

К.К. Константинов, А.Н. Стародумов, С.А. Шленов

ВЛИЯНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ВКР НА УГЛОВОЙ СПЕКТР ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Рассмотрено стационарное вращательное ВКР на молекулах азота в широкоапертурных лазерных пучках. Исследовано влияние четырехфотонных параметрических процессов на угловой спектр излучения. Приведены результаты численных расчетов профиля пучка. Показано, что параметрические процессы увеличивают ширину углового спектра широкоапертурных лазерных пучков почти на порядок и искажают профиль пучка.

При распространении мощного лазерного излучения в атмосфере возможны различные нелинейные эффекты. В видимой и ультрафиолетовой областях спектра наиболее низкий порог имеет вынужденное комбинационное рассеяние на вращательных подуровнях (ВВКР) $J = 8 \rightarrow J = 10$ молекул азота [1]. Несмотря на то, что ВКР было открыто достаточно давно и широко исследовалось, при ВВКР в атмосфере возникают качественно новые физические результаты. Характерные особенности ВВКР в широкоапертурных пучках в воздухе связаны с малой величиной вращательного частотного сдвига ($\nu_r = 76 \text{ см}^{-1}$), слабой дисперсией среды и, вследствие этого, большими длинами взаимодействия. Смоделировать такие условия в лабораторных экспериментах оказалось невозможно.

Цель данной работы — исследовать основные закономерности процессов вращательного ВКР в широкоапертурных пучках и выявить их влияние на угловой спектр излучения.

Процессы ВКР изменяют не только частотный, но и угловой спектр излучения. Происходит это по двум причинам. Во-первых, параметрические четырехфотонные процессы приводят к тому, что часть излучения накачки переходит в излучение стоксовых и антистоксовых компонент, распространяющихся под углом к направлению основной волны. Угол φ , под которым распространяется, например, первая антистоксова компонента, пропорционален частоте вращательного перехода молекулы азота $\omega_R = 2\pi\nu_{RC}$ и зависит от дисперсионных свойств воздуха [2]

$$\varphi \approx \omega_R \left(\frac{1}{k_L} \frac{\partial^2 \kappa}{\partial \omega^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где k_L — волновое число излучения накачки. В ультрафиолетовой области спектра $\varphi \sim 3 \times 10^{-5}$ рад.

Вторая причина изменения углового спектра излучения при ВКР заключается в следующем. Так как ВКР развивается из спонтанных шумов, то нарастающий стоксов сигнал имеет случайную пространственную структуру. Угловой спектр такого излучения оказывается гораздо шире первоначального [3, 4].

В работе рассматривается стационарное вынужденное комбинационное рассеяние на вращательном переходе $J = 8 \rightarrow J = 10$ (ВВКР) молекулы азота. Лазерное излучение считается монохроматическим и линейно-поляризованным, причем $\omega_L \gg \omega_R$, а частоты основной волны (накачки) и комбинационные частоты далеки от электронных резонансов. Система уравнений для медленно меняющихся амплитуд плотности потока фотонов $\left(A_i = \left(\frac{c}{4\hbar\omega_i} \right)^{1/2} E_i \right)$ с учетом дифракции имеет следующий вид:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2i\kappa} \Delta_{\perp} + \alpha \right] A_n = R \sum_{m,\kappa,p} A_m A_{\kappa} A_p^* \delta_{nm\kappa p} e^{i\Delta_{nm\kappa p} z} + i\psi \left[2 \sum_m |A_m|^2 - |A_n|^2 \right], \quad (2)$$

где

$$\delta_{nm\kappa p} = \begin{cases} +1, & \kappa - p = n - m = -1, \quad n \neq p \\ -1, & \kappa - p = n - m = +1, \quad n \neq p \\ 0 & \text{во всех остальных случаях;} \end{cases} \quad (3)$$

$$\Delta_{nm\kappa p} = \kappa(\omega_m) + \kappa(\omega_{\kappa}) - \kappa(\omega_n) - \kappa(\omega_p), \quad (4)$$

A_n — амплитуда n -й гармоники ВКР $\omega_n = \omega_L + n\omega_R$, ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), ω_L — частота лазерного излучения, ω_R — частота перехода,

$$R = \hbar \left[\frac{4\pi\omega_L}{c} \right]^2 \gamma, \quad \mu = \hbar \left[\frac{4\pi\omega_L}{c} \right]^2 \beta, \quad (5)$$

β — действительная часть кубичной восприимчивости, $\beta = \chi^{(3)}$ ($\omega = \omega + \omega - \omega$), γ — мнимая часть кубичной восприимчивости $\gamma = \chi^{(3)''}$ ($\omega_0 = \omega_{-1} + \omega_0 - \omega_{-1}$). Коэффициент α в уравнениях учитывает ослабление поля за счет молекулярного и аэрозольного рассеяний. Следует отметить, что при $n = \kappa$, $m = p = n \pm 1$ фазовый множитель исчезает ($\Delta_{nmkp} = 0$). Такие слагаемые из первой суммы соответствуют обычному ВКР, когда не требуется выполнения условий пространственного синхронизма. Слагаемые с экспоненциальным множителем описывают параметрические четырехфотонные процессы, требующие выполнения условий пространственного синхронизма. Последняя группа слагаемых (в квадратных скобках) отвечает за эффект Керра.

Введем характерные нелинейную длину z_{NL} и длину волнового синхронизма z_D :

$$z_{NL} = \frac{\hbar\omega_L}{R I_L}, \quad z_D = \frac{\pi}{|\Delta_{100-1}|}. \quad (6)$$

На расстоянии z_{NL} происходит усиление слабой стоксовой волны в e раз. На расстоянии z_D экспоненциальное слагаемое, ответственное за параметрические эффекты, меняет знак. Характерное значение интенсивности, при которой нелинейная длина оказывается равной длине волнового синхронизма, определяется соотношением:

$$I_{ND} = \frac{\hbar\omega_L |\Delta_{100-1}|}{\pi R}. \quad (7)$$

Для атмосферы (при $p = 1$ атм) в УФ области спектра $I_{ND} \sim 16$ МВт/см² ($\lambda = 350$ нм). При интенсивностях накачки $I_L < I_{ND}$ множитель в параметрическом слагаемом успевает много раз сменить знак, прежде чем стоксова компонента усилится в e раз. То есть в этом случае параметрические процессы не приводят к эффективной генерации излучения с высокими пространственными частотами. В случае, когда $I_L \gg I_{ND}$ ($z_{NL} \ll z_D$) соотношения пространственного синхронизма роли не играют, так как на длинах $\sim z_D$ все пространственные гармоники оказываются усиленными в $\exp\left(\frac{z_D}{z_{NL}}\right)$ раз.

Угловой спектр излучения в этом случае будет очень широким. Таким образом, для $I_L \ll I_{ND}$ должен реализовываться один механизм развития ВКР (со слабой ролью параметрических эффектов), а при $I_L \gg I_{ND}$ — другой, где параметрические эффекты приводят к одновременной генерации большого числа стоксовых и антистоксовых компонент.

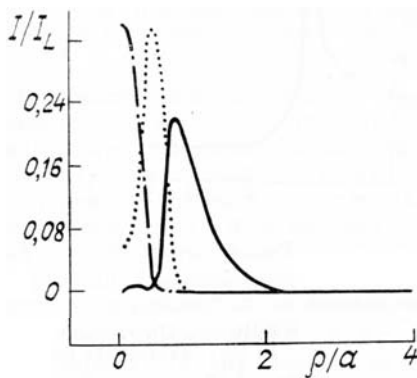


Рис. 1. Поперечное распределение интенсивностей спектральных компонент ВКР при $z = 0,010z_D$.

Интенсивности нормированы на входную интенсивность накачки в центре пучка ($I_L = 0,3I_{ND}$), поперечная координата нормирована на начальную ширину пучка накачки ($a = 30$ см): сплошная кривая — накачка (ω_L); точки — первая (ω_{-1}); штрихпунктирная — вторая (ω_{-2}); штриховая — третья стоксова компонента (ω_{-3})

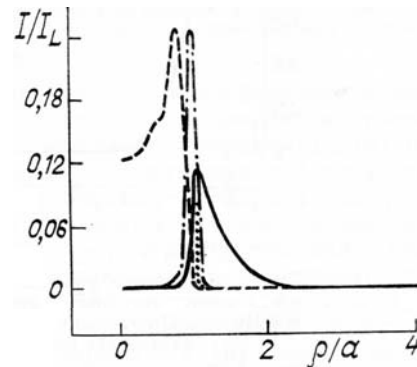


Рис. 2. Поперечное распределение интенсивностей спектральных компонент ВКР при $z = 0,017z_D$.

В данной работе методом численного моделирования исследуется система уравнений (2) при распространении лазерного излучения на вертикальной трассе для начальных интенсивностей $I_L < I_{ND}$. Профиль пучка задается гауссовым с радиусом таким, что дифракционная длина пучка намного превышает рассматриваемые расстояния. Начальная интенсивность составляет $I_L \approx 0,3I_{ND}$. Используется когерентный затравочный сигнал на первой стоксовой частоте с уровнем 10^{-8} от интенсивности волны накачки. Затравочный сигнал на остальных стоксовых и антистоксовых частотах задается в виде шума. В расчетах учитываются 7 стоксовых компонент и 2 антистоксовые.

На рис. 1, 2 показана картина изменения спектрального состава излучения в зависимости от расстояния — для $z \approx 0,01L_D$ ($L_D = \kappa_1 a^2$) и $z \approx 0,017L_D$. На начальном этапе идет усиление когерентного стоксова сигнала. Рост первой стоксовой компоненты сопровождается параметрической генерацией слабого сигнала на антистоксовой и второй стоксовой частотах. Как только сигнал на первой стоксовой частоте становится сравнимым с интенсивностью накачки, накачка быстро истощается на оси пучка и начинается перекачка энергии из первой стоксовой компоненты во вторую. Как видно из рис. 1, вторая стоксова компонента имеет не шумовую, а когерентную структуру. Это обусловлено тем, что за счет параметрических процессов (типа $\omega_{-2} = \omega_{-1} + \omega_1 - \omega_0$) формируется слабый затравочный сигнал на 2-й стоксовой частоте еще до того, как начинается экспоненциальное усиление второй стоксовой компоненты в поле первой. Этот сигнал хотя и мал, но превышает уровень спонтанных шумов. Так как параметрический затравочный сигнал на второй стоксовой частоте имеет другой угловой спектр, то излучение распространяется под углом к первоначальному направлению. На рис. 3, 4 представлен суммарный профиль интенсивности излучения для $z \approx 0,01L_D$ и $z \approx 0,017L_D$ соответственно. Видно, что профиль пучка из гауссова стал трубчатым. Следует отметить, что с ростом высоты роль параметрических эффектов возрастает, так как Δ_{100-1} пропорциональна давлению и, следовательно, I_{ND} с ростом высоты быстро уменьшается.

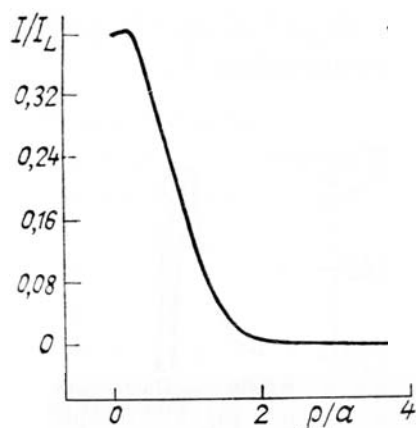


Рис. 3. Поперечное распределение суммарной интенсивности компонент ВКР, нормированной на I_L , при $z = 0,010z_D$.

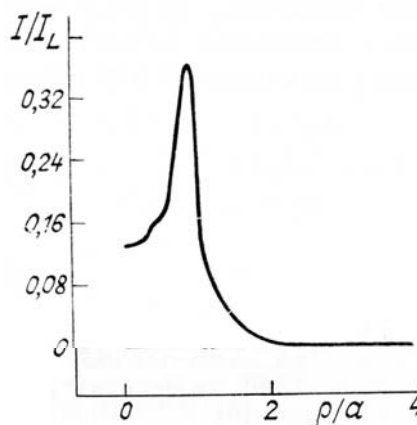


Рис. 4. Поперечное распределение суммарной интенсивности компонент ВКР, нормированной на I_L , при $z = 0,017z_D$.

Поперечная координата нормирована на начальную ширину пучка накачки

Таким образом, параметрические процессы могут приводить к сильному изменению углового спектра излучения и профиля пучка при ВВКР в атмосфере. Процессы ВВКР существенно ограничивают возможности эффективной направленной передачи энергии на большие расстояния.

1. Martin W.E., Winfield R.J. // *Appl. Opt.* 1988. V. 27. № 3. P. 567.
2. Арбатская А. Н. // *Труды ФИАН.* 1977. Вып. 99. С. 3.
3. Авербах В. С., Таланов В. И., Макаров А. А. *Квантовая электроника.* 1973. № 4 (16). С. 60.
4. Hennesian M.A., Swift C.D., Murray J.R. // *Opt. Lett.* 1985. V. 10. № 11. P. 565.

Институт общей физики АН СССР,
Москва

Поступила в редакцию
5 сентября 1989 г.

К.К. Konstantinov, A.N. Starodumov, S.A. Shlenov. **Rotational SRS Influence on Spatial Spectrum of Laser Radiation in Atmosphere.**

Stationary rotational SRS of laser beam in the atmosphere is discussed. The spatial spectrum broadening due to four-photon processes has been investigated. The results of computer simulation of beam profile are presented. The broadening of spatial spectrum more than an order and beam profile distortions due to four-photon processes are shown.