

ля преломления $n_y(z)$ (23) и формула (25) дают возможность вычислять произвольные односточечные статистические характеристики этой случайной величины, а следовательно, и волнового поля как внутри случайно-неоднородного слоя, так и вне его.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Лифшиц И. М., Каганов М. И., Цукерник В. М.//Ученые записки ХГУ. 1950. 2, № 1. С. 49. [2] Виноградова М. Б., Гусев В. Д.//Радиотехн. и электроника. 1974. 19, № 3. С. 481. [3] Gólyynski S. M., Gusev V. D.//Phys. Lett. 1991. 154A, N 3, 4. P. 145. [4] Parapicolaou G. C.//SIAM J. Appl. Math. 1971. 21, N 1. P. 13. [5] Кляцкин В. И. Метод погружения в теории распространения волн. М., 1989. [6] Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. М., 1961. [7] Ван Кампен Н. Г. Стохастические процессы в физике и химии. М., 1990. [8] Morrison J. A., Parapicolaou G. C., Keller J. V.//Comm. Pure and Appl. Math. 1971. 24, N 4. P. 473. [9] Гусев В. Д., Голынский С. М.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. 31, № 5. С. 90.

Поступила в редакцию
25.11.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.375.5:621.375.8

ОБРАТНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В РЕЖИМЕ КОМПРЕССИИ ИМПУЛЬСА: ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

С. Ю. Никитин, Д. А. Сивашов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Проведено численное моделирование компрессии лазерных импульсов на основе процесса обратного вынужденного комбинационного рассеяния. Изучена зависимость компрессии от энергии и длительности импульса накачки, времени дефазировки молекулярных колебаний, длины кюветы с комбинационно-активной средой и условий фокусировки пучка накачки. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными по ВКР в водороде.

Введение

Явление компрессии (сжатия) световых импульсов при обратном вынужденном комбинационном рассеянии (ОВКР), открытое в 1966 г. [1], привлекает внимание в связи с тем, что на его основе возможно создание устройств, многократно повышающих мощность лазерного излучения.

Физику компрессии можно пояснить следующим образом. При комбинационном взаимодействии встречных световых волн отсутствует обычный механизм ограничения интенсивности стоксова излучения, присущий попутному ВКР и выражаемый соотношением $I_p + (\omega_p/\omega_s)I_s = \text{const}$. Вместо этого действует закон сохранения энергии и экспоненциальный закон усиления обратной стоксовой волны: $I_s = I_{s0} \exp\{gI_p L\}$ в «заданном» поле встречной волны накачки. Если удается обеспечить существование поля накачки на достаточно длинном отрезке комбинационно-активной среды, то создаются условия, при которых интенсивность обратного стоксова излучения может многократно превысить интенсивность волны накачки. При этом длительность генерируемого

стоксова импульса в соответствии с законом сохранения энергии будет во столько же раз меньше длительности импульса накачки.

Основным фактором, ограничивающим компрессию, является сам процесс ОВКР, поскольку он ограничивает длину импульса накачки, распространяющегося в комбинационно-активной среде [2, 3]. Таким образом, процесс компрессии оказывается чувствительным к волновой динамике ОВКР, локальной нестационарности процесса, связанной с инерционностью молекулярных колебаний, а также к геометрическим факторам, таким как длина кюветы, условия фокусировки и т. п. Подробные исследования различных аспектов компрессии выполнены в целом ряде работ (см., напр., [4—7]).

Экспериментальные исследования показывают, что в обычной схеме ОВКР можно осуществить компрессию не более чем в 10—20 раз. При использовании процессов ВРМБ и ОВКР в схемах с несколькими каскадами компрессии удается поднять коэффициент сжатия до величин порядка 10^3 . Так, в работе [8] получены импульсы с энергией 10 мДж при длительности 10 пс. В [9] получены импульсы с длительностью около 3 пс.

В недавнем эксперименте [10] наблюдалась 10-кратная компрессия импульсов при ОВКР в сжатом водороде. В этом опыте в качестве накачки использовались импульсы на длине волны $\lambda_p = 532$ нм длительностью $\tau_p = 250$ пс. Ширина спектра накачки составляла $\Delta\nu_p = 0,5$ см $^{-1}$, а угловая расходимость пучка $\theta_p = 0,3$ мрад. Излучение фокусировалось в кювету с водородом, сжатым до 50 атм, линзой с фокусным расстоянием $f = 14$ см. Длина кюветы составляла $L = 20$ см. При указанном давлении водорода время дефазировки молекулярных колебаний $T_2 = 0,12$ нс.

Эксперимент показал, что в области энергий накачки, значительно превышающих порог ВКР, обратное ВКР доминирует над попутным. Длительность генерируемых стоксовых импульсов составляла $\tau_s = 25—30$ пс при энергетической эффективности преобразования 50%. Таким образом, мощность стоксова излучения примерно в 5 раз превышала мощность накачки.

В настоящей работе проведено численное моделирование ОВКР-компрессии для условий, подобных [10]. Расчеты выполнены с учетом инерционности молекулярных колебаний и фокусировки пучка накачки на основе приближенных динамических уравнений ОВКР, выведенных в [11]. Изучена зависимость компрессии от таких параметров, как энергия и длительность импульса накачки, время дефазировки молекулярных колебаний, длина кюветы, фокусное расстояние линзы.

Основные уравнения

В работе [11] получены следующие приближенные уравнения для мощностей световых волн, описывающие обратное вынужденное комбинационное рассеяние с учетом фокусировки пучка накачки, а также локальной и волновой динамики процесса рассеяния:

$$T_2 \frac{\partial r}{\partial t} + r = \sqrt{P_p P_s},$$

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial P_p}{\partial t} = -\frac{g_p}{S(z)} r \sqrt{P_p P_s},$$

$$-\frac{\partial P_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial P_s}{\partial t} = \frac{g}{S(z)} r \sqrt{P_p P_s}.$$
(1)

Здесь P_p — мощность волны накачки, P_s — мощность обратной стоксовой компоненты, $r=qS$, q — нормированная амплитуда молекулярных колебаний, T_2 — время дефазировки молекулярных колебаний, $S = S(z)$ — площадь поперечного сечения сфокусированного пучка накачки, g — удельный коэффициент усиления ВКР, $g_p = (\omega_p/\omega_s)g$, ω_p — частота накачки, $\omega_s = \omega_p - \omega_0$ — частота стоксовой компоненты, ω_0 — частота молекулярных колебаний, z — координата, t — время, c — скорость света.

Функция $S(z)$ определяется формулой

$$S(z) = \pi \rho_0^2 \left[\left(1 - \frac{z+f-L/2}{f} \right)^2 + \left(\frac{z+f-L/2}{k_p \rho_0^2} \right)^2 \right],$$

где $k_p = 2\pi/\lambda_p$ — волновое число накачки, f — фокусное расстояние линзы, ρ_0 — радиус пучка накачки, падающего на линзу, L — длина кюветы с комбинационно-активной средой. Координата z отсчитывается от границы нелинейной среды в направлении распространения излучения накачки. В соответствии с условиями экспериментов [10] считается, что накачка фокусируется в центр кюветы.

Введем безразмерные переменные:

$$x = z/L, \quad \tau = ct/L, \quad \tau_2 = cT_2/L,$$

$$A = P_p/P_0, \quad B = \omega_p P_s/\omega_s P_0, \quad C = r \sqrt{\omega_p/\omega_s} P_0,$$

$$G = gLP_0/S_0, \quad \sigma = S/S_0,$$

где $P_0 = W_p/\tau_p$ — мощность входной накачки, W_p — энергия импульса накачки, τ_p — длительность импульса накачки, $S_0 = \pi \rho_0^2$ — площадь поперечного сечения лазерного пучка, падающего на линзу. В этих переменных уравнения (1) приобретают вид

$$\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial \tau} = -\frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{AB},$$

$$-\frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial \tau} = \frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{AB}, \quad (2)$$

$$\tau_2 \frac{\partial C}{\partial \tau} + C = \sqrt{AB}.$$

Введем затравку стоксовой компоненты $\mu = \omega_p P_{sL}/\omega_p P_0$. Делая замену B на $B + \mu$ в (2), получим уравнения

$$\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial \tau} = -\frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{A(B + \mu)},$$

$$-\frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial \tau} = \frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{A(B + \mu)}, \quad (3)$$

$$\tau_2 \frac{\partial C}{\partial \tau} + C = \sqrt{A(B + \mu)}.$$

Система (3) решалась численно при следующих начальных и граничных условиях:

$$A(x, \tau=0) = B(x, \tau=0) = C(x, \tau=0) = 0,$$

$$A(x=0, \tau) = F(\tau), \quad B(x=1, \tau) = 0,$$

где функция $F(\tau)$ описывает форму импульса накачки. Использовались

следующие значения параметров, выбранные в соответствии с условиями эксперимента [10]:

$$\lambda_p = 532 \text{ нм}; \quad v_0 = \omega_0 / 2\pi c = 4155 \text{ см}^{-1}; \quad g = 2,3 \text{ см/ГВт}; \quad (4)$$

$$T_2 = 0,12 \text{ нс}; \quad \mu = 10^{-14}; \quad \tau_p = 250 \text{ пс}; \quad L = 20 \text{ см}; \quad f = 14 \text{ см}.$$

Параметры g и T_2 вычислены для обратного ВКР в водороде по формулам [12—14]

$$g/g_\infty = T_2/T_c = \frac{1}{1 + (\rho_0/\rho)^2}.$$

Здесь g_∞ — удельный коэффициент усиления ВКР в пределе высоких давлений водорода, составляющий для данной длины волны 2,87 см/ГВт [12]; $T_c = a/\rho$ — время столкновительной дефазировки молекулярных колебаний, ρ — плотность газа в единицах амага (число молекул в единице объема, отнесенное к числу Лошмидта), $a = 6,9 \text{ нс} \cdot \text{амага}$ [14]; $\rho_0 = k_0 \sigma_v b$, $k_0 = k_p + k_s$ — волновое число молекулярных колебаний для рассеяния в направлении назад, $k_p = 2\pi/\lambda_p$ — волновое число накачки, $k_s = 2\pi/\lambda_s$ — волновое число стоксовой компоненты, $\sigma_v = \sqrt{kT/m}$ — характерная тепловая скорость молекул, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура газа, m — масса молекулы, $b = 0,95 \text{ нс} \cdot \text{амага}$ [12]. Плотность ρ связана с давлением в атмосферах p формулой $\rho = (T_0/T)p$, где $T_0 = 273 \text{ К}$. В частности, для $T = 300 \text{ К}$ и $p = 50 \text{ атм}$ находим $\sigma_v = 1,1 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $\rho = 45,5 \text{ амага}$, $\rho_0 = 21,9 \text{ амага}$; при этом g и T_2 имеют значения, указанные в (4).

В численных экспериментах мы вычисляли зависимости от времени выходных мощностей накачки $A(x=1, \tau)$ и обратной стоксовой компоненты $B(x=0, \tau)$. Форма импульса входной накачки $F(\tau)$ считалась гауссовой. Кроме того, вычислялась полная энергетическая эффективность преобразования излучения при ОВКР, определяемая формулой

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} B(x=0, \tau) d\tau / \int_{-\infty}^{\infty} A(x=0, \tau) d\tau.$$

Точность расчетов контролировалась по выполнению закона сохранения энергии. Количественной мерой погрешности вычислений служит параметр δ , имеющий смысл относительного дисбаланса энергий и определенный формулой

$$\delta = \int_{-\infty}^{\infty} [A(x=0, \tau) - A(x=1, \tau) - B(x=0, \tau)] d\tau / \int_{-\infty}^{\infty} A(x=0, \tau) d\tau.$$

Результаты расчетов и выводы

Результаты расчетов показаны на рис. 1—4. В частности, для условий (4) и энергии импульса накачки $W_p = 1 \text{ мДж}$ (рис. 4) численный эксперимент предсказывает примерно 10-кратную компрессию импульса, что хорошо согласуется с результатом натурального эксперимента [10].

Рассмотрим теперь зависимость компрессии от различных экспериментальных условий. Назовем коэффициентом компрессии κ максимальную мощность стоксова излучения, измеренную в единицах мощности накачки: $\kappa = B_{\text{max}}$. В условиях, когда эффективность преобразования излучения близка к единице, величина κ показывает также, во сколько раз генерируемый стоксов импульс короче импульса накачки.

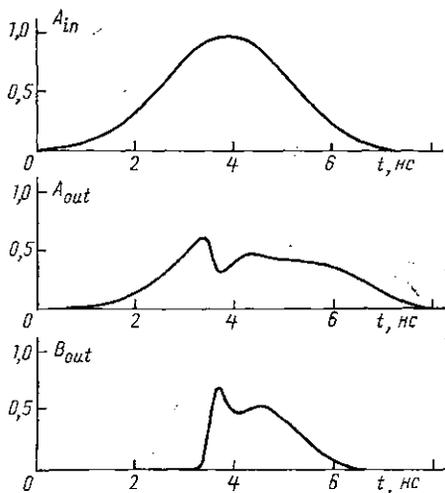


Рис. 1

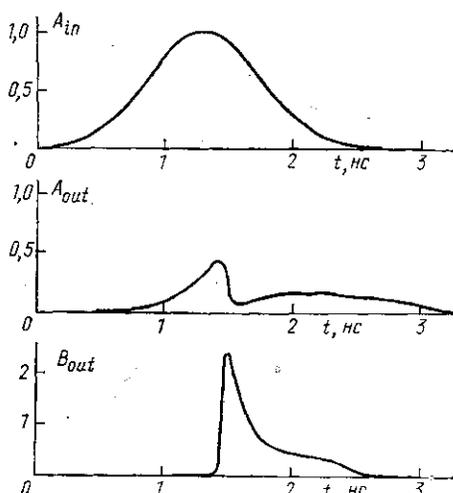


Рис. 2

Рис. 1. Результаты расчета динамики ОВКР. Показаны зависимости от времени мощностей накачки на входе (A_{in}) и выходе (A_{out}) комбинационно-активной среды, а также выходной мощности обратной стоксовой компоненты (B_{out}). Значения параметров: $g=2,3$ см/ГВт; $T_2=0,12$ нс; $W_p=1$ мДж; $\tau_p=3$ нс; $L=20$ см; $f=14$ см; $\eta=34\%$; $\delta=1,1\%$

Рис. 2. То же, что на рис. 1, при $\tau_p=1$ нс; $\eta=70\%$; $\delta=1,9\%$

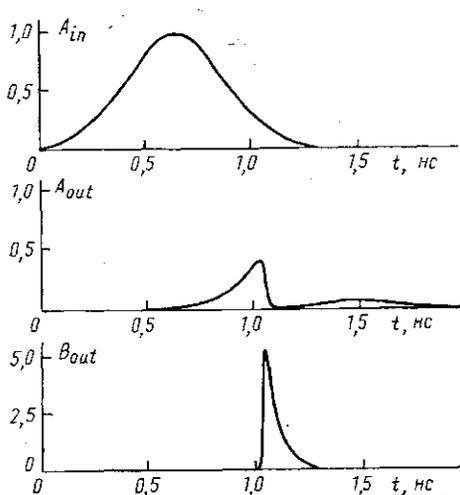


Рис. 3. То же, что на рис. 1, при $\tau_p=0,5$ нс; $\eta=80\%$; $\delta=3,7\%$

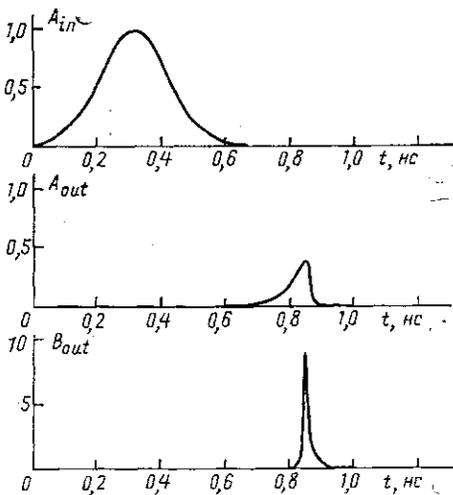


Рис. 4. То же, что на рис. 1, при $\tau_p=0,25$ нс; $\eta=79\%$; $\delta=8,8\%$

Рисунки 1—4 дают представление о том, как формируется режим компрессии при уменьшении длительности и увеличении мощности импульса накачки. Из рис. 1 видно, что если в условиях, подобных [10], длительность импульса накачки $\tau_p=3$ нс, то режим ОВКР близок к квазистатическому. Мощность стоксова излучения не превышает мощности накачки. При уменьшении длительности импульса накачки до $\tau_p=1$ нс и сохранении остальных параметров неизменными на переднем фронте стоксова импульса формируется короткий мощный пичок

Характеристики режима компрессии ($g = 2,87$ см/ГВт) при варьировании одного из параметров и сохранении неизменными остальных

$$\kappa = \kappa(\tau_p)$$

($T_2 = 0,1$ нс, $W_p = 1$ мДж, $L = 7$ см, $f = 16$ см)

τ_p , нс	δ , %	η , %	κ
3	0,9	57	0,75
1	0,4	84	1,2
0,5	0,2	90	3,5
0,25	3,7	90	13

$$\kappa = \kappa(T_2)$$

($W_p = 1$ мДж, $\tau_p = 0,25$ нс, $L = 7$ см, $f = 16$ см)

T_2 , нс	δ , %	η , %	κ
1,0	4,3	66	6
0,3	5,0	85	10
0,1	3,7	90	13
0,05	2,2	91	15

$$\kappa = \kappa(W_p)$$

($T_2 = 0,1$ нс, $\tau_p = 0,25$ нс, $L = 7$ см, $f = 16$ см)

W_p , мДж	δ , %	η , %	κ
0,03	0	0	0
0,1	3,0	52	4
0,3	4,8	76	9
1	3,7	90	13

$$\kappa = \kappa(L)$$

($T_2 = 0,1$ нс, $W_p = 1$ мДж, $\tau_p = 0,25$ нс, $f = 16$ см)

L , см	δ , %	η , %	κ
7	3,7	90	13
15	10,8	85	16

$$\kappa = \kappa(f)$$

($T_2 = 0,1$ нс, $W_p = 1$ мДж, $\tau_p = 0,25$ нс, $L = 7$ см)

f , см	δ , %	η , %	κ
8	2,3	92	4
16	3,7	90	13

(рис. 2). Дальнейшее сокращение импульса накачки приводит к тому, что энергия и мощность стокова пичка возрастают и на его долю приходится все большая часть энергии стокова импульса (рис. 3, $\tau_p = 0,5$ нс). Наконец, при $\tau_p = 0,25$ нс имеет место хорошо выраженный режим компрессии (рис. 4). Итак, для осуществления режима компрессии важно, чтобы импульс накачки был достаточно коротким и достаточно мощным. Наши расчеты, как и расчеты, выполненные в [7], показывают, что в режиме компрессии импульс ОВКР может быть значительно короче времени дефазировки молекулярных колебаний.

Мы попытались выяснить, какой именно из двух факторов: длительность импульса или мощность накачки — наиболее важен для осуществления режима компрессии. С этой целью был проделан расчет со следующими значениями параметров: $g = 2,87$ см/ГВт, $T_2 = 0,1$ нс; $W_p = 12$ мДж; $\tau_p = 3$ нс; $L = 7$ см; $f = 16$ см. Расчет показал, что в данном случае реализуется квазистатический режим рассеяния с параметрами: $\delta = 2,3\%$; $\eta = 98\%$; $\kappa = 1,0$. При этом стоков импульс по энергии, форме и длительности практически совпадает с импульсом накачки. Вместе с тем, из данных, представленных в таблице, видно, что при такой же мощности импульса и длительности $\tau_p = 0,25$ нс имеет место компрессия с коэффициентом сжатия $\kappa = 13$. Сопоставление этих данных указывает на то, что высокая мощность излучения накачки еще недостаточна для осуществления режима компрессии; необходимо также, чтобы импульс накачки был достаточно коротким.

Результаты исследований зависимости компрессии от времени дефазировки молекулярных колебаний (T_2), энергии импульса накачки (W_p), длины кюветы с комбинационно-активной средой (L) и фокусного расстояния линзы (f), фокусирующей лазерный пучок в кювету, представлены в таблице. Полученные данные показывают, что в исследованной нами области значений параметров коэффициент компрессии возрастает с увеличением энергии импульса накачки, длины кюветы и фокусного расстояния линзы, а также при уменьшении времени дефазировки молекулярных колебаний. Ни в одном из рассмотренных нами

случаев коэффициент компрессии не превышал числа 20. Заметим, что данная цифра близка к максимальной компрессии, получаемой в экспериментах с однокаскадными компрессорами.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. // Phys. Rev. Lett. 1966. 17, N 26. P. 1275. [2] Johnson R. V., Marburger J. H. // Phys. Rev. 1971. A4. P. 1175. [3] Жмакин И. Н., Никитин С. Ю., Сивашов Д. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 1. С. 65. [4] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. // Phys. Rev. 1969. 177. P. 580. [5] Драбович К. Н. // Журн. прикл. спектр. 1970. 12. С. 411. [6] Murray J. R., Goldhar J., Eimerl D., Szöke A. // IEEE J. Quant. Electron. 1979. 15. P. 342. [7] Горбунов В. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л., 1984. [8] Бузялис Р. Р., Гидраускас В. В., Дементьев А. С. и др. // Квант. электроника. 1987. 14, № 11. С. 2266. [9] Вишняускас В., Гайжаускас Э., Пискарская А и др. // ЖТФ. 1990. 60, № 5. С. 154. [10] Котаев Г. Г. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Минск, 1990. [11] Никитин С. Ю., Сивашов Д. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 6. С. 69. [12] Апанасевич П. А., Гахович Д. Е., Грабчиков А. С. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 6. С. 1031. [13] Апанасевич П. А., Дьяков Ю. Е., Котаев Г. Г. и др. Препринт ИФ АН БССР. Минск, 1990. № 600. [14] Никитин С. Ю. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1983.

Поступила в редакцию
24.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

УДК 621.373.8

НЕВЗАИМНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ЧАСТОТНАЯ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ЛАЗЕРЕ С ВНЕШНЕЙ ПОДСВЕТКОЙ

О. Е. Наний, А. Б. Селунский

(кафедра оптики и спектроскопии)

Показано, что воздействие внешнего излучения позволяет создавать начальное расщепление частот встречных волн за счет нелинейного взаимодействия на введенных в активном элементе решетках насыщения. Установлена возможность селективного управления амплитудами встречных волн при изменении частоты волны подсветки.

Твердотельные кольцевые лазеры (ТКЛ) обладают целым рядом преимуществ перед газовыми при создании датчиков оптических нелинейных эффектов (в частности, датчиков угловой скорости вращения), стандартов оптической частоты, задающих и исполнительных элементов в устройствах обработки информации [1—4]. В то же время для практического использования ТКЛ необходима разработка эффективных методов управления параметрами его излучения. Подсветка активного элемента (АЭ) ТКЛ позволяет в ряде случаев ослабить конкуренцию встречных волн [5], уменьшить влияние связи встречных волн (ВВ) через обратное рассеяние [6] на частотные характеристики ТКЛ. Управление характеристиками ТКЛ с помощью подсветки АЭ обладает тем преимуществом перед другими методами, что не требуется введения внутрь резонатора дополнительных элементов. Особенно актуальным изучение методов подсветки АЭ становится в связи с созданием двунаправленных твердотельных лазеров на $YAG:Nd^{3+}$ моноблочной конструкции [1, 3].

В настоящей работе исследованы частотные характеристики ТКЛ с однородно уширенной линией усиления активного элемента (АЭ) при