

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826

НЕВОЗМУЩАЮЩИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК  
ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Н. В. Кравцов, С. В. Фетисов

(НИИЯФ)

Показана возможность практического устранения влияния обратного рассеяния на характеристики высокостабильных твердотельных лазеров и возможность регистрации выходных характеристик лазера по рассеянному излучению накачки и излучению люминесценции в активном элементе.

**Введение**

Высокая стабильность современных кольцевых чип-лазеров с полупроводниковой накачкой не только открывает новые возможности для проведения детальных исследований нелинейной динамики таких лазеров, но и позволяет использовать их для прецизионных измерений (в частности, в лазерной гироскопии, при поиске гравитационных волн и др.). Это связано с тем, что в твердотельных кольцевых чип-лазерах резко снижено влияние технических помех, а их стабильность (достигаемая за счет совмещения в одном монокристалле функций активной среды, невзаимного элемента и резонатора) оказывается близкой к теоретическому пределу. Основной причиной, ограничивающей их стабильность, является влияние обратных воздействий на лазер со стороны регистрирующего тракта.

Традиционным путем измерения характеристик лазерной генерации является отведение части излучения на регистрирующее устройство. Это приводит к тому, что излучение, отраженное (рассеянное) от оптической схемы или поверхности регистрирующего устройства, может попадать обратно в резонатор, вследствие чего возможно изменение амплитуды и частоты лазерных колебаний. Данное явление, которое можно назвать реакцией системы на отраженный сигнал, свойственно любой автоколебательной системе. Технически весьма сложно учесть все параметры, влияющие на подобные процессы, и стабилизировать их. Поэтому идеальной была бы ситуация, когда процесс измерения не оказывает обратного влияния на колебательную систему, т.е. когда используется принцип невозмущающих измерений.

В настоящей работе рассматривается способ регистрации выходных характеристик лазера по рассеянному излучению накачки и излучению люминесценции в активном элементе, что, в принципе, позволяет избежать влияния обратного рассеяния на процесс генерации лазера.

**1. Воздействие отраженного сигнала на частоту генерации линейного лазера**

Известно, что обратное рассеяние влияет на частоту генерации лазера [1, 2]. В работе [1] было показано,

но, что при малых отражениях выходного излучения лазера от внешних объектов и возвращении части излучения в резонатор лазера амплитуду и волновой вектор излучения лазера можно представить в виде

$$A = A_0 + a, \quad a \ll L,$$

$$kL = k_0L + \frac{L}{c}\varepsilon, \quad \frac{L}{c}\varepsilon \ll 1,$$

где  $L$  — длина резонатора,  $A_0$  и  $k_0$  — амплитуда и волновой вектор в отсутствие обратных отражений.

Можно показать [1], что

$$\varepsilon \approx -\frac{c}{2L}\sqrt{R}\tau^2 \sin \varphi, \quad a \approx \frac{\sqrt{R}\tau^2}{4\pi kl \left(\frac{\partial \chi''}{\partial A}\right)_{A_0}} \cos \varphi,$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания зеркала лазера по интенсивности,  $l$  — длина активной среды,  $\chi''$  — мнимая составляющая восприимчивости,  $R$  — коэффициент отражения по мощности от внешнего объекта, а  $\varphi$  — фаза, зависящая от расстояния до отражающего объекта.

Сдвиг частоты генерации лазера в этом случае имеет вид

$$\Delta\omega = -\frac{c}{L}\sqrt{R}\tau^2 \sin \varphi.$$

При  $L = 3$  см,  $\tau = 0,01$ ,  $\varphi = \pi/2$  и  $R = 10^{-9}$  сдвиг частоты равен 5 Гц.

Отметим, что такие частотные сдвиги (особенно если они нестабильны во времени) ограничивают точность проведения прецизионных измерений.

**2. Воздействие отраженного сигнала на режимы работы твердотельного кольцевого лазера**

Значительным шагом в повышении стабильности кольцевых лазеров явилось создание монолитных кольцевых лазеров с полупроводниковой накачкой. Моноблочные твердотельные лазеры (чип-лазеры) представляют собой сложную призму, изготовленную из высококачественного активного монокристалла, в котором за счет полного внутреннего отражения создается замкнутый оптический контур (контур может быть как плоским, так и неплоским).

Такая конструкция обеспечивает максимальную механическую жесткость системы и позволяет значительно упростить задачу термостабилизации.

Твердотельный кольцевой лазер является распределенной автоколебательной системой, которая даже в одномодовом режиме характеризуется сложной нелинейной динамикой излучения. В непрерывном режиме работы могут существовать несколько режимов генерации как с постоянными, так и с зависящими от времени амплитудами встречных волн (автомодуляционные режимы) [3–6].

Встречные волны, распространяющиеся внутри кольцевого резонатора, взаимодействуют друг с другом и могут иметь различные амплитуды, частоты и поляризации. Одним из основных процессов, приводящих к взаимодействию между встречными волнами, является обратное рассеяние на оптических неоднородностях отражающих поверхностей резонатора и неоднородностях активной среды. Это взаимодействие в общем виде описывается комплексными коэффициентами связи [3]:

$$m_{1,2} = m_{1,2} \exp(i\varphi_{1,2}),$$

где  $m_{1,2}$  и  $\varphi_{1,2}$  — амплитуды и фазы коэффициентов связи.

Зависимость частоты автомодуляции в режиме автомодуляционных колебаний первого рода от коэффициентов связи в отсутствие частотной невязимости резонатора имеет вид [3]

$$\omega_m = \left[ m_1 m_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - \delta \cdot m_1 m_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{(1 + \delta^2) m_1^2 m_2^2 \sin^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \right]^{1/2}.$$

Наличие же паразитных обратных отражений от регистрирующей системы может существенно изменить значение  $\omega_m$ , и, как показано в работе [7], это изменение  $\Delta\omega_m$  может достигать десятка килогерц. Причем, как было отмечено в [7], одним из основных факторов, ограничивающих стабильность частоты автомодуляции, является неконтролируемая температурная зависимость параметров обратной связи вне активного элемента.

### 3. Экспериментальное исследование возможности регистрации характеристик лазеров по рассеянному излучению

Возможность использования невозмущающих измерений была продемонстрирована на примере непрерывного линейного лазера на YAG:Nd<sup>3+</sup>, работающего по четырехуровневой схеме на длине волны  $\lambda = 1,06$  мкм. Для такой схемы характерна простая по сравнению с кольцевым твердотельным лазером система уравнений, описывающая динамику населенности рабочих уровней. Это дает возможность провести теоретические расчеты населенности верхних уровней (уровней накачки и метастабильного уровня  ${}^4F_{3/2}$ ) и сравнить их с экспериментальными результатами.

В режиме непрерывной генерации динамика населенности уровней энергии твердотельного лазера описывается уравнениями [8]

$$-N_1(W_p + W_{12}) + N_2W_{21} + N_3A_3\beta_{31} + N_4A_4\beta_{41} = 0,$$

$$N_1W_{12} - N_2(W_{21} + W_g) + N_3(A_3\beta_{32} + W_{32} + W_g) + N_4W_{43} = 0,$$

$$N_2W_g - N_3\left(W_{34} + \frac{1}{\eta_1}A_3 + W_g\right) + N_4W_{43} = 0,$$

$$N_1W_p + N_3W_{34} - \frac{1}{\eta}N_4W_{43} = 0,$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = N_0,$$

где  $N_i$  ( $i = 1 \div 4$ ) — населенности уровней энергии;  $W_p$  и  $W_g$  — скорости накачки и генерации;  $W_{ij}$  — вероятность безызлучательного перехода с  $i$ -го уровня на  $j$ -й;  $A_i$  — вероятность излучательного некогерентного перехода с  $i$ -го уровня на более низкий;  $\beta_{ij}$  — коэффициенты ветвления люминесценции с  $i$ -го уровня;  $\eta = W_{43}/(W_{43} + A_4)$  — эффективность возбуждения;  $\eta_1 = A_3/(A_3 + W_{32})$  — квантовый выход люминесценции;  $N_0$  — полное количество возбужденных частиц.

Скорости накачки и генерации являются линейными функциями плотности поля на частоте накачки и генерации (соответственно  $\rho_p$  и  $\rho_g$ ). Они определяются выражениями

$$W_p = B_{41}\rho_p, \quad W_g = B_{32}\rho_g,$$

где  $B_{41}$  и  $B_{32}$  — вероятностные коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов.

Необходимые для расчетов значения параметров кристалла были взяты из работ [8] и [9]. При численном решении системы скоростных уравнений были получены нормированные на  $N_0$  зависимости населенностей 3-го и 4-го уровней от  $\rho_p$  и  $\rho_g$ .

Исследуемый лазер состоял из активного элемента (кристалла YAG:Nd<sup>3+</sup>) с нанесенным на один из торцов селективным зеркалом и сферического зеркала. Коэффициенты отражения зеркал были близки к 100%. Возбуждение ионов неодима проводилось с помощью полупроводникового диода ( $\lambda = 0,81$  мкм), излучение которого фокусировалось на торец кристалла линзой. Лазер работал в режиме стационарной генерации. В эксперименте регистрировалось излучение накачки, рассеянное под углом  $\sim 40^\circ$  к оптической оси резонатора. С помощью фокусирующей линзы в плоскости фотоприемника создавалось изображение каустики генерации внутри кристалла, а при перемещении фотоприемника можно было получать сигнал от различных точек на каустике излучения.

В ходе эксперимента проводились измерения вдоль каустики пучка излучения интенсивности рассеянного излучения на длине волны генерации и накачки. Полученные зависимости, соответствующие рассеянию в отсутствие генерации и во время генерации, представлены на рис. 1.

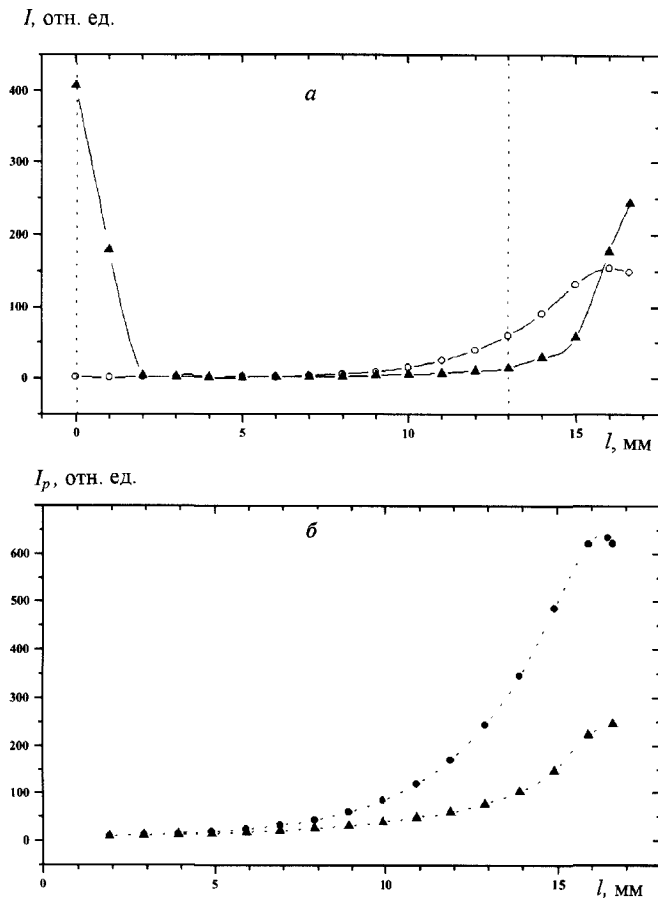


Рис. 1. Интенсивность рассеянного излучения на длине волны генерации 1,06 мкм (а) и излучения накачки на длине волны 0,81 мкм (б) вдоль каустики пучка в отсутствие генерации (кружки) и при генерации (треугольники)

Резкое возрастание интенсивности рассеяния для случая генерации (см. рис. 1, а) наблюдается на торце кристалла (точка  $l = 0$ ) и на селективном зеркале (точка  $l = 16,2$  мм).

На рис. 1, б наблюдается также особенность, связанная с тем, что в области, близкой к области накачки (около селективного зеркала), при генерации происходит снижение рассеяния. В ходе работы было измерено рассеяние излучения с  $\lambda = 1,06$  мкм и  $\lambda = 0,81$  мкм (излучение накачки) в точке  $l = 13$  мм. Измеренные зависимости, приведенные на рис. 2, показывают, что с увеличением интенсивности генерации величина рассеянного сигнала падает. Это можно объяснить уменьшением населенности верхних уровней. Сравнение нормированных теоретических кривых для населенности и экспериментально полученных данных для люминесценции с 4-го уровня в зависимости от интенсивности генерации представлены на рис. 3. Населенности 4-го и 3-го уровней пропорциональны друг другу вследствие быстрой релаксации, поэтому можно было бы ожидать, что кривые на рис. 2 совпадут. Отличие кривых по форме, очевидно, связано с увеличением вклада сигнала с  $\lambda = 1,06$  мкм, рассеянного на неоднородностях, при росте мощности генерации. Проведенные вычисления показывают, что в пределах погрешности измерений разность кривых линейно зависит от интенсивности генерации.

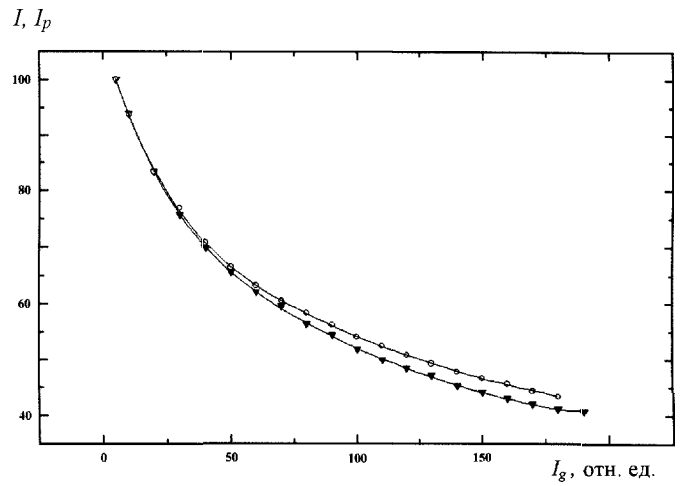


Рис. 2. Интенсивность рассеянного излучения на длине волны генерации (кружки) и накачки (треугольники) в точке  $l = 13$  мм (см. рис. 1, а) в зависимости от интенсивности генерации

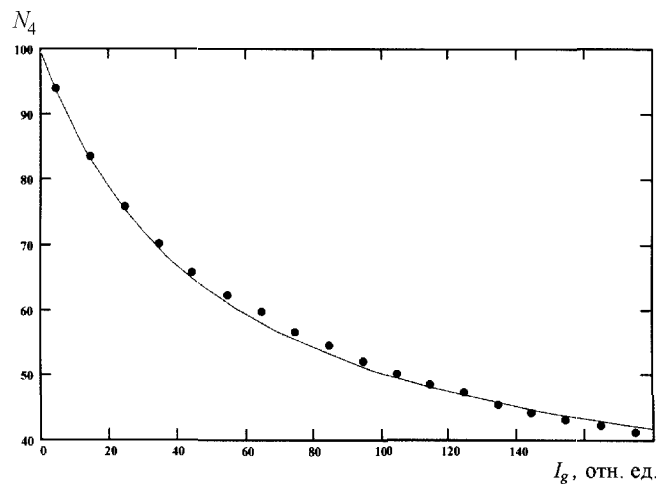


Рис. 3. Нормированная населенность 4-го уровня в зависимости от интенсивности генерации: теоретическая кривая и экспериментальные данные (точки)

Аналогичные исследования, проведенные на кольцевом чип-лазере, подтвердили возможность регистрации автомодуляционной частоты по рассеянному излучению генерации. В эксперименте измерялись

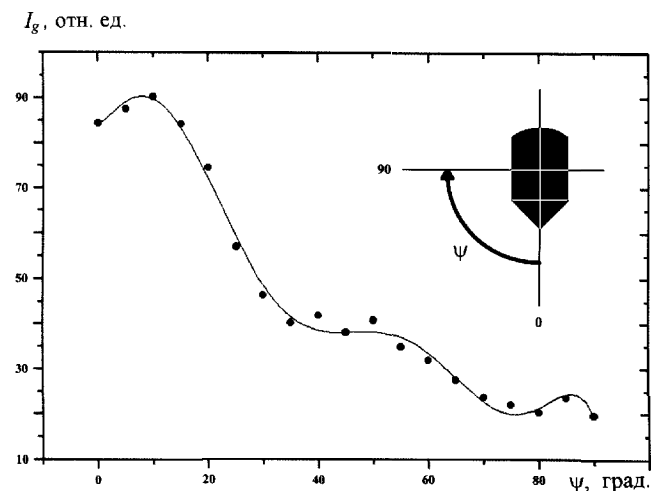


Рис. 4. Интенсивность рассеянного сигнала с  $\lambda = 1,06$  мкм на частоте автомодуляции в зависимости от угла рассеяния  $\psi$

амплитуды рассеянного сигнала на частоте автомодуляции в зависимости от угла наблюдения (рис. 4). Как видно из данной зависимости, наибольшая интенсивность рассеяния наблюдается в задней полуплоскости.

Помимо интенсивности генерации большое значение имеет и поляризация излучения. В связи с этим нами были проведены измерения поляризации рассеянного излучения от боковой грани кристалла и сравнение ее с поляризацией выходного луча (рис. 5). Полученное расположение эллипсов поляризации качественно можно объяснить френелевскими законами отражения лучей с разными поляризациями.

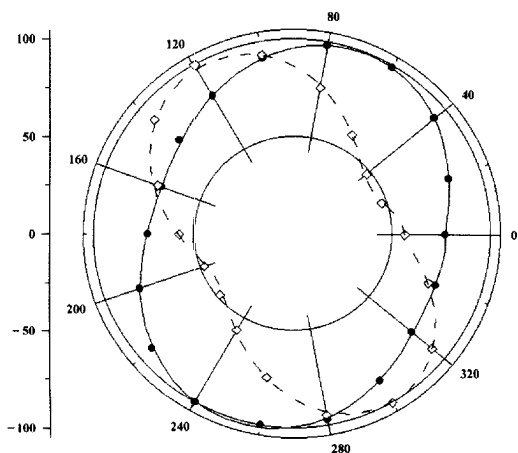


Рис. 5. Поляризация выходного излучения (кружки) и излучения, рассеянного боковой гранью (квадраты)

### Заключение

В результате проведенных исследований установлено, что в различных точках каустики пучка излучения в линейном лазере основной вклад в рассеяние дают различные эффекты. Так, на торцах кристалла преобладает рассеяние излучения генерации, линейно возрастающее с ростом мощности излучения в резо-

наторе. Внутри же кристалла доминирует люминесценция с верхних уровней, интенсивность которой падает при увеличении мощности генерации.

Показана возможность регистрации автомодуляционного режима по рассеянному излучению генерации в кольцевом чип-лазере на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$ . Проведены измерения амплитуды рассеянного излучения на частоте автомодуляции для кольцевого чип-лазера в зависимости от угла рассеяния.

Измерены поляризационные характеристики излучения на частоте генерации, рассеянного с боковой грани монокристалла, и выходного луча для кольцевого чип-лазера.

Таким образом, результаты работы позволяют сделать вывод о возможности регистрации выходных характеристик лазера по рассеянному излучению.

### Литература

1. Берштейн И.Л. // Изв. вузов, Радиофизика. 1973. 16, № 4. С. 526.
2. Кравцов Н.В., Наний О.Е. // Квант. электроника. 1993. 20. С. 322.
3. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. // Квант. электроника. 1994. 21. С. 903.
4. Андропова И.А. // Изв. вузов, Радиофизика. 1974. 7, № 5. С. 775.
5. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Шелаев А.Н. // Опт. и спектр. 1973. 35. С. 775.
6. Андропова И.А., Берштейн И.Л. // Изв. вузов, Радиофизика. 1971. 14, № 5. С. 698.
7. Бойко Д.Л., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В. // Квант. электроника. 1997. 24, № 3. С. 653.
8. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975.
9. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Радио и связь, 1994.

Поступила в редакцию  
15.03.00

## ГЕОФИЗИКА

УДК 621.391.81

### РЕКОНСТРУКЦИЯ ВЫСОТНЫХ ПРОФИЛЕЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРОННЫХ СОУДАРЕНИЙ В ИЗОТРОПНОЙ ПЛОСКОСЛОИСТОЙ ИОНОСФЕРЕ

В. Д. Гусев, Е. Г. Михайлова, Л. И. Приходько

(кафедра физики атмосферы)

Рассмотрена обратная задача реконструкции высотных профилей эффективной частоты электронных соударений в ионосфере. В приближении геометрической оптики задача сведена к интегральному уравнению типа Абеля. Проведен численный анализ полученного уравнения, приводится пример реконструкции  $\nu_{\text{eff}}(z)$  для параболического ионосферного слоя.

При радиозондировании ионосферы истинная высотная зависимость электронной концентрации  $N(z)$  неоднородных слоев определяется по экспериментальной высотно-частотной характеристике  $Z_g(\omega)$

( $Z_g$  — действующая высота отраженного сигнала), которая непосредственно определяется на ионосферных станциях путем измерения времени группового запаздывания  $t_g = 2Z_g(\omega)/c$  для сигналов с различ-