

УДК 535.341.08

А. М. Бонч-Бруевич
С. Г. Пржибельский
Н. А. Чигирь

УСИЛЕНИЕ СЛАБЫХ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ В ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ БЕЗ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

Введение. Воздействие мощного электромагнитного излучения на прозрачные или поглощающие среды может приводить к ряду нелинейных оптических эффектов [1—8]. К ним относятся, в частности, изменения спектров спонтанного излучения [3] и поглощения [3—5]. Исследование изменений спектров атомов при возбуждении многих уровней является очень сложной задачей, поскольку многофотонные параметрические и стимулированные каскадные процессы [6, 7], а также многофотонная ионизация атомов [8] сопутствуют друг другу. Поэтому исследование изменений спектров спонтанного излучения и поглощения, допускающее сопоставление с теоретическими расчетами, проще всего проводить в условиях, удовлетворяющих двухуровневому приближению по отношению к действующему сильному полю.

Зависимость спектральных характеристик атомной системы от интенсивности монохроматического поля излучения исследовалась в ряде теоретических и экспериментальных работ [9—13]. Установлено, что энергетические уровни в резонансном поле излучения расщепляются и двухуровневая система приобретает энергетическую структуру с четырьмя квазиуровнями (см. рис. 1) [11, 12].

Квазиуровневая энергетическая структура проявляется в спектре некогерентной части спонтанного рассеяния двухуровневой системы, о чем свидетельствуют результаты теоретического и экспериментального исследования процессов спонтанного излучения атома в поле интенсивной монохроматической накачки [3, 13, 14]. Формирование спектра спонтанного излучения при интенсивном возбуждении может быть наглядно интерпретировано в терминах квазиуровней [13, 14], переходы между которыми определяют число и положение максимумов, а также распределение интенсивности излучения в спектре спонтанного рассеяния (рис. 1). Центральный максимум формируют два перехода между различными квазиуровнями, поэтому он оказывается интенсивнее обоих боковых, каждый из которых формируется только одним переходом. Этот результат, полученный в ряде теоретических работ [3, 14], был подтвержден экспериментально [15—17]. Необходимое условие существенного расщепления спектра спонтанного рассеяния в поле излучения состоит в том, что вероятность вынужденных переходов должна превышать вероятность спонтанной релаксации, т. е. атомная система должна «насыщаться» в поле световой накачки ($dE/\hbar \geq \Gamma$).

Квазиуровневая структура обнаруживается также в спектре поглощения атомов, находящихся в сильном монохроматическом поле. Такой спектр получается путем зондирования окрестности атомной линии пробным полем. Анализ формы линии поглощения двухуровневой

системы, впервые проведенный в работе [3], показал, что при амплитуде излучения накачки порядка $dE/\hbar < \Gamma$ форма линии поглощения отвечает спектру некогерентной части спонтанного рассеяния. В более мощных полях ($dE/\hbar \geq \Gamma$) спектр поглощения радикально отличается от спектра испускания, причем в окрестности линии поглощения по-

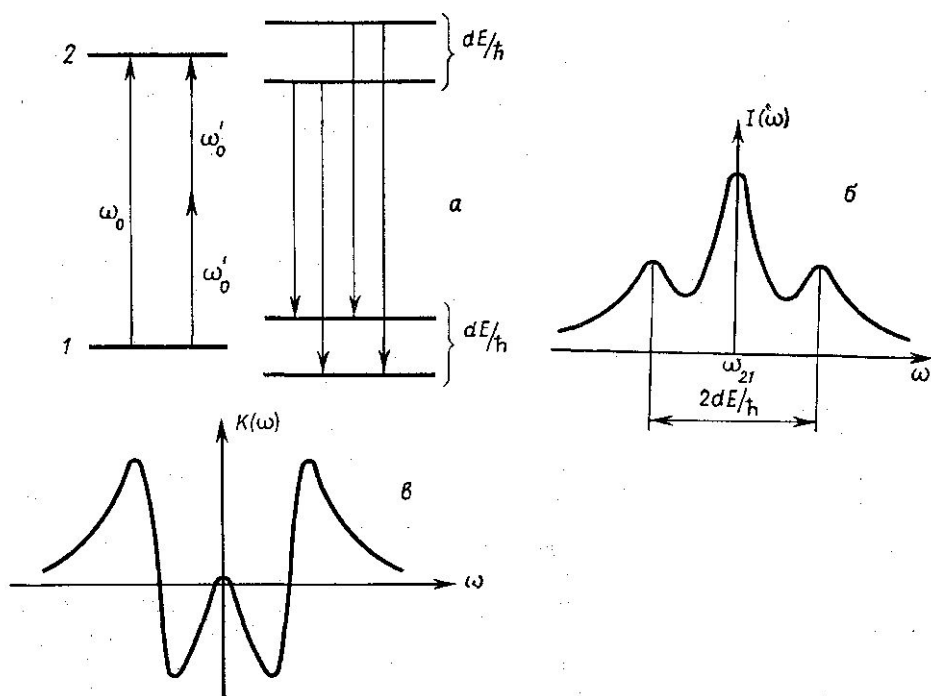


Рис. 1. а: схема уровней в поле излучения и спонтанных переходов между ними, б — форма линии спонтанного излучения, в — форма линии поглощения

являются области усиления. Следует обратить внимание на отсутствие в системе инверсии населенностей. Наглядная интерпретация этого эффекта затруднительна. Его природа связана с модуляцией населенностей, вызванной одновременным действием сильного $E = E_0 \exp(-i\omega_0 t)$ и слабого $\delta(t) = \delta \exp(-i\omega t)$ полей на разностной частоте $|\omega_0 - \omega|$.

Комбинационное рассеяние интенсивного излучения на колебаниях разности населенности приводит к появлению спектральных линий на частотах слабого поля ω и трехфотонной параметрической линии $2\omega_0 - \omega$. Рассеяние становится максимальным, когда частота модуляции совпадает с частотой расщепления квазиуровней, т. е. $dE/\hbar = |\omega_0 - \omega|$.

Этот эффект был теоретически исследован в работах [3—5, 18]. Первые эксперименты, в которых показано существование эффекта усиления слабого излучения без инверсии населенностей, были выполнены в СВЧ-диапазоне [19, 20] для бигармонического слабого поля, а также в оптической области [21]. Однако эти эксперименты носили непрямой и отчасти качественный характер.

В настоящей статье приводятся результаты экспериментов, выполненных для различных типов накачки с целью прямого и детального исследования эффекта усиления слабых потоков излучения в двухуровневой атомной системе без инверсии населенностей.

1. Усиление слабого излучения в двухуровневых системах при квазирезонансной монохроматической накачке [22, 23]. Оптимальные условия для постановки количественных исследований эффекта усиления в интенсивном монохроматическом поле излучения, результаты которых могут быть сравнены с выводами теории, обеспечивает двухуровневая система. В наших экспериментах в качестве объекта исследования были выбраны насыщенные пары атомов Cd^{113} . В основном состоянии 5^1S_0 атом кадмия имеет только ядерный спиновый момент $1/2$. В постоянном магнитном поле $H_Z = 1 \div 10$ Гс частота зеемановского расщепления в 10^{11} раз меньше частот оптических переходов из основного в возбужденное состояние, что позволяет считать такую систему чисто двухуровневой по отношению к возмущению сильным РЧ-полем. Для получения существенного различия в заселенностях зеемановских уровней использовался метод оптической ориентации атомов. Для прямого наблюдения поглощения энергии РЧ-поля атомной системой разности населенностей уровней ($\sim 1\%$), получаемой методом оптической ориентации, недостаточно. Однако поглощение РЧ-квантов можно наблюдать косвенно по изменению поглощения ориентирующего резонансного оптического излучения, которое происходит при вынужденных переходах в системе под действием РЧ-поля. Вследствие большой чувствительности фотоприемников этот метод позволяет наблюдать экстремально малые изменения в поглощении радиочастотного поля [24]. Детали схемы представлены на рис. 2. Кювета с парами кадмия помещалась в центр системы из трех пар колец Гельмгольца, создававших взаимно перпендикулярные магнитные поля: постоянное поле H_Z , сильное РЧ-поле $H_0(t) = H_0 \cos \omega_0 t$ и слабое поле $H(t) = H \cos \omega t$, частота которого ω варьировалась вблизи частоты перехода ω_{21} . При такой ориентации полей и луча света последний после прохождения через кювету с парами кадмия оказывается промодулированным на частотах приложенных полей. С помощью фотоэлемента, усилителя и синхронного детектора с самописцем измерялась составляющая модуляции света на частоте слабого поля ω . В зависимости от разности фаз опорного и регистрируемого сигналов можно измерять либо реальную, либо мнимую часть восприимчивости паров кадмия

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega),$$

пропорциональную показателям преломления и поглощения паров на частоте слабого поля.

Аналитическое выражение для $\chi''(\omega)$ в форме, удобной для сопоставления с результатами эксперимента, получено в работах [4, 5]:

$$\chi''(\omega) = \chi_0'' q_{\text{ст}} \Gamma \operatorname{Re} \left\{ \frac{(\Gamma - i\varepsilon)(\Gamma - i\varepsilon_0)(\Gamma - i\varepsilon_0 - i\varepsilon) + 2i\varepsilon |V_0|^2}{(\Gamma - i\varepsilon_0)L(-i\varepsilon)} \right\}, \quad (1)$$

$$L(x) = x^3 + 3\Gamma x^2 + (\varepsilon_0^2 + 3\Gamma^2 + 4|V_0|^2)x + \Gamma(\varepsilon_0^2 + \Gamma^2) + 4\Gamma|V_0|^2.$$

Здесь $V_0 = -\pi\gamma H_0$, $\varepsilon = \omega - \omega_0$, $\varepsilon_0 = \omega_{21} - \omega_0$.

На рис. 3 сплошными линиями представлены контуры, рассчитанные по формуле (1) и совмещенные с экспериментальными точками. Величины ε_0 , V_0 и другие параметры измерялись и контролировались в процессе записи кривых. Выбранное экспериментальное значение $|V_0| = 2,61 \Gamma$ ($|V_0|^2 = 6,8 \Gamma^2$) при $\varepsilon_0 = 0$ в пределах погрешности вычислений ($|V_0|^2 \gg \Gamma^2$) соответствует расчету оптимального $|V_0| = 2,64 \Gamma$, при котором достигается максимальный абсолютный коэффициент усиления. Это усиление при $\varepsilon_0 = 0$ составляет $2,2\%$ от χ_0'' — максимального

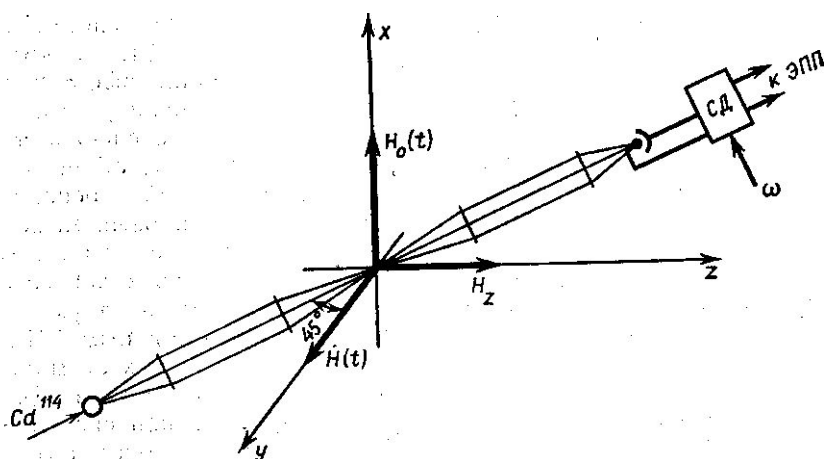


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

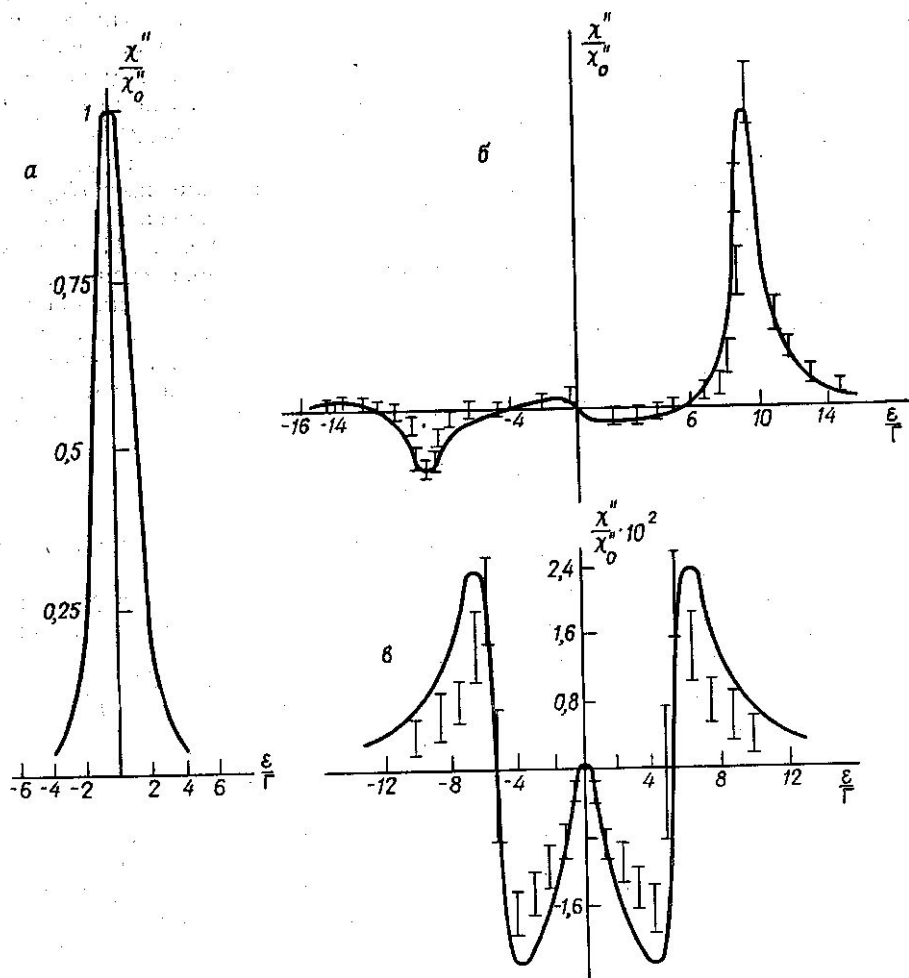


Рис. 3. Спектр поглощения при квазирезонансной монохроматической накачке: а — при $V_0=0$, б — при $\epsilon_0=3\Gamma$, $|V_0|^2=20\Gamma^2$ и в — при $\epsilon_0=0$, $|V_0|^2=6,8\Gamma^2$ (кривые: — теория, отрезки — эксперимент)

коэффициента поглощения в отсутствие сильного поля. При дальнейшем увеличении мощности накачки максимальное усиление падает как $\Gamma/20|V_0|$.

В целом все важные особенности спектра поглощения, следующие из формулы (1), получили экспериментальное подтверждение. Под действием резонансного излучения ($\epsilon_0=0$) наблюдается расщепление линии поглощения, возрастающее линейно с увеличением амплитуды поля H_0 и инверсии знака коэффициента поглощения для слабого поля вблизи центра линии. При воздействии нерезонансного возмущения ($|\omega_{21}-\omega_0| \gg \Gamma$) наблюдается расщепление линии поглощения на два компонента сравнимой амплитуды, один из которых определяет область усиления слабого поля. Ширина области усиления в нерезонансном случае равна ширине исходной линии 2Γ , а максимально достижимое усиление уменьшается с увеличением расстройки как $\Gamma/|\omega_0-\omega_{21}|$ и сравнивается по величине с максимумом поглощающего компонента. Выравнивание пиков поглощения и усиления с увеличением амплитуды поля H_0 наблюдается как в резонансном, так и в нерезонансном случае.

Сравнительно просто определяются положения максимумов поглощения (ϵ^+) и усиления (ϵ^-) для случая резонансного возбуждения ($\epsilon_0=0$) при условии $|V_0|^2 \gg \Gamma^2$: $|\epsilon^\pm| = 2|V_0|/\Gamma (1 \pm 1/2|V_0|/\Gamma)^{1/2}$. Полученные по этой формуле значения для $\epsilon^+ = \pm 5,7 \Gamma$ и $\epsilon^- = \pm 4,7 \Gamma$ при $|V_0| = 2,61 \Gamma$ совпадают в пределах погрешности с экспериментальными.

Таким образом, развитая в работах [3—5 и 18] интерпретация изменения спектров поглощения двухуровневых систем в сильных монохроматических полях находится в хорошем соответствии со всей совокупностью результатов экспериментального исследования.

2. Усиление слабого излучения при двухфотонной монохроматической накачке двухуровневых систем [25]. Существенно, но не очевидно, что выполнение условия насыщения атомной системы при многофотонном возбуждении приводит к видоизменению спектра спонтанного излучения, идентичному однофотонной резонансной накачке. В работе [25] была теоретически предсказана возможность расщепления на три компонента линии спонтанного излучения при интенсивном двухфотонном возбуждении двухуровневой системы. Условие такого расщепления линии является одновременно условием насыщения атомной системы в сильном поле излучения при двухфотонном переходе. Интерпретация этого эффекта также может быть дана в терминах квазиэнергетических уровней (рис. 1).

Квазиэнергетическая структура атома, образующаяся при многофотонной накачке, определяет не только спектр спонтанного излучения, но и спектр поглощения слабого излучения, которое связывает начальное и конечное состояния. В случае $(2k+1)$ -фотонного возбуждения спиновой системы, параметры которой рассмотрены в п. 1, расчет спектра поглощения для слабого резонансного поля¹ приводит к формуле (1), где $|V_0|^2$ заменено на $|V_0|^{2\xi^2}$

$$\xi = (-1)^k \left(\frac{\Delta_0}{\omega_1} \right)^k \left(\frac{k^k}{k!} \right)^2,$$

$$\text{а } \epsilon_0 \text{ на } \epsilon'_0 = \omega_{21} - (2k+1)\omega_0 + \Delta_0(2k+1)/(k+1),$$

$$\Delta_0 = 2|V_0|^2/(\omega_{21} - \omega_0), \quad k = 1, 2, \dots$$

¹ Вычисления проведены по методу, развитому в работе [25].

В работе [25] было проведено теоретическое и экспериментальное исследование формы линии поглощения двухуровневой системы в частном случае двухфотонного возбуждения. Схема эксперимента почти полностью совпадает с описанной выше. Основное отличие заключается лишь в том, что частота излучения, возбуждающего атомную систему, была близка к $\omega_{21}/2$. Слабое резонансное поле было перпендикулярно постоянному полю H_z . Сильное поле $H_0(t)$ состояло из двух компонентов:

$$H_0(t) = H_0(e_x \cos \omega_0 t + e_y \sin \omega_0 t) + H_1 e_z \cos \omega_0 t.$$

Первый член описывает вращающуюся вокруг оси Oz составляющую поля, второй — линейно-осциллирующую часть вдоль этой же оси. В силу правил отбора для проекции магнитного квантового числа $\Delta m_z = 1$ двухфотонное возбуждение атомов происходило только при совместном воздействии обоих компонентов сильного поля.

Конкретный расчет спектра поглощения для слабого поля при двухфотонном возбуждении проведен в работе [25]. Полученная в ней формула описывает восприимчивость атомной системы на частоте пробного излучения, мнимая часть которой, описывающая спектр поглощения, имеет вид

$$\chi''(\omega) = \chi_0'' q_{\text{ст}} \Gamma \operatorname{Re} \left\{ \frac{(\Gamma + i\varepsilon)(\Gamma + i\varepsilon_0)(\Gamma + i\varepsilon_0 + i\varepsilon) - i\varepsilon \frac{\Delta_0 V_{11}^2}{\omega_{21} - \omega_0}}{(\Gamma + i\varepsilon_0)L(i\varepsilon)} \right\},$$

$$L(i\varepsilon) = -i\varepsilon^3 - 3\Gamma\varepsilon^2 + i\varepsilon \left(\varepsilon_0^2 + \frac{2\Delta_0 V_{11}^2}{\omega_{21} - \omega_0} + 3\Gamma^2 \right) + \Gamma(\varepsilon_0^2 + \Gamma^2) + \Gamma \frac{2\Delta_0 V_{11}^2}{\omega_{21} - \omega_0}, \quad (2)$$

$$q_{\text{ст}} = \frac{1}{1 + 2 \frac{\Delta_0 V_{11}^2}{\omega_{21} - \omega_0} (\varepsilon_0^2 + \Gamma^2)^{-1}}; \quad \varepsilon_0 = \omega_{21} - 2\omega_0 + \Delta_0; \quad \Delta_0 = \frac{2|V_0|^2}{\omega_{21} - \omega_0}.$$

Рассчитанная по формуле (2) форма линии поглощения в пределах точности измерений совпадает с наблюдаемой экспериментально. Основные особенности изменения спектра оказались такими же, как и при интенсивном резонансном возбуждении (п. 1). Наиболее существенной особенностью наблюдаемого спектра является зависимость знака и величины расстройки ε_0 и, следовательно, формы линии поглощения от интенсивности сильного поля. Это обстоятельство связано с отличием частоты перехода между возмущенными уровнями от первоначальной величины ω_{21} на сдвиг Блоха — Зигерта Δ_0 . На рис. 4 представлены измеренные спектры поглощения для слабого поля, сопоставленные с теоретическими расчетами по формуле (2).

Эффект обращения знака коэффициента поглощения (т. е. усиление) как при однофотонном, так и при многофотонном возбуждении может быть использован для построения усилителей и преобразователей оптического излучения. Максимальные усиления в обоих случаях могут достигать 5% от исходного коэффициента поглощения. По сравнению с резонансной накачкой применение многофотонного возбуждения значительно расширяет диапазон перестройки области усиления. Действительно, при многофотонной накачке перестройка частоты усиления может осуществляться за счет динамического смещения уровней одним из возбуждающих полей. При этом оптимальная степень насыщения атомного перехода обеспечивается соответствующим уменьше-

нием мощности остальных полей, участвующих в возбуждении. При резонансной же накачке диапазон перестройки области усиления существенно ограничивается выравниванием населенностей уровней и уменьшением коэффициента усиления [22].

Кроме того, при многофотонной накачке появляется возможность получения генерации вблизи суммарных или разностных частот. Оценка эффективности утроения частоты ИК-излучения ($\lambda=7784 \text{ \AA}$) в парах натрия на переходе $3S \rightarrow 7P$ показывает, что при плотности мощности накачки 10^7 Вт/см^2 $n_{\text{Na}}=10^{16} \text{ см}^{-3}$ коэффициент усиления достигает $\sim 1 \text{ см}^{-1}$.

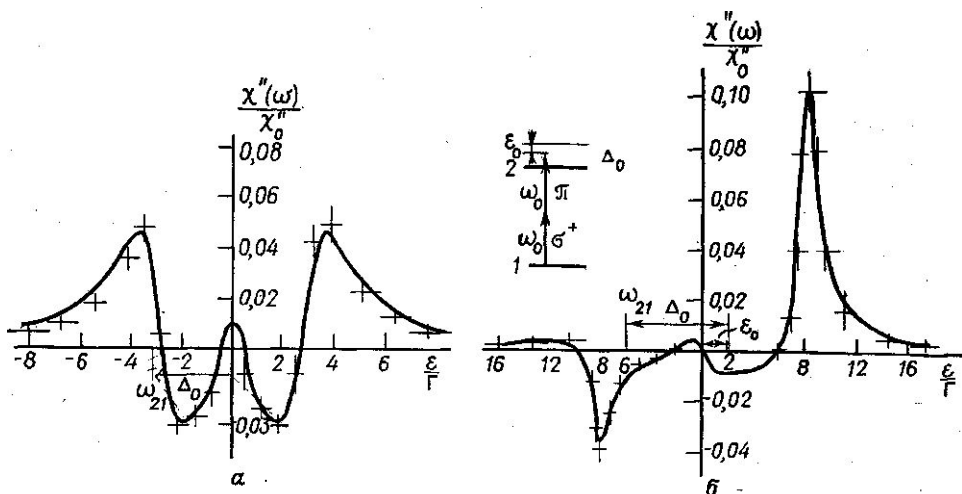


Рис. 4. Спектр поглощения при двухфотонном возбуждении: а— $\varepsilon_0=0$, $\Delta_0=3\Gamma$, б— $\varepsilon_0=2,07\Gamma$, $\Delta_0=8\Gamma$ ($\Gamma=2,7 \text{ Гц}$) (кривые: — теория, + — эксперимент)

3. Усиление слабого излучения двухуровневыми системами, находящимися в шумовом нерезонансном поле излучения. В рассмотренных выше ситуациях возбуждения атома при оценке эффективности преобразования частот спектральный состав излучения реальных оптических источников не принимался во внимание. Исследование этого вопроса представляет интерес, поскольку излучение многомодовых лазеров в режимах без синхронизации мод представляет собой набор гармоник в узком спектральном интервале со случайно распределенными фазами. Статистические свойства такого шума близки к свойствам гауссового шумового излучения [27].

Теоретическое исследование динамики двухуровневой системы наиболее полно проведено для поля излучения, имеющего статистику разрывного марковского шума [28]. В общем случае анализ спектра поглощения атомной системы в шумовом поле излучения представляет собой сложную задачу, трудность которой связана с решением системы трех линейных уравнений с коэффициентами, зависящими от времени случайным образом.

Здесь будет рассмотрен предельный случай нерезонансного возбуждения без существенного изменения населенностей уровней, когда эта задача может быть решена. Из результатов экспериментов с двухуровневой системой [28] следует, что форма линий усиления и их по-

ложение должны существенным образом зависеть от статистики мощного излучения.

В рамках двухуровневого приближения уравнения для матрицы плотности имеют вид

$$\begin{aligned} i\dot{f}_{22} &= -i\Gamma_1 f_{22} + V_{21} f_{12} - f_{21} V_{12}, \\ i\dot{f}_{12} &= -i\Gamma_2 f_{12} + V_{12} (2f_{22} - 1), \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

$$f_{12} = f_{21}^*, \quad V_{12} = V_t e^{i\omega_1 t} + v e^{i\omega t} = V_{21}^*, \quad V_t = -\pi \gamma H_t.$$

Частоты ω и ω_1 отсчитываются от частоты перехода, $|\omega - 2\omega_1| \ll \omega_1$, $\delta = \omega - 2\omega_1$. Далее, считаем выполненными условия: $\langle |V_t|^2 \rangle / \omega_1^2 \ll 1$ (пренебрежение изменением населенности исходного нижнего уровня) и $\Delta^2 \ll \omega_1^2$ (ширина Δ линии излучения накачки много меньше расстройки ω_1).

Для исследования динамики системы в поле V_{12} представим величины f_{22} и f_{12} в форме

$$f_{22} = \sum_{-\infty}^{\infty} z_n(t) e^{in\omega_1 t}, \quad f_{12} = \sum_{-\infty}^{\infty} x_n(t) e^{in\omega_1 t}. \quad (4)$$

Можно показать, что поглощение пробного света определяет вторая гармоника разложения (4) x_2 . Подставляя (4) в (3) и усредняя по быстрым осцилляциям ($\sim \omega_1$), получим, в предположении, что

$$z_0 \ll 1 \text{ и } \left| \frac{dz_n}{dt} \right|, \left| \frac{dx_n}{dt} \right| \ll \omega_1, \text{ систему уравнений:}$$

$$\begin{aligned} (i\Gamma_2 - 2\omega_1) x_2 &= -v e^{i\delta t} + 2V_t z_1, \\ (i\Gamma_1 - \omega_1) z_1 &= V_t^* x_2 - V_t x_0^* - v x_1^* e^{i\delta t}, \\ i\dot{x}_0^* &= -i\Gamma_2 x_0^* - 2V_t^* z_1, \\ (i\Gamma_2 + \omega_1) x_1^* &= V_t^*, \end{aligned} \quad (5)$$

в которой удержаны лишь старшие по малым параметрам величины.

Решая систему (5) относительно величины x_2 , пренебрегая штарковским смещением $|V_t|^2 / \omega_1$ по сравнению с ω_1 и усредняя конечное выражение по ансамблю реализаций случайного поля, получим

$$(-i\Gamma_2 + 2\omega_1) \langle x_2 \rangle = v e^{i\delta t} \left\{ 1 - \frac{2i}{\omega_1^3} \int_0^\infty e^{-i\delta\tau - \Gamma_2\tau} Q(\tau) d\tau \right\}, \quad (6)$$

где

$$Q(\tau) = \langle V^2(\tau) V^*(0) \exp \left\{ \frac{2i}{\omega_1} \int_0^\tau |V_t|^2 dt \right\} \rangle. \quad (7)$$

Коррелятор (7) может быть вычислен для двух предельных случаев широкого и узкого спектров, следуя [29]. В случае широкого спектра накачки ($\Delta^2 \gg |V_t|^2$) $Q(\tau)$ имеет вид

$$Q(\tau) = \langle V^2(\tau) V^*(0) \rangle \exp \left\{ \frac{2i}{\omega_1} \langle |V_t|^2 \rangle \tau \right\}. \quad (8)$$

Аппроксимация коррелятора лоренцевым контуром (т. е. для спектра $H(t)$ лоренцевой формы с шириной $\Delta/2$)

$$\langle V^2(\tau) V^{*2}(0) \rangle = k_0^2 e^{-\Delta\tau} \quad (9)$$

позволяет проследить влияние всех параметров накачки на процесс усиления. Выражение (6) совместно с (8) и (9) в принципе решает поставленную задачу, определяя форму спектра трехфотонной линии

$$k_{3\phi} = \text{Im} \left\{ \frac{\Gamma_2}{2\omega_1 - i\Gamma_2} \left(1 - \frac{2ik_0^2}{\omega_1^3 [\Delta + \Gamma_2 + i(\delta - k_0/\omega_1)]} \right) \right\}. \quad (10)$$

Полученное в приближении широкого спектра ($\Delta^2 \gg k_0$) выражение для формы линии усиления (10) предпочтительнее для количественных оценок результатов эксперимента, чем решение системы (5) при условии узкого спектра ($\Delta^2 \ll k_0$). Этот несколько удивительный факт, по-видимому, объясняется тем, что область применимости квазистатической теории узкого спектра реализуется при очень больших значениях параметра $k_0/\omega_1 \geq 10 \div 20 \Delta$ [30].

В заключение отметим, что во всех рассмотренных случаях, когда результаты теории являлись точными и имелась экспериментальная возможность их детальной проверки, совпадение теории и эксперимента было очень хорошим. Большинство экспериментальных результатов, претендующих на количественную интерпретацию эффекта, выполнены в РЧ-диапазоне. Однако в настоящее время уже появились работы в оптической области, в которых в принципе имеется возможность количественного сопоставления с теорией [31, 32]. Наибольший интерес в оптическом диапазоне представляет усиление света без инверсии населенностей по схеме $n\omega_0 \rightarrow \omega$. Возможность такого процесса была продемонстрирована на резонансно поглощающей атомной системе в РЧ-диапазоне. Наименее исследованной стороной эффекта усиления без инверсии населенностей является преобразование частоты при немонахроматической накачке. Здесь имеются пока только предварительные результаты, хотя этот вопрос достаточно актуален.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. «Успехи физических наук», 1967, 93, 19.
2. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А. «Успехи физических наук», 1967, 93, 71.
3. Раутиан С. Г., Собельман И. И. ЖЭТФ, 1961, 41, 456; 1963, 44, 934.
4. Апанасевич П. А. ДАН БССР, 1968, 12, 878.
5. Кузнецова Т. И., Раутиан С. Г. ЖЭТФ, 1965, 49, 1605.
6. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Хромов В. В. «Письма в ЖЭТФ», 1971, 14, 487.
7. Кирин Ю. М., Раутиан С. Г., Сафонов В. П., Чернобород Б. М. ЖЭТФ, 1972, 62, 466.
8. Делоне Н. Б. «Успехи физических наук», 1975, 115, 361.
9. Зельдович Я. Б. «Успехи физических наук», 1973, 110, 139.
10. McClellan W. A., Swain S. «J. Phys.», 1977, B 10, 143.
11. Autler S. H., Townes C. H. «Phys. Rev.», 1950, 78, 380.
12. Picque J. L., Pinard J. «J. Phys.», 1976, B 9, 77.
13. Раутиан С. Г. В сб.: «Нелинейная оптика». М., 1968, с. 3.
14. Mollow B. R. «Phys. Rev.», 1975, A 12, 1919.
15. Shuda F., Stroud C., Hercher M. «J. Phys.», 1974, B 7, 198.
16. Harting W., Rasmussen W., Walter H. «Z. Physik», 1976, A 278, 205.
17. Wu F. Y., Grove R. E., Ezekiel S. «Phys. Rev. Lett.», 1975, 35, 1426.
18. Mollow B. R. «Phys. Rev.», 1972, A 5, 2217.

19. Клышко Д. Н., Константинов Ю. С., Туманов В. С. «Изв. вузов, Радиофизика», 1965, 8, 513.
20. Senitzky B., Gould G., Cutler S. «Phys. Rev.», 1963, 130, 1460.
21. Арутюнян В. М., Бадалян Н. Н., Ирадян В. А., Мовсесян М. Е. ЖЭТФ, 1971, 60, 62.
22. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Чигирь Н. А. «Письма в ЖЭТФ», 1973, 18, 102.
23. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Чигирь Н. А. ЖЭТФ, 1974, 67, 2069.
24. Александров Е. Б., Соколов А. П. «Оптика и спектроскопия», 1969, 27, 896.
25. Ходовой В. А., Чигирь Н. А. ЖЭТФ, 1978, 74, № 1.
26. Тапас R., Kielich S. «Opt. Comm.», 1975, 14, 173.
27. Клаудер Дж., Сударшан Э. Основы квантовой оптики. М., 1970.
28. Бурштейн А. И., Оселедчик Ю. С. ЖЭТФ, 1974, 51, 1071.
29. Пржибельский С. Г. «Оптика и спектроскопия», 1977, 42, 17.
30. Елютин П. В. «Оптика и спектроскопия», 1977, 43, 542.
31. McCall S. L. «Phys. Rev.», 1974, A 9, 1515.
32. Wu F. Y., Ezekiel S., Ducloy M., Mollow B. R. «Phys. Rev. Lett.», 1977, 38, 1077.

Государственный
оптический институт
им. С. И. Вавилова
Ленинград