

О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА ЭЛЕКТРОННОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ

Горниенко Н. Е., Федорченко А. М.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) на электронных состояниях в парах щелочных металлов с успехом используется для генерации перестраиваемого излучения в широкой области ИК диапазона [1-5]. Как известно [6, 7], при ВКР на колебательных состояниях в процессах генерации антистоксовых и высших стоксовых компонент важную роль играют четырехфотонные параметрические процессы в условиях двухфотонных резонансов (ДФР) для равенности частот, например, $\omega_n - \omega_c = \omega_a - \omega_n = \omega_{21}$, где $\omega_{n,c,a}$ — частоты лазерной накачки, стоксовой и антистоксовой волн, ω_{21} — частота комбинационно-активного перехода между состояниями 2 и 1. Для колебательных переходов при накачке в оптическом диапазоне обычно $\omega_{21} \ll \omega_c$. При вынужденном электронном комбинационном рассеянии (ВЭКР) сдвиг частоты $\omega_n - \omega_c = \omega_{21}$, как правило, превышает ω_c и начинает проявляться четырехфотонный параметрический процесс при ДФР для суммы частот.¹ В настоящей работе рассматривается влияние на ВЭКР четырехфотонного параметрического процесса $\omega_n \approx 2\omega_c + \omega_x$ при ДФР $\omega_c + \omega_x = \omega_{21}$, где ω_x — частота холодной волны. При падении на нелинейную среду излучения накачки ω_n в результате комбинационного процесса начинает генерироваться стоксовая волна ω_s , которая выступает в роли запускающего поля для четырехфотонного процесса генерации волны $\omega_x = \omega_n - 2\omega_c$. Следует отметить, что рассматриваемые процессы могут проявляться и при ВКР на колебательных состояниях при возбуждающем излучении в ИК диапазоне [11, 12]. Таким путем при использовании различных вращательных уровней основного и возбужденного колебательных состояний было получено когерентное перестраиваемое излучение в области 60—160 мкм [11]. В связи с освоением средней и дальней ИК областей проводимое рассмотрение является весьма актуальным. Заметим, что излучение на частотах ω_x экспериментально наблюдалось при ВКР на колебательных и электронных переходах [12, 13].

Будем предполагать, что на вход нелинейной среды подается лазерная накачка и стоксовая волна, соответствующая, например, спонтанному комбинационному рассеянию. Взаимодействующие поля для простоты будем считать плоскими и монохроматическими волнами, распространяющимися вдоль оси Z : $E_j(r, t) = e_j A_j(z) \exp[i(\omega_j t - k_j z)] + \text{с.с.}$; $j = n, c, x$; e_j — орты поляризации. Совместное протекание комбинационных и параметрических процессов при точном резонансе $\omega_n - \omega_c = \omega_c + \omega_x = \omega_{21}$ и фазовом синхронизме $k_n = 2k_c + k_x$ (k_j — длины волновых векторов) с учетом изменения разности населенностей $\Delta N = N_1 - N_2$ состояний 1 и 2 и захвата фаз взаимодействующих волн при указанных граничных условиях описывается системой укороченных уравнений для безразмерных действительных амплитуд a_j

$$\frac{da_n}{d\xi} = -\chi a_n^2 u, \quad \frac{da_c}{d\xi} = n a_c (\chi a_n + a_x) u, \quad \frac{da_x}{d\xi} = n a_c^2 u, \quad (1)$$

где

$$u = \chi a_n - a_x, \quad u = \Delta N / \Delta N_0 = (1 + a_c^2 u^2)^{-1}, \quad a_j = \sqrt{\frac{\omega_c \omega_x k_j}{\sqrt{k_c k_x}} \frac{|A_j|}{\omega_j A_{\text{нас}}}}, \quad \xi = \frac{z}{l},$$

$$l = \frac{c^2 \hbar \sqrt{k_c k_x}}{2\pi \omega_c \omega_x \chi T_2 \Delta N_0 A_{\text{нас}}^2}, \quad A_{\text{нас}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2|z_1| \sqrt{T_1 T_2}}}, \quad \chi = \left| \frac{z_2}{z_1} \right| \frac{\omega_n}{\omega_x} \sqrt{\frac{k_x}{k_n}},$$

¹ Такой тип ДФР часто используется при генерации суммарных и разностных частот в газообразных средах [5, 8-10].

$$z_1 = \frac{1}{\hbar} \sum_k \left[\frac{(\mathbf{d}_{1k} \mathbf{e}_c) (\mathbf{d}_{k2} \mathbf{e}_x)}{\omega_{k1} - \omega_c} + \frac{(\mathbf{d}_{1k} \mathbf{e}_x) (\mathbf{d}_{k2} \mathbf{e}_c)}{\omega_{k1} - \omega_x} \right],$$

$$z_2 = \frac{1}{\hbar} \left[\frac{(\mathbf{d}_{1k} \mathbf{e}_n) (\mathbf{d}_{k2} \mathbf{e}_c)}{\omega_{k1} - \omega_n} + \frac{(\mathbf{d}_{1k} \mathbf{e}_c) (\mathbf{d}_{k2} \mathbf{e}_n)}{\omega_{k1} + \omega_c} \right].$$

Здесь ξ — нормированная длина нелинейной среды, n — относительная разность населенностей, ΔN_0 — равновесная разность населенностей при отсутствии полей, $\kappa_{1,2}$ — поляризуемости 2-го порядка, описывающие соответственно двухфотонное поглощение волн $\omega_{c,x}$ и ВКР накачки, d_{ik} — матричные элементы дипольного момента перехода между состояниями i и k , $T_{1,2}$ — времена релаксации.

Из структуры уравнений (1) следует, что в среде асимптотически наступает параметрическое просветление (ПП) вещества ($u=0$, $n=1$) [8-10], при котором устанавливаются постоянные амплитуды \tilde{a}_j , причем $\tilde{a}_x = \kappa \tilde{a}_n$. Можно показать, что в стационарном случае не существует области неустойчивости ПП. Ясно, что ПП среды препятствует полному распаду волны накачки ($\tilde{a}_n \neq 0$), что связывает квантовую эффективность преобразования $\eta_c = (a_c^2 - a_{c0}^2) / a_{n0}^2$. Вместе с тем из методики рассмотрения ВЭКР, развиваемой в настоящей работе, следует, что распад фотона накачки может произойти на два фотона $\hbar\omega_c$, что естественно повышает η_c . В работе проведена оптимизация $\eta_{c,x}$ с учетом указанных противоположных тенденций.

Используя условие ПП $\tilde{a}_x = \kappa \tilde{a}_n$ и интегралы движения системы (1)

$$a_{n0} - a_n = \kappa a_x, \quad \left(\kappa - \frac{1}{\kappa} \right) (a_{n0}^2 - a_n^2) + 2 \frac{a_{n0}}{\kappa} (a_{n0} - a_n) = \kappa (a_c^2 - a_{c0}^2),$$

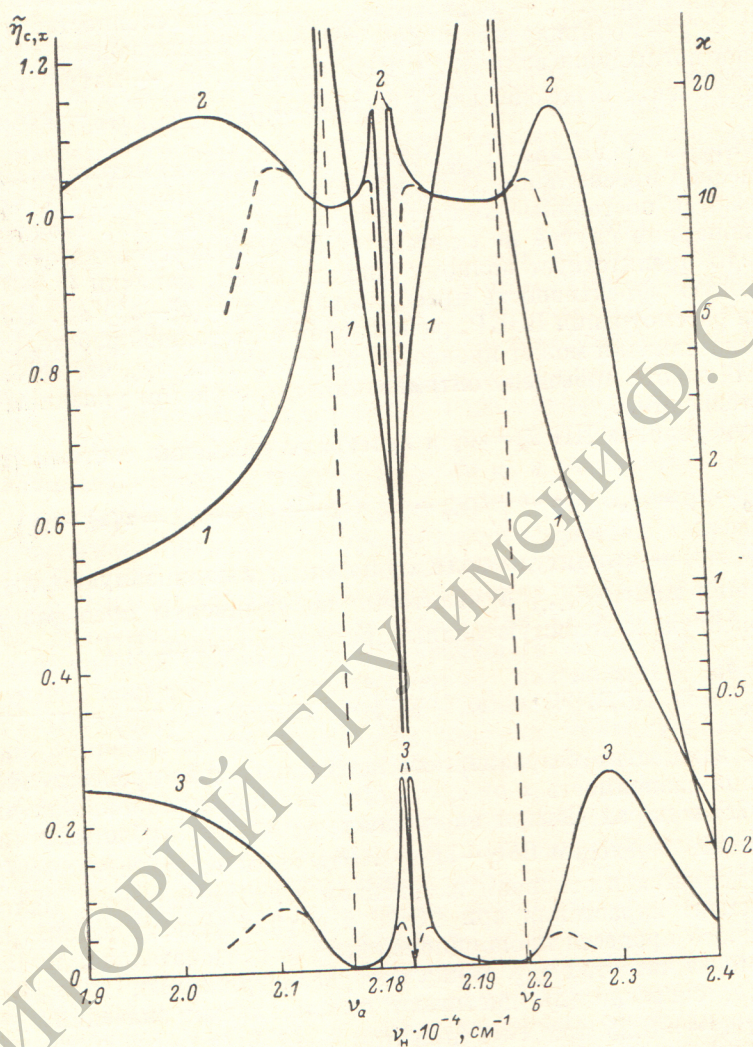
где $a_{j0} = a_j$ ($\xi=0$) — амплитуды волн ω_j на входе в нелинейную среду ($a_{n,c0} \neq 0$, $a_{x0} = 0$), удастся найти $\tilde{a}_{n,c,x}$ и квантовые коэффициенты преобразования накачки в стоксовую и холостую волны при установлении ПП

$$\tilde{\eta}_c = \frac{\tilde{a}_c^2 - a_{c0}^2}{a_{n0}^2} = \frac{\kappa^2 (3 + \kappa^2)}{(1 + \kappa^2)^2}, \quad \tilde{\eta}_x = \left(\frac{\tilde{a}_x}{a_{n0}} \right)^2 = \frac{\kappa^2}{(1 + \kappa^2)^2}, \quad \left(\frac{\tilde{a}_n}{a_{n0}} \right)^2 = \frac{1}{(1 + \kappa^2)^2}. \quad (2)$$

В связи с важностью безразмерного параметра κ для процесса ВКР на рисунке показана зависимость κ от $\nu_n = \omega_n / 2\pi c$ для комбинационно-активного перехода $6S-7S$ в парах C_2 при перестройке ν_n вблизи дублетных линий $\nu_{a,6}$, соответствующих переходам $6S_{1/2} - 7P_{1/2,3/2}$. Эта зависимость в рассматриваемой области определяется в основном изменением κ_2 , а дисперсия κ_1 мало существенна. Инкремент нарастания при ВЭКР в случае неучета рассматриваемого параметрического процесса пропорционален κ_2^2 и, следовательно, должен иметь два максимума на частотах $\nu_{a,6}$. При учете рассматриваемых параметрических процессов $\tilde{\eta}_{c,x}$, согласно (2), достигает максимальных значений $\tilde{\eta}_c^{\max} = 1.125$ при $\kappa = \sqrt{3}$ и $\tilde{\eta}_x^{\max} = 0.25$ при $\kappa = 1$ (при этом $\tilde{\eta}_c = 1$ и $(\tilde{a}_n / a_{n0})^2 = 0.25$). При квазирезонансе по накачке $\kappa \gg 1$ и $\tilde{\eta}_c \rightarrow 1$. Суммарная эффективность генерации волн $\omega_{c,x}$ ($\tilde{\eta}_c + \tilde{\eta}_x$) достигает максимальной величины, равной $4/3$, при $\kappa = \sqrt{2}$. Таким образом, эффективность генерации стоксовой волны может быть достаточно высокой и при оптимальной расстройке от резонанса по накачке ν_n значительно превышать единицу. Из рисунка видно, что при изменении ν_n вблизи резонансных частот $\nu_{a,6}$ существуют четыре максимума $\tilde{\eta}_c$ и $\tilde{\eta}_x$, из которых два расположены между линиями дублета $\nu_{a,6}$. Такое положение максимумов излучения ν_c наблюдалось экспериментально во многих работах, например, [3, 5]. Глубокий минимум $\tilde{\eta}_{c,x} = 0$ между $\nu_{a,6}$ обусловлен существованием частоты линейризации среды [14], при которой положительные вклады в κ_2 уровней $7P_{3/2}$ и других компенсируются отрицательным вкладом уровня $7P_{1/2}$. Отметим также, что, несмотря на относительно малую величину $\tilde{\eta}_x$, параметрический процесс оказывает существенное влияние на ВЭКР.

ПП вещества устанавливается быстрее вблизи резонансных линий $\nu_{a,6}$ [10], а вдали от них ПП может не реализоваться и $\eta_{c,x} < \tilde{\eta}_{c,x}$, что схематично пока-

зано на рисунке штриховыми кривыми. При этом максимумы $\eta_{c,x}$ приближаются к $\nu_{a,b}$. При малых интенсивностях накачки и низких давлениях газообразной среды ПП вещества может не устанавливаться даже в непосредственной близости от резонансных линий $\nu_{a,b}$ и, по-видимому, перестроенная кривая будет иметь два максимума. Из-за нелинейного квазисинхронизма [9] они мо-



Зависимости x (кривые 1), $\tilde{\eta}_c$ (2) и $\tilde{\eta}_x$ (3) для процесса ВЭКР в парах Cs от частоты накачки ν_n при перестройке ее вблизи частот $\nu_{a,b}$, соответствующих переходам $6S_{1/2} - 7P_{1/2,3/2}$ (масштаб по шкале частот между ν_a и ν_b увеличен в 10 раз).

гут не совпадать с $\nu_{a,b}$. С ростом давления или накачки ПП реализуется в большем диапазоне ν_n и области перестройки $\nu_{c,x}$ расширяются [3]. При этом провал $\tilde{\eta}_c$ вблизи точки линеаризации среды имеет малую полуширину и может замываться из-за влияния немонохроматичности и расходимости взаимодействующих волн. В этом случае зависимости $\eta_{c,x}(\nu_n)$ будут иметь три максимума, что и наблюдалось в K и Rb [4, 13].

Полученные в настоящей работе результаты могут объяснить некоторые экспериментальные закономерности ВЭКР и использоваться в нелинейной лазерной спектроскопии, а также для выбора оптимальных параметров генераторов перестраиваемого излучения.

Литература

- [1] Королев Ф. А., Михайлов В. А., Одинцов В. И. — *Опт. и спектр.*, 1978, т. 44, в. 5, с. 907.
- [2] Cotter D., Hanna D. C. — *IEEE J. Quant. Electron.*, 1978, v. QE-14, N 3, p. 184.
- [3] Эпштейн В. Ш., Тимофеев В. П., Гусев С. М., Попов А. К. — *Квант. электрон.*, 1982, т. 9, № 12, с. 2398.
- [4] Знаменский Н. В., Одинцов В. И. — *Опт. и спектр.*, 1983, т. 54, в. 1, с. 96.
- [5] Бахрамов С. А., Тартаковский Г. Х., Хабибулаев П. К. *Нелинейные резонансные процессы и преобразование частоты в газах.* Ташкент, 1981.
- [6] Бломберген Н. *Нелинейная оптика.* М., 1966.
- [7] Кондиленко И. И., Корниенко Н. Е., Малый В. И., Полежа Г. В. — *Квант. электрон.*, 1981, т. 8, № 11, с. 2447.
- [8] Бутылкин В. С., Каплан Л. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. *Резонансное взаимодействие света с веществом.* М., 1977.
- [9] Гречко Л. Г., Корниенко Н. Е., Задорожный В. И., Федорченко А. М. — *Опт. и спектр.*, 1983, т. 55, в. 2, с. 209.
- [10] Корниенко Н. Е. — *Квант. электрон.*, 1985, т. 12, № 1, с. 6.
- [11] Frey R., Pradere F., Duscuing J. — *Opt. Commun.*, 1977, v. 23, N 1, p. 65.
- [12] Frey R., Pradere F., Duscuing J. — *Opt. Commun.*, 1977, v. 18, N 2, p. 204.
- [13] Sorokin P. P., Wynne J. J., Lankard J. R. — *Appl. Phys. Lett.*, 1973, v. 22, N 7, p. 342.
- [14] Корниенко Н. Е. — *Опт. и спектр.*, 1985, т. 58, в. 4, с. 924.

Поступило в Редакцию 26 марта 1985 г.

УДК 539.186 : 546.292

Опт. и спектр., т. 59, в. 4, 1985

ИССЛЕДОВАНИЕ УШИРЕНИЯ ЛИНИИ 1.15 МКМ НЕОНА СТОЛКНОВЕНИЯМИ ПО СИГНАЛАМ ХАНЛЕ

Котликов Е. Н., Перчук О. В.

При столкновениях частиц существует зависимость уширения уровня и линии перехода от относительной скорости сталкивающихся частиц. Эта зависимость представляет большой интерес, так как позволяет определить тип взаимодействия сталкивающихся атомов [1]. Одночастотное лазерное излучение, взаимодействующее с доплеровским ансамблем атомов, позволяет реализовать возможность получения информации об уширении уровня [2] и линии перехода [3] столкновениями в зависимости от скорости сталкивающихся частиц, поскольку монохроматическое излучение взаимодействует с ансамблем атомов, проекция скорости которого на направление излучения v_z определяется расстройкой частоты $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_2$ между центром линии поглощения ω_0 и частотой генерации ω_2 .

В настоящем сообщении речь идет о измерении зависимости ширины сигнала Ханле ΔH [4] с уровня $2p_4$ неона от расстройки частоты генерации 1.15 мкм неона. Генерация 1.15 мкм использовалась для получения когерентной суперпозиции состояния $2p_4$ уровня Ne. В работе показано, что по сигналам Ханле можно определить зависимость уширения линии перехода Γ_{ab} от скорости сталкивающихся частиц.

Рассмотрим форму сигналов Ханле при возбуждении монохроматическим светом. Расчет сигналов проведем в формализме неприводимых тензорных операторов [4]. Сигнал Ханле описывается поляризационным моментом $\rho_{\pm 2}^2$. Система уравнений для ρ_q^2 получена ранее [5]. Решение для $\rho_{\pm 2}^2$, описывающее линейный по мощности лазерного излучения E^2 сигнал, имеет вид

$$\rho_{\pm 2}^2 = \text{const} \sum_{j=1, -1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E^2 W(v)}{\Gamma_a(2) \mp 2i\Omega} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\Gamma_{ab} - i(\Delta\omega - j(\Omega - kv_z))} + \frac{1}{\Gamma_{ab} + i(\Delta\omega - j(\Omega + kv_z))} \right] dv. \quad (1)$$