

УДК 621.373

ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗОВОЙ ПАМЯТИ СРЕДЫ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОГО НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г.Г. ГРИГОРЯН, В.О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 11 сентября 2008 г.)

Рассмотрено восстановление светового импульса, записанного в среде атомов с Λ -конфигурацией уровней в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности в случае приложения к среде импульса внешнего, неоднородного по длине среды магнитного поля в течение времени отсутствия управляющего поля. Показано, что когерентность нижних уровней атомов среды приобретает фазу, зависящую от координаты вдоль среды, и что при восстановлении записанного импульса его временная зависимость отображает координатную зависимость магнитного поля при интерферометрической регистрации.

Известно, что явление электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) приводит к уменьшению групповой скорости света в среде и таким образом к возможности сохранения информации в атомарных или твердых средах через атомную когерентность (см., например, [1,2]). Другим способом описания указанного процесса является введение понятия так называемого поляритона темного состояния [1,2]. Для целого ряда применений, таких как передача информации на большие расстояния или масштабируемые квантовые вычисления, важно обеспечивать фазовую когерентность в течение распространения пробного импульса. В работе [3] впервые экспериментально показано, что основанный на ЭИП метод записи света является фазовокогерентным. В этой работе к кювете с парами рубидия, в которой осуществлялись запись и воспроизведение пробного оптического импульса, прикладывалось внешнее однородное импульсное магнитное поле. Оно создавало постоянный сдвиг фаз между управляющим и воспроизводимым сигнальным лазерными импульсами. Этот сдвиг регистрировался интерферометрическим способом, путем примешивания к сигнальному полю небольшой части управляющего поля. Наблюдалась осцилляционная зависимость интенсивности восстановленного сигнального импульса от приобретенного фазового сдвига, т.е. от величины магнитного поля. Эта зависимость свидетельствует о фазовой когерентности в процессе записи информации на основе ЭИП.

Если приложенное к среде магнитное поле неоднородно в направлении распространения либо в поперечном направлении, то параметры и форма

выходящего импульса должны зависеть от координатной зависимости величины магнитного поля. Это обстоятельство может быть использовано для оптического отображения пространственного распределения свойств среды при помощи явления ЭИП.

Некогерентное оптическое магнитно-резонансное изображение было предложено еще в работе [4], в которой градиентное постоянное магнитное поле сдвигает магнитные подуровни из-за эффекта Зеемана и, следовательно, резонансные частоты в спектрах регистрируемой светоиндуцированной флуоресценции или поглощения, которые зависят от положения излучающего или поглощающего атома.

Градиентные магнитные поля использовались также для исследований когерентных лазерно-индуцированных явлений. В недавней работе [5] сообщалось об эксперименте Штерна-Герлаха с замедленным светом, где наблюдалось отклонение света, проходящего в условиях ЭИП через ячейку с парами рубидия, если к последней было приложено градиентное магнитное поле. Отклонение было объяснено приписыванием магнитного момента поляригону темного состояния (подобное и подобным образом объясняемое отклонение было предсказано в [6] в случае поперечно-неоднородного управляющего поля).

Восстановление пространственного распределения свойств среды посредством долгоживущей атомной когерентности предлагалось также в работе [7]. Предварительно приготовленное координатное распределение атомных возбуждений восстанавливается с помощью адиабатона [8], сигнальный импульс которого генерируется в тех точках среды, где атомная когерентность отлична от нуля. Показано, что при этом форма выходящего сигнального импульса однозначно определяется формой пространственного распределения возбужденных атомов.

В настоящей работе предлагается использовать процесс основанной на ЭИП записи и воспроизведения пробного светового импульса для отображения координатной зависимости импульсного неоднородного магнитного поля или какого-либо зависящего от координаты свойства среды. Будет показано, что импульс магнитного поля вносит сдвиг фазы воспроизводимого импульса (как наблюдалось в [3]), но этот сдвиг зависит от координаты, так что восстановленный сигнал несет информацию о зависящей от положения фазе атомной когерентности, которая может быть получена интерферометрическими измерениями подобно тому, как это сделано в [3]. Важно, что импульс магнитного поля должен быть выключен перед началом воспроизведения [3], поскольку в противном случае "окно" ЭИП расщепляется на несколько менее глубоких окон, как показано, например, в [9]. Очевидно, что временная форма восстановленного пробного импульса будет определяться зависящими от положения свойствами среды ЭИП, т.е. свойствами атомной когерентности. Другим способом отображения пространственного распределения свойств среды является использование альтернативной процедуры воспроизведения, когда восстанавливаемый пробный импульс регистрируется под некоторым углом к управляющему импульсу [10] либо в перпендикулярном направлении [11]. В этом

случае будет достаточно измерить какую-либо характеристику пробного импульса, перемещая измерительный прибор вдоль среды, вместо регистрации его временной формы.

Рассмотрим традиционную схему ЭИП в среде трехуровневых атомных систем типа Λ , взаимодействующих с управляющим и пробным лазерными импульсами. Будем нумеровать уровни по возрастанию энергии и предположим, что первоначально заселенным является основной уровень 1. В отсутствие магнитного поля управляющее поле резонансно переходу 2- \rightarrow 3 между первоначально незаселенными уровнями, а пробное поле резонансно переходу 1- \rightarrow 3, т.е. имеет место точный двухфотонный резонанс. Взаимодействие можно разделить на три временных интервала. Первый - это время записи пробного импульса, падающего на среду при $z = 0$, где z - координата вдоль среды. К концу этого интервала времени (допустим \hbar) управляющий импульс выключается и пробный импульс превращается в когерентность ρ_{21} , эволюция которой происходит во втором временном интервале, в начале которого включается импульс магнитного поля. Оно обуславливает переменные расстройки резонанса посредством сдвига магнитных подуровней. Решение уравнений для матрицы плотности среды дает в этом интервале времени следующее выражение для вышеприведенной когерентности:

$$\rho_{21}(z, t_1 + T) = \rho_{21}(z, t_1) e^{-i\Phi(z)}. \quad (1)$$

Таким образом, когерентность приобретает фазу, которая зависит от координаты вдоль среды и, вообще говоря, от длительности импульса магнитного поля (не указанного в обозначении). При выводе (1) сделаны следующие предположения и обозначения. Во-первых, традиционные условия ЭИП о малом изменении населенностей: $\rho_{11} \sim 1$, $\rho_{22} \sim \rho_{33} \sim 0$. Далее, предполагая пробное поле слабым, принимаем $\rho_{32} \sim 0$ и $\partial \rho_{31} / \partial t \approx 0$. Фаза в выражении (1) определяется как

$$\Phi(z) = \int_{t_1}^{t_1+T} \Omega_B(z, t) dt. \quad (2)$$

Длительность магнитного импульса есть T , а величина магнитного поля $B(z, t)$ определяется параметром $\Omega_B(z, t) = (\mu_B / \hbar)(g_2 - g_1)B(z, t)$, где $g_{1,2}$ - множители Ланде соответствующих уровней, а μ_B - магнетон Бора. Мы также предположили, что скорость распада когерентности мала, и пренебрегли ею в выражении (1). Известно (см., например, [12]), что при этих предположениях атомная когерентность среды определяется выражением $\rho_{21}(z, t_1) = -\Omega_{p0}(L - z) / \Omega_{c0}(L - z)$,

где величина L , задаваемая выражением $\frac{\hbar}{cG\mu_{13}} \int_0^\infty |\Omega_c(t')|^2 dt'$, есть длина записи

информации, которую мы для простоты считаем равной длине среды.

В третьем из вышеотмеченных временных интервалов, когда магнитное поле отсутствует, а управляющий лазер включен, для соответствующих элементов матрицы плотности и пробного поля в процессе воспроизведения при допущениях, сделанных выше, имеем следующие уравнения:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_r = iG\rho_{31}, \quad (3)$$

$$\Gamma_3 \rho_{31} = i(\Omega_r + \Omega_c \rho_{21}), \quad (4)$$

$$\partial \rho_{21} / \partial t = i\Omega_c^* \rho_{31}. \quad (5)$$

Здесь E_r – огибающая напряженности воспроизводимого поля (частоты Раби Ω_c и Ω_r управляющего и пробного полей определены обычным образом), $G = (2\pi/c)\varphi_p N \mu_{31}$ есть постоянная среды, где μ_{31} – дипольный момент соответствующего перехода, а Γ_3 – полная ширина верхнего уровня; остальные обозначения очевидны.

Мы рассматриваем здесь только интервал времени восстановления пробного импульса, а не решаем полную задачу со шивкой функций в соответствующих точках и в соответствующие моменты времени, которая решена во многих работах при сделанных предположениях (см., например, [13]). Задача решалась также на языке квазичастиц, т.н. поляритонов темного состояния, которые делают картину прохождения более наглядной. Именно, когда управляющее поле включается снова, атомная когерентность, ρ_{21} , превращается обратно в восстанавливаемый пробный импульс, поэтому в рассматриваемом интервале времени начальные условия в (3), (4) и (5) могут быть записаны в виде $E_r(z, t_1 + T) \sim -\rho_{21}(z, t_1 + T)\Omega_{c0}(z, t_1 + T) = E_{p0}(L - z)e^{-i\Phi(z)}$ с учетом (1), где можно положить $t_1 + T = 0$. Отметим, что если бы задача решалась на языке распространения поляритонов, было бы необходимо разделить в уравнениях модуль и фазу волновой функции поляритона.

Итак, уравнения (3)-(5) хорошо известны и обычно используются для описания прохождения света в Λ -средах в условиях ЭИП без внешних полей. Влияние внешнего импульсного магнитного поля проявляется только в начальных условиях, как и в случае импульса однородного поля в [3]. Именно, уравнения (3)-(5) сводятся к виду

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g(z, t)} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_p = 0, \quad (6)$$

где v_g , определенное формулой $v_g^{-1} = c^{-1} + G\mu_{13}/\hbar|\Omega_c(z, t)|^2$, есть замедленная групповая скорость воспроизводимого пробного импульса. Предполагая, что управляющее поле не истощается, можно принять $\Omega_c(z, t) = \Omega_c(0, t - z/c)$. Тогда решением уравнения (6) является, очевидно, следующий пробный импульс, распространяющийся в среде:

$$E_r(z, t) = E_{0p} \left(L - z + \frac{\hbar}{cG\mu_{13}} \int_0^{t-z/c} |\Omega_c(t')|^2 dt' \right) \exp \left[-i\Phi \left(z - \frac{\hbar}{cG\mu_{13}} \int_0^{t-z/c} |\Omega_c(t')|^2 dt' \right) \right]. \quad (7)$$

Таким образом, временная форма восстановленного пробного импульса, выходящего из среды ($z = L$), определяется пространственной формой начальной

атомной когерентности посредством ее фазы, которая содержит дополнительный член, обусловленный магнитным полем. Вообще говоря, как фаза, так и модуль начальной когерентности могут зависеть от продольной или поперечной координаты в среде либо, будучи специально подготовленными (например, посредством координатного распределения населенностей атомных уровней, как было предложено в теоретической работе [7]), либо из-за какого-либо процесса или свойства среды (например, из-за неоднородной плотности числа резонансных атомов, которая может иметь место в твердых телах). В любом случае пространственное распределение отображается во временной форме восстановленного импульса. Здесь рассматривается только случай изменения фазы внешним магнитным полем, поэтому начальная фаза когерентности положена равной нулю.

Это изменение фазы может проявляться, как было отмечено выше, только в интерферометрических экспериментах. В этом случае регистрируемая картина будет определяться величиной $|E_p|\cos\Phi$, а ее временная форма будет задаваться зависимостью фазы от z , т.е. характером неоднородности магнитного поля и ее параметрами. Значит, зависимость фазы атомной когерентности от z отобразится в наблюдаемой временной картине, которая определяется целым рядом параметров, в том числе напряженностью управляющего поля.

Для визуализации этого факта рассмотрим два частных случая зависимости магнитного поля от z . Предположим, что импульс магнитного поля имеет лоренцеву временную форму и примем $T/\tau = 10$, где τ - ширина временного лоренциана. Что касается пикового значения величины магнитного поля, примем ее в первом случае растущей пропорционально z (градиентное поле). Магнитное поле предполагаем достаточно слабым, а именно, величину Ω_B - порядка мегагерц, а длительность импульса - порядка микросекунд ($\Omega\Phi - \Omega_B\tau$).

В этом случае зависимость фазы и ее косинуса от z показана на рис.1, а форма восстановленного пробного импульса - на рис.2. Пунктирная кривая на рис.2 есть пробное поле, наблюдаемое непосредственно, без интерференции с управляющим импульсом. Это гауссиан с амплитудой, нормированной на единицу и без множителя с напряженностью управляющего поля (фаза управляющего поля, так же как и начальная фаза пробного поля положена для простоты равной нулю). Временной масштаб на рис.2 соответствует постоянной величине управляющего поля и индексу групповой скорости, равному 10. При наклоне 4.5 на рис.1 на рис.2 наблюдается интерференционный минимум. Увеличение наклона приводит, очевидно, к увеличению числа наблюдаемых минимумов, а также к изменению их положения на оси времени.

Во втором примере принято, что магнитное поле имеет лоренцеву форму по z и на рис.3 опять представлены фаза и ее косинус для лоренциана с пиковым значением 4.5 и шириной 0.1, причем пиковая величина приходится на середину среды ($z = L/2$). Рис.4 показывает пробное поле с примесью и без примеси управляющего поля для того же значения индекса групповой скорости, как и в предыдущем случае.

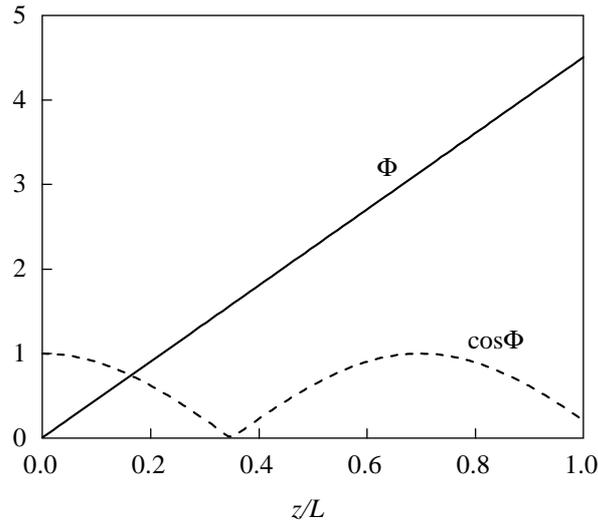


Рис.1. Фаза, приобретенная воспроизводимым пробным импульсом, и ее косинус в случае градиентного магнитного поля с наклоном 4.5.

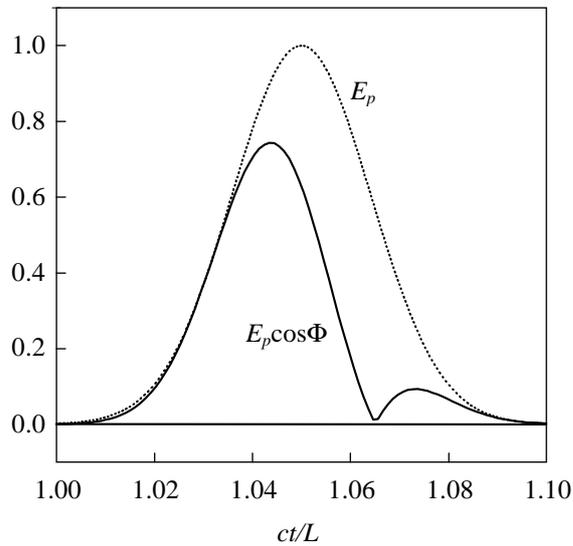


Рис.2. Пробное поле, выходящее при $z = L$ и $t > L/c$ без интерференции (пунктирная кривая) и интерферирующая (сплошная кривая) с управляющим полем, в случае градиентного магнитного поля. Индекс групповой скорости равен 10.

Здесь также видно наличие максимумов и минимумов в интерференционной картине в моменты времени, соответствующие тем значениям z , при которых $\cos\Phi$ равен соответственно единице или нулю. Очевидно также, что число минимумов возрастает с увеличением пикового

значения и не меняется с изменением ширины лоренциана. Если пиковое значение приходится не на середину среды при $z = L/2$, то картина будет несимметричной и асимметрия позволит определить положение пиковой величины магнитного поля.

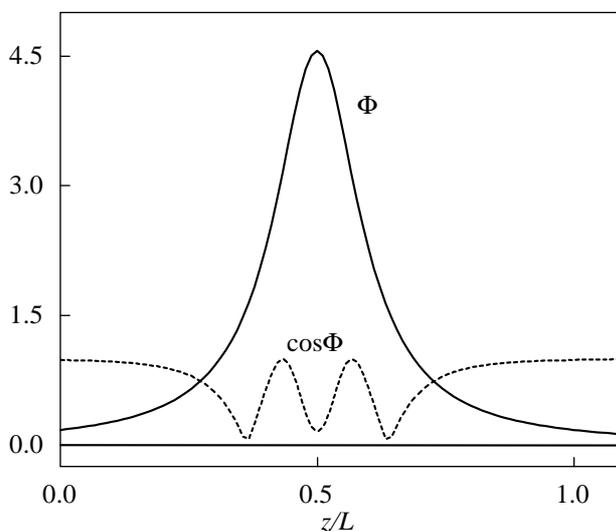


Рис.3. Фаза, приобретенная воспроизводимым пробным импульсом, и ее косинус в случае магнитного поля лоренцевой формы с пиковым значением 4.5 и шириной 0.1.

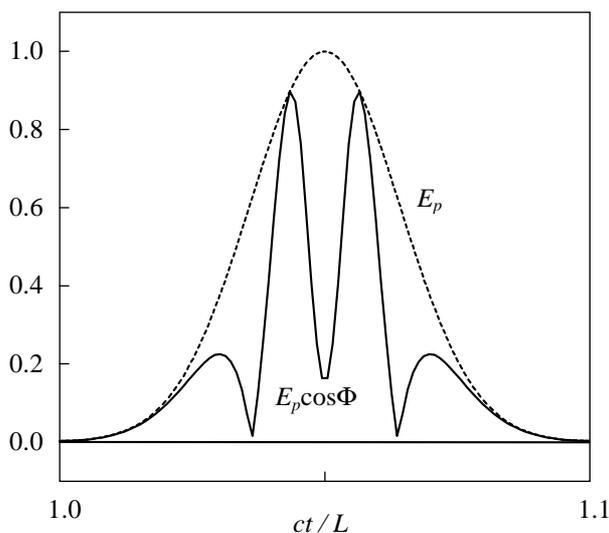


Рис.4. Пробное поле, выходящее при $z = L$ и $t > L/c$ без интерференции (пунктирная кривая) и интерферирующая (сплошная кривая) с управляющим полем, в случае лоренцева магнитного поля. Индекс групповой скорости равен 10.

Таким образом, мы показали, что в случае записи и воспроизведения светового импульса в среде при условиях ЭИП, приложение импульсного

магнитного поля в интервале времени между записью и воспроизведением дает возможность восстановить координатную зависимость фазы атомной когерентности в среде, если магнитное поле неоднородно, т.к. эта когерентность нижних уровней атомов среды приобретает зависящую от координаты фазу, которая меняет форму воспроизводимого импульса. Это изменение может быть наблюдеено посредством интерферометрических измерений. Применение изложенных результатов к конкретным случаям требует отдельного рассмотрения. Тем не менее очевидно, что эти результаты могут применяться по крайней мере для измерения пространственного распределения самого магнитного поля.

Работа выполнена в рамках проекта 96 Государственного комитета по науке при правительстве РА и при частичной поддержке грантов INTAS no. 06-1000017-9234 и ANSEF no. PS-opt-1347.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.Fleischhauer, M.D.Lukin.** Phys. Rev. Lett., **84**, 5094 (2000).
2. **M.Fleischhauer, A.Imamoglu, J.P.Marangos.** Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
3. **A.Mair, J.Hager, D.F.Phillips, R.L.Walsworth, M.D.Lukin.** Phys. Rev. A, **65**, 031802 (2002).
4. **S.Schiller, R.L.Byer.** JOSA A, **9**, 683 (1992).
5. **L.Karpa, M.Weitz.** Nature Physics, **2**, 332 (2006).
6. **D.L.Zhou, Lan Zhou, R.Q.Wang, S.Ye, C.P.Sun.** Phys. Rev. A, **76**, 055801 (2007).
7. **J.R.Csesznegi, R.Grobe.** Phys. Rev. Lett., **79**, 3162 (1997).
8. **R. Grobe, F.T. Hioe, J.H. Eberly.** Phys. Rev. Lett., **73**, 3183 (1994).
9. **X.G.Wei, J.H.Wu, G.X.Sun, Z.Shao, Z.H.Kang, Y.Jiang, J.Y.Gao.** Phys. Rev. A, **72**, 023806 (2005).
10. **P.Arve, P.Janes, L.Thylen.** Phys. Rev. A, **69**, 063809 (2004).
11. **G.Nikoghosyan.** Eur. Phys. J. D, **36**, 119 (2005).
12. **V.O.Chaltykyan, G.G.Grigoryan, G.Nikogosyan.** Phys. Rev. A, **68**, 013819 (2003).
13. **M.D.Lukin.** Rev. Mod. Phys., **75**, 457 (2003).

MODIFICATION OF MEDIUM PHASE MEMORY UNDER INFLUENCE OF A PULSED INHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD

V.O. CHALTYKYAN, G.G. GRIGORYAN

We consider retrieving of a light pulse stored in a medium of atoms with (-configuration of levels under conditions of electromagnetically induced transparency when a pulse of the external magnetic field inhomogeneous over the medium length is applied to the medium during the absence of the control field. It is shown that the coherence of lower levels of medium atoms acquires a phase depending on the coordinate along the medium and that the temporal shape of retrieved pulse, if it is recorded interferometrically, reflects the coordinate dependence of the magnetic field.