

## ДИНАМИКА НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ДВОЙНЫХ ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ С ЗАМКНУТЫМ КОНТУРОМ ВОЗБУЖДЕНИЯ

© 2012 К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, Б.Г. Матисов

Санкт-Петербургский Государственный политехнический университет

Поступила в редакцию 25.01.2012

В работе исследованы условия формирования темных резонансов при взаимодействии оптического излучения с туннельно-связанными квантовыми ямами. Изучено влияние фаз оптических полей на возникновение темных резонансов и установлено, что в зависимости от значения алгебраической суммы фаз возбуждающих полей, возможно, как разрушение, так и восстановление темных резонансов. Показано, что изменение фаз возбуждающих полей непосредственно влияет на характер поглощения и дисперсии пробного поля в среде с квантовыми ямами.

Ключевые слова: твердотельные наноструктуры, когерентное пленение населенностей, темные резонансы.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия значительное внимание уделяется эффекту когерентного пленения населенностей (КПН), который в случае оптически-плотной среды носит название электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП). В простейшем случае ЭИП заключается в возникновении специфического (т.н. темного) суперпозиционного квантового состояния нижних уровней трехуровневой  $\Lambda$ -системы при взаимодействии с полем оптического излучения [1]. В темном состоянии меняются оптические свойства среды [2]. На зависимости поглощения излучения в такой среде от разности частот спектральных компонент наблюдается провал (т.н. темный резонанс или резонанс ЭИП) вблизи разности энергий долгоживущих состояний атома. При этом характерный масштаб частотной области такого просветления (т.е. области темного резонанса) может составлять тысячные доли процента от естественной ширины линии атомного перехода. Естественно, что такие узкие резонансы представляют значительный интерес при разработке устройств для записи и хранения квантовой информации [3], и квантовых логических ключей [4]. Например, на основе резонанса ЭИП в атомах, помещенных в оптическую решетку, были реализованы методы записи и считывания кубитов с высокой степенью достоверности.

*Баранцев Константин Анатольевич, студент кафедры физической электроники радиофизического факультета.  
E-mail: kostmann@yandex.ru*

*Литвинов Андрей Николаевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики физико-механического факультета.  
E-mail: andrey.litvinov@mail.ru*

*Матисов Борис Григорьевич (ныне покойный), доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики физико-механического факультета*

Дальнейший прогресс в реализации элементной базы для квантовых вычислений с использованием резонансов ЭИП может быть связан с реализацией такого эффекта в твердотельных структурах, из которых особый интерес представляют полупроводниковые наноструктуры - квантовые ямы, квантовые точки. Важным преимуществом использования наноструктур перед другими твердотельными системами, в которых могут наблюдаться темные резонансы является возможность задания требуемого положения уровней размерного квантования на технологическом этапе изготовления структуры, что позволяет адаптировать структуру к тем или иным лазерным источникам.

Известно, что при реализации различного рода интерференционных эффектов в твердых телах существуют трудности, связанные с большим количеством факторов, уширяющих ширины линий оптических переходов. Это ведет к быстрому по сравнению с газовыми средами распаду любой наведенной когерентности в системе. Тем не менее, в последние годы темные резонансы исследуются как теоретически, так и экспериментально, например, в полупроводниковых квантовых ямах на основе InGaAs/AlInAs и GaAs. Экспериментально исследовано явление ЭИП, которое возникает благодаря образованию когерентного состояния между тяжелыми и легкими дырками валентной зоны. Возникновение резонанса ЭИП при фемтосекундном возбуждении в структурах с массивом квантовых ям экспериментально наблюдалось в [5], в [6] проведено наблюдение ЭИП в фотонных кристаллах.

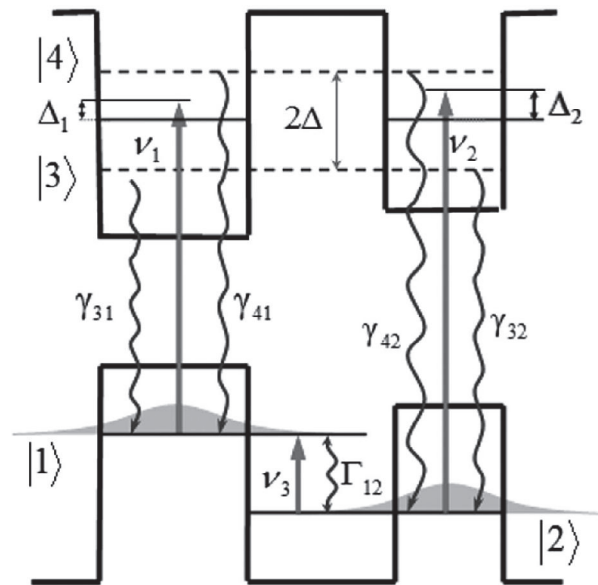
В последние несколько лет внимание исследователей стали также привлекать структуры, представляющие собой двойные туннельно-связанные квантовые ямы. Так, в [7] построена тео-

рия ЭИП в асимметричных двойных квантовых ямах, а в [8] теоретически исследован нелинейный отклик света в присутствии сильного поля в условиях резонанса ЭИП в таких же структурах. Однако ряд важных вопросов в таких структурах остаётся открытым, в частности это реализация тёмных резонансов в замкнутой схеме возбуждения, в которой соотношение между фазами возбуждающих полей является определяющим условием возникновения тёмных резонансов.

## 2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

На рис. 1 представлена квантовая структура, состоящая из двух туннельно-связанных ям. Состояния  $|3\rangle$  и  $|4\rangle$  соответствуют симметричной и антисимметричной комбинации волновых функций в каждой из квантовых ям, поскольку барьер между ямами является проницаемым. Тогда величина  $2\Delta$  туннельного расщепления между этими верхними состояниями связана с вероятностью туннелирования из одной квантовой ямы в другую.

На структуру воздействуют две электромагнитные волны оптического диапазона с частотами  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , частотами Раби  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ . Кроме того, мы считаем, что волновые функции в состояниях  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  частично перекрываются, что позволяет связать нижние уровни дополнительным электромагнитным ИК полем частоты  $\nu_3$  и



**Рис. 1.** Схема энергетических уровней в двойной туннельно-связанной квантовой яме:  $2\Delta$  – величина туннельного расщепления;  $\nu_1$  и  $\nu_2$  – частоты лазерных полей оптического диапазона, действующих на переходах  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle(|4\rangle)$  и  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle(|4\rangle)$  соответственно, а  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  – их частотные отстройки от резонансов с соответствующими переходами;  $\nu_3$  – частота ИК-поля, действующего на переход  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ ,  $\gamma_{ij}$ ,  $\Gamma_{12}$  – скорости спонтанной релаксации населенностей.

частоты Раби  $\nu$ , реализуя пространственно-непрямой переход.

Для описания взаимодействия структуры, представленной на Рис. 1 с трехчастотным лазерным полем, используем уравнение для элементов матрицы плотности  $\rho_{ij}$ :

$$\frac{\partial \rho_{ik}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \sum_l [H_{il} \rho_{lk} - \rho_{il} H_{lk}] + \sum_{l,m} \Gamma_{ik,lm} \rho_{lm},$$

где  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$  – гамильтониан системы,

$\Gamma_{ik,lm}$  – элементы релаксационной матрицы  $\hat{\Gamma}$ :

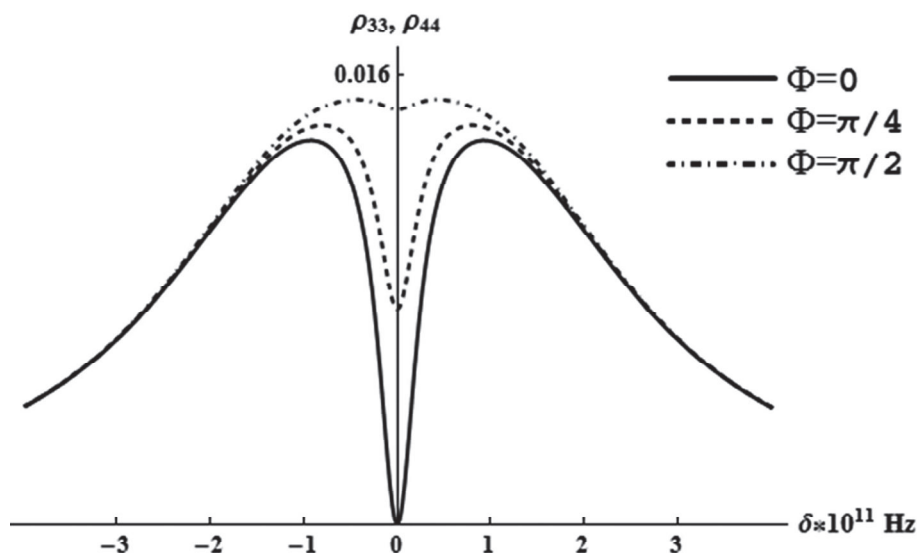
$$\begin{aligned} \Gamma_{22,11} &= \Gamma_{11,22} = \Gamma_{22,22} = \Gamma_{11,11} = \gamma_{21} = 2.5 \cdot 10^{-5} \gamma, \\ \Gamma_{11,33} &= \Gamma_{22,33} = \gamma_{31} = \gamma_{32} = 0.8 \gamma, \\ \Gamma_{33,33} &= \gamma_{31} + \gamma_{32}, \\ \Gamma_{11,44} &= \Gamma_{22,44} = \gamma_{41} = \gamma_{42} = 0.75 \gamma, \\ \Gamma_{44,44} &= \gamma_{41} + \gamma_{42}, \Gamma_{12,12} = \Gamma_{21,21} = \Gamma_{12} = 4 \gamma_{21}, \\ \Gamma_{13,13} &= \Gamma_{31,31} = \Gamma_{13} = 1.92 \gamma, \\ \Gamma_{14,14} &= \Gamma_{41,41} = \Gamma_{14} = 1.8 \gamma, \\ \Gamma_{23,23} &= \Gamma_{32,32} = \Gamma_{23} = 1.92 \gamma, \\ \Gamma_{24,24} &= \Gamma_{42,42} = \Gamma_{24} = 1.8 \gamma, \\ \Gamma_{43,43} &= \Gamma_{34,34} = \Gamma_{34} = 3.41 \gamma, \end{aligned}$$

где  $\gamma = 1.519 \cdot 10^{11} \text{ sec}^{-1} (= 1 \text{ meV})$  [9].

При решении данного уравнения в стационарном случае  $\left( \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = 0, (i, j = 1 \div 4) \right)$  в при-

ближении вращающейся волны получены зависимости населенностей ( $\rho_{ii}, (i = 1 \div 4)$ ) и когерентностей ( $\rho_{ij}, (i \neq j)$ ) от двухфотонной отстройки  $\delta = (\Delta_1 - \Delta_2) / 2$ , относительной фазы трехчастотного излучения  $\Phi = \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3$  ( $\varphi_i$  – фаза  $i$ -ого поля) и от частоты Раби  $\nu$  инфракрасного излучения. Прежде всего заметим, что наличие в какой-либо системе уровней замкнутого контура взаимодействия коренным образом меняет характеристики среды. В нашем случае замыкание контура взаимодействия осуществляется по двум каналам: между возбужденными состояниями  $|3\rangle$  и  $|4\rangle$  имеет место резонансное туннелирование, а между нижними состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  приложено поле ИК-излучения (см. рис. 1). Соответственно параметром, характеризующим замкнутый контур взаимодействия в структуре, является относительная фаза  $\Phi$ , в зависимости от значения которой качественно меняется вид населенностей и когерентностей, что видно на рис. 2.

Видно, что при значении фазы  $\Phi = 0$  в двойной туннельно-связанной квантовой яме наблюдается КПН. Действительно, в случае двухфотонного резонанса ( $\delta = 0$ ) населенность практически полностью сосредоточена на нижних уровнях (рис. 2 – сплошная кривая). В тоже время для верхних уровней наблюдается узкий темный резонанс. При этом, изменяя значение фазы  $\Phi$ , тоже можно управлять степенью контраста



**Рис. 2.** Зависимость населенностей  $\rho_{33}$  и  $\rho_{44}$  верхних уровней от двухфотонной отстройки  $\delta = (\Delta_1 - \Delta_2) / 2$  для трёх значений результирующей фазы  $\Phi = \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3$ . Здесь частоты Раби полей:  $\Omega_1 = \Omega_2 = V = 0.25\gamma$ , ширина туннельного расщепления  $\Delta = \gamma$ , где  $\gamma = 10^{11}$  Гц

такого темного резонанса, как это было в случае атомных систем. Так для значения фазы  $\Phi = \pi/4$  происходит уменьшение амплитуды темного резонанса (пунктирная кривая), а при значении  $\Phi = \pi/2$  провал в населенностях возбужденных состояний вообще исчезает (штрихпунктирная кривая), что означает окончательное разрушение темного состояния. Физически, такое разрушение КПН обусловлено отсутствием специфических суперпозиционных состояний нижних уровней для значений фаз контура взаимодействия, не равных нулю.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получены следующие результаты:

1) Исследовано взаимодействие туннельно-связанных квантовых ям с тремя оптическими полями - два лазерных поля оптического диапазона и одно инфракрасного, которые образуют замкнутый контур возбуждения. Установлено, что в зависимости от разности  $\Phi$  фаз между этими полями имеет место как разрушение КПН, так и его восстановление. При этом для  $\Phi = 0$ , амплитуда темного резонанса максимальна, а для  $\Phi = \pi/2$  темный резонанс отсутствует.

2) Обнаружено, что восстановить темный резонанс при  $\Phi = \pi/2$  возможно, разрушив замкнутый контур возбуждения по средствам выключения ИК волны.

3) Обнаружено, что показатель преломления для лазерных полей оптического диапазона в области темного резонанса при  $\Phi \in [0, \pi/2]$  имеет резонансные особенности, которые с увеличе-

нием амплитуды лазерного поля инфракрасного диапазона пропадают.

Выполненные исследования актуальны для разработки устройств записи и обработки квантовой информации. Квантовая память основана на сравнительно долгом времени распада когерентности между уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  на Рис.1 ( $\sim 10^{-6}$  сек по сравнению со временем распада когерентностей между  $|1\rangle$  ( $|2\rangle$ ) и  $|3\rangle$  ( $|4\rangle$ )  $\sim 10^{-11}$  сек). По результатам исследований были сделаны доклады на XV всероссийской научно-методической конференции "Фундаментальные исследования и инновации в национальных исследовательских университетах", на IXX международном симпозиуме "Наноструктуры: физика и технологии".

*Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (2009-2013), гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-5318.2010.2, Российского фонда фундаментальных исследований.*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и Рождественский Ю.В. // УФН, 1993. 163. 1.
2. Harris S. // Physics Today, 1997, 50, (36); Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. // Rev.Mod.Phys., 2005. 77. 633.
3. Nazarkin A., Netz R., and Sauerbrey R. // Phys. Rev. Lett. 2004. 92. 043002.
4. Shapiro J. H. and Wong F. N. C. // Phys. Rev. 2006. A 73. 012315.
5. Ma S.M., Xu H., Han B.S. // Optics Express. 2009. 17. 148902.

6. Yang X., Yu M., Kwong D.L., et. al. // Phys.Rev.Lett. 2009. 102. 173902.      8. Silvestri L. and Czajkowski G. // Phys. Stat. Sol. 2008. C 5. 2412.  
7. Silvestri L., Bassani F., Czajkowski G., et. al // Eur. Phys. J. B. 2002. 27. 89.      9. Yang W.-X., Chen A.-X., Zha T.-T. and Lee R.-K. // J. Phys. B: 42 225501 (2009).

## POPULATION DYNAMICS IN DOUBLE TUNNELING COUPLED QUANTUM WELLS WITH CLOSED CONTOUR OF EXCITATION

© 2012 K.A. Barantsev, A.N. Litvinov, B.G. Matisov

St. Petersburg State Polytechnical University

The conditions of the dark resonance for interaction of the laser radiation with tunneling-coupled quantum wells have been researched. The phase sensitive dependence of the dark resonances has been investigated. We obtained that destruction as well as restoration of the dark resonances is possible in dependence on the algebraic sum of the phases of exciting fields. It is shown that the phase variation of exciting fields influences on the absorption and dispersion of the probe field in a medium with quantum wells.

Key words: solid-state nanostructures, coherent population trapping, dark resonances.

---

*Konstantin Barantsev, Student at the Physical Electronics Department, Faculty of Radiophysical Science and Engineering. E-mail: kostmann@yandex.ru*

*Andrey Litvinov, Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor at the Theoretical Physics department, Faculty of Physics and Mechanics.*

*E-mail: andrey.litvinov@mail.ru*

*Boris Matisov (Late), Doctor of Physics and Mathematics, Professor at the Theoretical Physics Department, Faculty of Physics and Mechanics*