

# Самогетеродинамирование обратно рассеянного излучения в одномодовых CO<sub>2</sub>-лазерах

В.М.Гордиенко, А.Н.Коновалов, В.А.Ульянов

*Проведены теоретический анализ и экспериментальные исследования эффекта самогетеродинамирования в одномодовых CO<sub>2</sub>-лазерах с накачкой активной среды разрядом постоянного тока в условиях сильной и слабой обратной связи. Получены соотношения для автодинного усиления и глубины модуляции, обусловленные влиянием обратно рассеянного излучения, сдвинутого по частоте за счет эффекта Доплера. Исследованы нелинейные искажения автодинного сигнала, вызванные сильной обратной связью лазер–мишень. Показано, что автодинный прием рассеянного излучения в CO<sub>2</sub>-лазерах можно считать линейным даже при сильных возмущениях лазерного излучения (нелинейные искажения менее 5%).*

**Ключевые слова:** автодинное усиление, обратно рассеянное излучение, одномодовый CO<sub>2</sub>-лазер.

## 1. Введение

Эффект самогетеродинамирования, называемый иногда автодинным эффектом, проявляется в том, что обратно рассеянное от внешнего движущегося объекта с доплеровским сдвигом частоты лазерное излучение, попадая в резонатор лазера, приводит к модуляции исходного генерируемого излучения и тока накачки [1]. Самогетеродинамирование отличается следующими особенностями: схема приема рассеянного излучения является моностатической и самосогласованной в том смысле, что в случае диффузионного рассеяния согласование рассеянного излучения с основным происходит автоматически; первичным «детектором» рассеянного излучения является сам лазер, что приводит к конечности полосы приема и к нелинейной зависимости автодинного сигнала от уровня внешнего воздействия. При больших коэффициентах обратного рассеяния реализуется сильная обратная связь, сопровождающаяся возникновением сложной нелинейной динамики характеристик лазерного излучения, включая и возникновение хаоса. Режим самогетеродинамирования имеет большое практическое значение и используется для таких задач, как измерение скоростей [1, 2], регистрация малых колебаний [3–5], определение расстояний [2, 6–8], газоанализ атмосферы [8–10]. Для внутрирезонаторного приема отраженного или рассеянного излучения используются полупроводниковые [2, 3, 6, 7, 11], твердотельные [4, 12] и газовые CO<sub>2</sub>-лазеры [1, 8–10], а в последнее время – чип-лазеры с диодной накачкой [13] и волоконные лазеры [14].

**В.М.Гордиенко.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: gord@phys.msu.ru  
**А.Н.Коновалов, В.А.Ульянов.** Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Пионерская, 2; e-mail: vaul595@mail.ru

Поступила в редакцию 8 декабря 2010 г., после доработки – 10 февраля 2011 г.

Закономерности процесса самогетеродинамирования исследованы экспериментально и теоретически в основном для полупроводниковых лазеров [2, 3, 6, 7, 11]. Описание этого эффекта в работах по CO<sub>2</sub>-лазерам [8–10], а также во многих работах по полупроводниковым лазерам [4, 5, 8, 9, 14] основано на введении в резонатор третьего зеркала в приближении стационарной генерации или на использовании уравнения для интенсивности лазерного излучения в предположении, что инверсия населенностей имеет некоторое стационарное значение. Кроме того, обратное рассеяние считается малым, что приводит к слабым возмущениям. В известной нам литературе не исследовано поведение амплитудных и спектральных характеристик автодинного сигнала в CO<sub>2</sub>-лазерах в зависимости от характеристик обратно рассеянного излучения. Одномодовые CO<sub>2</sub>-лазеры с высоким пространственным качеством пучка и высокой средней мощностью широко используются для лазерной обработки материалов и в ряде медицинских технологий. При этом мощность возникающего обратного сигнала зависит от интенсивности излучения и типа материала. Очевидна перспективность использования процесса самогетеродинамирования для создания оптико-информационного канала обратной связи, что позволит осуществлять мониторинг процесса взаимодействия и диагностику лазерной обработки материалов в реальном масштабе времени.

Целью настоящей работы являются теоретическое и экспериментальное исследование самогетеродинамирования в CO<sub>2</sub>-лазерах с накачкой разрядом постоянного тока (далее – с непрерывной накачкой) в широком диапазоне интенсивностей обратно рассеянного/отраженного излучения.

## 2. Теория

Для описания автодинного эффекта мы используем двухуровневую полуклассическую модель активной среды и следующие предположения: линия люминесценции является однородно уширенной; поле в резонаторе приближенно считается стоячей волной; генерация считается

одномодовой и одночастотной; лазер принадлежит к классу В, что означает выполнение неравенства  $\gamma_{\perp} \gg \gamma_{\parallel} \approx \gamma_c^{(0)}$ , где  $\gamma_c^{(0)}$  – скорость затухания поля в резонаторе, а  $\gamma_{\parallel}$  и  $\gamma_{\perp}$  – продольная и поперечная скорости затухания соответственно. В рамках этих предположений можно получить систему уравнений для медленно меняющихся амплитуд [15, 16]:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\gamma_c^{(0)} \mathbf{E} + \alpha(\omega_c) \mathbf{E} D, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \gamma_{\parallel} (D_0 - D) - 4|\mathbf{E}|^2 D \operatorname{Re} \alpha(\omega_c),$$

$$\alpha(\omega_c) = \frac{|\xi|^2}{\gamma_{\perp} + i(\omega_0 - \omega_c)},$$

где  $\mathbf{E}$  – медленно меняющаяся амплитуда поля в резонаторе (полное поле представляется в виде  $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t) \times \exp(-i\omega_c t)$  и нормировано так, что интенсивность волны в резонаторе равна  $\hbar\omega_c |\mathbf{E}|^2/2$ );  $\omega_c$  – оптическая частота моды резонатора;  $D = U - G$  – инверсия населенностей;  $U$  и  $G$  – населенности верхнего и нижнего рабочих уровней;  $D_0$  – величина, описывающая накачку лазера и равная средней инверсии населенностей, которая возникла бы в отсутствие поля в резонаторе;  $\xi$  – константа связи;  $\omega_0$  – центральная частота линии усиления.

В систему (1) не входит уравнение для поляризации, поскольку для лазеров классов А и В ( $\gamma_{\perp} \gg \gamma_{\parallel}$ ,  $\gamma_c$ ) она успевает квазистатически «следить» за полем  $\mathbf{E}$  и инверсией  $D$ . Уравнение для поля содержит член, описывающий затухание поля в резонаторе [17]:

$$\gamma_c^{(0)} = -\frac{c}{2L} \ln(r_1 r), \quad (2)$$

где  $r$  – коэффициент отражения выходного зеркала резонатора;  $r_1$  – коэффициент эффективного отражения от второго зеркала, учитывающий не только его отражательную способность, но и дополнительные потери, связанные, например, с дифракцией;  $L$  – длина резонатора.

Экспоненциальное затухание поля в резонаторе со скоростью, определяемой выражением (2), получается, если рассматривать динамику поля при его переотражении от выходного зеркала. Возникновение обратно отраженного/рассеянного излучения в резонаторе можно описывать как отражение от составного выходного зеркала, состоящего из зеркала самого резонатора и внешнего объекта. В общем случае при движении внешнего отражателя аналитическое решение задачи о динамике характеристик лазера не представляется возможным, поскольку отраженное/рассеянное от объекта излучение, задержанное во времени, будет иметь частоту, отличную от частоты излучения в резонаторе за счет как эффекта Доплера, так и изменения частоты резонатора со временем. В связи с этим в литературе в основном описываются только предельные случаи, связанные с приближением стационарной генерации, когда динамика населенностей лазерных уровней не учитывается [6–9]. Применимость того или иного приближения зависит от типа используемого лазера.

В настоящей работе рассматривается автодинный эффект в одномодовых  $\text{CO}_2$ -лазерах применительно к задачам детектирования обратно рассеянного излучения от объектов, находящихся на небольших расстояниях

от лазера, при которых можно пренебречь изменением мгновенной частоты моды резонатора за время задержки обратного «эхо-сигнала». В этом случае влияние внешнего объекта будет сводиться к изменению коэффициента отражения составного зеркала. Найдем условие, при котором данное приближение выполнимо.

Изменение частоты моды резонатора можно оценить из соотношения, которое следует из условия стационарной генерации лазерного излучения при наличии внешнего отражателя [7]:

$$2KL + a \sin(2KL_c) = 2\pi n, \quad (3)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $K = \omega_c/c$  – волновое число;  $a \equiv \beta(1 - r_{\text{out}}^2)/r_{\text{out}}$ ;  $r_{\text{out}}$  – модуль коэффициента отражения выходного зеркала по полю;  $\beta$  – коэффициент обратного отражения/рассеяния от внешнего объекта по полю;  $L_c$  – расстояние от выходного зеркала до объекта.

Соотношение (3) получено в предположении, что  $a \ll 1$ . Считая, что  $K = K_0 + \Delta K = (\omega_0 + \Delta\omega)/c$ , где  $K_0$  – волновое число, удовлетворяющее условию лазерной генерации в отсутствие отражателя ( $2K_0L = 2\pi n$ ), можно получить

$$\Delta\omega = -\frac{ac}{2L} \cos\left(2L_c K_0 + \frac{2L_c \Delta\omega}{c}\right). \quad (4)$$

Продифференцировав (4) по времени, получим, что производная  $d\Delta\omega/dt$  меняется со временем, а ее максимальное значение определяется множителем перед  $\sin(\dots)$ . Сделаем оценки параметров внешнего отражателя/рассеивателя, при которых эффекты, связанные с задержкой эхо-сигнала, малы. После дифференцирования (4) можно определить максимум производной сдвига частоты:

$$\frac{d\Delta\omega}{dt} \approx \frac{ac}{2L} 2K_0 \frac{dL_c}{dt} = \frac{ac}{2L} v_D, \quad (5)$$

где  $v_D = 2K_0(dL_c/dt)$  – доплеровский сдвиг частоты.

Задержанный на время  $\tau_c = 2L_c/c$  эхо-сигнал будет иметь частоту, отличную от частоты генерации. Максимум этого сдвига частоты

$$\frac{d\omega}{dt} \tau_c = \frac{ac}{2L} \frac{2L_c}{c} v_D. \quad (6)$$

В автодинном сигнале не наблюдаются искажения, вызванные задержкой эхо-сигнала, если разность частот намного меньше доплеровского сдвига частоты. Это реализуется при выполнении условия

$$a \frac{L_c}{L} \ll 1. \quad (7)$$

Для  $L_c \leq L$  условие (7) заведомо выполняется. Исключение составляет детектирование на большой базе  $L_c$ . В этом случае даже малое рассеяние может приводить к искажениям автодинного сигнала, вызванным задержкой эхо-сигнала. Условие отсутствия подобных явлений определяется коэффициентом обратного рассеяния:

$$\beta^2 \ll \left(\frac{L}{L_c} \frac{r_{\text{out}}}{1 - r_{\text{out}}^2}\right)^2. \quad (8)$$

Даже при  $L_e = 10L$  и  $r_{\text{out}}^2 = 0.9$  получим  $\beta^2 \ll 0.9$ , что для большинства приложений выполняется.

Отметим, что флуктуации частоты генерации лазерного излучения могут быть обусловлены и техническими флуктуациями, например акустическими колебаниями зеркал резонатора [18]. Часто нестабильность генерации характеризуют долговременной стабильностью и стабильностью на малых временах. Ширина  $\Delta\nu$  спектра генерации одночастотных лазеров, как правило, составляет 10–100 кГц [17, 19], а длина когерентности – сотни метров и более. С точки зрения самогетеродинамирования необходимо, чтобы флуктуации частоты лазерного излучения за время задержки эхо-сигнала были намного меньше измеренных доплеровских частот. При скоростях движения объекта 1–10 м/с в случае одномодового одночастотного CO<sub>2</sub>-лазера ( $\nu_D = 200$  кГц – 2 МГц) влияние этого фактора не столь существенно при  $L_e \sim L$ , поскольку на таких расстояниях (намного меньших длины когерентности) уход частоты эхо-сигнала будет значительно меньше ширины спектра генерации  $\Delta\nu$  и доплеровских сдвигов частоты.

Таким образом, при выполнении условия (8) и при расстояниях до объекта, значительно меньших длины когерентности излучения, внешнее поле, попадающее в резонатор лазера, будет определяться только самим объектом и мгновенным значением поля в резонаторе. В этом случае можно ввести понятие составного выходного зеркала, представляющего собой резонатор Фабри–Перо, зеркала которого имеют коэффициенты отражения  $r_0$  и  $\beta$  (коэффициент обратного отражения/рассеяния от внешнего объекта). Для такого «зеркала» можно рассчитать комплексный коэффициент отражения, который учитывает не только амплитуду волны, но и ее фазу:

$$r = r_0 + \tau_0 \beta \frac{\exp(-iKL_e)}{1 - r_0 \beta \exp(-iKL_e)} = r_0 + dr, \quad (9)$$

где  $\tau_0$  – коэффициент пропускания зеркала лазера.

Динамика лазера будет также описываться уравнениями (1), но в качестве скорости затухания поля надо вместо  $\gamma_c^{(0)}$  использовать комплексную величину  $\gamma_c$ , учитывающую не только затухание амплитуды поля, но и изменение его фазы при переотражении от составного зеркала:

$$\begin{aligned} \gamma_c &= -\frac{c}{2L} \ln(r_1 r) = \gamma_c^{(0)} \left[ 1 + \frac{\ln(1 + dr/r_0)}{\ln(r_1 r_0)} \right] \\ &\equiv \gamma_c^{(0)} (1 + p). \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнение для поля  $E$  в (1) можно легко преобразовать в уравнение для величины  $I = EE^*$ , пропорциональной интенсивности:

$$\frac{dI}{dt} = E \frac{dE^*}{dt} + E^* \frac{dE}{dt} = -2I \{ \text{Re} \gamma_c(t) - D \text{Re} [\alpha(\omega_c)] \}. \quad (11)$$

Для более строгого описания процесса самогетеродинамирования нужны скоростные уравнения для активной среды. Для описания усиления инжектируемого в лазер излучения мы использовали развитую в [15] модель, в которой отдельно учитывается динамика населенностей верхнего ( $U$ ) и нижнего ( $G$ ) рабочих уровней. Для такой модели, если ввести безразмерное время  $\tau = t\gamma_c^{(0)}$ , норми-

ровать переменные  $U$  и  $G$  на  $U_0$  (стационарное значение  $U$  в отсутствие генерации) и ввести параметр  $C = U_0 \times \text{Re}(\alpha)/\gamma_c^{(0)}$ , характеризующий накачку, то получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{d\tau} &= -2I[1 - \text{Re}p(t) - C(U - G)], \\ \frac{dU}{d\tau} &= \bar{\gamma}_{\parallel}(1 - U) - (U - G)I, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{dG}{d\tau} = \bar{\gamma}_1(G_0 - G) + \bar{\gamma}_{\parallel}U + (U - G)I,$$

где  $\bar{\gamma}_{\parallel} = \gamma_{\parallel}/\gamma_c^{(0)}$ ;  $\bar{\gamma}_1 = \gamma_1/\gamma_c^{(0)}$ ;  $\gamma_1$  – скорость релаксации нижнего рабочего уровня.

Первый член в уравнении (12) для  $G$  описывает релаксацию населенностей к стационарному значению  $G_0$ , второй член – спонтанный переход с верхнего рабочего уровня на нижний, а третий – вынужденный переход под действием поля в резонаторе.

Рассмотрим случай слабой обратной связи, когда  $\text{Re}p \ll 1$ . Слабое воздействие отраженного излучения приведет к слабому возмущению стационарной генерации лазера. Запишем выражения для интенсивности лазерного излучения и инверсии населенностей в виде

$$\begin{aligned} I &= I_0 + i(\tau), \\ G &= G^{(0)} + g(\tau), \\ U &= U^{(0)} + u(\tau), \end{aligned} \quad (13)$$

где  $I_0 = \bar{\gamma}_{\parallel}[C(1 - G^{(0)}) - 1]$ ,  $U^{(0)} = 1/C + G^{(0)}$  и  $G^{(0)} = \bar{\gamma}_{\parallel}/\gamma_1 + G_0$  – стационарные значения интенсивности и населенностей верхнего и нижнего уровней в отсутствие мишени;  $i(\tau)$ ,  $u(\tau)$ ,  $g(\tau)$  – малые отклонения соответствующих величин от их значений при стационарной генерации.

Линеаризуем систему уравнений (12), подставив в нее (13) и учтя только первый порядок малости по  $i$ ,  $u$  и  $g$ :

$$\begin{aligned} \frac{di}{d\tau} &= -2I_0 C u - 2I_0 C I + 2I_0 \text{Re}p(t), \\ \frac{du}{d\tau} &= -\frac{i}{C} - u(\bar{\gamma}_{\parallel} + I_0) - II_0, \\ \frac{dI}{d\tau} &= \frac{i}{C} + u(\bar{\gamma}_{\parallel} + I_0) - I(I_0 + \bar{\gamma}_1). \end{aligned} \quad (14)$$

Как известно, линейную систему можно решать для комплексных величин. Тогда для слабой обратной связи из (9) и (10) получаем

$$\begin{aligned} dr &= \tau_0 \beta \exp(-iKL_e), \\ p &= \frac{\ln(1 + dr/r_0)}{\ln(r_1 r_0)} \approx \frac{dr}{r_0 \ln(r_1 r_0)} = \frac{\tau_0 \beta \exp(-\nu_D t)}{r_0 \ln(r_1 r_0)}. \end{aligned} \quad (15)$$

Рассмотрим случай равномерного движения объекта ( $L_e = L_0 + Vt$ ) с неизменным коэффициентом рассеяния  $\beta$ . Тогда:

$$p(\tau) = \frac{\tau_0 \beta}{r_0 \ln(r_1 r_0)} \exp(i\Omega\tau) \equiv \kappa \beta \exp(i\Omega\tau), \quad (16)$$

где  $\Omega = 2K_0V/\gamma_c^{(0)}$  – доплеровский сдвиг частоты, который нормирован на  $\gamma_c^{(0)}$ .

Решение линейной системы (14) будет иметь вид  $i = i_0 \exp(i\Omega\tau)$ ,  $u = u_0 \exp(i\Omega\tau)$ . Для переменной составляющей интенсивности получим

$$|i_0|^2 = (2I_0\kappa\beta)^2 \left| i\Omega + 2I_0 \frac{1 - F(\Omega)}{i\Omega + \bar{\gamma}_{\parallel} + I_0 - I_0F(\Omega)} \right|^{-2} \equiv 4I_0^2\beta^2 H(\Omega), \tag{17}$$

где

$$F(\Omega) = -\frac{i\Omega}{i\Omega + \bar{\gamma}_{\parallel}}.$$

В итоге мощность автодинного сигнала пропорциональна мощности обратного рассеянного излучения  $I_0\beta^2$ . Введенная функция  $H(\Omega)$  характеризует усиление автодинного эффекта и равна отношению мощности автодинного сигнала к мощности эквивалентного гетеродинного сигнала, который получается при смешении опорного излучения с интенсивностью, равной интенсивности на выходе лазера  $I_0T$  ( $T = \tau_0^2$ ), и рассеянного излучения с интенсивностью  $I_0\beta^2$ . Действительно, мощность автодинного сигнала на выходе лазера  $P_a = |i_0|^2 T^2$ , а мощность эквивалентного гетеродинного сигнала  $P_g = 4T^2 \times I_0^2\beta^2$ . Вызванная автодинным эффектом глубина модуляции лазерного излучения

$$M \equiv \frac{|i_0|}{I_0} = 2\sqrt{H(\Omega)\beta^2}. \tag{18}$$

На рис.1 представлены рассчитанные по формуле (17) зависимости автодинного усиления  $H(\nu_D)$ , соответствующие системе (14). Параметры лазера подбирались по наилучшему совпадению экспериментальной и расчетной АЧХ (см. ниже). На рис.2 приведена зависимость автодинного усиления в максимуме резонанса ( $\Omega = \Omega_0$ ) от параметра  $C$  (от мощности выходного излучения).

Выше предполагалось, что рассеивающим объектом является равномерно движущийся отражатель с коэффициентом отражения по интенсивности  $\beta^2$ . В случае сложного объекта рассеяния временную функцию  $p(t)$ , описывающую обратную связь, можно разложить по спектральным компонентам и общее решение линейной системы

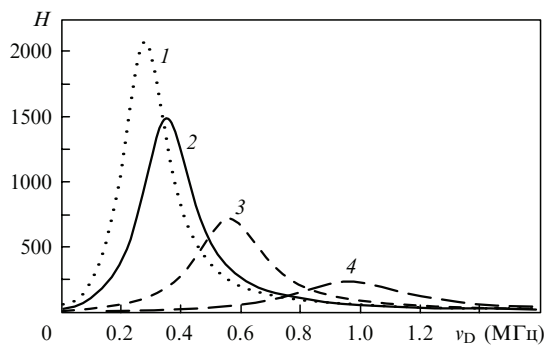


Рис.1. АЧХ автодинного приема для непрерывного одномодового СО<sub>2</sub>-лазера при мощностях выходного излучения  $P = 1$  Вт ( $C = 1.8$ ) (1), 1.5 Вт ( $C = 2.05$ ) (2), 3.5 Вт ( $C = 3.07$ ) (3) и 10 Вт ( $C = 6.4$ ) (4) для параметров расчета  $\gamma_c^{(0)} = 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $\bar{\gamma}_{\parallel} = 0.01$ ,  $\gamma_{\parallel} = 0.024$ ,  $\bar{\gamma}_1 = 0.18$ ,  $G_0 = 0.088$ ,  $r_0 = 0.964$ ,  $r_1 = 0.97$ .

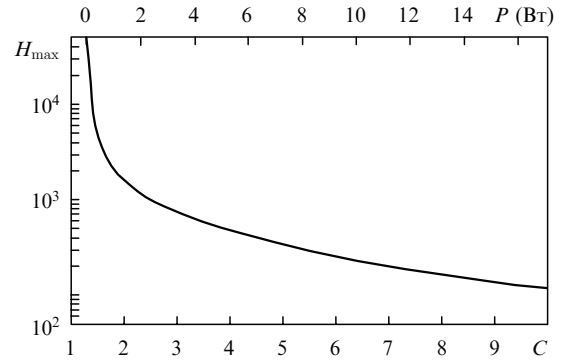


Рис.2. Зависимость автодинного усиления на резонансной частоте от параметра накачки. Параметры расчета те же, что и для рис.1.

темы уравнений (14) для возмущения лазерной генерации при слабой обратной связи можно представить как сумму решений для каждой из отдельных компонент. Таким образом, спектр автодинного сигнала при слабой обратной связи будет представлять собой спектр мощности рассеянного излучения, помноженный на зависимость автодинного усиления  $H(\Omega)$ . Полученная амплитудно-частотная характеристика  $H(\Omega)$  (17) для лазеров класса В имеет резонансный вид из-за наличия релаксационных колебаний.

При достаточно больших коэффициентах обратного рассеяния предыдущее рассмотрение использовать нельзя. В общем случае переменная составляющая интенсивности лазерного излучения уже не будет линейной по «доплеровской» функции  $\beta \exp(iv_D t)$ , характеризующей рассеяние на движущемся объекте. Некоторые закономерности такого режима можно проанализировать, не решая непосредственно систему (12). Условно формирование автодинного сигнала можно разделить на два процесса: отражение лазерного излучения от внешнего отражателя и усиление в лазере сигнала биений основного и сдвинутого по частоте отраженного излучений. Для этих процессов можно выделить и два механизма формирования нелинейного автодинного сигнала (появление дополнительных гармоник помимо основной гармоники на доплеровской частоте  $\Omega$ ): многократное отражение усиленной волны от внешнего объекта, что приводит к формированию в автодинном сигнале частот, кратных  $\Omega$ , и собственно само нелинейное усиление сигнала в лазере.

Будем характеризовать автодинный сигнал параметром нелинейности, который определим как отношение мощности автодинного сигнала  $P_2$  на удвоенной доплеровской частоте  $2\Omega$  к мощности  $P_1$  на основной доплеровской частоте  $\Omega$ :

$$\eta = P_2/P_1. \tag{19}$$

Поскольку автодинный сигнал зависит от доплеровского сдвига частоты  $\Omega$ , то и параметр  $\eta$  также зависит от  $\Omega$ . Нелинейность первого процесса максимальна, когда  $\Omega = \Omega_0/2$ , т. к. вторая гармоника как раз совпадает с максимумом автодинного усиления. Нелинейность второго процесса максимальна при  $\Omega = \Omega_0$ . Таким образом, зависимость параметра нелинейности от частоты также имеет резонансный вид, но ширина этого резонанса больше, чем резонанса АЧХ. На рис.3 представлена зависимость  $P_2/P_1$  от  $\nu_D$ , полученная численным решением системы уравнений (12).

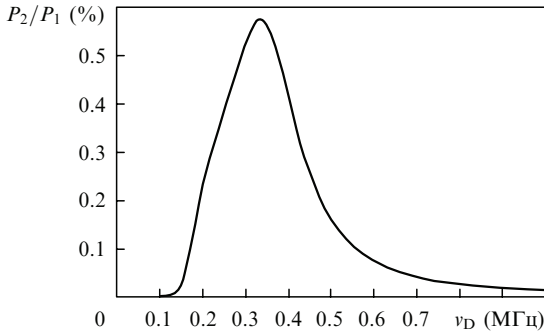


Рис.3. Зависимость параметра нелинейности автодинного сигнала от доплеровского сдвига частоты при  $C = 2.05$ . Параметры расчета те же, что и для рис.1.

На рис.4 и 5 приведены зависимости глубины модуляции  $M$  лазерного излучения и коэффициента нелинейности  $\eta$  от коэффициента обратного рассеяния  $\beta^2$  при  $\Omega = \Omega_0$ , также полученные численным решением системы лазерных уравнений (12). Как и следовало ожидать, зависимость глубины модуляции от  $\beta^2$  в двойном логарифмическом масштабе для малых значений имеет линейный характер (см. формулу (18)). При  $\beta^2 > 10^{-3}$  заметна нелинейность зависимости. При таких значениях коэффициента обратного рассеяния нелинейное искажение составляет порядка нескольких процентов. Полученные зависимости удобно представить в виде зависимости параметра нелинейности от глубины модуляции (рис.6). Видно, что нелинейные искажения становятся существенными ( $\eta > 5\%$ ) при  $M > 0.7$ . Это говорит о том, что автодинный прием рассеянного излучения в CO<sub>2</sub>-лазерах

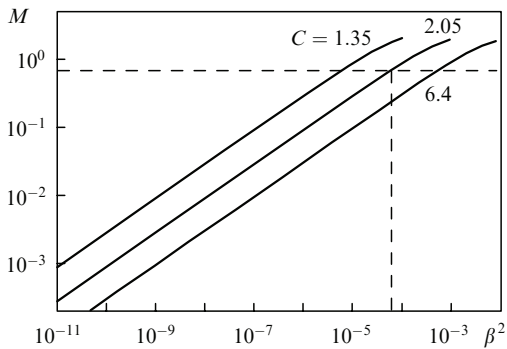


Рис.4. Зависимость глубины модуляции автодинного сигнала от коэффициента обратного рассеяния. Параметры расчета те же, что и для рис.1.

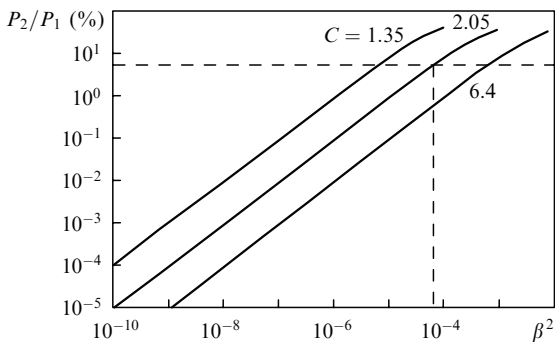


Рис.5. Зависимость параметра нелинейности автодинного сигнала от коэффициента обратного рассеяния. Параметры расчета те же, что и для рис.1.

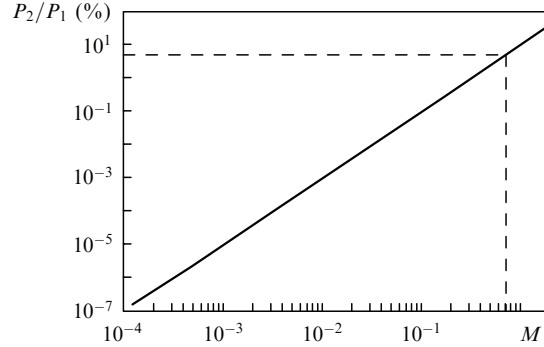


Рис.6. Зависимость параметра нелинейности автодинного сигнала от глубины модуляции мощности лазерного излучения. Параметры расчета те же, что и для рис.1.

можно считать линейным с точностью лучше 5% даже при сильных возмущениях лазерного излучения, приводящих к модуляции с амплитудой, близкой к 0.5.

### 3. Эксперимент

Схема экспериментальной установки по исследованию автодинного приема в одномодовом CO<sub>2</sub>-лазере мощностью до 2 Вт с накачкой активной среды разрядом постоянного тока представлена на рис.7. В этой схеме реализованы три типа приема рассеянного излучения: прямое детектирование, автодинный прием и гетеродинарование. Часть лазерного излучения подавалась на охлаждаемый ИК приемник 14 на основе HgCdTe с помощью делительных клиньев 4, 11, зеркала 9 и фокусирующей линзы 12. Данный канал (4–9–11) служит как для регистрации модуляции мощности излучения лазера (автодинный сигнал), так и для формирования опорного излучения и наблюдения гетеродинного сигнала. Обратно рассеянное излучение также направлялось на фотоприемник 14 с помощью делительного клина 5 и зеркал 8, 3. Оптические каналы 4–9–11 и 5–8–3–11 были совмещены так, чтобы на фотоприемнике выделялся гетеродинный сигнал на разностной частоте при рассеянии от поверхности вращающегося диска 7. При перекрытом

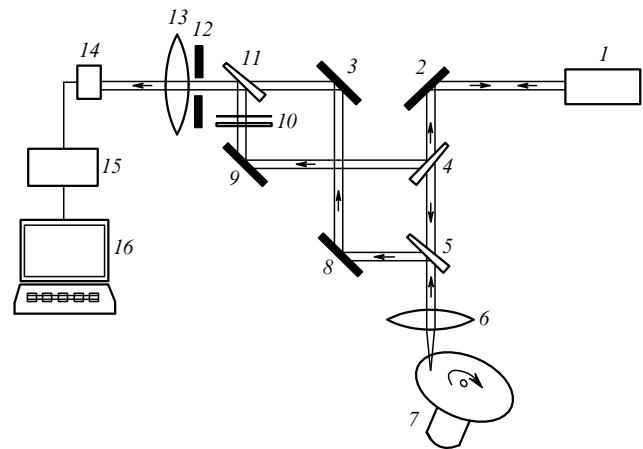


Рис.7. Схема установки для исследования автодинного приема в CO<sub>2</sub>-лазере:

1 – одномодовый CO<sub>2</sub>-лазер; 2, 3, 8, 9 – зеркала; 4, 5, 11 – делительные клинья; 6, 13 – линза; 7 – вращающийся диск (диск с лопастями или оргстекло); 10 – ослабители; 12 – диафрагма; 14 – неохлаждаемый HgCdTe-фотоприемник; 15 – АЦП; 16 – компьютер.

канале 4–9–11 фотоприемник регистрировал обратно рассеянное излучение, а при перекрытом канале 5–8–3–11 – автодинный сигнал в виде биений мощности лазерного излучения.

Сигнал с фотоприемника усиливался и подавался на АЦП 15, сопряженный с компьютером 16 для записи и последующей обработки сигнала. Для получения автодинного сигнала на определенной частоте использовался вращающийся диск 7. При рассеянии от поверхности диска излучение сдвигается по частоте за счет эффекта Доплера и попадает обратно в резонатор лазера, что приводит к модуляции мощности излучения лазера. При изменении скорости вращения диска изменялась доплеровская частота. Для измерения АЧХ автодинного приема определялась мощность сигнала при различных доплеровских сдвигах частоты. Результаты измерений представлены на рис.8. Экспериментальная АЧХ хорошо согласуется с моделью (12), учитывающей населенность нижнего генерационного уровня.

В максимуме чувствительности глубина модуляции составляла ~5% при коэффициенте обратного рассеяния  $\beta^2 \sim (2 - 5) \times 10^{-5}$ . Коэффициент  $\beta^2$  получен при измерении мощности рассеянного излучения и прямом детектировании с учетом ослабления излучения светоделительными клиньями и ослабителями 10. У приемной площадке фотоприемника 14 устанавливалась диафрагма 12 для регистрации рассеянного излучения, которое попадает в апертуру лазерного пучка. Исходя из измеренных значений имеем

$$H_{\text{eff}} = \left(\frac{M}{2}\right)^2 \frac{1}{\beta^2} \sim 10 - 30. \tag{20}$$

Данная величина меньше рассчитанной из формулы (18). Это связано с тем, что в теоретических расчетах излучение лазера и обратно отраженное излучение рассматривались как плоские волны без учета так называемого коэффициента согласования фронтов (этот термин используется в оптическом гетеродинировании для характеристики эффективности смещения опорного и сигнального излучений [20]).

Нами проверена возможность получения реального спектра рассеянного излучения по спектру автодинного сигнала. Для получения сигнала рассеяния в широкой спектральной полосе в качестве мишени использовалось оргстекло, помещенное в фокусе линзы. Оргстекло рав-

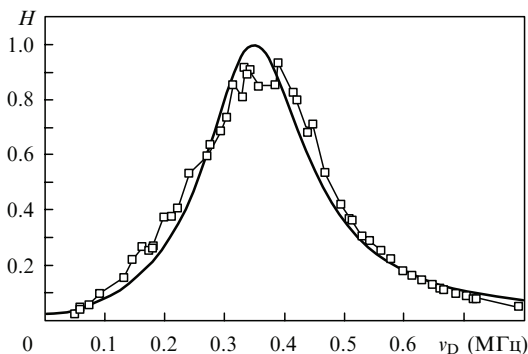


Рис.8. Нормированные на максимум автодинного усиления АЧХ автодинного приема для непрерывного одномодового СО<sub>2</sub>-лазера. Точки – эксперимент при выходной мощности 1.5 Вт. Жирная кривая – расчет с учетом населенности нижнего уровня (по формуле (19)). Параметры расчета те же, что и для рис.1.

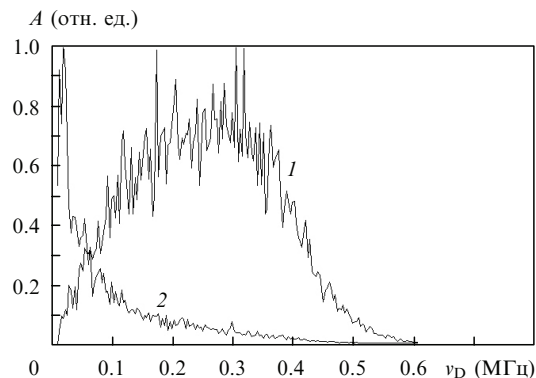


Рис.9. Спектры мощности гетеродинного (1) и автодинного (2) сигналов, полученные при плавлении оргстекла излучением СО<sub>2</sub>-лазера мощностью 1.5 Вт.

номерно передвигалось перпендикулярно лазерному пучку со скоростью 3–5 мм/с. Такое перемещение не дает заметного доплеровского сдвига частоты, т. к. вектор скорости не имеет компоненты, соосной с лазерным пучком. В этом случае спектр рассеянного излучения определяется лазерно-индуцированными процессами массопереноса в зоне взаимодействия лазерного излучения (с интенсивностью ~10<sup>3</sup> Вт/см<sup>2</sup>) с оргстеклом. На рис.9 представлены спектры мощности автодинного и гетеродинного сигналов, возникающих при таком воздействии на оргстекло. На рис.10 приведен спектр, полученный делением спектра автодинного сигнала на АЧХ, показанную на рис.8. Видно хорошее совпадение спектра гетеродинного сигнала и спектра, полученного при такой процедуре, что является экспериментальным подтверждением вывода проведенного выше анализа о том, что спектр автодинного сигнала представляет собой произведение спектра рассеянного излучения и резонансной АЧХ.

Для исследования автодинного эффекта при больших коэффициентах обратной связи в качестве рассеивателя использовался вращающийся диск с лопастями, поверхности которых в некоторые промежутки времени располагались в направлении, перпендикулярном лазерному пучку, что давало коэффициент  $\beta^2 \approx 10^{-2}$ . Системой ослабителей 10 лазерного пучка коэффициент обратного рассеяния  $\beta^2$  регулировался в пределах  $5 \times 10^{-4} - 10^{-2}$ . В момент прохождения лопасти через лазерный пучок возникает автодинный сигнал на доплеровской частоте, зависящей от скорости вращения диска. На рис.11 предста-

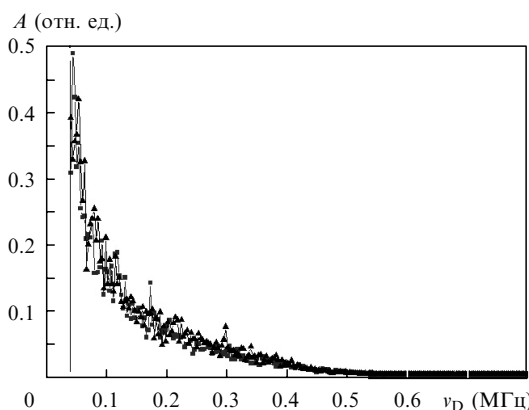


Рис.10. Спектры мощности гетеродинного сигнала (▲) и автодинного сигнала, деленного на АЧХ автодинного приема (■), полученные при плавлении оргстекла излучением СО<sub>2</sub>-лазера мощностью 1.5 Вт.

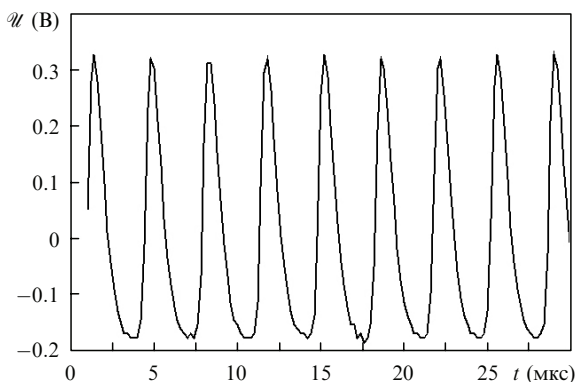


Рис. 11. Временная развертка автодинного сигнала в режиме сильной обратной связи при  $\nu_D = 0.25$  МГц,  $P_2/P_1 = 0.25$ ,  $\beta^2 \sim 10^{-3}$ .

влена временная развертка автодинного сигнала при прохождении лопасти через лазерный пучок. Видно, что сигнал имеет периодический характер, но в его спектре проявляется нелинейность в виде дополнительных гармоник. При этом глубина модуляции  $M$  составила 1.4.

В приведенном на рис. 11 примере автодинного сигнала отношение его мощности на удвоенной частоте к мощности на основной частоте  $P_2/P_1 = 0.25$ . На рис. 12 приведена зависимость  $P_2/P_1$  от  $\nu_D$ , полученная экспериментально при коэффициенте обратного рассеяния  $\beta^2 \sim 5 \times 10^{-4}$ . Из экспериментов следует, что с высокой точностью ( $P_2/P_1 \leq 5\%$ ) автодинный сигнал можно считать линейным по коэффициенту обратного рассеянного излучения при  $\beta^2 \leq 2 \times 10^{-3}$ , что хорошо согласуется с теоретическими результатами. Такая устойчивость CO<sub>2</sub>-лазеров к воздействию обратно отраженного излучения открывает возможности для применения эффекта самогетеродинамирования в задачах дистанционного и оперативного контроля процессов разрушающего воздействия лазерного излучения на конденсированные среды.

На основе такого подхода нами разрабатывается метод диагностики испарения биотканей в процессе лазерного хирургического вмешательства [21]. Установлено, что при воздействии излучения CO<sub>2</sub>-лазера на биоткани возникает модуляция выходного излучения глубиной 10%–15%. Согласно изложенному выше теоретическому анализу, такая глубина модуляции при параметре накачки  $C > 2$  соответствует параметру нелинейности  $\eta < 0.5\%$  (рис. 4 и 6). Это означает, что реализуется слабая обратная связь и автодинный сигнал однозначно свя-

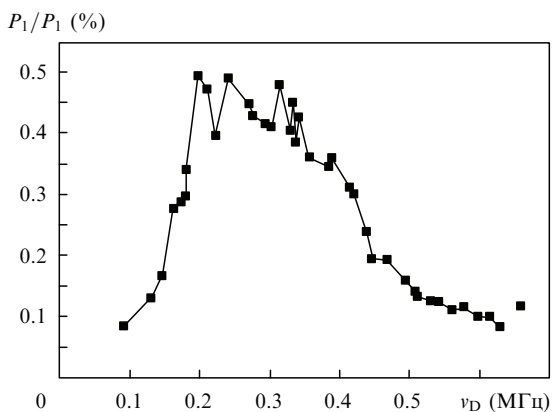


Рис. 12. Экспериментальная зависимость параметра нелинейности автодинного сигнала от доплеровского сдвига частоты при коэффициенте обратного рассеяния  $\beta^2 \sim 5 \times 10^{-4}$ .

зан с обратно рассеянным излучением, которое несет информацию о процессах массопереноса в зоне лазерной абляции биоткани.

Рассматриваемый подход может эффективно использоваться и при лазерной обработке материалов, включая металлы, когда коэффициент отражения высок. Известно [18, 22], что в зависимости от интенсивности излучения с длиной волны 10 мкм и от типа металла доля мощности  $A_a$  поглощенного металлом излучения варьируется в широких пределах, начиная от 0.1 до величин, близких к 1 ( $A_a \geq 0.9$ ) в режиме глубокого («кинжального») каналирования. Тогда, считая, что остальная мощность идет на обратное рассеяние в телесный угол  $2\pi$ , получаем долю мощности обратного излучения, попадающего в лазерный резонатор, равную  $0.1(d/f)^2/8$  (где  $d$  – диаметр лазерного пучка,  $f$  – фокусное расстояние линзы). При  $f = 25$  см и  $d = 2$  см имеем  $\beta \approx 8 \times 10^{-5}$ . Согласно проведенному выше анализу (рис. 5), при  $C > 3$  параметр нелинейности будет составлять несколько процентов (для технологических CO<sub>2</sub>-лазеров  $C = 3 - 4$  [17]) при таком коэффициенте обратного рассеяния. Также слабая обратная связь будет реализовываться в задачах дистанционного ( $f = 10 - 100$  м) разрушающего воздействия излучения CO<sub>2</sub>-лазеров на материалы, т. к. величина  $(d/f)^2$  мала и согласно (8) влияние временной задержки эхо-сигнала не существенно. Таким образом, даже при обработке металлов мощным лазерным излучением при определенных режимах возможна диагностика процессов взаимодействия излучения с веществом по автодинному сигналу.

#### 4. Выводы

Проведен теоретический анализ и выполнены экспериментальные исследования эффекта самогетеродинамирования в одномодовых CO<sub>2</sub>-лазерах с накачкой разрядом постоянного тока в широком диапазоне интенсивностей обратного рассеянного/отраженного излучения ( $\beta^2 = 10^{-11} - 10^{-2}$ ). Установлено, что процесс самогетеродинамирования в CO<sub>2</sub>-лазерах при расстоянии до рассеивающего объекта  $L_e \ll L[\beta(1 - r_{out}^2)/r_{out}]^{-1}$  является линейным ( $\eta < 5\%$ , режим слабой обратной связи) даже при сильных возмущениях лазерного излучения, приводящих к модуляции с амплитудой, близкой к 0.5. Показано, что при таких режимах по спектру биений выходного лазерного излучения может быть восстановлен спектр обратного рассеяния. Это позволит получать информацию о внешнем движущемся объекте, например о его коэффициенте отражения/рассеяния и скорости, а также дает возможность осуществлять мониторинг выноса вещества в режиме реального времени при лазерном испарении биотканей и лазерной обработке материалов. В силу особенностей CO<sub>2</sub>-лазеров (длина резонатора  $L > 1$  м, устойчивость к величине обратного сигнала) самогетеродинамирование может быть эффективно использовано и для задач мониторинга процессов дистанционного разрушающего воздействия лазерного излучения на материалы на расстояниях 10–100 м.

Авторы выражают признательность В.Я.Панченко, А.К.Дмитриеву и В.Н.Кортунову за полезные и плодотворные обсуждения результатов настоящей работы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 08-08-00287.

1. Choi J.W., Yu M.J., Kopica M. *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum.*, **5240**, 230 (2004).

2. Giuliani G., Norgia M., Donati S., Bosch T. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, S283 (2002).
3. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Вагарин В.А. *ИТЭ*, № 6, 162 (1994).
4. Mak A.A., Orlov O.A., Ustyugov V.I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1121**, 485 (1989).
5. Scalise L., Paone N. *Opt. Lasers Eng.*, **38**, 173 (2002).
6. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Авдеев К.С. *Письма в ЖТФ*, **33**, 72 (2007).
7. De Groot P.J., Galatin G.M., Macomber S.H. *Appl. Opt.*, **27**, 4475 (1988).
8. Koganov G.A., Shuker R., Gordov E.P. *Appl. Opt.*, **44**, 3105 (2005).
9. Koganov G.A., Shuker R., Gordov E.P. *Appl. Opt.*, **41**, 7087 (2002).
10. Gordov E.P., Khmel'nitskii G.S., Fasliev A.Z. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2773**, 160 (1995).
11. Acket G.A., Lenstra D., den Boef A.J., Verbeek V.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **20**, 1163 (1984).
12. Бураков С.Д., Годлевский А.П., Останин С.А. *Оптика атмосферы*, № 5, 547 (1990).
13. Ko J., Ohtomo T., Abe K., Otsuka K. *Int. J. Modern Phys.*, **15**, 3369 (2001).
14. Laroche M., Bartolacci C., et al. *Opt. Lett.*, **33**, 2746 (2008).
15. Laudon R., Harris M. *Phys. Rev. A*, **48**, 681 (1993).
16. Хакен Г. *Лазерная светодинамика* (М.: Мир, 1988).
17. Звелто О. *Принципы лазеров* (С.-Петербург – Москва – Краснодар: ЛАНЬ, 2008, с. 561).
18. Панченко В.Я. *Глубокое каналирование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе* (М.: Интерконтакт Наука, 2009, с. 37).
19. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **20**, 322 (1993).
20. Протопопов В.В., Устинов Н.Д. *Лазерное гетеродинамирование* (М.: Наука, 1985).
21. Варев Г.А., Гейниц А.В., Дмитриев А.К., Коновалов А.Н., Картунов В.Н., Панченко В.Я., Решетов И.В., Ульянов В.А. *Альманах клинической медицины*, XVII (ч. 2), 164 (2008).
22. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэйлеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988).