

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 71, ВЫПУСК 5
10 МАРТА, 2000

Письма в ЖЭТФ, том 71, вып.5, стр.257 - 261

© 2000г. 10 марта

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО
ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВОЙ
***N*-СХЕМЕ**

В.М.Энтин¹⁾, И.И.Рябцев, А.Е.Богуславский, И.М. Бетеров

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 31 января 2000 г.

Представлены результаты эксперимента по наблюдению электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) в невырожденной четырехуровневой *N*-схеме на *D*₂-линии ⁸⁷Rb. В эксперименте использовались излучения двух независимых полупроводниковых лазеров с внешним резонатором, причем ток одного из лазеров модулировался на частоте сверхтонкого расщепления возбужденного состояния 5*P*_{3/2}. В этом случае помимо основного провала ЭИП, возникающего в сигнале поглощения при двухфотонном рамановском резонансе в трехуровневой Λ -схеме, наблюдалось появление дополнительных провалов, отстроенных на частоту ВЧ генератора. Эти провалы соответствовали росту прозрачности среды в условиях трехфотонных рамановских резонансов в четырехуровневых *N*-схемах. Исследованы зависимости формы резонансов от частоты генератора и магнитного поля.

PACS: 32.80.Qk, 42.50.Gy

Нелинейный интерференционный эффект [1] лежит в основе многочисленных исследований по когерентному пленению населенностей [2, 3], усилению без инверсии [4], электромагнитно индуцированной прозрачности [5], лазерному охлаждению и захвату атомов [6], фазовому контролю атомных состояний [7] и т.д. Возникновение электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) в среде с когерентной накачкой относится к числу наиболее ярких интерференционных явлений и проявляется в виде узких провалов в спектрах поглощения атомов, взаимодействующих с много-частотным резонансным излучением.

Эксперименты по ЭИП в атомах щелочных металлов, как правило, проводятся с использованием Λ -схем переходов в поле излучения одного лазера, модулированного на частоте сверхтонкого или зеемановского расщепления основного состояния [8], или двух лазеров, привязанных по фазе [9]. При сканировании частоты модуляции (или разности частот двух лазеров) возникает узкий интерференционный резонанс в точке, соответствующей точному двухфотонному рамановскому резонансу между

¹⁾ e-mail: ventin@isp.nsc.ru

двумя подуровнями основного состояния, связанными с одним и тем же возбужденным состоянием.

Новые возможности открываются при использовании четырехуровневых N -образных схем резонансных переходов, в которых возможен спонтанный перенос зеемановской когерентности с возбужденного уровня на основной [10]. Такая схема была исследована теоретически [11] и экспериментально [8, 12] для случая квазивырожденного верхнего и нижнего состояний, взаимодействующих с двухчастотным лазерным излучением в слабом магнитном поле. Было показано, что благодаря переносу когерентности возможно возникновение не только ЭИП, но и электромагнитно индуцированного поглощения.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального наблюдения ЭИП в невырожденной четырехуровневой N -схеме в поле трехчастотного лазерного излучения. Особенностью являлось то, что в экспериментах использовалось излучение двух независимых полупроводниковых лазеров, причем одно из них было модулировано на частоте сверхтонкого расщепления возбужденного состояния $5P_{3/2}$ в атомах ^{87}Rb . Таким образом, была реализована N -схема ЭИП, соответствующая трехфотонному рамановскому резонансу.

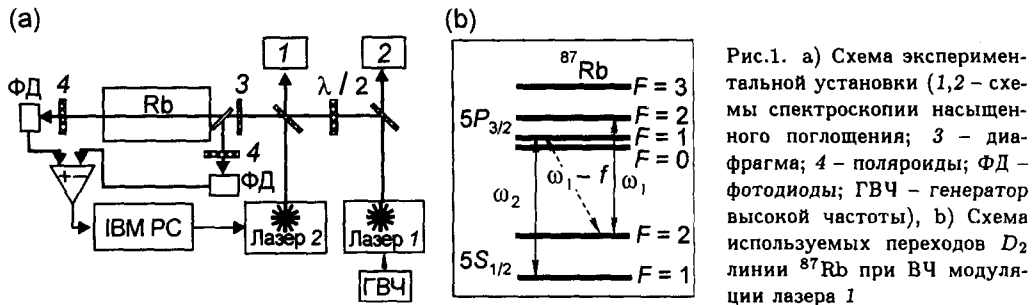


Рис.1. а) Схема экспериментальной установки (1,2 – схемы спектроскопии насыщенного поглощения; 3 – диафрагма; 4 – поляризаторы; ФД – фотодиоды; ГВЧ – генератор высокой частоты), б) Схема используемых переходов D_2 линии ^{87}Rb при ВЧ модуляции лазера 1

Эксперименты выполнялись на оптических переходах между компонентами сверхтонкой структуры D_2 -линии поглощения ^{87}Rb (переход $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ на длине волны 780 нм). Схема эксперимента приведена на рис.1а. В качестве источников излучения использовались два диодных лазера HL7851MG с внешними резонаторами. Ширина линии генерации не превышала 1 МГц. Для настройки на различные переходы часть излучений отводилась в две независимых схемы насыщенного поглощения 1 и 2 (реализованные согласно работе [13]). Другая часть излучений складывалась в коллинеарной геометрии. Волновые фронты тщательно совмещались посредством системы зеркал и диафрагмы 3. Плоскость поляризации одного из излучений была повернута полуволновой пластинкой на 90° для последующей регистрации разделенных сигналов поглощения двух лучей с помощью поляризаторов 4. Лучи пропускались через поглощающую ячейку, содержащую пары изотопа ^{87}Rb при температуре от 20 до 40°C . Интенсивности лазерных пучков достигали соответственно 20 и 30 мВт/см² для лазеров 1 и 2.

Высокочастотная модуляция тока лазера 1 осуществлялась генератором ВЧ. Его частота f перестраивалась вблизи 156.9 МГц, что соответствовало частотному интервалу между подуровнями сверхтонкой структуры $F = 1, 2$ возбужденного состояния $5P_{3/2}$ (Рис.1(б)). При включении генератора в спектре излучения лазера 1 возникали

боковые частоты, сдвинутые на $\pm f$ относительно центральной частоты лазера. Их интенсивность была в 10 раз меньше, чем интенсивность основной частоты.

Направление и напряженность постоянного магнитного поля в ячейке задавались тремя парами катушек Гельмгольца. Это позволило скомпенсировать лабораторное магнитное поле, которое составляло 0.7 Гс и существенно влияло на амплитуды резонансов.

Поглощение излучения лазера 1 регистрировалось при перестройке частоты лазера 2 (ω_2) в пределах доплеровского контура (доплеровское уширение отдельных резонансов 520 МГц) группы переходов $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F=0, 1, 2)$ (рис.1б). При этом центральная частота лазера 1 (ω_1) была фиксированной и настраивалась в центр доплеровского контура группы переходов $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=1, 2, 3)$. Управление частотой лазера 2 осуществлялось с помощью компьютера.

Сигнал поглощения ω_1 представлял собой сумму сигналов от трех групп атомов с различной проекцией скорости. Благодаря эффекту Доплера каждая из них находилась в резонансе с одним из трех переходов. В отсутствие излучения ω_2 поглощение на ω_1 имело некоторый постоянный уровень (около 10%), который определялся концентрацией атомов, параметрами насыщения, скоростью релаксационных процессов и т.д.

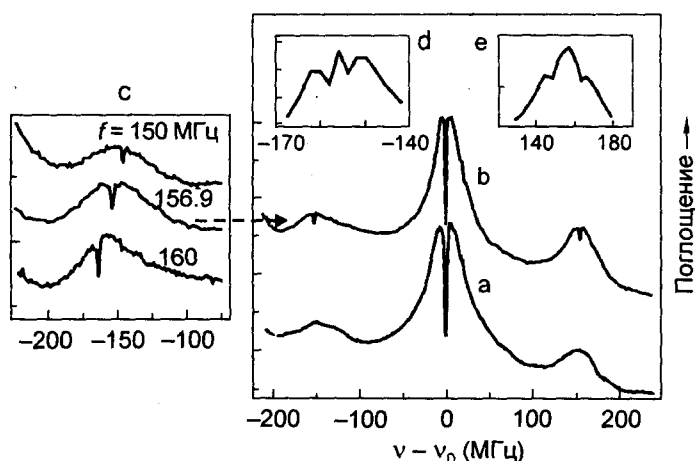


Рис.2. а) Сигнал поглощения излучения лазера 1, записанный при сканировании частоты лазера 2. б) Тот же сигнал при включенной ВЧ модуляции лазера 1. в) Влияние частоты генератора ВЧ на положение дополнительных резонансов. д) Форма дополнительного резонанса $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2)$ (слева на рис.2б) в поперечном магнитном поле 10 Гс. е) То же для резонанса $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1)$ (справа на рис.2б)

При включении и сканировании частоты ω_2 в сигнале поглощения ω_1 возникало несколько пиков различной амплитуды (рис.2а). Рост поглощения при определенных значениях частоты ω_2 был вызван увеличением населенности состояния $5S_{1/2}(F=2)$ вследствие спонтанного распада состояний $5P_{3/2}(F=1, 2)$, возбуждаемых излучением ω_2 . Наблюдаемая ширина пиков (около 40 МГц) была обусловлена преимущественно полевым уширением резонансов и уменьшалась при снижении интенсивности лазерного излучения. Частотные интервалы между пиками определялись интервалами сверхтонкой структуры возбужденного состояния $5P_{3/2}$.

В отсутствие ВЧ модуляции лазера 1 только один из пиков имел в центре узкий интерференционный провал ЭИП (рис.2а). Провал соответствовал суммарному сигналу от двухфотонных рамановских резонансов $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=2)$ и $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=2)$, возникающих для двух групп атомов с разной проекцией скорости. Ширина провала лежала в пределах 2.6–4 МГц и была меньше естественной ширины линии (6 МГц). Известно, что ширина резонансов ЭИП сильно зависит от флуктуаций разности фаз и частот излучений лазеров и может существенно уменьшаться при фазовой привязке двух излучений, если отсутствуют деполаризующие столкновения [10]. В нашем случае были использованы независимые лазеры и ячейка с рубидием при низком давлении без буферного газа, поэтому ширина интерференционных резонансов определялась в основном шириной спектра лазеров.

Максимальная контрастность резонанса ЭИП наблюдалась в случае ортогональных линейных поляризаций излучений ω_1 и ω_2 , причем для увеличения контраста лабораторное магнитное поле было необходимо компенсировать.

Включение ВЧ модуляции лазера 1 приводило к появлению дополнительных провалов ЭИП на вершинах двух соседних пиков поглощения, отстроенных на интервал сверхтонкой структуры $F=1, 2$ состояния $5P_{3/2}$ (рис.2b). Благодаря наличию боковых частот в спектре лазера 1 эти провалы возникали как следствие трехфотонных рамановских резонансов: $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2)$ (слева на рис.2b) и $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1)$ (справа на рис.2b) в двух группах атомов с разной проекцией скорости. Частотная отстройка дополнительных провалов от основного резонанса ЭИП определялась частотой ВЧ генератора. При перестройке частоты в диапазоне 156.9 ± 15 МГц провалы изменяли свое положение на вершинах пиков (см. рис.2с), а при больших отстройках исчезали.

Отметим, что при точном резонансе с каждой группой атомов взаимодействует излучение сразу трех частот: ω_1 , ω_2 , и $(\omega_1 + f)$ либо $(\omega_1 - f)$. Это взаимодействие создает когерентную суперпозицию атомных состояний, в которой поглощение лазерных излучений уменьшается (“темный” резонанс). Возникновение “темного” резонанса и является основой явления электромагнитно наведенной прозрачности.

Дополнительные провалы ЭИП обладали наибольшей контрастностью при наличии слабого (≤ 0.5 Гс) продольного (коллинеарного с направлением лазерных лучей) магнитного поля, но исчезали при увеличении поля выше 2.5 Гс. В то же время указанные поля почти не влияли на форму и амплитуду основного резонанса ЭИП.

В случае поперечного магнитного поля резонансы не исчезали, благодаря чему удалось наблюдать их расщепление вследствие эффекта Зеемана. На рис.2d,e приведены экспериментальные записи дополнительных провалов в присутствии магнитного поля 10 Гс, направленного вдоль вектора поляризации волны ω_1 . Обращает на себя внимание существенно разное поведение резонансов на рис.2d и 2e. Несмотря на низкую контрастность сигналов, структура резонансов в случае рис.2e позволяет предположить наличие обращенного провала в центре, который может иметь ту же природу, что и обращенные провалы в работах [8,11,12], то есть электромагнитно наведенное поглощение. Однако анализ довольно сложной формы резонансов в нашем случае требует детального теоретического рассмотрения и численных расчетов с учетом зеемановской структуры атомных уровней.

Продemonстрированный эффект является реализацией ЭИП в невырожденной четырехуровневой N -схеме в поле трехчастотного лазерного излучения. В то же время он может быть интерпретирован и как перенос частоты решения резонансов ЭИП при ВЧ-модуляции лазерного излучения. Это может найти применение для широкого круга задач в области нелинейной лазерной спектроскопии, в частности для различных схем лазерного охлаждения и для экспериментов по усилению и генерации без инверсии. В заключение отметим, что наблюдаемые резонансы могут иметь очень малую ширину в случае тщательной компенсации магнитного поля и сфазирования излучений лазеров.

Авторы выражают благодарность А.М.Тумайкину, В.И.Юдину и А.В.Тайченачеву за плодотворные дискуссии и обсуждение результатов экспериментов. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (гранты #97-02-18551, #99-02-17131, #00-02-17924).

-
1. Т.Я.Попова, А.К.Попов, С.Г.Раутиан, Р.И.Соколовский, *ЖЭТФ*, **57**, 850 (1969).
 2. G.Alzetta, A.Gozzini, L.Moi, and G.Orriols, *Nuovo Cim.* **36B**, 5 (1976).
 3. E.Arimondo, *Progress in Optics*, Ed. E.Wolf, (North Holland, Amsterdam 1996, **35**, p.257).
 4. A.S.Zibrov, M.D.Lukin, D.E.Nikonov et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1499 (1995).
 5. D.J.Fulton, S.Shepherd, R.R.Mosely et al., *Phys. Rev.* **A52**, 2302 (1995).
 6. C.N.Cohen-Tannoudji, *Rev. of Mod. Phys.* **70**, 707 (1998).
 7. M.Shapiro and P.Brumer, *Trans. Farad. Soc.* **82**, 177 (1997).
 8. A.M.Akulshin, S.Barreiro, and A.Lezama, *Phys. Rev.* **A57**, 2996 (1998).
 9. R.Wynands and A.Nagel, *Appl. Phys.* **B68**, 1 (1999).
 10. С.Г.Раутиан, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 461 (1995).
 11. А.В.Тайченачев, А.М.Тумайкин, В.И.Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 776 (1999).
 12. A.Lezama, S.Barreiro, and A.M.Akulshin, *Phys. Rev.* **A59**, 4732 (1999).
 13. K.B.MacAdam, A.Steinbach, and C.Wieman, *Am. J. Phys.* **60**, 1098 (1992).