

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ, МОДИФИЦИРОВАННАЯ ЛОКАЛЬНЫМ ПОЛЕМ

В.Г.Архипкин, А.К.Попов, А.С.Александровский

*Институт физики Сибирского отделения РАН
660036 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 3 февраля 1994 г.

Показано, что локальное поле может кардинально изменять форму спектральных линий, обусловленных интерференцией квантовых переходов. Эффект проявляется при концентрациях частиц порядка 10^{17} см^{-3} .

1. Взаимодействие оптических излучений с трехуровневыми системами может приводить к расщеплению резонансов в сильном электромагнитном поле и возникновению прозрачности на частоте невозмущенного резонанса [1]. Более того, резонансная интерференция квантовых переходов приводит к различию взаимодействия пробного излучения с поглощающими и излучающими атомами [1], что может сопровождаться усилением излучения без инверсии заселенностей [1–3]. Интерференция может приводить к увеличению нелинейной восприимчивости при одновременном уменьшении поглощения генерируемого коротковолнового излучения [4, 5]. Эффекты расщепления оптических переходов и индуцированной прозрачности ранее наблюдались экспериментально в работах [6] (и ссылки в них), а усиление без инверсии – в ряде работ, ссылки на которые можно найти, например, в [7]. В последние годы интерес к нелинейным интерференционным эффектам в квантовой оптике резко возрос в связи с проблемой создания лазера без инверсии заселенностей и экспериментами по генерации коротковолнового излучения с использованием эффектов индуцированной прозрачности [5]. За последний год было опубликовано несколько экспериментальных работ по изучению усиления без инверсии в оптической области (см., например, [8]).

В данной работе на простом примере мы покажем, что при повышении концентрации частиц в условиях указанных экспериментов могут возникать качественно новые спектральные зависимости за счет возникновения локального поля, отличающегося от внешнего, а также, что локальное поле на частоте слабого пробного излучения кардинально изменяется в поле дополнительного сильного лазерного излучения на смежном переходе.

2. Хорошо известно, что в плотных средах на отдельный атом действует поле, которое не совпадает с подаваемым от внешнего источника электромагнитным излучением [9]. Наиболее просто это явление учитывается в стандартной (но приближенной) концепции локального поля (см., например, [9]), согласно которой локальное E_L и внешнее E поля в изотропных средах связаны простым соотношением:

$$E_L = E + P/3\epsilon_0, \quad (1)$$

где P – поляризация среды, которая в линейном приближении может быть представлена в виде $P = \epsilon_0 N \alpha E_L$; N – концентрация атомов, α – микроскопическая (атомная) поляризуемость; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Одним из наиболее известных следствий (1) является уравнение Клаузиуса-Моссотти [9], связывающее α с диэлектрической проницаемостью вещества ϵ :

$$\epsilon = 1 + LN\alpha. \quad (2)$$

Здесь $L = (\epsilon + 2)/3 = (1 - \alpha N/3)^{-1}$ - фактор локального поля, показывающий, во сколько раз локальное поле отличается от внешнего.

Локальное поле играет важную роль в линейных и нелинейных оптических явлениях (см., например, [10-13]). Несмотря на приближенность вывода формулы (1), авторами [10] показано, что она хорошо описывает линейный и нелинейный оптические отклики плотного атомного газа.

Рассмотрим взаимодействие двух оптических излучений с трехуровневыми системами типа каскадной или Λ -схемы. При этом одно из полей сильное и, для простоты, взаимодействует с переходом между незаселенными или имеющими равную заселенность уровнями. Согласно классификации резонансных нелинейных процессов [1], в этом случае будет проявляться лишь эффект расщепления резонанса для пробного поля (электромагнитно индуцированная прозрачность). Для определенности рассмотрим Λ -схему, где уровни удовлетворяют условию $E_3 > E_2 > E_1$. Сильное поле с частотой ω и амплитудой E действует на переходе $2 \rightarrow 3$, слабое (пробное) с частотой ω_μ и амплитудой E_μ - на переходе $1 \rightarrow 3$. Уровни 2 и 3 не заселены, состояние 1 является основным.

В стационарных условиях с точностью до первого порядка по E_μ уравнения для матрицы плотности имеют следующий вид ($\rho_1 = 1$):

$$\begin{aligned} \Delta_{31}\rho_{31} &= -iG_{\mu L} - iG_L\rho_{21}, \\ \Delta_{21}\rho_{21} &= -iG_L^*\rho_{31} + iG_{\mu L}\rho_{32}^*, \\ \Delta_{32}\rho_{32} &= -iG_{\mu L}\rho_{21}^*. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\Delta_{31} = \Gamma_{31} - i\delta_1$, $\delta_1 = \omega_\mu - \omega_{31}$, $\Delta_{32} = \Gamma_{32} - i\delta_2$, $\delta_2 = \omega - \omega_{32}$, $\Delta_{21} = \Gamma_{21} - i(\delta_1 - \delta_2)$; Γ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) - полуширины переходов; d_{31} и d_{32} - дипольные матричные элементы переходов; $G_L = -d_{32}E_L/\hbar$, $G_{\mu L} = -d_{31}E_{\mu L}/\hbar$ - частоты Раби, определенные с учетом локальных полей, $E_L = E + P(\omega)/3\epsilon_0$, $E_{\mu L} = E_\mu + P_\mu(\omega_\mu)/3\epsilon_0$. Ради простоты далее мы будем учитывать только резонансные части поляризации $P(\omega)$ и $P_\mu(\omega_\mu)$ на соответствующих частотах.

Система (3) отличается от соответствующей в [1] только использованием E_L вместо внешнего поля E . Такой прием широко используется в теории локального поля [11, 12].

В дальнейшем нас будет интересовать поглощение излучения на частоте пробного поля ω_μ , поэтому запишем решение для элемента ρ_{31} , который ответственен за поглощение и дисперсию пробного поля:

$$\rho_{31} = -iG_{\mu L} \frac{\Delta_{21}}{\Delta_{31}\Delta_{21} + |G|^2}, \quad (4)$$

Здесь мы учли, что $G_L = G = -d_{32}E/2\hbar$; $G_{\mu L} = G_\mu - d_{31}P_\mu(\omega_\mu)/3\epsilon_0\hbar$; $G_\mu = -d_{31}E_\mu/\hbar$.

Для макроскопической комплексной поляризации $P_\mu(\omega_\mu) = d_{13}\rho_{31}N$, используя (4), получаем следующие выражения:

$$P_\mu(\omega_\mu) = \epsilon_0\chi_\mu(\omega_\mu)E_\mu, \quad \chi_\mu(\omega_\mu) = \chi_\mu^0 f(\omega_\mu), \quad (5)$$

где

$$\chi_{\mu}^0 = i \frac{N |d_{31}|^2}{\hbar \epsilon_0 \Gamma_{31}}; \quad f(\omega_{\mu}) = \frac{\Gamma_{31} \Delta_{21}}{(\Delta_{31} - i \delta_{1L}) \Delta_{21} + |G|^2}, \quad (6)$$

χ_{μ} – макроскопическая восприимчивость на частоте пробного поля ω_{μ} в присутствии сильного поля на частоте ω , χ_{μ}^0 – ее резонансное значение в отсутствии сильного поля, $f(\omega_{\mu})$ – формфактор. Параметр

$$\delta_{1L} = |d_{31}|^2 N / 3 \epsilon_0 \hbar \quad (7)$$

выступает как обусловленный ростом концентрации (локальным полем) сдвиг частоты перехода $3 \rightarrow 1$. Существенно, что при этом частоты двухфотонного перехода и перехода сильного поля не меняются. В результате эффект локального поля не сводится к переопределению выхода из резонанса слабого поля, а качественно меняет всю форму спектральной линии, если этот фактор становится соизмеримым с шириной резонанса.

3. Оценим величину параметра $C = \delta_{1L} / \Gamma_{31}$ для случая плотного газа. При $d_{31} = 1 \text{ Db}$, $N = 10^{23} \text{ м}^3$, получаем оценку сдвига $\delta_{1L} = 8 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, который может быть соизмерим с характерными ударными ширинами резонансов. Так, например, в условиях, когда ударная ширина определяется резонансным обменом (самоуширением) и существенно превышает естественную, выражение для Γ_{31} имеет вид (см., например, [11] и ссылки в ней) $\Gamma_{31} \approx |d_{31}|^2 N / 6 \epsilon_0 \hbar$, откуда следует, что отношение $\delta_{1L} / \Gamma_{31}$ в этом случае может приближаться к 2.

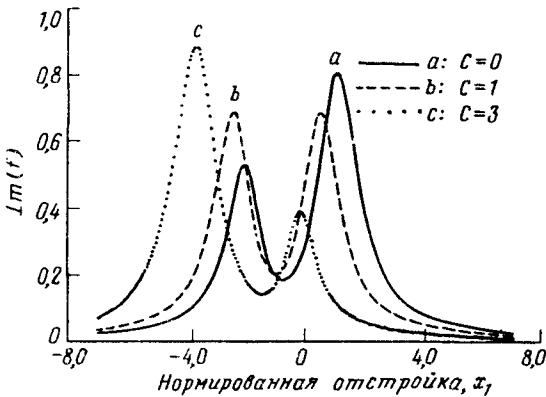


Рис.1. Зависимость поглощения пробного поля ($\text{Im}(f)$) от выхода его частоты из резонанса (в единицах полуширины линии: $x_1 = \delta_1 / \Gamma_{31}$) для различных значений $C = \delta_{1L} / \Gamma_{31}$ при $x_2 = \delta_2 / \Gamma_{21} = -2$, $q = \Gamma_{31} / \Gamma_{21} = 2$, $G^2 / \Gamma_{31} \Gamma_{21} = 4$: а - $C = 0$; б - $C = 1$; с - $C = 3$

4. Особенности проявления локального поля в спектральных зависимостях $\text{Im}(f)$, описывающей поглощение, показаны на рис.1, 2. Провал на рис.1 и соответствующая индуцированная прозрачность обусловлены расщеплением перехода $3-1$ за счет сильного поля [1, 2, 6]. Глубина провала определяется величиной параметра G : чем больше G , тем меньше поглощение в центре провала. Увеличение локального поля при увеличении концентрации поглощающих частиц приводит к качественному изменению формы кривых. Рис.2 демонстрирует другую характеристическую зависимость, которую легко наблюдать экспериментально: изменение поглощения пробного поля на фиксированной частоте при изменении частоты сильного поля. В этом случае форма кривой меняется еще кардинальней: от симметричного, подобного лоренцеву контура поглощения при $C = 0$ к дисперсионному при $C = 1$ и далее с ростом

C к кривой, подобной контуру Фано [14]. Таким образом, локальное поле сильно (количественно и качественно) изменяет спектральные зависимости поглощения пробного поля в присутствии сильного на смежном переходе.

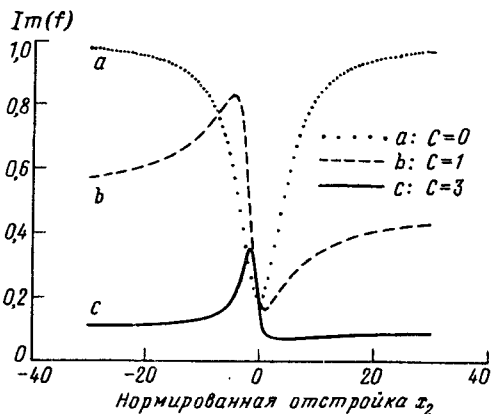


Рис.2

Рис.2. Зависимость поглощения пробного поля ($\text{Im}(f)$) от отстройки частоты сильного поля от резонанса (в единицах полуширины линии $x_2 = \delta_2/\Gamma_{21}$) для различных значений параметра C при $x_1 = 0$, $q = 2$, $G^2/\Gamma_{31}\Gamma_{21} = 4$: $a - C = 0$; $b - C = 1$; $c - C = 3$

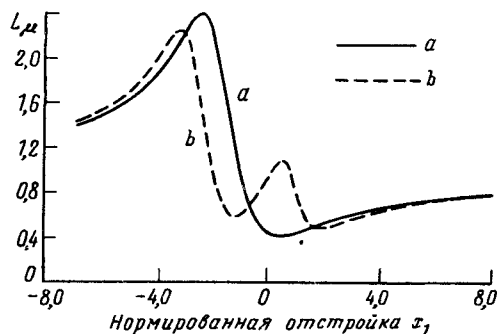


Рис.3

Рис.3. Зависимость модуля L_μ от нормированной расстройки частоты пробного поля x_1 при разных значениях параметра G : $a - G = 0$, $C = 2$; $b - G^2/\Gamma_{31}\Gamma_{21} = 4$, $C = 2$, $q = 2$

Рассмотрим фактор $L_\mu = E_{\mu L}/E_\mu$, характеризующий отличие по величине и по фазе локального поля от внешнего:

$$L_\mu = 1 + iCf(\omega_\mu). \quad (8)$$

Это различие также растет по мере увеличения параметра C .

На рис.3 приведены зависимости L_μ от нормированной расстройки частоты пробного поля x_1 при разных значениях параметра G . Дополнительные осцилляции на кривой b обусловлены расщеплением уровня 3 за счет сильного поля на смежном переходе. Таким образом, можно управлять спектром локального поля, варьируя величину и частоту сильного поля.

Резонансный обмен также приводит к сдвигу частоты перехода из основного состояния в возбужденное. Этот сдвиг тоже пропорционален концентрации атомов, но обычно в 2-3 раза меньше, чем уширение [15]. Поэтому часто им можно пренебречь.

Полученные результаты являются общими и применимы также к другим схемам взаимодействия. В случае каскадной схемы переходов при условии нулевых или равных заселенностей уровней на переходе сильного поля результаты получаются простым переопределением соответствующих величин.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 93-02-3460).

1. Т.Я.Попова, А.К.Попов, С.Г.Раутиан, А.А.Феоктистов, ЖЭТФ **52**, 444 (1969) [Sov. Phys. JETP **30**, 243 (1970)]; Т.Я.Попова, А.К.Попов, С.Г.Раутиан, Р.И.Соколовский, ЖЭТФ **57**, 850 (1969) [Sov. Phys. JETP **30**, 466 (1970)]; А.К.Попов. Введение в нелинейную спектроскопию, Новосибирск: Наука, 1983.

2. Т.Я.Попова, А.К.Попов, Ж. Прикл. Спектр. **12**, 989 (1970) [J. Appl. Spectr., 734 (1930)]; Изв. ВУЗов, сер. Физика, №11, **38** (1970) [Sov. Phys. Journ. **13**, 1435 (1973)]; V.G.Arkipkin and Yu.I.Heller, Phys. Lett. **98A**, 12 (1983).
3. О.Кочаровская, Phys. Rep. **219**, 174 (1992).
4. Yu.I.Heller, А.К.Попов, Opt. Commun. **18**, 449 (1976); Ю.И.Геллер, А.К.Попов. Лазерное индуцирование нелинейных резонансов в сплошных спектрах, Новосибирск: Наука, 1981 [Transl. in Journ. Sov. Laser Research (USA) **6**, 1 (1985)].
5. V.G.Levi, Phys. Today **45**, №5, 17 (1992).
6. Ю.М.Кирип, Д.П.Ковалев, С.Г.Раутиан, Р.И.Соколовский, Письма в ЖЭТФ **9**, 7 (1969); Ю.М.Кирип, С.Г.Раутиан, В.П.Сафонов, Б.М.Черноброд, ЖЭТФ **62**, 466 (1972); М.П.Бондарева, Ю.М.Кирип, С.Г.Раутиан и др., Опт. и спектр **38**, 219 (1975).
7. И.С.Зейликович, С.А.Пулькип, Л.С.Гайда, В.Н.Комар, ЖЭТФ **94**, 76 (1988).
8. E.Fry, X.Li, D.Nikonov et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3235 (1993); A.Nottleman, С.Peters, and W.Lange, Phys. Rev. Lett. **70**, 1783 (1993); W.E.van der Veer, R.J.J. van Diest, A.Donszelman et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3243 (1993).
9. М.Борп, Э.Вольф, Основы оптики, М.: Наука, 1970. (M.Born and E.Wolf, Principles of Optics, 1964, Oxford: Pergamon).
10. J.J.Maki, M.S.Malcuit, J.E.Sipe, and R.W.Boyd, Phys. Rev. Lett. **67**, 972 (1993).
11. Ю.Л.Климонтович. Кинетическая теория электромагнитных процессов, М.: Наука, 1980.
12. Ch.M.Bowden and J.P.Dowling, Phys Rev. A **47**, 1247 (1993).
13. Н.Бломберген, Нелинейная оптика, М.: Мир, 1966 (N.Bloembergen, Nonlinear optics, NY: W.A.Benjamin, 1965).
14. М.Г.Козлов, Спектры поглощения паров металлов в вакуумном ультрафиолете, М.: Наука, 1981.
15. Л.А.Вайпштейп, И.И.Собельман, Е.А.Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М.: Наука, 1979.