

Генерация излучения без инверсии заселенностей в схемах вынужденного комбинационного и гиперкомбинационного рассеяний на разрешенных переходах атомов

В.П. Кочанов*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 11.11.2008 г.

Развита теория вынужденного комбинационного и гиперкомбинационного рассеяний света на резонансных переходах в основное состояние атомов, моделируемых трехуровневой каскадной квантовой системой. Показана возможность существования эффективной генерации излучения без инверсии заселенностей на всех трех переходах в схеме комбинационного рассеяния и на двух дипольно разрешенных переходах в случае гиперкомбинационного рассеяния. Выявлены области существования такой генерации в зависимости от интенсивностей трех волн, участвующих в кольцевом смещении полей, их суммарной фазы и отстройки частоты накачки от частоты дипольно запрещенного перехода. Предложен новый способ дистанционного зондирования атомарных составляющих атмосферы, основанный на генерации без инверсии заселенностей и в перспективе обладающий намного большей чувствительностью по сравнению с традиционным флуоресцентным методом.

Ключевые слова: генерация излучения, комбинационное рассеяние, инверсия заселенностей, резонансные переходы.

Введение

Возможность усиления без инверсии заселенностей была предсказана в начале становления нелинейной лазерной спектроскопии [1, 2] и является следствием нелинейной интерференции двух и более подаваемых в среду полей лазерного излучения, происходящей в трех- и четырехуровневых атомах. Генерация излучения без инверсии заселенностей может быть использована как средство расширения спектрального состава излучения лазеров.

Применительно к оптике атмосферы данный эффект представляется весьма перспективным для создания принципиально новых средств дистанционного зондирования атомарных примесей, включая мезосферные слои натрия, железа и других элементов [3]. Поскольку в данном случае усиливающей средой является канал лазерного пучка, генерация излучения происходит в направлениях, совпадающем и противоположном направлению зондирующего излучения.

В отсутствие постоянных потерь в среде интенсивности сгенерированного излучения вперед и назад одинаковы, а при наличии потерь интенсивность излучения назад превышает интенсивность излучения вперед [4]. Расходимость такого излучения практически совпадает с расходимостью лазерного пучка, и это обстоятельство определяет большую чувствительность данного метода зондирования

по сравнению с флуоресцентными методами зондирования [3], в которых сигнальное излучение изотропно.

Данный геометрический фактор при условии преобразования исходного излучения в полезный сигнал с коэффициентом преобразования порядка десятков процентов может привести к относительному увеличению воспринимаемого сигнала в десятки миллионов раз. В атмосферных условиях коэффициент преобразования, по предварительным оценкам, не превышает десятых и сотых долей процента, но и такие малые значения дают увеличение сигнала зондирования на несколько порядков. Таким образом, определение коэффициента преобразования необходимо для создания средств дистанционного зондирования, основанных на генерации без инверсии заселенностей.

Нелинейная интерференция наводимых излучением в атоме поляризаций, благодаря которой становится возможным усиление без инверсии заселенностей, заведомо происходит при кольцевом смещении частот. Применительно к усилению без инверсии заселенностей систематика и рассмотрение различных вариантов кольцевого смещения при взаимодействии излучения с трехуровневыми квантовыми системами проведены в работе [5]. Вместе с тем в данной статье не учтено соотношение фаз участвующих во взаимодействии волн, которое является важным физическим фактором, приводящим к ярко выраженным наблюдаемым следствиям. В частности, в работах [6, 7] было предсказано,

* Виктор Павлович Кочанов (koch@iao.ru).

а в работе [8] наблюдалось зависящее от суммарной фазы интерференционное просветление среды.

Как показано в работе [9], кольцевое смещение частот может инициировать удвоение частоты и генерацию гармоник излучения в оптически плотных парах металлов в условиях двухфотонного поглощения (ДФП). В экспериментах [10] была получена генерация излучения с длиной волны 1,18 мкм в парах калия, когда комбинационными переходами вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) являлись переходы из основного состояния $4s-4p_{1/2}$ и $4s-4p_{3/2}$, а частоты накачки были близки к частотам запрещенных переходов $4s-3d_{3/2}$ и $4s-3d_{5/2}$.

Генерация излучения на линиях разрешенных переходов бария при их квазирезонансном возбуждении излучением $X\Gamma^*$ -лазера наблюдалась в работах [11, 12]. Возбуждение паров натрия лазером на красителях с частотой, близкой к частоте запрещенного перехода, создавало генерацию на желтых резонансных линиях [13].

Цель данной работы заключается в теоретическом исследовании возможности и определении свойств генерации без инверсии заселенности на резонансных переходах и переходах между возбужденными состояниями атомов металлов в процессе ВКР на дипольно разрешенных переходах в основном состоянии с накачкой, резонансной дипольно запрещенному переходу каскадной трехуровневой системы, а также в исследовании возможности и свойств такой генерации в процессе вынужденного гиперкомбинационного рассеяния (ВГКР), в котором накачка близка к резонансу ДФП.

1. ВКР на разрешенном переходе с накачкой, резонансной запрещенному переходу

Теория электрического квадрупольного и магнитного дипольного взаимодействия излучения с дипольно запрещенными переходами развита в работах [9, 14] и далее будет использована для решения определенных во введении задач. Обозначим нижнее (основное), промежуточное и верхнее возбужденные состояния трехуровневого Ξ -атома соответственно как 1, 2 и 3.

Спонтанное испускание на резонансном комбинационном переходе, усиливаясь в активной среде, выполняет функцию замыкающего поля, и тем самым в рассматриваемой постановке эксперимента реализуется кольцевое смещение частот в лестничной (каскадной) Ξ -системе. Для простоты описания будем считать, что резонансное комбинационному переходу излучение подается на вход в среду в качестве затравки наряду с полями накачки и Стокса. Поскольку магнитодипольное и электрическое квадрупольное взаимодействия малы, накачка будет эффективной только в условиях ее резонанса с запрещенным переходом. Таким образом, задача сводится к определению поведения (усиления или поглощения) трех полей, резонансных всем возможным переходам трехуровневой лестничной сис-

темы. В соответствии с этим представим поле в среде как

$$\mathfrak{E}(t, y) = \sum_{j=1}^3 E_j(y) \cos \Psi_j;$$

$$\Psi_j = \omega_j t - k_j y + \varphi_j, \quad \omega_3 = \omega_1 - \omega_2 \cong \omega_{21}, \quad (1)$$

где частота накачки $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \cong \omega_{31}$, частота Стокса излучения $\omega_2 \cong \omega_{32}$ и частота замыкающего излучения на резонансном комбинационном переходе находится в точном резонансе с собственной частотой этого перехода: $\omega_1 = \omega_{21}$.

Уравнения для матрицы плотности среды имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_1 + \Gamma(\rho_1 - \rho_1^0) &= \frac{2}{\hbar} (d_1 \mathfrak{E} \operatorname{Re} i \rho_{21} + W \operatorname{Re} i \rho_{31}), \\ \dot{\rho}_2 + \Gamma(\rho_2 - \rho_2^0) &= \frac{2}{\hbar} \mathfrak{E} (-d_1 \operatorname{Re} i \rho_{21} + d_2 \operatorname{Re} i \rho_{32}), \\ \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 &= 1, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{21} + (\Gamma + i\omega_{21})\rho_{21} = \frac{i}{\hbar} [\mathfrak{E} (d_1 m_{12} + d_2 \rho_{31}) - W \rho_{32}^*],$$

$$\dot{\rho}_{32} + (\Gamma + i\omega_{32})\rho_{32} = \frac{i}{\hbar} [\mathfrak{E} (d_2 n_{23} - d_1 \rho_{31}) + W \rho_{21}^*],$$

$$\dot{\rho}_{31} + (\Gamma + i\omega_{31})\rho_{31} = \frac{i}{\hbar} [W n_{13} + \mathfrak{E} (d_2 \rho_{21} - d_1 \rho_{32})];$$

$$W = \mu E_3 \cos(\Psi_3 + \chi);$$

$$\mu \equiv \sqrt{m^2 + q^2}; \quad q \equiv \frac{1}{6} k_3 Q; \quad \chi \equiv \arctg \frac{q}{m}.$$

Здесь ρ_j — заселенности уровней; ρ_{jk} — недиагональные элементы матрицы плотности или, с точностью до множителя, поляризации переходов; $d_{1,2}$ — матричные элементы дипольных моментов на разрешенных переходах 1–2 и 2–3 соответственно; m и Q — матричные элементы магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов на запрещенном переходе 1–3. Переход между уровнями 1 и 2 является дипольно разрешенным комбинационным переходом, а излучение накачки и Стокса резонансно запрещенному переходу 1–3 и разрешенному переходу 2–3 соответственно. Для упрощения решения все константы релаксации в (2) положены равными. Также считается, что спонтанной релаксацией можно пренебречь по сравнению с рассматриваемыми вынужденными процессами.

Переход от уравнений (2) к стационарным уравнениям осуществим, полагая

$$\begin{aligned} \rho_{21} &= R_1 \exp(-i\Psi_1), \quad \rho_{32} = R_2 \exp(-i\Psi_2), \\ \rho_{31} &= R_3 \exp[-i(\Psi_3 + \chi)], \end{aligned} \quad (3)$$

и определим суммарную фазу волн как $\Phi = \Psi_3 - \Psi_1 - \Psi_2 + \chi$. Получающиеся в результате использования соотношений (3) и применения приближения вращающейся волны стационарные уравнения для Ξ -системы есть

$$\begin{aligned}
n_{12} &= n_{12}^0 - 4V_1R_1'' + 2V_2R_2'' - 2V_3R_3'', \\
n_{23} &= n_{23}^0 + 2V_1R_1'' - 4V_2R_2'' - 2V_3R_3'', \\
R_1 + ie^{-i\Phi}(V_3R_2^* - V_2R_3) &= iV_1n_{12}; \\
(1-i\delta)R_2 - ie^{-i\Phi}(V_3R_1^* - V_1R_3) &= iV_2n_{23}, \quad (4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(1-i\delta)R_3 - ie^{i\Phi}(V_2R_1 - V_1R_2) &= iV_3(n_{12} + n_{23}); \\
n_{12} &= \rho_1 - \rho_2, \quad n_{13} = 2\rho_1 + \rho_2 - 1, \quad n_{23} = n_{13} - n_{12}, \\
\mathcal{E} &= E \cos \Psi, \quad W = \mu E \cos(\Psi + \chi);
\end{aligned}$$

$$V_j = \frac{d_j E_j}{2\hbar\Gamma}, \quad j = 1, 2, 3; \quad \delta\Gamma = \omega_3 - \omega_{31} = \omega_2 - \omega_{32}.$$

Обобщенная поляризация среды, определяющая пространственное развитие ВКР, есть [9, 14]:

$$\begin{aligned}
P &= N \text{Sp} \hat{d}_{eff} \hat{\rho} = 2N\mu(R' \cos \Psi + R'' \sin \Psi); \\
\hat{d}_{eff} &= \hat{\mu} e^{i\chi}. \quad (5)
\end{aligned}$$

С использованием выражения (5) уравнения для медленных амплитуд полей в безразмерном виде можно записать как [9]:

$$2 \frac{dV_1}{d\zeta} = -R_1'', \quad 2 \frac{dV_2}{d\zeta} = -p_2 R_2'', \quad 2 \frac{dV_3}{d\zeta} = -p_3 R_3''; \quad (6)$$

$$\zeta \equiv Qy; \quad Q \equiv \frac{4\pi N n_{12}^0 d_1^2 \omega_1}{\hbar c}; \quad p_2 = \frac{d_2^2 \omega_2}{d_1^2 \omega_1}, \quad p_3 = \frac{\mu^2 \omega_3}{d_1^2 \omega_1}.$$

Из уравнений (6) следует, что поведение полей определяется мнимыми частями постоянных поляризаций соответствующих переходов, которые находятся из решения системы линейных алгебраических уравнений (4). Поскольку $p_3 \sim \mu^2/d_1^2 \sim 10^{-4}-10^{-5}$, то третье уравнение (6) дает медленное изменение поля накачки, которую поэтому в большинстве случаев можно считать заданной.

Точные решения (4) относительно мнимых частей поляризаций $R_{1,2,3}$ при ненулевой отстройке частоты δ довольно громоздки, поэтому приведем их для случая, когда в отсутствие полей заселено только основное состояние ($n_{23}^0 = 0$, $n_{12}^0 = 1$):

$$\begin{aligned}
R_1'' D &= V_1 \left\{ (1 + \delta^2)^2 + 2(1 - \delta^2)V_1^2 + 5(1 + \delta^2)V_2^2 + \right. \\
&\quad \left. + 2(1 + 2\delta^2)V_3^2 + (V_1^2 + 2V_2^2 + V_3^2)^2 + \right. \\
&\quad \left. + (V_1^2 - 8V_3^2)V_2^2 - 3[3\cos(2\Phi) + \delta\sin(2\Phi)]V_2^2V_3^2 \right\} - \\
&\quad - V_2V_3 \left\{ \delta\cos(\Phi)(1 + \delta^2 - 17V_1^2 + 4V_2^2 + 4V_3^2) - \right. \\
&\quad \left. - \sin(\Phi)[1 + \delta^2 - (1 - 2\delta^2)V_1^2 + (5 + \delta^2)V_2^2 - \right. \\
&\quad \left. - (1 + \delta^2)V_3^2 - 2(V_1^2 - 2V_2^2 + V_3^2)(V_1^2 + V_2^2 + V_3^2)] \right\}, \quad (7)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R_2'' D &= V_2 \left\{ (V_1^2 - V_3^2) [3 + \delta^2 + 3(V_1^2 + V_2^2 + V_3^2)] - \right. \\
&\quad \left. - 3\delta\sin(2\Phi)V_1^2V_3^2 \right\} + V_1V_3 \left\{ \delta\cos(\Phi) [3 + \delta^2 + 3(V_1^2 + V_2^2 + V_3^2)] - \right. \\
&\quad \left. - \sin(\Phi) [2 + 2(2 - \delta^2)V_1^2 - (2 + \delta^2)V_2^2 + (4 + \delta^2)V_3^2 + \right. \\
&\quad \left. + 2(V_1^2 - 2V_2^2 + V_3^2)(V_1^2 + V_2^2 + V_3^2)] \right\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R_3'' D &= V_3 \left\{ 1 + \delta^2 + (2 + 3\delta^2)V_1^2 + (5 + \delta^2)V_2^2 + 2V_3^2 + \right. \\
&\quad \left. + (V_1^2 + 2V_2^2 + V_3^2)^2 - (8V_1^2 - V_3^2)V_2^2 - \right. \\
&\quad \left. - 3[3\cos(2\Phi) - \delta\sin(2\Phi)]V_1^2V_3^2 \right\} - \\
&\quad - V_1V_2 \left\{ \delta\cos(\Phi)(1 + \delta^2 - 5V_1^2 + 4V_2^2 + 10V_3^2) + \right. \\
&\quad \left. + \sin(\Phi) [1 + \delta^2 - (1 - 2\delta^2)V_1^2 + (5 + \delta^2)V_2^2 - (1 + \delta^2)V_3^2 - \right. \\
&\quad \left. - 2(V_1^2 - 2V_2^2 + V_3^2)(V_1^2 + V_2^2 + V_3^2)] \right\};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D &= (1 + V_1^2 + V_2^2 + V_3^2)^2 [1 + 4(V_1^2 + V_2^2 + V_3^2)] + \\
&\quad + \delta^2 [2 + \delta^2(1 + 4V_1^2) - 8V_1^4 + 6(V_1^2 + V_2^2 + V_3^2) + \\
&\quad + (V_2^2 + V_3^2)(20V_1^2 + V_2^2 + V_3^2)] - 4\cos(\Phi)V_1V_2V_3 \times \\
&\quad \times [2\delta^3 - 9\delta(2V_1^2 - V_2^2 - V_3^2) + 27\cos(\Phi)V_1V_2V_3].
\end{aligned}$$

Выражения для $R_{1,2,3}''$ (7) представляют собой отношения полиномов шестой степени по амплитудам полей. В предельном случае больших интенсивностей всех трех полей, который представляют подчеркнутые члены в (7), мнимые части поляризаций переходов с точностью до множителя становятся одинаковыми:

$$\begin{aligned}
-V_1R_1'' &= -V_2R_2'' = \\
&= V_3R_3'' \propto V_1V_2V_3\sin(\Phi)(V_1^2 - 2V_2^2 + V_3^2)(V_1^2 + V_2^2 + V_3^2). \quad (8)
\end{aligned}$$

Подстановка последних соотношений в (6) дает интегралы движения или соотношения Мэнли–Роу [7] для интенсивностей полей V_1^2 и V_3^2 , а также для V_2^2 и V_3^2 . Интенсивности полей на резонансном комбинационном переходе и разрешенном «горячем» переходе, которому резонансна стоксова волна, при этом пропорциональны: $V_1^2 \propto V_2^2$. Тот факт, что поляризации переходов пропорциональны синусу суммарной фазы и произведению первых степеней амплитуд полей, говорит об интерференционном характере жесткой связи поляризаций, устанавливающейся в пределе больших интенсивностей. В случае $\sin\Phi = 0$ происходят интерференционное просветление среды для всех трех полей и подавление ВКР.

Так как $\sin\Phi$ может иметь разные знаки, то в зависимости от величины суммарной фазы происходит ослабление интенсивности накачки с одновременным возрастанием интенсивностей стоксовой волны и излучения на разрешенном комбинацион-

ном переходе либо, напротив, стоксово излучение выполняет роль накачки и ослабляется вместе с полем на комбинационном переходе, а интенсивность поля, резонансного переходу 1–3, возрастает. Последний процесс, очевидно, является антистоксовым вынужденным комбинационным рассеянием.

Таким образом, переход от одного типа рассеяния к другому в пределе больших амплитуд полей осуществляется за счет изменения суммарной фазы волн на входе в среду. При этом в случае антистоксова ВКР можно получить генерацию без инверсии заселенностей на резонансном переходе. Заметим, что в случае ненулевой фазы Φ к тем же эффектам приводит изменение соотношения безразмерных интенсивностей полей, когда полусумма интенсивностей накачки и поля на комбинационном переходе превосходит или меньше интенсивности стоксовой волны. В особом случае равенства амплитуд всех трех полей и $\Phi=0$ члены в знаменателях (7) с двумя высшими степенями амплитуд полей обращаются в нуль, что требует более тщательного предельного перехода к пределу больших полей.

Отметим также, что при больших отстройках частот δ для нерезонансного ВКР на разрешенном переходе обсуждаемые эффекты исчезают. Однако проследить в экспериментах подобную трансформацию затруднительно, поскольку чтобы процесс был вообще возможен, выход накачки из резонанса должен быть компенсирован чрезмерно большим увеличением ее интенсивности.

В пределе малых интенсивностей полей выражения (7) существенно упрощаются, и уравнения (6) в приближении заданного поля V_3 имеют простое аналитическое решение. Из него, в частности, следует, что при $\delta=0$ и $8p_2 \sin^2(\Phi)V_{;3}^2 > 1$ амплитуды полей V_1 и V_2 осциллируют. Однако наиболее интересное поведение полей, как явствует из проведенного выше рассмотрения предела больших интенсивностей, наблюдается при интенсивностях порядка или больше интенсивностей насыщения. Поэтому далее исследуем численно, с использованием выражений (7), области существования усиления амплитуд полей (генерации без инверсии заселенностей). Границы этих областей в трехмерном пространстве параметров $\{V_1, V_2, V_3\}$ находились из численного решения уравнений $R_{1,2,3}' = 0$ относительно V_3 как функции V_1 и V_2 при заданных значениях двух других параметров: Φ и δ . Ввиду высоких степеней полиномов по амплитудам полей в числителях выражений (7) поверхности, задающие указанные границы, в общем случае многостепенны. На рис. 1 представлен пример таких областей для всех трех полей [правых частей уравнений (6)] в частном случае $\Phi, \delta=0$.

Усиление происходит при значениях амплитуд, расположенных выше или между поверхностями. Как показали расчеты, аналогичные проведенным при построении рис. 1, области усиления существенно зависят от значений фазы и отстройки частоты и в целом соответствуют обсуждавшемуся выше качественному поведению полей в пределе больших

интенсивностей. Характерной особенностью областей является то, что для отстроек, не превышающих по абсолютной величине пяти однородных полуширин линии Γ , для всех волн существуют области усиления. Значения безразмерных амплитуд полей при этом невелики и составляют 2–10.

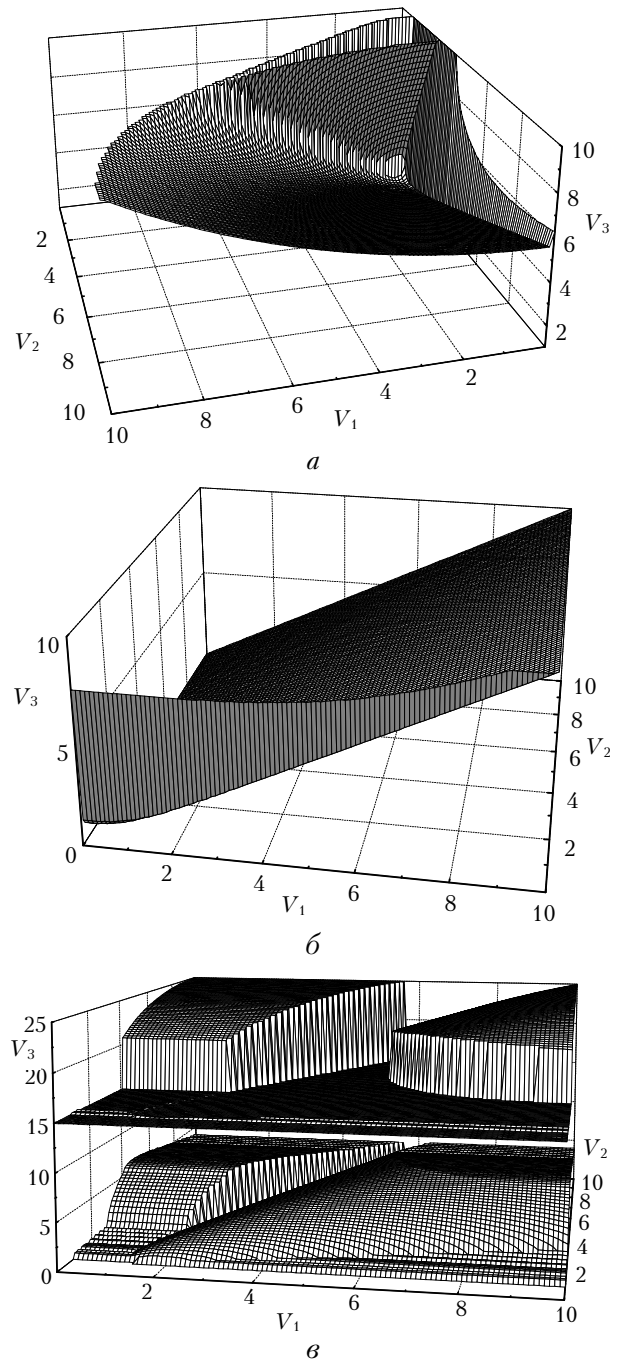


Рис. 1. Области существования усиления без инверсии заселенностей для излучения на разрешенном комбинационном переходе (а), стоксовой волны (б) и накачки (в) при $\delta=0$ и $\Phi=0$. Для наглядности верхняя поверхность на рис. 1, в смещена вверх по оси ординат на 10

Расчетные зависимости безразмерной интенсивности поля на разрешенном комбинационном

переходе $W_1 \equiv V_1^2$ от длины распространения волны, амплитуды поля накачки, отстройки частоты и суммарной фазы волн на входе в среду представлены на рис. 2.

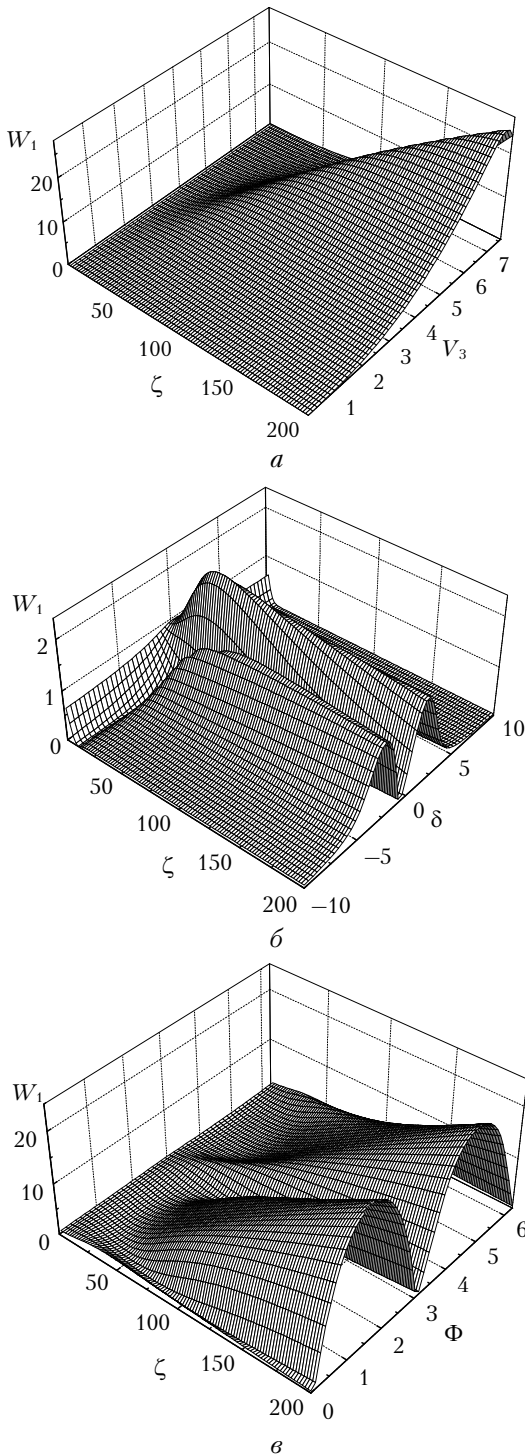


Рис. 2. Усиление без инверсии заселенностей в схеме ВКР интенсивности поля, резонансного разрешенному комбинационному переходу, в зависимости от амплитуды поля накачки (а), безразмерной отстройки частоты накачки от запрещенного перехода (б) и суммарной фазы волн на входе в среду (в). $V_1(0)=0,001$ (а), 1 (б, в); $V_2(0)=4$ (а), 1 (б, в); $V_3(0)=2$ (в); $\Phi=0$ (а, б); $\delta=0$ (а, в)

Расчеты проводились в предположении постоянной интенсивности накачки с использованием уравнений (6) и (7). Из рис. 2, а видно, что малая величина (10^{-6}) начальной интенсивности поля, резонансного комбинационному переходу, не является препятствием для усиления этого поля без инверсии заселенностей. Таким образом, спонтанное испускание на резонансном переходе будет усиливаться и переходить в вынужденное. Коэффициент усиления при этом зависит от интенсивности накачки, возрастая до максимального значения при $V_3 \cong 4-6$ и затем уменьшаясь.

Из проведенных расчетов следует, что интенсивность поля, резонансного разрешенному комбинационному переходу, на входе в среду может быть много меньше, чем интенсивность насыщения. Как следует из рис. 2, б, в, усиление волны на резонансном переходе максимально, когда суммарная фаза $\Phi \cong \pi/2$, а величина отстройки равна нулю при малых $\zeta < 100$ и $\delta = \pm 2,5$ при больших длинах. Характерная безразмерная длина (оптическая толщина), на которой происходит заметное усиление, составляет $\zeta_0 \cong 50-100$. С учетом определения ζ (6), для паров атомов калия в условиях, близких к атмосферным ($N = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $d_1 = 1,26 \cdot 10^{-17} \text{ СГСЭ}$, $\Gamma = 1,43 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\omega_1 = 2,454 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$), длина усиления $y_0 = \zeta_0/Q$ составляет примерно 0,5–1 км. Соответственно коэффициенты усиления без инверсии заселенностей порядка $10^{-4}-10^{-5} \text{ см}^{-1}$. Достаточно большая величина усиления позволяет рассчитывать на применимость предлагаемого метода генерационного зондирования в атмосферных условиях, так как плотности паров щелочных металлов при комнатных температурах близки к $N = 10^9-10^{10} \text{ см}^{-3}$ [15]. В условиях мезосферных слоев металлов, оптическая толщина которых достигает единицы [3], усиление без инверсии заселенностей будет значительно менее выражено, но должно быть достаточным для осуществления предлагаемого генерационного метода зондирования применительно к спорадическим облакам натрия и железа, для которых $\zeta_0 \sim 10$ [3], а также к искусственным облакам бария и других металлов.

2. ВГКР на разрешенном переходе с накачкой, близкой к резонансу ДФП на запрещенном переходе

В работе [7] в качестве варианта замыкания ВКР на запрещенном комбинационном переходе в Λ -системе наряду с резонансным полем, взаимодействующим с магнитным диполем, было рассмотрено двухфотонное поглощение. Отношение интенсивностей насыщения комбинационного перехода для ДФП и однофотонного магнитодипольного поглощения, как следует из результатов [7, 14], равно отношению двух малых параметров: $\mu^2/(d_1 d_2)$ и Γ/Δ . Для паров щелочных металлов в оценках по порядку величины можно принять $\mu \sim 10^{-20} \text{ СГСЭ}$, $d_{1,2} \sim 1,5 \cdot 10^{-17} \text{ СГСЭ}$, $\Gamma \sim 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\Delta \sim 10^3-10^4 \text{ см}^{-1}$.

Это приводит к тому, что интенсивность насыщения запрещенного перехода посредством ДФП в 3–30 раз меньше, чем для однофотонного мультипольного поглощения. Поэтому вариант с замыканием ВКР с помощью ДФП для ряда ситуаций может быть предпочтительным.

Применительно к рассмотренному в разд. 1 ВКР на разрешенном переходе замыкающее его ДФП на запрещенном переходе является резонансной двухфотонной накачкой. Другими словами, в результате перехода от однофотонного магнитодипольного и электрического квадрупольного поглощения на запрещенном переходе к ДФП при организации кольцевого сложения полей в Ξ -системе реализуется резонансное ВГКР на разрешенном переходе.

Рассмотрим этот процесс в том же ключе, что и в разд. 1, интересуясь прежде всего возможностью генерации без инверсии заселенностей на резонансном разрешенном переходе, а также его качественными отличиями от замкнутого ВКР на разрешенном переходе. Будем, как и прежде, считать рассматриваемую систему неэквидистантной, так как при равенстве частот разрешенных переходов и резонансе всех полей система вырождается и требует специального рассмотрения.

Для описания ВГКР используем представление полей (1), где теперь поле E_3 ответственно за ДФП, и уравнения (2), в которых не будем учитывать однофотонное мультипольное поглощение на запрещенном переходе, и соответственно считаем, что $W = 0$. Кроме того, полагаем

$$\begin{aligned} 2\omega_3 &= \omega_1 + \omega_2, \quad \omega_1 = \omega_{21}; \quad \Phi = 2\Psi_3 - \Psi_1 - \Psi_2; \\ \rho_{21} &= R_1 e^{-i\Psi_1} + R_{13} e^{-i\Psi_3}, \quad \rho_{32} = R_2 e^{-i\Psi_2} + R_{23} e^{-i\Psi_3}, \\ \rho_{31} &= R_3 e^{-2i\Psi_3}; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Delta &= |\omega_{21} - \omega_3|; \quad \sigma = \text{sign}(\omega_{21} - \omega_3); \quad \delta = (2\omega_3 - \omega_{31})/\Gamma; \\ \beta &= \frac{d_2^2 - d_1^2}{d_1 d_2}; \quad V_{1,2} = \frac{d_{1,2} E_{1,2}}{2\hbar\Gamma}, \quad V_3 = \sigma \frac{d_1 d_2 E_3^2}{4\hbar^2 \Delta\Gamma}. \end{aligned}$$

Соответствующие стационарные уравнения для матрицы плотности после исключения из уравнений (2) введенных в соотношениях (9) величин R_{13} и R_{23} есть

$$\begin{aligned} n_{12} &= n_{12}^0 - 4V_1 R_1^* + 2V_2 R_2^* - 2V_3 R_3^*, \\ n_{23} &= n_{23}^0 + 2V_1 R_1^* - 4V_2 R_2^* - 2V_3 R_3^*; \\ R_1 - iV_2 e^{-i\Phi} R_3 &= iV_1 n_{12}; \\ (1 - i\delta)R_2 + iV_1 e^{-i\Phi} R_3 &= iV_2 n_{23}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$[1 - i(\delta + \beta V_3)]R_3 = iV_3(n_{12} + n_{23}) + ie^{i\Phi}(V_2 R_1 - V_1 R_2).$$

Отличия уравнений (10) от уравнений (4) заключаются в следующем. Изменился смысл безразмерной частоты Раби V_3 , которая в данном случае пропорциональна не амплитуде, а интенсивности поля накачки. Иначе определена суммарная фаза волн. Отсутствует прямая связь поляризаций на

разрешенных переходах. Появился дополнительный сдвиг линии на комбинационном переходе в последнем уравнении (10), обусловленный динамическим эффектом Штарка, имеющим место при различных дипольных моментах разрешенных переходов.

Уравнения для медленных амплитуд полей (6) сохраняют свой вид, кроме замены последнего уравнения на

$$\frac{dV_3}{d\zeta} = -\sigma p_3 V_3 R_3^*; \quad p_3 = \frac{4d_2 \omega_3 \Gamma}{d_1 \omega_1 \Delta}. \quad (11)$$

Так же как и для уравнений (6), параметр p_3 (11) мал, и поле накачки E_3 при небольшой степени насыщения запрещенного перехода можно считать заданным. Исключение составляет случай квазирезонанса $\Delta \sim \Gamma$ и $V_3 \gg 1$, в котором необходимо рассматривать динамику трех связанных полей.

Решения уравнений (10) имеют вид, сходный с решением (7), и здесь приводить их не будем. Отметим лишь их различие в пределе больших интенсивностей полей, когда вместо соотношения (8) выполняется соотношение

$$\begin{aligned} -V_1 R_1^* &= -V_2 R_2^* = \\ &= V_3 R_3^* \propto V_1 V_2 V_3 \sin(\Phi) (V_1^2 - 2V_2^2) (V_1^2 + V_2^2). \end{aligned} \quad (12)$$

Как видно из сравнения формул (12) и (8), все качественные особенности предела больших интенсивностей для ВГКР сохраняются, кроме иной зависимости от интенсивностей полей, входящей в правую часть (12). А именно: изменение знака правой части (12) определяется соотношением интенсивностей двух полей V_1 и V_2 , резонансных разрешенным переходам, в отличие от соотношения (8), в правой части которого присутствуют три поля.

Поведение интенсивностей волны на резонансном комбинационном переходе ($W_1 = V_1^2$) и стоксовой волны ($W_2 = V_2^2$) в зависимости от отстройки удвоенной частоты накачки от запрещенного перехода и суммарной фазы представлено на рис. 3.

Расчеты проводились с использованием уравнений (6), (11) и алгебраических решений уравнений (10) для условий, когда отлична от нуля только равновесная заселенность нижнего уровня, а интенсивность накачки зависит от оптической толщи ($p_3 \neq 0$). Расчетная интенсивность накачки для всех рассмотренных значений параметров является монотонно убывающей функцией длины. Скорость ее убывания несколько меньше для $\Phi = 0$, π и 2π и отрицательных отстроек частоты δ .

Из рис. 3, *a, б* следует, что, так же как и в случае ВКР на разрешенном переходе, усиление W_1 и W_2 эффективно происходит для малой величины интенсивности излучения на комбинационном переходе на входе в среду. При этом интенсивность W_1 более чувствительна к отстройке частоты, чем интенсивность W_2 , и коэффициент усиления этого поля имеет минимум в области положительных отстроек $\delta \approx 4$.

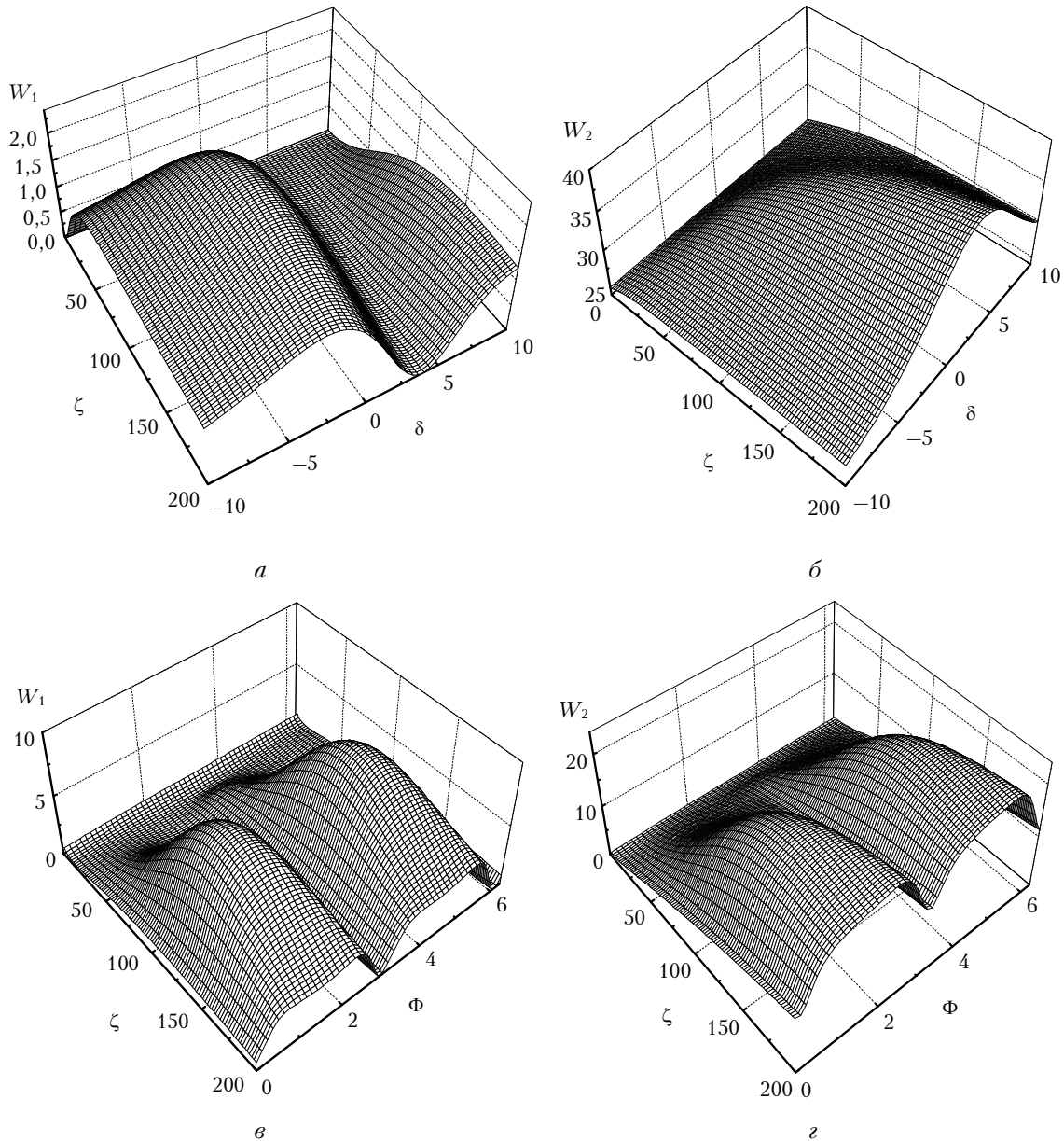


Рис. 3. Усиление интенсивностей полей в схеме ВГКР на резонансном разрешенном переходе (а, в) и разрешенном переходе, которому резонансно стоксово излучение (б, г) в зависимости от отстройки частоты (а, б) и суммарной фазы волн (в, г). $V_1(0) = 0,0001$ (а, б), 1 (в, г); $V_2(0) = 5$ (а, б), 1 (в, г); $V_3(0) = -5$ (а-г); $\Phi = 0$ (а, б), $\delta = 0$ (в, г); $p_2 = 1$, $p_3 = -0,2$, $\beta = 1,3$ (а-г)

Отметим, что зависимости W_1 от отстройки δ для ВКР и ВГКР на разрешенном переходе различаются (ср. рис. 2, б и 3, а). Зависимости интенсивности излучения, резонансного комбинационному переходу, от суммарной фазы Φ для этих двух процессов качественно одинаковы, но в случае ВГКР с ростом ζ наблюдается насыщение $W_1(\zeta)$ (рис. 2, в и 3, в).

Как показали численные расчеты, величина усиления для ВГКР, так же как в случае ВКР, существенно зависит от интенсивности накачки на входе в среду, возрастая с ее увеличением.

Таким образом, сравнение ВКР и ВГКР на разрешенном переходе показывает, что в основном

эти два процесса имеют одинаковые качественные особенности. Прежде всего, к ним относится возможность генерации излучения без инверсии заселенностей на резонансном комбинационном переходе, наиболее эффективная при оптимальных интенсивностях накачки, на порядок величины превышающих интенсивность насыщения запрещенного перехода. Данная генерация не требует больших интенсивностей поля V_1 на входе в среду и может развиваться из спонтанного испускания на резонансном переходе, которое появляется в результате заселения промежуточного состояния двумя присутствующими резонансными полями по мере распространения волн. Различия заключаются в зависимо-

стях поведения $W_1(\zeta)$ от отстройки частоты накачки (удвоенной частоты для ВГКР), от частоты запрещенного перехода, а также в отсутствии усиления излучения двухфотонной накачки в случае ВГКР. Преимуществом ВГКР являются меньшие по сравнению с ВКР интенсивности насыщения. Вместе с тем, как показало сравнение областей существования усиления без инверсии заселенностей для всех трех полей (иллюстрированное рис. 1 для ВКР и опущенное для ВГКР), ВКР с однофотонным возбуждением запрещенного перехода, по видимому, предоставляет большие возможности, чем ВГКР.

1. Раутиан С.Г. Некоторые вопросы теории газовых квантовых генераторов // Тр. ФИАН. 1968. Т. 43. С. 3–115.
2. Бетеров И.М., Соколовский Р.И. Нелинейные эффекты в спектрах излучения и поглощения газов в резонансных оптических полях // Успехи физ. наук. 1973. Т. 110. Вып. 2. С. 169–190.
3. Зуев В.В., Ельников А.В., Бурлаков В.Д. Лазерное зондирование средней атмосферы. Томск: МГП «Раско», 2002. 352 с.
4. Кочанов В.П., Куряк А.Н., Макогон М.М., Тырышкин И.С. Спонтанное и обратное вынужденное комбинационное рассеяние света в метане // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 101. № 2. С. 195–203.
5. Попов А.К., Кучин В.М., Мысливец С.А. Интерференционные явления на доплеровски-уширенных квантовых переходах: усиление сильного излучения без инверсии населенностей // Ж. эксперим. и теор. физ. 1998. Т. 113. Вып. 2. С. 445–470.
6. Манькин Э.А., Афанасьев А.М. Об одной возможности «просветления» среды при многоквантовом резо-

нансе // Ж. эксперим. и теор. физ. 1967. Т. 52. Вып. 5. С. 1246–1250.

7. Кочанов В.П., Богданова Ю.В. Двухволновое вынужденное комбинационное рассеяние в поле интенсивного излучения, резонансного комбинационному переходу // Ж. эксперим. и теор. физ. 2003. Т. 123. Вып. 2. С. 233–254.
8. Красников В.В., Пшеничников М.С., Соломатин В.С. Параметрическое просветление двухфотонно поглощающей среды // Ж. эксперим. и теор. физ. 1987. Т. 92. Вып. 5. С. 1578–1589.
9. Кочанов В.П. Оптическое выпрямление и удвоение частоты в парах металлов // Ж. эксперим. и теор. физ. 2008. Т. 134. Вып. 2 (8). С. 231–244.
10. Cotter D., Yuratic M.A. Stimulated multipole Raman scattering between opposite-parity states of atomic potassium // Opt. Commun. 1979. V. 29. N 3. P. 307–310.
11. Верховский В.С., Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Тарасенко В.Ф., Соколов В.Г., Федоров А.И. Исследование ВКР-излучения эксимерных лазеров на электронных переходах атомов металлов // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 11. С. 2151–2155.
12. Климкин В.М., Николаев В.Н., Соколов В.Г., Щеглов В.Б. Генерация в основное и метастабильное состояния Va^+ при двухфотонной ионизации паров Va излучением $HeCl^+$ -лазера // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. Вып. 3. С. 111–114.
13. Марков Р.В., Плеханов А.И., Шалагин А.М. Инверсия заселенностей на переходах в основное состояние атомов при нерезонансном поглощении лазерного излучения // Ж. эксперим. и теор. физ. 2001. Т. 120. Вып. 5. С. 1185–1193.
14. Кочанов В.П. Влияние поляризуемости на насыщенное поглощение на запрещенных переходах атомов // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. № 9. С. 764–771.
15. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.

V.P. Kochanov. Light generation without population inversion in schemes of stimulated Raman and hyper-Raman scattering on allowed atomic transitions.

The theory of stimulated Raman and hyper-Raman light scattering on resonant transitions onto a ground state of atoms is developed in a model of three-level cascade quantum system. The possibility of effective light generation without population inversion is shown for all three transitions in a Raman scheme and for two dipole-allowed transitions in the case of hyper-Raman scattering. The regions of existence of such generation are revealed subject to intensities of three waves involved into a ring field composition, their sum phase, and pumping frequency detuning off dipole-forbidden transition frequency. A new method of remote sensing atomic impurities of atmosphere is proposed, which is based on generation without population inversion and in perspective is much more sensitive than the common fluorescent method.