

Получение фазозависимого большого показателя преломления в отсутствие поглощения для четырехуровневой перевернутой атомной Y -системы*

Чжи-Цян Цзен, Ю-Пинг Вонг, Фу-Ти Лю, Цэн-Хуэй Гао

Рассмотрена замкнутая четырехуровневая перевернутая Y -система в присутствии и в отсутствие микроволнового поля. Установлено, что вследствие квантовой когерентности между двумя нижними уровнями, индуцированной либо спонтанным распадом, либо микроволновым полем, рефракционно-абсорбционные свойства системы можно изменять, варьируя относительную фазу приложенных полей при обоих способах управления. В частности, при выборе подходящего значения относительной фазы может быть достигнут желаемый большой показатель преломления в отсутствие поглощения.

Ключевые слова: квантовая когерентность, большой показатель преломления в отсутствие поглощения, относительная фаза.

1. Введение

В последние годы наблюдается значительный интерес к оптическому управлению преломляющими свойствами среды [1–5]. Обычно поглощение света велико при той же частотной расстройке, при которой велик резонансный показатель преломления. Например, большой показатель преломления среды, состоящей из двухуровневых атомов, означает, что данная среда имеет также значительное оптическое поглощение. Однако преломляющие свойства в многоуровневых атомных системах могут быть модифицированы за счет квантовой когерентности. Так, вследствие квантовой когерентности было получено незначительное поглощение в трехуровневом атоме при большом показателе преломления [6–11]. Повышение показателя преломления было также зарегистрировано в экспериментах [12–14]. Можно ожидать, что в оптически плотной среде наличие «замкнутого» контура возбуждения приведет к квазипериодическим изменениям показателя преломления [15]. Недавно мы исследовали влияние относительной фазы на рефракционно-абсорбционные свойства при «замкнутом» контуре возбуждения между возбужденными уровнями системы, сформированном микроволновым полем [16, 17]. Вдохновленные этими исследованиями мы обсуждаем в настоящей работе пути формирования фазозависимых рефракционно-абсорбци-

онных свойств, представляющих интерес для использования в квантовых системах памяти [5, 18] и для проектирования лазеров без инверсии [19, 20].

В данной работе мы изучаем замкнутую четырехуровневую перевернутую Y -систему в присутствии микроволнового поля или в его отсутствие, которая может быть экспериментально реализована на атомах рубидия [21, 22]. Такая атомная конфигурация привлекла большое внимание исследователей: подавление двухфотонного поглощения в холодном атоме ^{87}Rb наблюдалось в [21], эффект Штарка в интенсивных резонансных полях (эффект Ауслера–Таунса) в димере натрия был экспериментально продемонстрирован в [23]. Впоследствии было реализовано когерентное оптическое детектирование высоковозбужденных ридберговских состояний [24]. Недавно в работе [25] сообщалось об экспериментальном наблюдении влияния квантовой когерентности на поглощение в атомарном пучке рубидия. Было также теоретически показано, что в подобных перевернутых Y -системах может происходить множество интересных явлений, таких как двойная электромагнитно-индуцированная прозрачность [26, 27], тушение спонтанной эмиссии [28], керровская кросс-нелинейность [29] и когерентный перенос населенности [30]. Многие из этих исследований были связаны с квантовой когерентностью, однако в них не было рассмотрено влияние относительной фазы приложенных полей на рефракционно-абсорбционные свойства системы. В настоящей работе мы исследуем влияние относительной фазы на рефракционно-абсорбционные свойства перевернутой Y -системы и демонстрируем, что большое значение показателя преломления в отсутствие поглощения всегда может быть достигнуто путем управления относительной фазой.

2. Явления, обусловленные спонтанно порождаемой когерентностью в перевернутой Y -системе

Система переходов в замкнутом четырехуровневом перевернутом Y -атоме показана на рис. 1,а. Слабое проб-

* Перевод с англ. В.В.Шувалова.

Zhi-Qiang Zeng. College of Physics and Electronic Engineering, Yibin University, Yibin 644000, P.R. China; Computational Physics Key Laboratory of Sichuan Province, Yibin University, Yibin 644000, P.R. China; e-mail: zhiqiang_zeng@163.com

Yu-Ping Wang. College of Mining and Safety Engineering, Yibin University, Yibin 644000, P.R. China

Fu-Ti Liu. College of Physics and Electronic Engineering, Yibin University, Yibin 644000, P.R. China

Zeng-Hui Gao. Computational Physics Key Laboratory of Sichuan Province, Yibin University, Yibin 644000, P.R. China

Поступила в редакцию 4 апреля 2014 г., после доработки – 7 августа 2014 г.

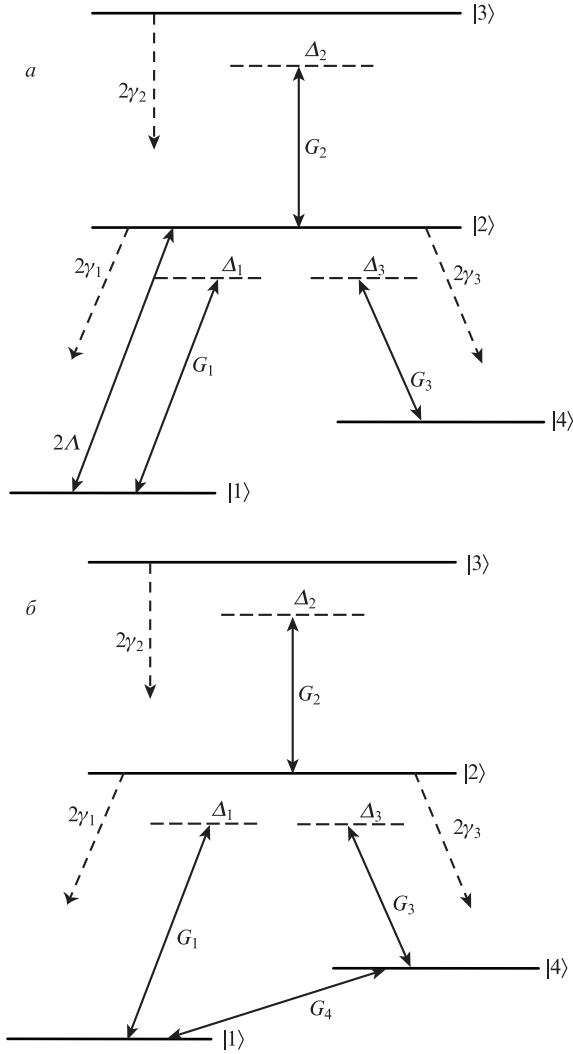


Рис.1. Энергетическая схема: четырехуровневый перевернутый Y-атом с электрическим дипольно-запрещенным переходом между уровнями $|4\rangle$ и $|1\rangle$ (а) и тот же атом, управляемый микроволновым полем на переходе $|4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ через разрешенный магнитно-дипольный переход (б).

ное поле \mathcal{E}_1 на частоте ω_1 и связывающее поле \mathcal{E}_3 на частоте ω_3 с частотами Раби $G_1 = \mu_{21}\mathcal{E}_1/\hbar$ и $G_3 = \mu_{24}\mathcal{E}_3/\hbar$ приложены к атомным переходам $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ соответственно. Поле накачки \mathcal{E}_2 на частоте ω_2 с частотой Раби $G_2 = \mu_{32}\mathcal{E}_2/\hbar$ прикладывается к атомному переходу $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$. В данной статье мы полагаем, что частота Раби G_2 является вещественным параметром. Некогерентная накачка со скоростью 2Λ взаимодействует с переходом $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ для получения небольшого количества атомов в возбужденном состоянии $|2\rangle$. Спонтанные скорости распада из состояний $|3\rangle$ в $|2\rangle$, $|2\rangle$ в $|4\rangle$ и $|2\rangle$ в $|1\rangle$ равны $2\gamma_2$, $2\gamma_3$ и $2\gamma_1$ соответственно.

Гамильтониан в приближениях дипольного взаимодействия и вращающейся волны задается выражением

$$\hat{H}_I = -\hbar\Delta_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\Delta_2|3\rangle\langle 3| - \hbar\Delta_3|4\rangle\langle 4| - \hbar(G_1|2\rangle\langle 1| + G_2|3\rangle\langle 2| + G_3|2\rangle\langle 4| + \text{эрмит. сопр.}), \quad (1)$$

где отстройки от резонанса пробного лазерного излучения, излучения накачки и излучения связи заданы как $\Delta_1 = \omega_{21} - \omega_1$, $\Delta_2 = \omega_{32} - \omega_2$ и $\Delta_3 = \omega_{24} - \omega_3$ соответственно.

Динамическая эволюция системы определяется уравнением для матрицы плотности

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial t} = & -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_I, \hat{\sigma}] - (\gamma_1 + \gamma_3 + \Lambda)\{ |2\rangle\langle 2|, \hat{\sigma} \} \\ & - \gamma_2\{ |3\rangle\langle 3|, \hat{\sigma} \} - \Lambda\{ |1\rangle\langle 1|, \hat{\sigma} \} + (2\gamma_1 + 2\Lambda)|1\rangle\langle 2|\hat{\sigma}\langle 2|1| \\ & + 2\gamma_2|2\rangle\langle 3|\hat{\sigma}\langle 3|2| + 2\gamma_3|4\rangle\langle 2|\hat{\sigma}\langle 2|4| + 2\Lambda|2\rangle\langle 1|\hat{\sigma}\langle 1|2| \\ & + \eta(|1\rangle\langle 2|\hat{\sigma}\langle 2|4| + |4\rangle\langle 2|\hat{\sigma}\langle 2|1|), \end{aligned} \quad (2)$$

где квадратные и фигурные скобки обозначают коммутацию и антикоммутацию заключенных в них операторов соответственно. Отличие от нуля параметра $\eta = 2\sqrt{\gamma_1\gamma_3}\cos\theta$ (θ – угол между дипольными матричными элементами μ_{21} и μ_{24}) отражает эффект квантовой когерентности, возникающей из-за кросс-связи между двумя каналами распада $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$, т. е. эффекта спонтанно возникающей когерентности (СВК). Из-за наличия эффекта СВК свойства Y-системы могут зависеть от относительной фазы зондирующего и связывающего полей. Поэтому мы трактуем частоты Раби G_1 и G_3 как комплексные параметры: $G_1 = \Omega_1\exp(i\phi_1)$ и $G_3 = \Omega_3\exp(i\phi_3)$, где ϕ_1 и ϕ_3 – фазы пробного и связывающего полей соответственно. Пусть $G_2 = \Omega_2$, $\sigma_{ii} = \rho_{ii}$, $\sigma_{23} = \rho_{23}$, $\sigma_{12} = \rho_{12}\exp(-i\phi_1)$, $\sigma_{13} = \rho_{13} \times \exp(-i\phi_1)$, $\sigma_{42} = \rho_{42}\exp(-i\phi_3)$, $\sigma_{43} = \rho_{43}\exp(-i\phi_3)$ и $\sigma_{14} = \rho_{14}\exp(-i\Phi)$, где $\Phi = \phi_3 - \phi_1$ – относительная фаза приложенных полей. Тогда переопределенные матричные элементы ρ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3, 4$) подчиняются следующим дифференциальным уравнениям:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} = & -2\Lambda\rho_{11} + 2(\gamma_1 + \Lambda)\rho_{22} - i\Omega_1\rho_{12} + i\Omega_1\rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{33} = & -2\gamma_2\rho_{33} + i\Omega_2\rho_{23} - i\Omega_2\rho_{32}, \\ \dot{\rho}_{44} = & -2\gamma_3\rho_{44} - i\Omega_3\rho_{42} + i\Omega_3\rho_{24}, \\ \dot{\rho}_{21} = & -(\gamma_1 + \gamma_3 + 2\Lambda + i\Delta_1)\rho_{21} \\ & + i\Omega_1(\rho_{11} - \rho_{22}) + i\Omega_2\rho_{31} + i\Omega_3\rho_{41}, \\ \dot{\rho}_{31} = & -(\gamma_2 + \Lambda + i\Delta_1 + i\Delta_2)\rho_{31} + i\Omega_2\rho_{21} - i\Omega_1\rho_{32}, \\ \dot{\rho}_{32} = & -(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \Lambda + i\Delta_2)\rho_{32} \\ & + i\Omega_2(\rho_{22} - \rho_{33}) - i\Omega_1\rho_{31} - i\Omega_3\rho_{34}, \\ \dot{\rho}_{41} = & -(\Lambda + i\Delta_1 - i\Delta_3)\rho_{41} + i\Omega_3\rho_{21} \\ & - i\Omega_1\rho_{42} + \eta\rho_{22}\exp(i\Phi), \\ \dot{\rho}_{42} = & -(\gamma_1 + \gamma_3 + \Lambda - i\Delta_3)\rho_{42} \\ & + i\Omega_3(\rho_{22} - \rho_{44}) - i\Omega_1\rho_{41} - i\Omega_2\rho_{43}, \\ \dot{\rho}_{43} = & -(\gamma_2 - i\Delta_2 - i\Delta_3)\rho_{43} + i\Omega_3\rho_{23} - i\Omega_2\rho_{42}. \end{aligned} \quad (3)$$

Приведенные выше элементы матрицы плотности дополнительно подчиняются условиям нормировки и эрмитова сопряжения:

$$\sum_{i=1}^4 \rho_{ii} = 1 \text{ и } \rho_{ij} = \rho_{ji}^*.$$

Из уравнения (3) видно, что, если эффект СВК отсутствует, член, включающий в себя относительную фазу Φ , исчезает. В присутствии эффекта СВК свойства рассматриваемой схемы зависят от этой фазы. Как известно, показатель преломления и коэффициент поглощения для пробного поля соответствуют действительной и мнимой частям поляризации ρ_{21} соответственно. Для простоты предполагаем, что параметры $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3, \Lambda, \Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3, \gamma_2$ и γ_3 нормированы на γ_1 .

Рассмотрим теперь рефракционно-абсорбционное соотношение для слабого зондирующего поля в стационарном состоянии. В рассматриваемой системе сильное резонансное связывающее поле одевает состояния $|2\rangle$ и $|4\rangle$. Одетые состояния могут быть записаны в виде

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|2\rangle + |4\rangle), \quad |-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|2\rangle - |4\rangle).$$

Собственные значения двух одетых состояний равны Ω_3 и $-\Omega_3$.

На рис.2 приведены зависимости показателя преломления и коэффициента поглощения от расстройки зондирующей волны Δ_1 . Видно, что для рассматриваемых значений относительной фазы Φ большой показатель преломления всегда может соответствовать нулевому поглощению (точки А, В и С на рис.2,а, б и в соответственно). Однако при разных значениях Φ точки А, В и С отвечают разным расстройкам. На рис.2,а ($\Phi = 3\pi/2$) большой показатель преломления в отсутствие поглощения возникает при $\Delta_1 = 0$, на рис.2,б ($\Phi = 0$) – при $\Delta_1 = \Omega_3$, что соответствует первому собственному значению двух одетых состояний, а на рис.2,в ($\Phi = \pi$) – при $\Delta_1 = -\Omega_3$, что соответствует их второму собственному значению.

Для того чтобы детально исследовать зависимость соотношения рефракции и поглощения от относительной фазы Φ , мы провели дополнительные численные расчеты и нашли, что максимальный показатель преломления всегда отвечает нулевому поглощению при правильно выбранных значениях Φ . При разных расстройках пробного поля всегда можно добиться большого значения показателя преломления в отсутствие поглощения, выбрав подходящие значения фазы Φ . В качестве примера на рис.3 приведены зависимости $\text{Re}\rho_{21}$ и $\text{Im}\rho_{21}$ от относительной фазы Φ для расстроек пробного поля $\Delta_1 = 0$ и $\pm\Omega_3$. Можно показать, что большое значение показателя преломления в отсутствие поглощения достигается периодически по относительной фазе Φ . Для $\Delta_1 = 0$ (рис.3,а) оно может быть достигнуто при $\Phi = 2k\pi + 3\pi/2$ ($k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; точки A_1, A_2), для $\Delta_1 = \Omega_3$ (рис.3,б) – при $\Phi = 2k\pi$ (точки B_1, B_2, B_3), а для $\Delta_1 = -\Omega_3$ (рис.3,в) – при $\Phi = 2k\pi + \pi$ (точки C_1, C_2).

3. Явления, обусловленные индуцированной микроволновым излучением когерентностью в перевернутой Y-системе

На рис.1,б резонансное микроволновое поле с частотой Раби G_4 связано с переходом $|4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ через разрешенный магнитный переход. В этой схеме квантовая когерентность достигается посредством связи двух нижних уровней перевернутой Y-системы микроволновым полем, поэтому мы рассматриваем ее как индуцированную микроволновым полем когерентность [16, 17]. Поскольку

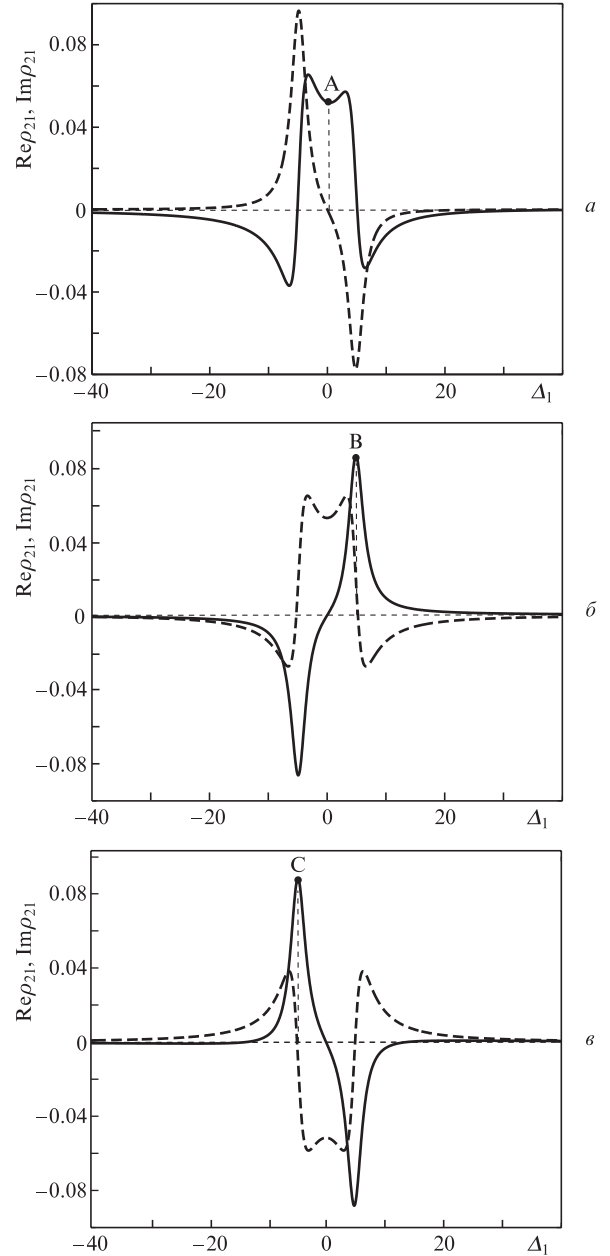


Рис.2. Зависимости $\text{Re}\rho_{21}$ (сплошные кривые) и $\text{Im}\rho_{21}$ (штриховые кривые) от расстройки пробного поля Δ_1 при $\Phi = 3\pi/2$ (а), 0 (б) и π (в) ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 1, \theta = \pi/6, \Omega_1 = 0.1\sin\theta, \Omega_2 = 0.5, \Omega_3 = 10\sin\theta, \Delta_2 = -\Delta_1, \Delta_3 = 0, \Lambda = 0.3$).

системы с двумя переходами, имеющими небольшое различие в энергиях и ортогональные дипольные моменты, найти в природе легче, мы предполагаем, что дипольные матричные элементы (т.е. μ_{21} и μ_{24}) ортогональны, исключая тем самым эффект СВК, который является более удобным при экспериментальной реализации.

В этом случае гамильтониан в дипольном приближении и приближении вращающейся волны есть

$$\hat{H}_I = -\hbar\Delta_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\Delta_2|3\rangle\langle 3| - \hbar\Delta_3|4\rangle\langle 4| - \hbar(G_1|2\rangle\langle 1| + G_2|3\rangle\langle 2| + G_3|2\rangle\langle 4| + G_4|4\rangle\langle 1| + \text{эрмит. сопр.}). \quad (4)$$

Динамическая эволюция системы определяется уравнением для матрицы плотности

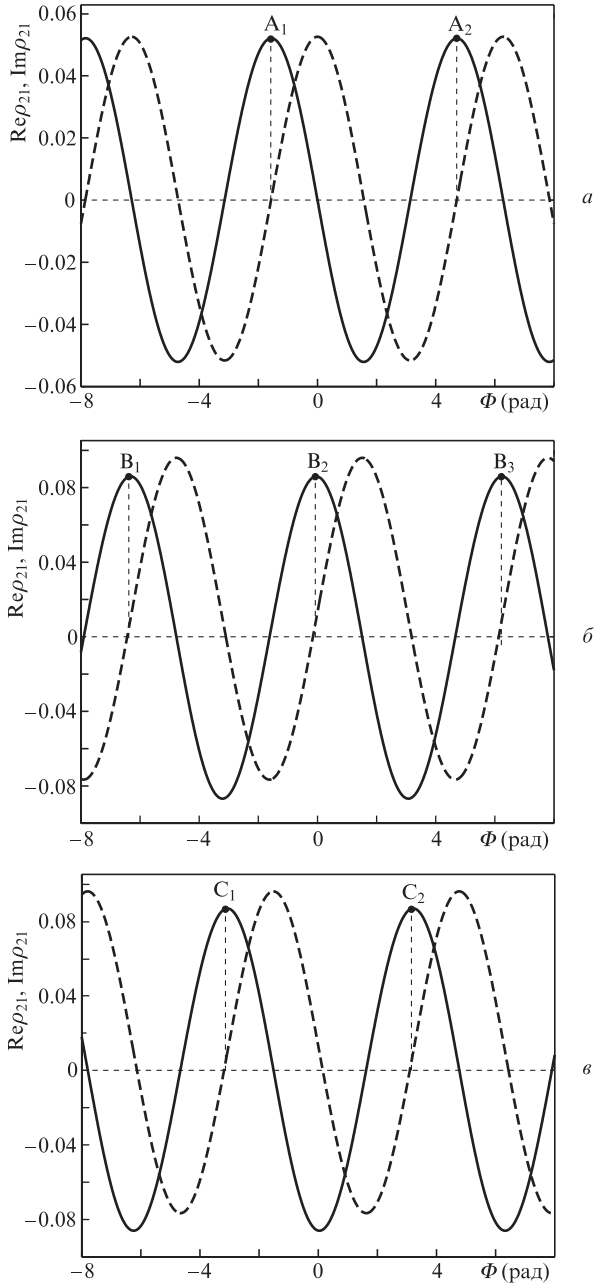


Рис.3. Зависимости $\text{Re}\rho_{21}$ (сплошные кривые) и $\text{Im}\rho_{21}$ (штриховые кривые) от относительной фазы Φ при расстройке пробного поля $\Delta_1 = 0$ (а), Ω_3 (б) и $-\Omega_3$ (в). Остальные параметры те же, что и для рис.2.

$$\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_I, \hat{\sigma}] - (\gamma_1 + \gamma_3) \{ |2\rangle\langle 2|, \hat{\sigma} \} - \gamma_2 \{ |3\rangle\langle 3|, \hat{\sigma} \} + 2\gamma_1 |1\rangle\langle 2| \hat{\sigma} \langle 2| \langle 1| + 2\gamma_2 |2\rangle\langle 3| \hat{\sigma} |3\rangle \langle 2| + 2\gamma_3 |4\rangle\langle 2| \hat{\sigma} \langle 2| \langle 4|. \quad (5)$$

Поскольку система чувствительна к фазам пробного, связывающего и микроволнового полей из-за характерной конфигурации «замкнутой» петли, составленной из уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|4\rangle$ и управляющих их населенностями полей, мы трактуем частоты Раби G_1 , G_3 , и G_4 как комплексные параметры: $G_1 = \Omega_1 \exp(i\phi_1)$, $G_3 = \Omega_3 \exp(i\phi_3)$ и $G_4 = \Omega_4 \times \exp(i\phi_4)$, где ϕ_1 , ϕ_3 и ϕ_4 – фазы пробного, связывающего и микроволнового полей соответственно. Пусть $G_2 = \Omega_2$, $\sigma_{ii} = \rho_{ii}$, $\sigma_{23} = \rho_{23}$, $\sigma_{12} = \rho_{12} \exp(-i\phi_1)$, $\sigma_{13} = \rho_{13} \exp(-i\phi_1)$, $\sigma_{42} = \rho_{42} \exp(-i\phi_3)$, $\sigma_{43} = \rho_{43} \exp(-i\phi_3)$ и $\sigma_{14} = \rho_{14} \exp(i\phi_3 - i\phi_1)$.

Тогда переопределенные матричные элементы ρ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3, 4$) подчиняются следующим дифференциальным уравнениям:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= 2\gamma_1 \rho_{22} - i\Omega_1 \rho_{12} + i\Omega_1 \rho_{21} - i\Omega_4 \rho_{14} \exp(i\Phi) \\ &\quad + i\Omega_4 \rho_{41} \exp(-i\Phi), \\ \dot{\rho}_{33} &= -2\gamma_2 \rho_{33} + i\Omega_2 \rho_{23} - i\Omega_2 \rho_{32}, \\ \dot{\rho}_{44} &= 2\gamma_3 \rho_{22} - i\Omega_3 \rho_{42} + i\Omega_3 \rho_{24} + i\Omega_4 \rho_{14} \exp(i\Phi) \\ &\quad - i\Omega_4 \rho_{41} \exp(-i\Phi), \\ \dot{\rho}_{21} &= -(\gamma_1 + \gamma_3 + i\Delta_1) \rho_{21} + i\Omega_1 (\rho_{11} - \rho_{22}) \\ &\quad + i\Omega_2 \rho_{31} + i\Omega_3 \rho_{41} - i\Omega_4 \rho_{24} \exp(i\Phi), \\ \dot{\rho}_{31} &= -(\gamma_1 + i\Delta_1 + i\Delta_2) \rho_{31} + i\Omega_2 \rho_{21} - i\Omega_1 \rho_{32} \\ &\quad - i\Omega_4 \rho_{34} \exp(i\Phi), \\ \dot{\rho}_{32} &= -(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + i\Delta_2) \rho_{32} + i\Omega_2 (\rho_{22} - \rho_{33}) \\ &\quad - i\Omega_1 \rho_{31} - i\Omega_3 \rho_{34}, \\ \dot{\rho}_{41} &= -(i\Delta_1 - i\Delta_3) \rho_{41} + i\Omega_3 \rho_{21} - i\Omega_1 \rho_{42} \\ &\quad + i\Omega_4 (\rho_{11} - \rho_{44}) \exp(i\Phi), \\ \dot{\rho}_{42} &= -(\gamma_1 + \gamma_3 - i\Delta_3) \rho_{42} + i\Omega_3 (\rho_{22} - \rho_{44}) \\ &\quad - i\Omega_1 \rho_{41} - i\Omega_2 \rho_{43} + i\Omega_4 \rho_{12} \exp(i\Phi), \\ \dot{\rho}_{43} &= -(\gamma_2 - i\Delta_2 - i\Delta_3) \rho_{43} + i\Omega_3 \rho_{23} - i\Omega_2 \rho_{42} \\ &\quad - i\Omega_4 \rho_{13} \exp(i\Phi), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\Phi = \phi_3 + \phi_4 - \phi_1$ – относительная фаза приложенных полей. Из уравнений (6) видно, что благодаря наличию микроволнового поля система становится чувствительной к относительной фазе Φ .

В дальнейшем численный расчет представлен для случая, когда присутствует индуцированная микроволновым излучением когерентность, что необходимо для появления фазовой чувствительности в рассматриваемой схеме. На рис.4 показаны зависимости соотношения рефракции и поглощения от относительной фазы Φ при расстройках пробного поля $\Delta_1 = 0$ и $\pm\Omega_3$ для частоты Раби резонансного микроволнового поля $\Omega_4 = 0.8$. Видно, что для различных расстройек максимальный показатель преломления всегда может соответствовать нулевому поглощению при подходящих Φ ; при разных расстройках большой показатель преломления в отсутствие поглощения отвечает разным значениям Φ . Однако эти кривые отличаются от приведенных на рис.3. Например, большой показатель преломления в отсутствие поглощения соответствует $\Phi = 2k\pi + \pi$ (точки A_1, A_2 на рис.4,а) при $\Delta_1 = 0$, $\Phi = 2k\pi - \pi/2$ (точки B_1, B_2 на рис.4,б) при $\Delta_1 = \Omega_3$ и $\Phi =$

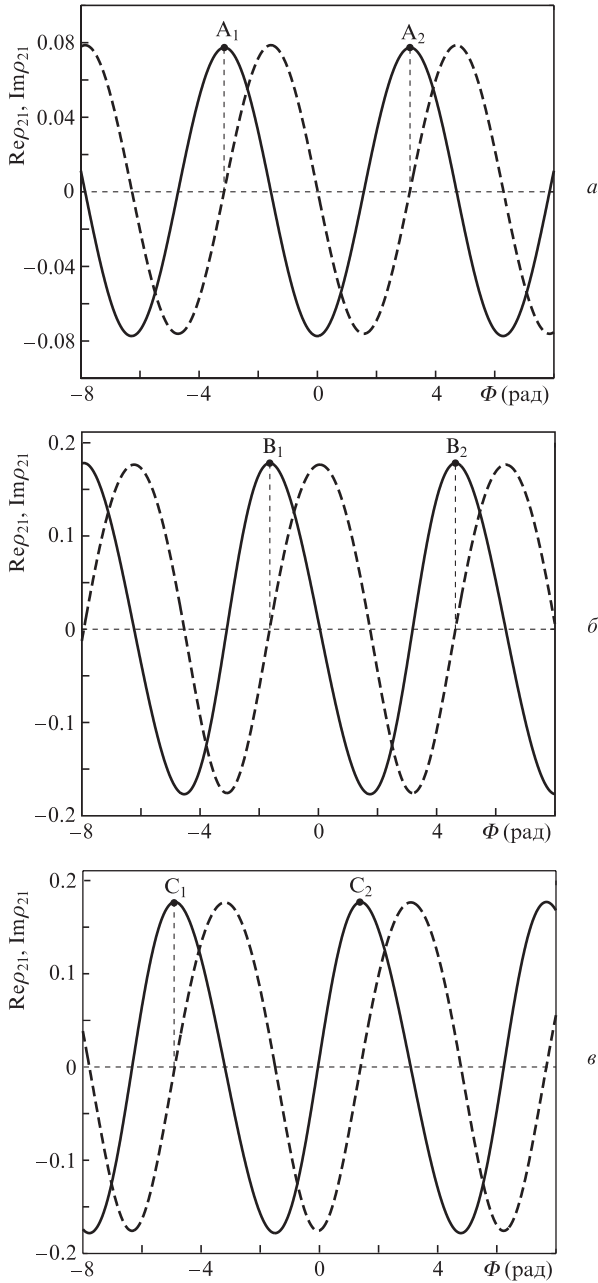


Рис.4. Зависимости $\text{Re}\rho_{21}$ (сплошные кривые) и $\text{Im}\rho_{21}$ (штриховые кривые) от относительной фазы Φ при $\Delta_1 = 0$ (а), Ω_3 (б) и $-\Omega_3$ (в) ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 1$, $\Omega_1 = 0$, $\Omega_2 = 0.5$, $\Omega_3 = 10$, $\Delta_2 = -\Delta_1$, $\Delta_3 = 0$, $\Omega_4 = 0.8$).

$2k\pi + \pi/2$ (точки C_1, C_2 на рис.4,в) при $\Delta_1 = -\Omega_3$ ($k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Сравнивая рис.4 с рис.3, мы видим, что при одних и тех же расстройках разность фаз, при которой появляется большой показатель преломления в отсутствие поглощения, составляет $\pi/2$. Это связано с тем, что когерентность между уровнями $|1\rangle$ и $|4\rangle$, индуцированная микроволновым излучением, пропорциональна $i\Omega_4$, в то время как СВК пропорциональна $2\sqrt{\gamma_1\gamma_3}$.

На рис.5 приведены зависимости $\text{Re}\rho_{21}$ и $\text{Im}\rho_{21}$ от отстройки пробного поля Δ_1 при разных, как и на рис.2, значениях относительной фазы. Зависимости очень схожи с аналогичными кривыми, показанными на рис.2, за исключением сдвига разности фаз на $\pi/2$. Для различных Φ большое значение показателя преломления в отсутствие поглощения соответствует разным расстройкам: если $\Phi = \pi$ (рис.5,а), то оно появляется при $\Delta_1 = 0$, если $\Phi = -\pi/2$

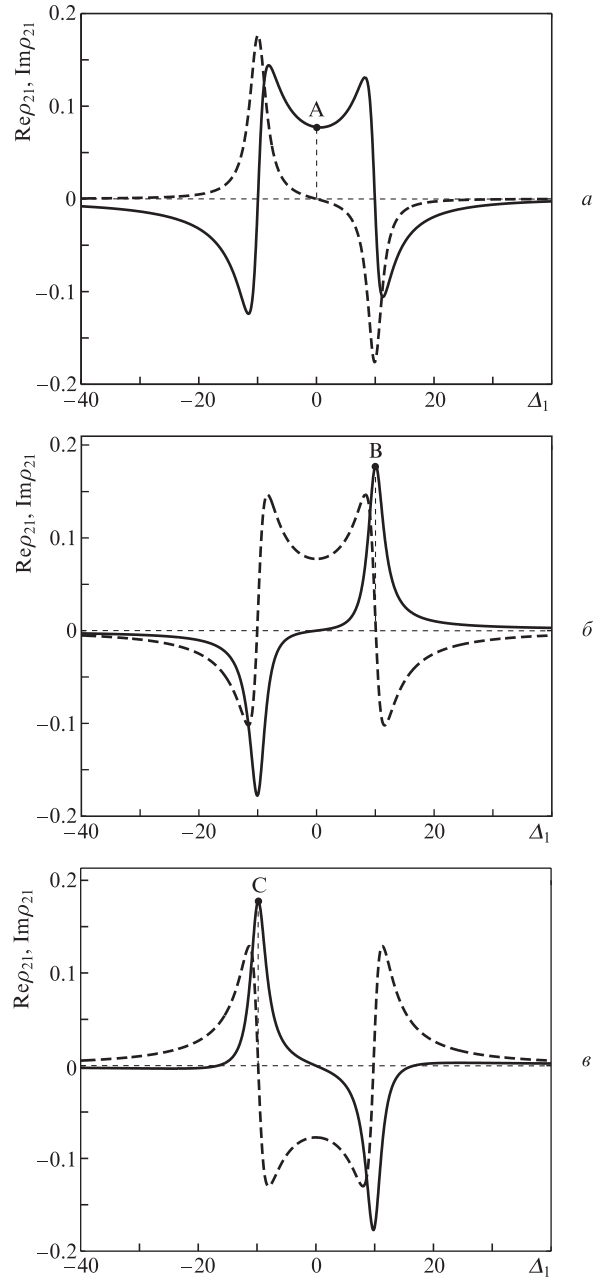


Рис.5. Зависимости $\text{Re}\rho_{21}$ (сплошные кривые) и $\text{Im}\rho_{21}$ (штриховые кривые) от расстройки пробного поля Δ_1 при $\Phi = \pi$ (а), $-\pi/2$ (б) и $\pi/2$ (в). Остальные параметры те же, что и для рис.4.

(рис.5,б) – при $\Delta_1 = \Omega_3$, что отвечает первому собственному значению двух одетых состояний, а если $\Phi = \pi/2$ (рис.5,в) – при $\Delta_1 = -\Omega_3$, что соответствует их второму собственному значению.

4. Аналитическое объяснение

Таким образом, можно сделать вывод о том, что большой показатель преломления в отсутствие поглощения всегда может быть получен путем выбора подходящего значения относительной фазы, причем не важно, индуцируется квантовая когерентность между двумя нижними уровнями спонтанным распадом или микроволновым полем. Это вытекает и из анализа уравнений (3) и (6), который показывает, что поляризация ρ_{21} зависит от относительной фазы Φ вследствие учета квантовой когерентности

ности. Легко получить простое соотношение между действительной и мнимой частями ρ_{21} :

$$\frac{d}{d\Phi} \operatorname{Re} \rho_{21} \propto -\operatorname{Im} \rho_{21}. \quad (7)$$

В соответствии с (7), если

$$\frac{d}{d\Phi} \operatorname{Re} \rho_{21} = 0,$$

т. е. $\operatorname{Re} \rho_{21}$ достигает максимума, $\operatorname{Im} \rho_{21}$ должно быть равно нулю. Другими словами, максимальный показатель преломления всегда соответствует нулевому поглощению, а это означает, что в рассматриваемых двух схемах (схема СВК и схема с индуцированной микроволновым излучением когерентностью) большой показатель преломления в отсутствие поглощения всегда можно получить путем выбора надлежащих значений относительной фазы Φ . Однако следует отметить, что, поскольку величиной микроволнового поля можно управлять и когерентность, индуцированная этим полем, появляется при условии неортогональности дипольных моментов переходов, вторая схема физически отличается от первой и является практически важной для управления системами атом–поле.

5. Выводы

Нами рассмотрены два способа управления рефракционно-абсорбционными свойствами четырехуровневой перевернутой Y-системы. Первый способ связан с использованием спонтанно порождаемой когерентности, а второй – с приложением дополнительного микроволнового поля. Вследствие существования эффекта квантовой когерентности при обоих способах управления рефракционно-абсорбционные свойства зависят от относительной фазы приложенных полей. Таким образом, управляя относительной фазой этих полей, можно изменять показатель преломления. Кроме того, было обнаружено, что при надлежащих значениях относительной фазы рассматриваемые системы могут иметь большой показатель преломления в отсутствие поглощения, что играет важную

роль при компенсации дисперсии в системе оптической связи.

Настоящая работа была частично поддержана Государственным фондом естественных наук Китая (грант № 10647007), Научно-исследовательским фондом Департамента образования провинции Сычуань (грант № 13ZB0208) и Фондом ключевых исследований Ибина (Китай) (грант № 2014SF031).

1. Scully M.O. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1855 (1991).
2. Harris S.E., Sokolov A.V. *Phys. Rev. A*, **55**, R4019 (1997).
3. Xiao Z.H., Kim K. *Opt. Commun.*, **282**, 2178 (2009).
4. Yavuz D.D. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 223601 (2005).
5. Kalachev A., Kocharovskaya O. *Phys. Rev. A*, **83**, 053849 (2011).
6. Fleischhauer M., Keitel C.H., Scully M.O., et al. *Phys. Rev. A*, **46**, 1468 (1992).
7. Löffler M., Nikonov D.E., Kocharovskaya O.A., et al. *Phys. Rev. A*, **56**, 5014 (1997).
8. Menon S., Agarwal G.S. *Phys. Rev. A*, **61**, 013807 (1999).
9. Баранцев К.А., Литвинов А.Н., Казаков Г.А., Рождественский Ю.В. *Квантовая электроника*, **42**, 612 (2012).
10. Budrigha O. *Eur. Phys. J. D*, **66**, 137 (2012).
11. Zeng Z.Q., Hou B.P., Liu F.T., Shao J.X. *Chin. Phys. Lett.*, **31**, 034201 (2014).
12. Zibrov A.S., Lukin M.D., Hollberg L., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3935 (1996).
13. Walker D.R., Yavuz D.D., Shverdin M.Y., et al. *Opt. Lett.*, **27**, 2094 (2002).
14. Sikes D.E., Yavuz D.D. *Opt. Commun.*, **283**, 556 (2010).
15. Баранцев К.А., Литвинов А.Н. *ЖЭТФ*, **145**, 653 (2014).
16. Zeng Z.Q., Wang Y.P., Hou B.P. *Eur. Phys. J. D*, **67**, 76 (2013).
17. Zeng Z.Q., Hou B.P., Liu F.T., Gao Z.H. *Opt. Commun.*, **315**, 12 (2014).
18. Yan C.H., Wei L.F., Jia W.Z., Shen J.T. *Phys. Rev. A*, **84**, 045801 (2011).
19. Zhu Y., Saldana J., Wen L.L., Wu Y. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 806 (2004).
20. Kilin S.Y., Kapale K.T., Scully M.O. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 173601 (2008).
21. Yan M., Rickey E.G., Zhu Y. *Phys. Rev. A*, **64**, 043807 (2001).
22. Kou J., Wan R.G., Kuang S.Q., et al. *Opt. Commun.*, **284**, 1603 (2011).
23. Ahmed E., Hansson A., Qi P., et al. *J. Chem. Phys.*, **124**, 084308 (2006).
24. Mohapatra A.K., Jackson T.R., Adams C.S. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 113003 (2007).
25. Tian S.C., Kang Z.H., Wang C.L., et al. *Opt. Commun.*, **285**, 294 (2012).
26. Joshi A., Xiao M. *Phys. Lett. A*, **317**, 370 (2003).
27. Qi J. *Phys. Scr.*, **81**, 015402 (2010).
28. Li A.J., Gao J.Y., Wu J.H., et al. *J. Phys. B*, **38**, 3815 (2005).
29. Joshi A., Xiao M. *Phys. Rev. A*, **72**, 062319 (2005).
30. Yang X.H., Zhu S.Y. *Phys. Rev. A*, **78**, 023818 (2008).