

Управление световыми импульсами в электромагнитно индуцированной решетке

В. Г. Архипкин^{1,*} С. А. Мысливец^{1,†} П. С. Панкин^{2,‡}

¹Институт Физики имени Л. В. Киренского СО РАН

²ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»

Теоретически изучено распространение пробного импульса в электромагнитно индуцированной решетке (ЭИР) в присутствии дополнительного управляющего поля в четырехуровневых атомах N-типа. Показано, что можно эффективно контролировать отражение и пропускание ЭИР. Полностью оптическое переключение отраженного и прошедшего импульса продемонстрировано.

PACS: 42.50.Gy, 42.65.Dr

УДК: 535.012.2:535.361:520.362

Ключевые слова: электромагнитно-индуцированная прозрачность, электромагнитно индуцированная решетка, стоячая волна, полностью оптическое переключение.

Электромагнитно индуцированная решетка (ЭИР) [1] наводится в трехуровневой системе при взаимодействии слабой пробной волны со стоячей управляющей волной в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) [2]. ЭИР формируется благодаря периодической пространственной модуляции поглощения: прозрачность возникает в пучности стоячей управляющей волны, тогда как в узлах — поглощение высокое. Спектральные свойства пропускания ЭИР существенно отличаются от ЭИП. При определенных условиях ЭИР могут иметь запрещенные (ЗЗ) зоны и полосы пропускания (ПП) как в фотонных кристаллах. Поэтому такие периодические структуры представляют интерес для управления распространением света. В ЭИР можно динамически перестраивать ПП и ЗЗ [3, 4], генерировать стационарные световые импульсы [5], их можно использовать как дифракционные решетки [1] и для оптической маршрутизации [7]. Использование дополнительного управляющего поля с частотой ω_3 (рис.1) открывает новые возможности для динамического управления спектральными свойствами ЭИР [8].

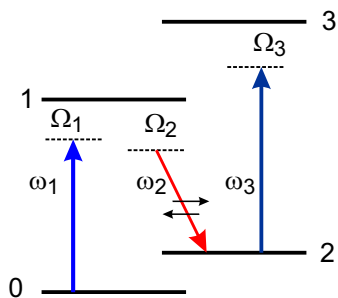


Рис. 1: Схема четырехуровневого атома, взаимодействующего с тремя полями: слабое пробное поле (ω_1), управляющая стоячая волна (ω_2) и второе управляющее поле (ω_3)

В данной работе теоретически изучается распростра-

нение слабого пробного импульса в четырехуровневой системе (ω_1) в присутствии стоячей управляющей волны (ω_2) и дополнительного управляющего лазерного излучения (ω_3) как показано на рис. 1. Для простоты предполагается, что атомы неподвижны. Здесь переходы $|0\rangle - |1\rangle$, $|1\rangle - |2\rangle$ и $|2\rangle - |3\rangle$ являются электрическими дипольно разрешенными, а переходы $|0\rangle - |2\rangle$ и $|0\rangle - |3\rangle$ — электрическими дипольно запрещенными. Слабая пробная волна (с несущей частотой ω_1 и волновым вектором k_1) и управляющая волна (ω_3 , k_3) распространяются вдоль оси z . Соответствующие им частоты Раби обозначим G_1 и G_3 . Управляющее поле (ω_2 , k_2) считаем стоячей волной с пространственно зависящей частотой Раби $G_2(z) = G_{2+} \exp^{ik_2 z} + G_{2-} \exp^{-ik_2 z}$. Она формируется прямой и обратной волнами, бегущими навстречу друг другу.

Восприимчивость слабого пробного поля, распространяющегося в четырехуровневой системе и взаимодействующего с двумя управляющими полями (рис.1) можно представить в виде [9, 10]

$$\chi(\omega_1, z) = i\chi_p \frac{(\Delta_{20}\Delta_{30} + |G_3|^2)\gamma_{10}}{\Delta_1\Delta_{20}\Delta_{30} + \Delta_{10}|G_3|^2 + \Delta_{30}|G_2(z)|^2},$$

$$\chi_p = \frac{|d_{10}|^2 N}{2\hbar\gamma_{10}},$$

$$\Delta_1 = \gamma_{10} - i\Omega_1, \quad \Delta_2 = \gamma_{12} - i\Omega_2, \quad \Omega_1 = \omega_1 - \omega_{10},$$

$$\Omega_2 = \omega_2 - \omega_{12}, \quad \Delta_{20} = \gamma_{20} - i\Omega_{20},$$

$$\Delta_{30} = \gamma_{30} - i\Omega_{30}, \quad \Omega_{20} = \omega_1 - \omega_2 - \omega_{20},$$

$$\Omega_{30} = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3 - \omega_{30}.$$

(1)

γ_{ij} — полуширины соответствующих переходов, d_{10} — матричный дипольный элемент перехода $|0\rangle - |1\rangle$, N — концентрация атомов.

При определении (1) считается, что среда является линейной по отношению к пробному полю. Другие поля считаем сильными. Восприимчивость (1) — четная периодическая функция z , которую удобно разложить в ряд Фурье

$$\chi(z, \omega_1) \simeq \chi_0 + \chi_1 \cos(2k_2 z) \tag{2}$$

Для простоты мы ограничились только двумя пространственными гармониками с $n = 0$ и 1, которые

*E-mail: avg@iph.krasn.ru

†E-mail: sam@iph.krasn.ru

‡E-mail: p.s.pankin@mail.ru

достаточно хорошо аппроксимируют восприимчивость $\chi(\omega_1, z)$.

$$\chi_0 = (k_2/\pi) \int_0^{\pi/k_2} \chi(z, \omega_1) dz,$$

$$\chi_1 = (2k_2/\pi) \int_0^{\pi/k_2} \chi(z, \omega_1) \cos(2k_2 z) dz.$$

Из-за периодической пространственной модуляции восприимчивости $\chi(\omega_1, z)$, индуцируемой управляющей стоячей волной, пробная волна распространяется как в многослойной периодической структуре с периодом $a = \pi/k_2 = \lambda_2/2$. Поэтому она может распространяться не только в прямом направлении (прошедшая волна), и в обратном направлении (отраженная волна). Используя метод связанных волн [11], можно рассчитать амплитудные коэффициенты пропускания t и отражения r пробной волны, распространяющейся в такой периодической структуре длиной L .

$$t(\omega_1) = \frac{A(L)}{A_0} = \frac{s \cos(sL) \exp(ik_2 L)}{s \cos(sL) + i(\Delta k - \alpha) \sin(sL)},$$

$$r(\omega_1) = \frac{B(L=0)}{A_0} = \frac{\sigma \sin(sL)}{s \cos(sL) + i(\Delta k - \alpha) \sin(sL)}$$

$$s = \pm \sqrt{(\Delta k - \alpha)^2 - \sigma^2}, \quad \Delta k = k_2 - k_1,$$

$$\alpha = 2\pi\chi_0 k_1, \quad \sigma = \pi\chi_1 k_1. \quad (3)$$

Здесь A_0 — амплитуда падающей пробной волны, $A(L)$ — амплитуда пробной волны на выходе образца, $B(L=0)$ — амплитуда отраженной волны.

Используя (3) и метод Фурье преобразования, можно исследовать распространение падающего пробного импульса в такой структуре. Пусть входной пробный импульс является гауссовским импульсом $E_{1i}(t) = E_0 \exp(-t^2/\tau^2)$, E_0 — амплитуда импульса, $2\tau = T_p$ — ширина импульса на уровне e^{-1} , ω_1 — несущая частота. Управляющие поля считаем непрерывными монохроматическими волнами. Спектр входного импульса: $E_{1i}(\omega) = 2^{-1/2}\tau E_0 \exp[-\tau^2(\omega - \omega_1)^2/4]$. Отраженные и прошедшие Фурье компоненты пробного импульса определяются как $E_{1r} = r(\omega)E_{1i}(\omega)$ и $E_{1t} = t(\omega)E_{1i}(\omega)$. Отраженный и прошедший импульсы определяются через обратное Фурье преобразование.

Для численных расчетов используются параметры атомов рубидия как ЭИП среды. Резонансная длина волны перехода $|0\rangle - |1\rangle$ соответствует $\lambda_{10} = 780.792$ нм, а перехода $|1\rangle - |2\rangle$, с которым взаимодействует стоячая волна, $\lambda_{12} = 780.778$ нм. На рис. 2. приведены спектры пропускания и отражения пробного поля для различных значений частоты Раби G_3 второго управляющего поля. В отсутствие второго управляющего поля ($G_3 = 0$) частоты Раби G_{2+} и G_{2-} выбраны такими, чтобы существовала полоса

пропускания с коэффициентом пропускания, близким к единице, а также запрещенная зона, в которой имеет отражение с коэффициентом около единицы. Когда второе управляющее включается, ПП и ЗЗ разрушаются с увеличением G_3 .

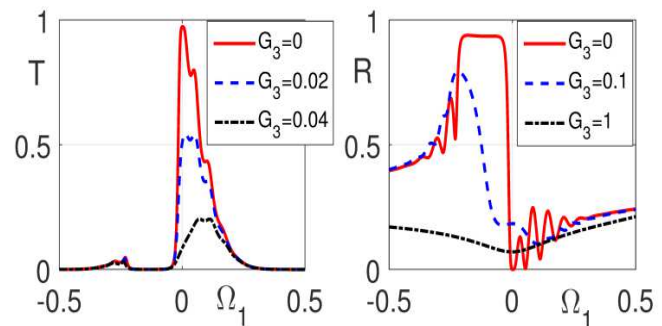


Рис. 2: Спектры пропускания (слева) $T = |t|^2$ и отражения (справа) $R = |r|^2$ как функция отстройки пробного излучения Ω_1 (в единицах γ_{10}) для различных частот Раби второго управляющего поля G_3 (в единицах γ_{10}). Другие параметры: $G_{2+} = 5\gamma_{10}$, $G_{2-} = (5/6)G_{2+}$, $\gamma_{10} = \gamma_{12} = \gamma_{32} = 2\pi \cdot 6$ МГц, $\gamma_{20} = 2\pi \cdot 1$ кГц, $N = 10^{12}$ см $^{-3}$, $L = 2$ см

Рис. 3 иллюстрирует прошедший и отраженный пробный импульс для различных частот Раби G_3 . Видно, что с помощью низко интенсивного управляющего поля можно контролировать спектры пропускания и отражения ЭИР.

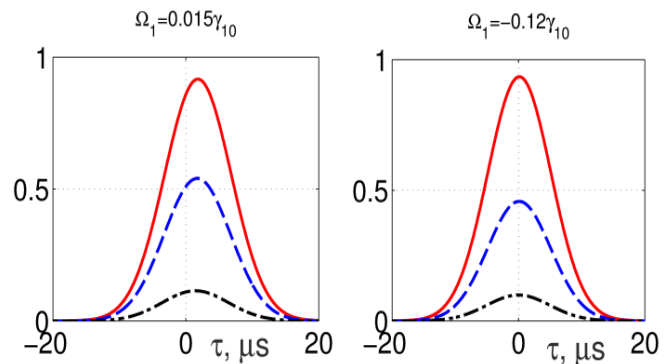


Рис. 3: Прошедший (слева) и отраженный (справа) пробный импульс для различных значений частоты Раби G_3 второго управляющего поля. Параметры такие же как на рис. 2

Показано, что с помощью лазерного излучения можно управлять пропусканием и отражением пробного импульса в электромагнитно индуцированной решетке. Такая структура может быть использована для полностью оптического переключения низко интенсивным переключающим полем.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-03959).

- [1] *Ling H. Y., Li Y. Q., Xiao M.* Phys. Rev. A. **57**. P. 1338. (1998).
 [2] *Fleischhauer M., Lukin M. D., Marangos A.* Rev. Mod. Phys. **77**. P. 633. (2005).
 [3] *Andre, Lukin M. D.* Phys. Rev. Lett. **89**. P. 143602. (2002).
 [4] *Artoni M., La Rocca G.* Phys. Rev. Lett. **96**. P. 073905. (2006).
 [5] *Bajcsy M., Zibrov A. S., Lukin M. D.* Nature. **426**. P. 638. (2003).
 [6] *Lin Y. W. et al.* Phys. Rev. Lett. **102**. P. 213601. (2009).
 [7] *Brown A. W., Xiao M.* Opt. Lett. **30**. P. 699. (2005).
 [8] *Wu J.-H. et al.* J. Mod. Optics. **56**. P. 768. (2009).
 [9] *Arkhipkin V. G.* Quantum Electron. **27**. P. 341. (1997).
 [10] *Harris S. E., Yamamoto Y.* Phys. Rev. Lett. **81**. P. 3611. (1998).
 [11] *Karpov S. Y., Stolyarov S. N.* Physics–Uspekhi. **36**. P. 63. (1993).

Control of light pulses in electromagnetically induced grating

V. G. Arkhipkin^a, S. A. Myslivets^b, P. S. Pankin^c

L. V. Kirensky Institute of Physics, Krasnoyarsk, Russia
 E-mail: ^aavg@iph.krasn.ru, ^bsam@iph.krasn.ru, ^cp.s.pankin@mail.ru

Theoretically studied propagation of a weak light pulse in electromagnetically induced grating (EIG) in the presence of an additional control field in four-level atoms of N-type. It is shown that one can effectively control the reflection and transmission of EIG. All-optical switching of the reflected and transmitted pulse is demonstrated.

PACS: 42.50.Gy, 42.65.Dr

Keywords: electromagnetically induced transparency, electromagnetically induced grating, standing wave, all-optical switching.

Сведения об авторах

1. Архипкин Василий Григорьевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. лабораторией; тел. (391) 249-46-13, e-mail: avg@iph.krasn.ru.
2. Мысливец Сергей Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; (391) 249-46-13, e-mail: sam@iph.krasn.ru.
3. Панкин Павел Сергеевич — аспирант; e-mail: p.s.pankin@mail.ru.