

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МНОГОМОДОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПРИ АВТОМОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРО- ВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Р. Г. АЛЛАХВЕРДЯН

В работах [1, 2] был рассмотрен механизм возникновения одновременной генерации нескольких аксиальных типов колебаний в полупроводниковом лазере, пульсации излучения которого возбуждаются внешней модуляцией тока накачки. Представляет интерес рассмотреть явление многомодовой генерации в автономной системе, когда «пички» возникают вследствие нелинейных потерь излучения из активной области. Мы будем пользоваться моделью нелинейных потерь, в которой время жизни фотона в резонаторе зависит от суммарной интенсивности излучения. Эта модель по своему физическому смыслу эквивалентна ПКГ с нелинейным показателем преломления активной среды. Однако возникающая в процессе генерации поперечная неоднородность активной среды учитывается не непосредственно, а эффективно, путем введения нелинейного времени жизни фотона в резонаторе.

Для изучения условий возбуждения многомодовой генерации достаточно провести анализ возбуждения трех мод с основной модой, настроенной на центр линии усиления. Динамику многомодовой генерации можно описать системой уравнений

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \frac{x' - x}{\tau_0} - x m_0 - 2(x - \beta) m_1, \\ \dot{m}_0 &= - \left( \frac{1}{\tau_p} + \Delta \right) m_0 + x m_0 + s_0, \\ \dot{m}_1 &= - \left( \frac{1}{\tau_p} + \Delta \right) m_1 + (x - \beta) m_0 + s. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $m_0$  — интенсивность основной моды,  $m_1$  — интенсивность соседних боковых мод,  $x$  — число активных частиц,  $x'$  — число частиц, накачиваемых в активную область,  $\tau_p$  — время жизни фотона в резонаторе,  $\tau_0$  — время спонтанной рекомбинации,  $\beta$  — разница в коэффициентах усиления типов колебаний. В уравнения для интенсивностей мод добавлен член, описывающий спонтанное излучение в моду  $s$ ,  $\Delta$  — зависящее от интенсивности поля относительное изменение потерь. Для простоты положим

$$\Delta = \alpha (m_0 + 2 m_1) + \delta (m_0 + 2 m_1)^2.$$

Анализ устойчивости стационарного решения уравнений (1) показывает, что при условии

$$\alpha - \frac{x'}{\tau_0 m_0} - 2\delta \frac{\eta}{\tau} > 0$$

в системе возбуждаются пульсации излучения.

Если перейти к переменным

$$\theta = \omega_k t, \quad v = \sqrt{\frac{\tau}{\tau_p \eta} (x - 1)}, \quad u_0 = \frac{m_0}{m_0}, \quad u_1 = \frac{m_1}{m_0},$$

где  $\bar{m}_0 = (x' - 1) \frac{\tau_p}{\tau} = \frac{\eta \tau_p}{\tau}$  — стационарная интенсивность поля в од-  
номодовом лазере,  $\eta$  — превышение накачки над порогом генерации,  
 $\omega_k = \left(\frac{\eta}{\tau}\right)^{1/2}$ ,  $\tau = \frac{\tau_0}{\tau_p}$ ,  $\varepsilon = \frac{1}{\omega_k \tau} \sim 10^{-1} + 10^{-2}$ , то система уравнений  
примет вид

$$\begin{aligned} \dot{v} &= 1 - u_0 - 2u_1 + \mu f_2 = 1 - u_0 - 2u_1 - \varepsilon v - \varepsilon \eta v u_0 + 2\beta \varepsilon v u_1, \\ \dot{u}_0 &= v u_0 + \mu f_0 = v u_0 + \alpha \eta \varepsilon (u_0 + 2u_1) - \frac{\varepsilon \delta \eta^2}{\tau} (u_0 + 2u_1)^2 + \frac{\varepsilon s \tau^2}{\eta}, \\ \dot{u}_1 &= v u_1 + \mu f_1 = v u_1 + \alpha \varepsilon \eta (u_0 + 2u_1) \frac{\varepsilon \delta \eta^2}{\tau} (u_0 + 2u_1) - \beta \varepsilon \tau u_1 + \frac{\varepsilon s \tau^2}{\eta}. \end{aligned} \quad (3)$$

В правые части (3) формально введен малый параметр  $\mu$ , чтобы показать малость функций  $f_i$ . Поэтому при достаточно малом  $\mu$  решение системы (2) будет близко к решению порождающей системы

$$\dot{v} = 1 - \Phi, \quad \dot{\Phi} = v \Phi, \quad (4)$$

где  $\Phi = u_0 + 2u_1$ .

Система (4) консервативна и обладает двумя однозначными аналитическими интегралами движения

$$\frac{1}{2} v^2 - \ln \Phi + \Phi = C, \quad \frac{u_0}{u_1} = \gamma. \quad (5)$$

На фазовой плоскости  $(\Phi, \dot{\Phi})$  уравнения (4) определяют замкнутые траектории, соответствующие известному уравнению предельного цикла [3]

$$\ddot{\Phi} - \frac{\dot{\Phi}^2}{\Phi} + \Phi(\Phi - 1) = 0. \quad (6)$$

Уравнения для определения постоянных  $C$  и  $\gamma$  имеют следующий вид:

$$(\alpha \eta - 1 - \eta) \frac{\bar{\dot{\Phi}}^2}{\bar{\Phi}} + \frac{2 \delta \eta}{\tau} \bar{\dot{\Phi}}^2 - \frac{3 s \tau^2}{\eta} \frac{\bar{\dot{\Phi}}^2}{\bar{\Phi}} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{s \tau}{\eta} (1 - \gamma) (1 + 2\gamma) \frac{\bar{1}}{\bar{\Phi}} - \beta \gamma = 0. \quad (8)$$

При  $s \rightarrow 0$  уравнение (7) переходит в уравнение для определения  $C$ , полученное в работе [3], в которой исследовалось возбуждение пульсаций интенсивности излучения в одномодовом лазере. Постоянная  $C$  неявно определяет глубину модуляции интегральной по спектру интенсивности излучения:

$$\Phi_{\max} = \frac{C}{2}, \quad \Phi_{\min} = \exp(-C/2). \quad (9)$$

При  $C \gg 1$  осуществляется режим пульсаций излучения с глубокой модуляцией.

Интенсивности основной и боковых мод определяются через интегральную по спектру интенсивность поля  $\Phi(t)$  выражениями

$$U_0(t) = \frac{\Phi(t)}{1+2\gamma}, \quad u_1(t) = \frac{\gamma}{1+2\gamma} \Phi(t), \quad (10)$$

а усредненные за период пульсаций  $T_0$  интенсивности мод соответственно равны  $\bar{u}_0 = \frac{1}{1+2\gamma}$  и  $\bar{u}_1 = \frac{\gamma}{1+2\gamma}$ . Поскольку для определения  $\gamma$  получилось такое же уравнение, как и в работах [1, 2], все выводы, сделанные в [1, 2], оказываются справедливыми и в данном случае. Следовательно, при автомодуляции излучения за счет нелинейных потерь в режиме пульсаций с глубокой модуляцией спектр генерации будет многомодовым уже при небольших превышениях порога генерации. То обстоятельство, что уравнение (8) для определения  $\gamma$  совпало с соответствующим уравнением [1, 2], является математическим выражением того физически ясного факта, что для возникновения многомодовой генерации важен не способ возбуждения нестационарности режима генерации, а лишь существование незатухающих пульсаций излучения в совокупности с действием спонтанного шума. Причина возникновения пульсаций определяет лишь глубину модуляции излучения при данном уровне накачки, т. е. определяет постоянную  $C$ .

Институт радиофизики и электроники  
АН АрмССР

Поступила 26.VIII.1974

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. Г. Аллахвердян, В. Н. Морозов, А. Р. Сучков. Краткие сообщения по физике, 1, № 6 (1971).
2. Р. Г. Аллахвердян, В. Н. Морозов, А. Р. Сучков. Квантовая электроника, 1, № 1, 102 (1974).
3. Э. М. Беленков, В. Н. Морозов, А. Н. Ораевский. Труды ФИАН, 52, 237 (1970).

ԲԱԶՄԱՄՈՒԱՅԻՆ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ՈՉ ՍՏԱՅԻՆԱՐ ԳՐԳՌՈՒՄԸ  
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՎՏՈՄՈՒՆԻԼԱՑՄԱՆ  
ԳԵՊՔՈՒՄ

Ռ. Գ. ԱԼԼԱԿՎԵՐԴՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկվում է կիսահաղորդչային գեներացման շեմի մոտ մի քանի արտիալ տիպի տատանումների գրգռման նոր մեխանիզմ:

NONSTATIONARY EXCITATION OF MULTIMODE  
GENERATION AT THE AUTOMODULATION OF LASER  
RADIATION

R. G. ALLAKHVERDYAN

New mechanism of the generation of several axial type oscillations in semiconductor lasers near the generation threshold is considered.