

Использование эффекта электромагнитно индуцированной прозрачности для измерения суперсверхтонкого расщепления уровней ионов редкоземельных металлов, допированных в оптические кристаллы

Р. А. Ахмеджанов, А. А. Бондарцев, Л. А. Гуцин, Н. А. Жарова¹⁾

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 6 сентября 2007 г.

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследований режима электромагнитно индуцированной прозрачности на переходе ${}^4I_{9/2} - {}^4G_{5/2}$ ионов Nd^{3+} , допированных в LaF_3 . На основе полученных результатов найдено суперсверхтонкое расщепление верхних и нижних рабочих уровней. Анализ экспериментальных данных позволил построить теоретическую модель, адекватно описывающую параметры резонансов электромагнитно индуцированной прозрачности.

PACS: 42.25.-p

Электромагнитно индуцированная прозрачность (ЭИП) [1] и когерентное пленение населенности (КПН) [2] продолжают оставаться в центре внимания исследователей, занимающихся резонансным взаимодействием электромагнитного излучения с отдельными квантовыми системами и их ансамблями. Экстремально малая ширина линий КПН-резонансов и необычные дисперсионные свойства ЭИП-сред обуславливают широкий круг их потенциальных приложений: создание контролируемых линий задержки, высокочувствительных магнитометров, устройств записи и воспроизведения квантовой информации, частотных стандартов и т.д. Использование ЭИП и КПН в значительной мере расширило возможности резонансной лазерной спектроскопии. Были разработаны новые эффективные методы исследования сверхтонкой структуры возбужденных состояний [3], измерения дипольных моментов атомных и молекулярных систем [4], когерентного детектирования высоковозбужденных ридберговских состояний [5] и т.д.

В настоящей работе продемонстрирована возможность использования эффекта электромагнитно индуцированной прозрачности для измерения суперсверхтонкого расщепления уровней редкоземельных металлов, допированных в оптические кристаллы. Исследовался переход ${}^4I_{9/2} - {}^4G_{5/2}$ (длина волны 5777.1 \AA) ионов Nd^{3+} , допированных в LaF_3 . Отметим, что кристаллы, допированные ионами неодима, считаются наиболее перспективными для разного рода приложений. Обладая наибольшими значениями

сил осцилляторов (например, $f \sim 8 \cdot 10^{-6}$ на переходе ${}^4I_{9/2} - {}^4F_{3/2}$ в $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$), они демонстрируют превосходные когерентные свойства при разумных значениях внешнего магнитного поля [6].

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Линейно поляризованное излучение не-

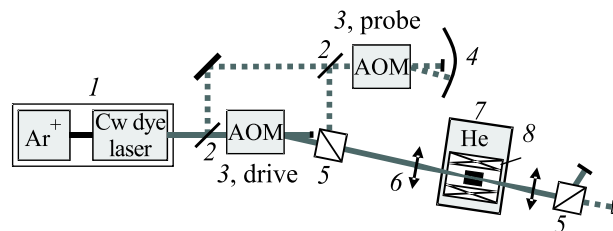


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – непрерывный одночастотный лазер на красителе с аргоновой накачкой; 2 – делитель пучка; 3 – акустооптический модулятор; 4 – сферическое зеркало; 5 – призма Глана; 6 – линза; 7 – гелиевый криостат; 8 – соленоид; 9 – фотодиод

прерывного одночастотного лазера на красителе (ширина спектра – 3–5 МГц) с аргоновой накачкой расщеплялось с помощью делителя пучка. Более сильный пучок использовался в качестве управляющего, более слабый – в качестве пробного. Акустооптический модулятор обеспечивал сдвиг частоты и поворот плоскости поляризации пробного пучка на 90° относительно управляющего. Оба пучка совмещались на призме Глана, фокусировались линзой и направлялись вдоль оси c кристалла. В центре кристалла диаметр лучей был $\sim 100 \text{ мкм}$. Интенсивность управляющего поля менялась при помощи набора нейтральных

¹⁾e-mail: zhani@appl.sci-nnov.ru

фильтров. Кристалл размером $5 \times 5 \times 10$ мм (содержание Nd^{3+} 0.5 ат.%) помещался внутрь соленоида, при помощи которого создавалось переменное во времени (синусоидальное с частотой 20 Гц) магнитное поле, направленное вдоль оси c кристалла. Максимальное значение магнитного поля составляло 150 Гс. Измерялась зависимость интенсивности прошедшего пробного поля от величины магнитного поля. Управляющий пучок отсекался при помощи поляризатора, расположенного перед детектором. Измерения проводились при температуре, близкой к температуре жидкого гелия. Сила осциллятора перехода определялась по коэффициенту поглощения в отсутствие магнитного поля при малых интенсивностях лазерного излучения. По самым оптимистическим оценкам частота Раби в условиях нашего эксперимента не превышала 10 МГц (максимальное значение мощности управляющего пучка составляло 80 мВт).

На рис.2 представлены характерные зависимости коэффициента прохождения пробного излучения от

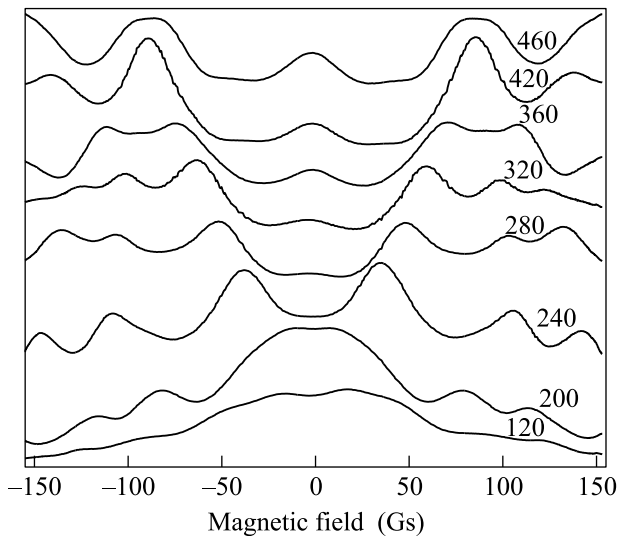


Рис.2. Зависимость интенсивности пробного излучения (отнормированного на максимальное значение) на выходе из кристалла от приложенного магнитного поля. Около кривых указаны значения двухфотонной отстройки в МГц

величины приложенного магнитного поля при разных частотных отстройках управляющего и пробного полей. Здесь отчетливо видны пики прохождения в нуле магнитного поля и две или три (в зависимости от частотной отстройки) пары пиков при ненулевых значениях магнитного поля. Все эти особенности исчезают при увеличении температуры образца, значительном уменьшении интенсивностей управляющего поля, увеличении частоты сканирования магнитно-

го поля. Положение пиков на плоскости параметров $(H, \delta\omega)$, которые соответствуют подавлению поглощения при различных частотных расстройках, показано на рис.3. Экспериментальные точки хорошо ло-

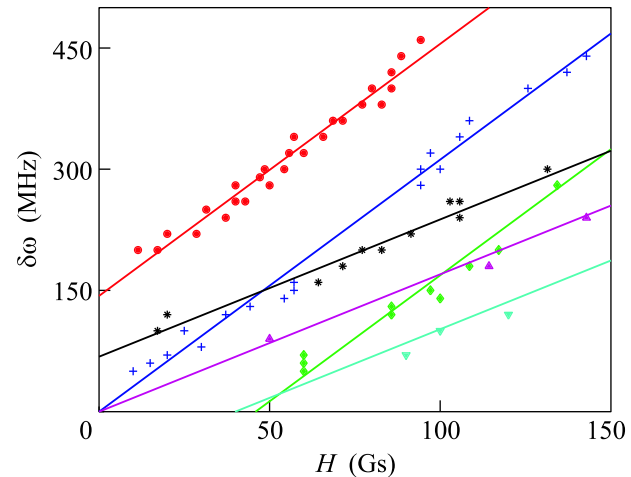


Рис.3. Карта положения максимумов коэффициента прохождения на плоскости параметров $(H, \delta\omega)$

жятся на две тройки прямых, отличающихся наклоном и сдвигом. Наклон первой тройки дает значение множителя Ланде $g_1 = 2.23 \pm 0.17$, второй тройки – $g_2 = 1.14 \pm 0.17$. Из литературных данных известно [7], что g_1 – множитель Ланде для нижнего уровня равен 2.41, для верхнего – 1.12. Таким образом, мы можем идентифицировать пики прохождения, соответствующие первой тройке прямых, как резонансы когерентного пленения населенности в Λ -схеме, образованной двумя зеемановскими подуровнями нижнего уровня и одним из подуровней верхнего (без учета КПН на двухфотонном резонансе наблюдалось бы увеличение поглощения за счет перекачки населенности управляющим полем – “антидырка”). Пики, соответствующие второй тройке прямых, мы можем идентифицировать как резонансы в V -схеме, образованной двумя зеемановскими подуровнями верхнего уровня и одним из подуровней нижнего. Небольшое отличие численных значений g_1, g_2 от [7] может объясняться некоторой несоосностью направления магнитного поля и оси c кристалла. Резонанс при нулевом магнитном поле соответствует когерентному пленению населенности на вырожденных подуровнях нижнего и верхнего рабочих уровней.

Для объяснения сдвигов прямых на рис.3 необходим механизм, обеспечивающий дополнительное расщепление рабочих уровней и не зависящий от наложенного внешнего магнитного поля. Кристалл, используемый в эксперименте, допирован неодимом с

естественным составом изотопов, поэтому на 80% состоит из четных составляющих. Спин ядра у них равен нулю, следовательно, сверхтонкого расщепления нет. Сверхтонкое расщепление у нечетных изотопов по литературным данным составляет несколько сотен МГц [8]. Наблюдаемые в эксперименте сдвиги составляют 143 ± 10.5 МГц для первой тройки прямых и 70 ± 15 МГц для второй тройки. Мы полагаем, что сдвиги обусловлены суперсверхтонким расщеплением зеемановских компонент верхнего и нижнего рабочих уровней, возникающим при спин-спиновом взаимодействии электронов рабочих частиц и ядер соседних частиц. На рис.4 представлена зависимость прохождения пробного излучения от

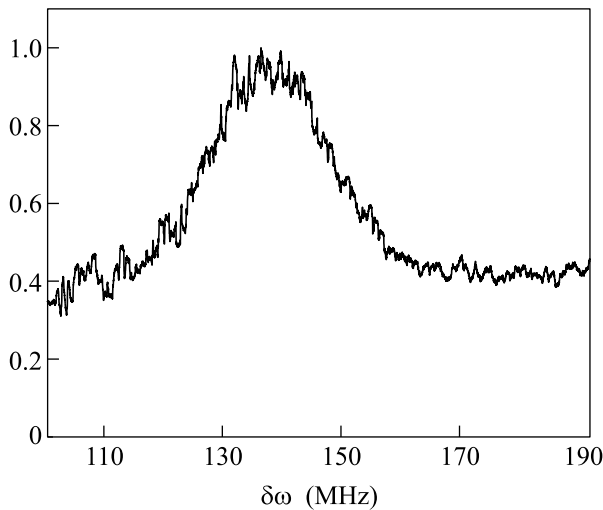


Рис.4. Зависимость сигнала (отнормированного на максимальное значение) на выходе из кристалла от величины двухфотонной отстройки $\delta\omega$ при выключенном внешнем магнитном поле

двухфотонной частотной отстройки при выключенном внешнем магнитном поле. Видно, что максимум прохождения соответствует частотной отстройке, порядка 140 МГц.

На рис.5 представлены зависимости ширины $\Delta\omega_{EIT}$ и глубины $(\Delta I/I)_{EIT}$ резонанса электромагнитно индуцированной прозрачности (при нулевом и при отличном от нуля значениях магнитного поля) от частоты Раби управляющего поля Ω . Глубина резонанса определялась как отношение разности интенсивности пробного пучка в условиях двухфотонного резонанса и вне его к интенсивности пробного пучка вне двухфотонного резонанса. Ширина резонанса определялась как ширина пика ЭИП на полувысоте. В условиях нашего эксперимента ширина резонанса при отличном от нуля магнитном поле не зависит от интенсивности управляющего поля, в то время

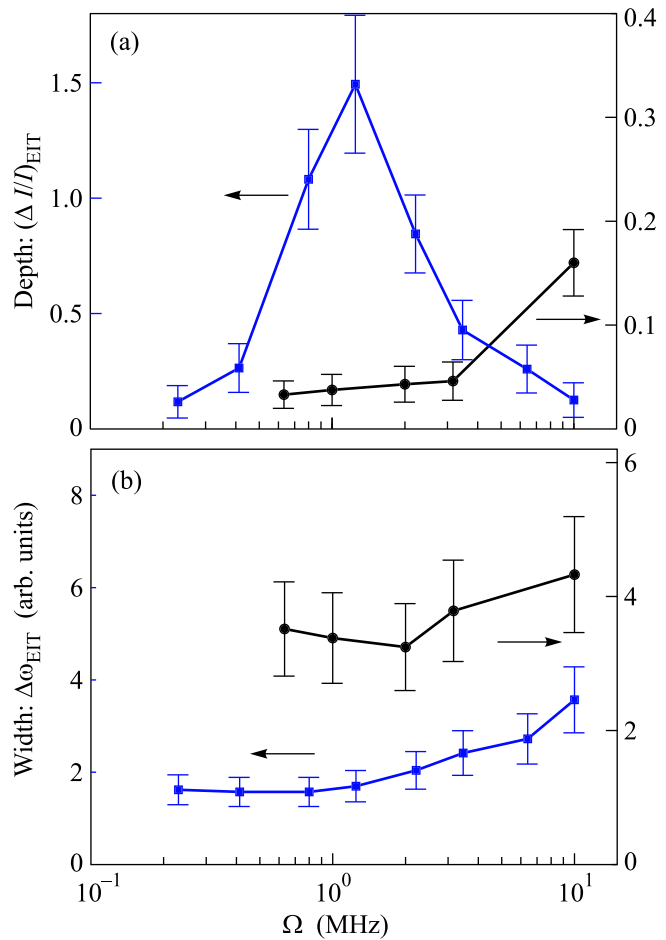


Рис.5. Зависимости: (а) – глубины $(\Delta I/I)_{EIT}$ и (б) – ширины $\Delta\omega_{EIT}$ резонанса электромагнитно индуцированной прозрачности от частоты Раби управляющего поля Ω (МГц). Точки соответствуют случаю EIT резонанса при ненулевом, а квадраты – при нулевом значениях магнитного поля

как глубина монотонно растет. Такое поведение качественно совпадает с результатами работы [9], и его можно объяснить следующим образом. Известно [10], что зависимость ширины и глубины резонанса электромагнитно индуцированной прозрачности от интенсивности управляющего поля существенным образом определяется соотношением между частотой Раби управляющего поля $\Omega = 2\pi dE/h$ (d – дипольный момент перехода, E – электрическое поле управляющего пучка) и неоднородной шириной Δ низкочастотного перехода в Λ -схеме (в нашем случае перехода между зеемановскими подуровнями). При $\Omega \gg \Delta$ $\Delta I = \text{const}$, $\Delta\omega_{EIT} \sim \Omega$, при выполнении обратного соотношения $\Delta I \sim I^{1/2}$, $\Delta\omega_{EIT} = \Delta$.

Зависимость глубины резонанса, возникающего при нулевом магнитном поле, от интенсивности входного излучения (рис.5а) оказывается существенно бо-

лее сильной: максимальное значение глубины примерно в 10 раз больше, чем в предыдущем случае. Кроме того, эта зависимость носит немонотонный характер: сначала с ростом интенсивности глубина резонанса растет, а затем начинает падать. Как показывают наши расчеты, такое поведение нельзя объяснить в рамках простейшей 4-уровневой модели (два зеемановских подуровня наверху, два – внизу), рассмотренной в [11, 7].

Для объяснения экспериментальных результатов проводилось численное моделирование, в ходе которого решались динамические уравнения для компонент матрицы плотности 8-уровневой атомной системы. При этом использовались полученные в эксперименте значения суперсверхтонкого расщепления и факторов Ланде. Результаты моделирования существенно зависят от характеристик различных процессов: скорости релаксации низкочастотной когерентности на зеемановских переходах γ_{spr} и оптической когерентности γ_{opt} ; вероятности обмена населенностями между зеемановскими подуровнями W_{spr} и вероятности спонтанного перехода сверху вниз W_{opt} , а также от величины силы осцилляторов для возможных оптических переходов, которые предполагались одинаковыми. Восприимчивость многоуровневой атомной системы, мнимая часть которой определяет коэффициент прохождения пробного излучения, находилась в линейном приближении по амплитуде пробного поля с учетом неоднородного уширения на оптическом переходе. На рис.6 цветовым контраст-

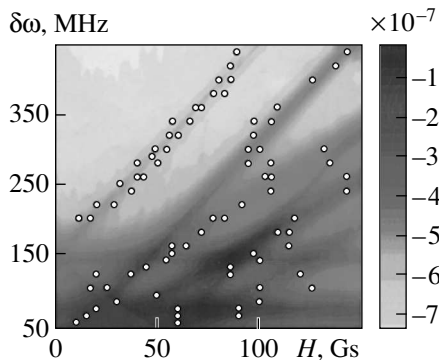


Рис.6. Расчетная зависимость мнимой части восприимчивости χ атомной системы от величины магнитного поля H и двухфотонной отстройки $\delta\omega$. Для удобства сравнения на цветовую карту $\chi(H, \delta\omega)$ нанесено положение полученных в эксперименте максимумов коэффициента прохождения, то есть наложен сверху рис.3

том показана зависимость коэффициента прохождения T от параметров $(H, \delta\omega)$, которая получена в

результате численного моделирования. Для удобства сравнения здесь же нанесены (экспериментальные) координаты максимумов T . Видно, что экспериментальные и расчетные данные хорошо согласуются, что является подтверждением самосогласованности численной модели. На рис.7 приведены

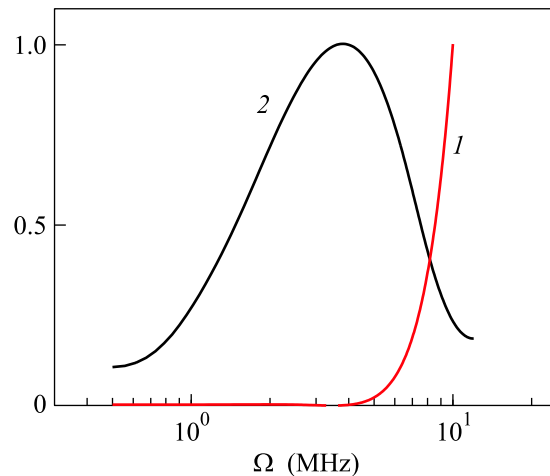


Рис.7. Расчетная зависимость глубины резонанса при нулевом значении магнитного поля от частоты Раби входного излучения Ω без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) суперсверхтонкого расщепления

результаты численного расчета зависимости глубины резонанса при нулевом магнитном поле от интенсивности входного излучения. Оказывается, что без учета суперсверхтонкого расщепления эта зависимость носит монотонно растущий характер (кривая 1); при учете же суперсверхтонкого расщепления характер зависимости изменяется на немонотонный (кривая 2) в соответствии с экспериментальными результатами.

Нами продемонстрирована возможность наблюдения электромагнитно индуцированной прозрачности на зеемановских подуровнях ионов Nd^{3+} , допированных в LaF_3 . Исследована зависимость глубины и ширины “окна” прозрачности от интенсивности управляющего поля. Экспериментально показана возможность использования ЭИП для исследования особенностей структуры переходов, скрытых неоднородным уширением, что особенно важно для конденсированных сред.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 06-02-16632, # 07-02-00427), МНТЦ (грант # А-1095), CRDF (гранты # RUP2-2844-NN-06, # RUP2-2843-NN-06). Авторы благодарны А.Г. Литваку, В.А. Миронову, Ю.П. Малакяну и А.Г. Петросяну за полезные обсуждения.

-
1. S. E. Harris. *Phys. Today* **50**, 36 (1997); M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
 2. E. Arimondo. *Prog. Opt.* **35**, 259 (1996).
 3. S. Jin, Y. Li, and M. Xiao. *Opt. Commun.* **119**, 90 (1995).
 4. J. Qi, F. S. Spano, T. Kirova et al., *PRL* **88**, 173003 (2002).
 5. A. K. Moharata, T. R. Jackson, and C. S. Adams, *PRL* **98**, 113003 (2007).
 6. Y. Sun, C. V. Thiel, R. L. Cone et al., *Journal of Luminescence* **98**, 281 (2002).
 7. R. M. Macfarlane and J. C. Vial. *Phys. Rev. B* **36**, 3511 (1987); R. M. Shelby, C. S. Yannomi, and R. M. Macfarlane, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1739 (1978).
 8. S. K. Misra and S. Isber, *Physica B* **253**, 111 (1998).
 9. K. Yamamoto, K. Ichimura, and N. Gemma, *Phys. Rev. A* **58**, 2460 (1998).
 10. E. Kuznetsova, O. Kocharovskaya, P. Hemmer, and M. Scully. *Phys. Rev. A* **66**, 063802 (2002); S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1033 (1989).
 11. Р. А. Ахмеджанов, А. А. Бондарцев, Л. А. Гушин и др., *Письма в ЖЭТФ* **85**, 474 (2007).