперь, рассматривая (1) только для точек наблюдения на атомах, получим следующие уравнения:

$$E'_{01}(y) + iE''_{01}(y) = e^{(y)} E_0 + \frac{1}{2} B d (u_2 + i v_2) \exp(i k_0 R), \quad (7)$$

$$E_{01}'^{(z)} + iE_{01}''^{(z)} = e^{(z)} E_0 + \frac{1}{2} Ad(u_2 + iv_2) \exp(ik_0 R),$$

$$E_{02}'^{(y)} + iE_{02}''^{(y)} = e^{(y)} E_0 \exp(-ik_0 r_2) + \frac{1}{2} Bd(u_1 + iv_1) \exp(ik_0 R),$$

$$E_{02}'^{(z)} + iE_{02}''^{(z)} = e^{(z)} E_0 \exp(-ik_0 r_2) + \frac{1}{2} Ad(u_1 + iv_1) \exp(ik_0 R),$$

где  $\mathbf{e} = (0; -\sin\varphi; \cos\varphi)$ ,  $A = -1/R^3 - ik_0/R^2 + k_0^2/R$ ,  $B = 2/R^3 + i2k_0/R^2$ . Подставляя (6) в (7), получим систему четырех комплексных нелинейных алгебраических уравнений относительно такого же числа неизвестных.

В дальнейших расчетах мы будем использовать следующие значения параметров, входящих в (6), (7):

$$T_1 = 10^{-3} \text{ с}, T_2' = 10^{-8} \text{ с}, d = 1.38 \cdot 10^{-18} \text{ CGSE}, R = 1 \text{ нм}.$$

Исследуем решения системы (7) при различных значениях угла  $\varphi$ .

**Случай А. Атомы имеют одинаковые резонансные частоты.** Пусть  $\omega_{01}/c = \omega_{02}/c = 0.01 \text{ нм}^{-1}$ . В этом случае, как показывает численный расчет, инверсии резонансных уровней на первом и втором атомах имеют одинаковое значение. На рис.1 представлены зависимости  $w = w_1 = w_2$  от угла  $\varphi$  между вектором  $\mathbf{k}_0$  и осью  $y$  для различных значений амплитуды внешнего поля. Изменение угла приводит к существенным изменениям инверсии на атомах, что говорит о возможности записи информации на атомах малого объекта. При увеличении  $E_0$  ширина области записи, то есть разность между максимальным и минимальным значениями инверсии, вначале увеличивается до значения, приблизительно равного 0.3, а затем уменьшается до нуля. Это свойство можно использовать для улучшения качества записи. Существенные изменения  $w$  возможны только в том случае, если  $k_0$  отличается от  $\omega_{01}/c$  не более чем на  $10^{-4} \text{ нм}^{-1}$ . Однако, если это отличие становится меньше, чем  $10^{-6} \text{ нм}^{-1}$ , то начинает проявляться мультистабильность: при заданных значениях параметров система имеет более одного решения, причем реализация того или иного физического состояния определяется значениями величин  $u_j, v_j, w_j$  в начальный момент времени, то есть начальными условиями. На рис.2 показаны соответствующие зависимости для этого случая. Здесь возможны два типа решений. Во-первых, есть решения, для которых инверсии на атомах различаются. Такие решения возможны для любого значения угла. Во-вторых, для углов  $0 < \varphi < 26$  и  $154 < \varphi < 180$  имеются решения с отличающимися значениями инверсии на атомах. Это позволяет записывать на атомах малого объекта неодинаковую информацию. Важно отметить, что наряду с решениями, для которых инверсия на первом атоме больше, чем на втором, имеются решения с противоположным отношением между инверсиями. Наличие таких решений следует уже из вида системы (7). Действительно, так как в нашем случае  $k_0 r_2 \approx 10^{-2}$ , то можно приближенно положить  $e^{-ik_0 r_2} = 1$ , а в этом случае, как легко видеть, система (7) переходит сама в себя при одновременной замене  $E_{02}$  на  $E_{01}$ , а  $E_{01}$  на  $E_{02}$ .

**Случай В. Атомы имеют различные частоты переходов.** Пусть  $k_0 = 0.01 \text{ нм}^{-1}$ , а  $\omega_{01}/c = (1 - 10^{-3})k_0$ ,  $\omega_{02}/c = (1 + 10^{-3})k_0$ . Тогда (рис.3) инверсии на атомах отличаются для всех значений углов, за исключением углов, при которых графики угловых зависимостей инверсий пересекаются. Это говорит о возможности записи неодинаковой информации на атомах малого объекта, с использованием всего

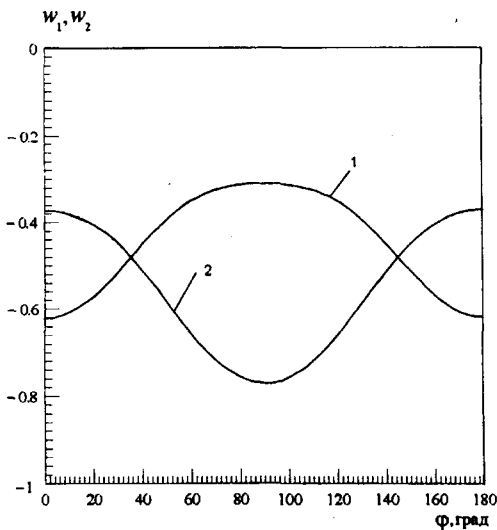


Рис.3. Зависимость инверсии на атомах от угла для случая, когда резонансные частоты атомов различаются,  $k_0 = 10^{-2} \text{ нм}^{-1}$  и  $E_0 = 4 \text{ CGSE}$ . Кривая 1 – инверсия на первом атоме, кривая 2 – инверсия на втором атоме

углового диапазона. Необходимо заметить, что при большем отличии резонансных частот такой способ записи становится невозможным.

Таким образом, в данной статье показано, что благодаря эффекту ближнего поля возможно изменение инверсии отдельных атомов сосредоточенной системы в широком диапазоне значений в зависимости от угла падения внешней волны. Было использовано лишь стационарное решение уравнений движения (6), чтобы показать только принципиальную возможность записи информации на отдельных атомах. Уменьшая дипольный момент перехода и увеличивая тем самым время  $T_1$ , а также используя импульсное решение уравнений (6), можно выбрать оптимальный способ кодирования информации на отдельных атомах, меняя углы падения записывающих световых импульсов.

Авторы выражают признательность К.А.Валиеву за то, что он обратил наше внимание на возможность применения эффекта ближнего поля в квантовом компьютере, а также членам научного семинара ФТИАН за полезное обсуждение этой возможности.

1. О.Н.Гадомский, К.В.Крутитский, ЖЭТФ **106**, 936 (1994).
2. O.N.Gadomsky and K.V.Krutitsky, JOSA **13B**, 1679 (1996).
3. О.Н.Гадомский, С.В.Сухов, Квантовая электроника **25**, 529 (1998).
4. О.Н.Гадомский, С.Г.Моисеев, ЖЭТФ **113**, 471 (1988).
5. О.Н.Гадомский, Ю.Ю.Воронов, Жур. прикл. спектроскопии (в печати).
6. О.Н.Гадомский, Ю.Ю.Воронов, Жур. прикл. спектроскопии (в печати).
7. P.A.Benioff, Int.J.Theor.Phys. **21**, 177 (1982).
8. R.P.Feynman, Found. of Phys. **16**, 507 (1986).
9. J.I.Cirac and P.Zoller, Phys.Rev.Lett. **74**, 4094 (1995).
10. Л.Аллен, Дж.Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, М.: Наука, 1978.
11. М.Борн, Э.Вольф, *Основы оптики*, М.: Наука, 1973.