

01; 06.3; 07

© 1992

## ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ $GaInAsP/InP$ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ С РАЗОГРЕТЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

В.И. Толстихин

Инжекционные лазеры (ИЛ) на основе твердых растворов  $GaInAsP$  являются перспективными источниками излучения для волоконнооптических линий связи новых поколений [1]. Вместе с тем, они дают важный пример влияния разогрева носителей заряда в активной области (АО) лазерного диода на выходные характеристики излучателя [2]. Модель одномодового  $GaInAsP$  ИЛ с разогретой электронно-дырочной плазмой (ЭДП) и его статические характеристики рассматривались ранее в работах [3, 4]. Цель настоящего сообщения состоит в анализе влияния разогревных эффектов на модуляционные свойства таких лазеров.

Будем исходить из теоретической модели [3, 4], представляющей ИЛ как неравновесную систему взаимодействующих между собой термализованных носителей заряда,  $LO$ -фононов и волноводных фотонов. В пространственно однородном приближении она описывается скоростными уравнениями:

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{J}{e \cdot d} - R_S - R_A - \gamma_\omega \cdot \nu_\omega \cdot N_\omega, \quad (1)$$

$$\frac{dE_e}{dt} = \frac{Q}{d} - W_{LO} \{f_{LO}\} - W_S + W_A + \eta_\omega \cdot \nu_\omega \cdot N_\omega, \quad (2)$$

$$\frac{df_{LO}}{dt} = \nu_e \cdot (f_{LO,e} - f_{LO}) - \nu_d \cdot (f_{LO} - f_{LO,o}), \quad (3)$$

$$\frac{dN_\omega}{dt} = \beta_S R_S - (\alpha_\omega - \delta_\omega) \cdot \nu_\omega \cdot N_\omega \quad (4)$$

для концентрации ЭДП  $N_e$ , плотности ее энергии  $E_e$ , функции распределения  $LO$ -фононов  $f_{LO}$  и эффективной плотности фотонов возбуждаемой моды (частоты  $\omega$ )  $N_\omega$ . Здесь  $d$  - толщина АО;  $J$  - плотность тока накачки;  $Q$  - плотность потока энергии;  $R_S$ ,  $R_A$  и  $W_S$ ,  $W_A$  - темпы спонтанной излучательной рекомбинации, оже-рекомбинации и темпы изменения плотности энергии ЭДП вследствие этих процессов;  $\beta_S$  - фактор спонтанной эмиссии возбуждаемой моды;  $\gamma_\omega$ ,  $\alpha_\omega$  и  $\nu_\omega$  - ее коэффициенты усиления, затухания и групповая скорость, а  $\eta_\omega$  - коэффициент, определяющий вклад моды в изменение энергии ЭДП;  $W_{LO}$  - темп релаксации

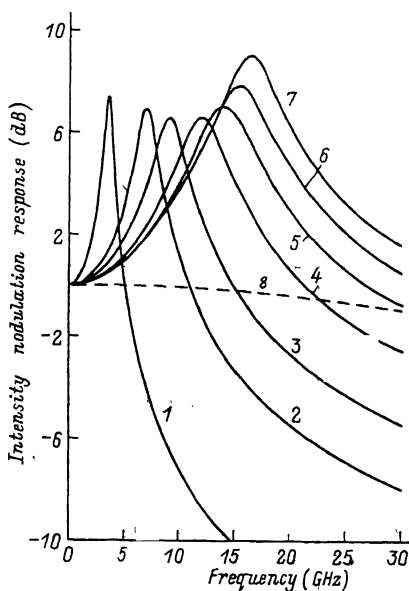


Рис. 1. Частотная зависимость малосигнального отклика интенсивности одномодового  $GaInAsP$  ИЛ ( $\lambda = 1.55$  мкм;  $J_{th} \approx 1.3$  кА/см<sup>2</sup>;  $T_0 = 300$  К). Цифрами отмечены кривые, соответствующие следующим значениям плотности инжекционного тока: 1 -  $J = 1.40$  кА/см<sup>2</sup>; 2 -  $J = 2.86$  кА/см<sup>2</sup>; 3 -  $J = 4.30$  кА/см<sup>2</sup>; 4 -  $J = 7.11$  кА/см<sup>2</sup>; 5 -  $J = 9.78$  кА/см<sup>2</sup>; 6 -  $J = 12.30$  кА/см<sup>2</sup>; 7 -  $J = 14.65$  кА/см<sup>2</sup>; 8 -  $J = 34.20$  кА/см<sup>2</sup>.

энергии ЭДП на  $L0$ -фононах. В уравнении (3)  $f_{L0,e}$  и  $f_{L0,o}$  - планковские функции распределения с температурой ЭДП  $T_e$  и температурой  $LA$ -фононов (равновесных)  $T_0$ ;  $\nu_e$  и  $\nu_d$  - зависящие соответственно от параметров ЭДП и  $T_0$  частоты эмиссии и ангармонического распада  $L0$ -фононов. Явный вид выражений для величин в правых частях скоростных уравнений (1)...(4), учитывающих процессы взаимодействия в электронно-фонон-фотонной системе АО, приведен в работах [3, 4]. Все они определяются в рамках четырехзонной модели Кейна с использованием обычной теории рассеяния квазичастиц и являются функциями состояния ЭДП. Таким образом, развиваемая модель ИЛ является самосогласованной. Этим она принципиально отличается от феноменологических моделей [5, 6], учитывающих разогрев носителей заряда лишь посредством эмпирически вводимой нелинейности коэффициента усиления и не рассматривающих динамику процесса.

Анализ разогревных эффектов проведем на примере прямой модуляции интенсивности типичного по своим параметрам (см. [4] и цитированную там литературу)  $GaInAsP$  ИЛ ( $\lambda = 1.55$  мкм). Результаты численного расчета его нормированного малосигнального

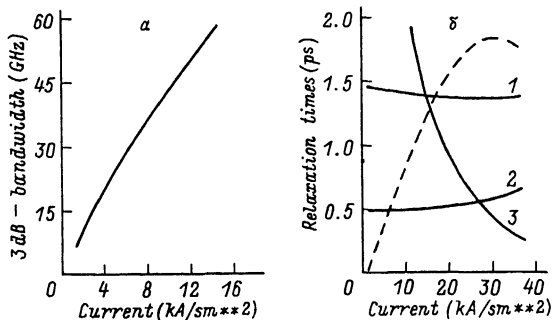


Рис. 2. Зависимость ширины полос: (по уровню 3 дБ) прямой модуляции интенсивности (а) и характерных времен релаксации (б) от плотности инжекционного тока. Цифрами на рис., б отмечены: 1 -  $\tau_T$ ; 2 -  $\tau_{\omega T}$ ; 3 -  $\tau_{\omega N}$ ; штриховая кривая - эффективная плотность фотонов  $N_{\omega}$  (в произвольных единицах).

отклика  $\mu(f) = [\delta N_{\omega}(f)/\delta J(f)] / |\delta N_{\omega}(0)/\delta J(0)|$  на гармоническое (с частотой  $f$ ) возмущение плотности инжекционного тока  $\delta J(f) \cdot \exp(2\pi i f t)$  даны на рис. 1. Видно, что в широком интервале значений  $J$  частотная зависимость модуля этой величины  $|\mu(f)|$  имеет характерный пик, отвечающий релаксационным колебаниям. Для сравнительно небольшого превышения порога генерации  $J_{th} \approx 1.3$  кА/см<sup>2</sup> (кривые 1...3 на рис. 1) этот пик понижается и уширяется с ростом накачки, что соответствует результатам элементарной теории [7]. Однако при дальнейшем увеличении накачки величина резонансного пика вновь возрастает (кривые 4...6 на рис. 1) и в тем большей степени, чем сильнее межподзонное поглощение на дырках с переходом в спин-отщепленную подзону. Повторное снижение резонансного пика наступает уже для  $J \gtrsim 15$  кА/см<sup>2</sup>, а в области его существования ширина полосы прямой модуляции интенсивности (по уровню 3 дБ) практически линейно возрастает с увеличением плотности инжекционного тока (см. рис. 2, а). Для больших  $J$  зависимость  $|\mu(f)|$  становится монотонной (штриховая кривая 8 на рис. 1), т. е. релаксационные колебания отсутствуют. Ширина полосы здесь меняется с уровнем накачки более медленно, насыщаясь на уровне  $\sim 80 \dots 85$  ГГц.

Для физической интерпретации этих результатов рассмотрим временные характеристики релаксационных процессов в электрон-фонон-фотонной системе ИЛ. Наибольшим является рекомбинационное время жизни носителей заряда  $\tau_N \sim (\partial(R_S + R_A)/\partial N_e)^{-1} \sim 1$  нс [8]. Наименьшим - время спонтанной эмиссии  $L0$ -фонона  $\nu_e^{-1} \sim 0.1$  пс [8]. Так как оно значительно меньше времени агармонического распада  $L0$ -фонона  $\nu_d^{-1} \sim 3 \dots 7$  пс [9], то процесс остывания плотной ЭДП происходит в условиях фононного узкого горла [10]. Сначала, практически без изменения  $T_e$ , эмиссия  $L0$ -фононов приводит к установлению их квазистационарного распределения вида

$f_{L0,s} = (\nu_e \cdot f_{L0,e} + \nu_d \cdot f_{L0,o}) / (\nu_e + \nu_d)$ , а уже затем  $T_e$  и  $f_{L0,s}$  релаксируют к равновесному состоянию с характерным временем  $\tau_T \sim \zeta \cdot N \cdot (\partial W_{L0} \{f_{L0,s}\} / \partial T_e)^{-1}$ , где  $\zeta$  - параметр, зависящий от нормированных химических потенциалов  $s$ - и  $\sigma$ -зон  $\xi_{s,\sigma}$  [3, 4]:

$$\zeta = 1.5 \cdot \sum_{j=c,\sigma} (2.5 \cdot F_{3/2}(\xi_j) / F_{1/2}(\xi_j) - 1.5 \cdot F_{1/2}(\xi_j) / F_{-1/2}(\xi_j)).$$

В актуальных условиях оно составляет  $\sim 1 \dots 2$  пс. (см. рис. 2, б) и оказывается заметно большим, чем можно было бы ожидать без учета неравновесности  $L0$ -фононов, но близким к экспериментальному [11]. Время релаксации фотонов определяется (в меру малости фактора спонтанной эмиссии  $\beta_s \ll 1$ ) чувствительностью разницы  $(\alpha_\omega - \gamma_\omega)$  к динамическим изменениям состояния ЭДП. В изотермической плазме  $T_e \approx const$  усиление и поглощение зависят лишь от ее концентрации  $N_e$  и это время  $\tau_{\omega T}$  оценивается, как  $\tau_{\omega T}^{-1} \sim \alpha_\omega \cdot |\partial(\alpha_\omega - \gamma_\omega) / \partial \ln N_e|$ . Разогрев ЭДП приводит к падению межзонного усиления и росту внутризонного поглощения, возникающим, соответственно, из-за подавления инверсности заселенностей и активации излучательных переходов дырок в спин-отщепленную подзону [3, 4]. Влияние этих процессов можно описать параметром  $\tau_{\omega N}$ , где  $\tau_{\omega N}^{-1} \equiv \alpha_\omega \cdot |\partial(\alpha_\omega - \gamma_\omega) / \partial \ln T_e|$ , имеющем смысл времени релаксации при  $N_e \approx const$ . Если  $\tau_T, \tau_{\omega T} \ll \tau_{\omega N}$ , то релаксация фотонов определяется концентрационной зависимостью  $\gamma_\omega$  и  $\alpha_\omega$ , так, что на временном масштабе, большем  $\tau_T$ , ситуация не отличается от изотермической. При этом на быстрое изменение  $J$  ИД отвечает релаксационными колебаниями  $N_e$  и  $N_\omega$  [7] с частотой  $f_{RT}$  и постоянной затухания  $\tau_{RT}$  вида:

$$f_{RN} \sim \frac{\alpha_\omega}{2\pi} \cdot \left( \gamma_\omega \cdot \frac{\partial}{\partial N_e} (\alpha_\omega - \gamma_\omega) \cdot N_\omega \right)^{1/2}; \tau_{RT}^{-1} \sim \tau_N^{-1} + \alpha_\omega \cdot \frac{\partial \gamma_\omega}{\partial N_e} \cdot N_\omega.$$

Критерий их существования  $2\pi f_{RN} \tau_{RT} \gtrsim 1$  заведомо выполняется для некоторого интервала плотностей тока в силу неравенства  $2\pi f_{RT} \tau_N \gg 1$ . Так как  $\partial \gamma_\omega / \partial N_e > 0$ , то добротность колебаний монотонно падает с ростом  $J$ . Если  $\tau_{\omega N} \ll \tau_{\omega T}, \tau_T$ , то релаксация фотонов определяется температурной зависимостью  $\gamma_\omega$  и  $\alpha_\omega$ . При этом в условиях интенсивного межподзонного поглощения на дырках могут возникать релаксационные колебания  $T_e$  и  $N_\omega$  с частотой  $f_{RN}$  и постоянной затухания  $\tau_{RN}$  вида:

$$f_{RN} \sim \frac{\alpha_\omega}{2\pi} \cdot \left( \gamma_\omega \cdot \frac{\partial}{\partial T_e} (\alpha_\omega - \gamma_\omega) \cdot (N_\omega / \zeta N_e) \right)^{1/2}; \tau_{RN}^{-1} \sim \tau_T^{-1} - \alpha_\omega \cdot \frac{\partial \alpha_\omega}{\partial T_e} \cdot (N_\omega / \zeta N_e).$$

В силу неравенств  $2\pi f_{RN} \tau_T \ll 1$  и  $\partial \gamma_\omega / \partial T_e \sim [(\hbar\omega - \Delta_S) / T_e]^2 \alpha_{S\omega} > 0$ , где  $\Delta_S$  - энергия спинового расщепления в валентной зоне,  $\alpha_{S\omega}$  -

коэффициент межподзонного поглощения на дырках, критерий их существования  $2\pi f_{RT} \tau_{RT} \approx 1$  выполняется лишь для  $\tau_{RN} \cdot \tau_{\omega} (\partial \tau_{\omega} / \partial T_e)^{\times} \times (N_{\omega} / \zeta N_e) \sim 1$ , при том что добротность колебаний немонотонно зависит от  $J$ . Если это условие не выполнено, то релаксационный процесс имеет аperiodический характер с постоянной затухания  $\sim \tau_{RN}$ .

На рис. 2, б даны результаты численного расчета характерных времен релаксации  $\tau_T$ ,  $\tau_{\omega T}$  и  $\tau_{\omega N}$ . Видно, что в широком диапазоне изменения  $J$  время остывания ЭДП  $\tau_T$  и время изотермической релаксации фотонов  $\tau_{\omega T}$  слабо зависят от накачки, оставаясь в пределах соответственно  $\sim 1.5 \dots 1.4$  пс и  $\sim 0.5 \dots 0.6$  пс. Что же касается времени  $\tau_{\omega N}$ , то оно меняется по порядку величины — от  $\sim 10$  пс для  $J \approx J_{th}$  до  $\sim 0.2$  пс для  $J \approx 30 J_{th}$ , причем такая резкая зависимость  $\tau_{\omega N}(J)$  обусловлена экспоненциальным нарастанием межподзонного поглощения на дырках при их разогреве [3]. Лишь для области  $J \lesssim 10$  кА/см<sup>2</sup> ситуация близка к первому из описанных предельных случаев, когда обратная связь в электрон-фотонной системе является чисто концентрационной и высокочастотный отклик ИЛ (кривые 1...3 на рис. 1) аналогичен изотермическому. С ростом  $J$  существенными становятся неизотермичность ЭДП и температурная обратная связь в электрон-фотонной системе. В результате усиливается вклад релаксационных колебаний  $T_e$  и  $N_e$ , соответствующих второму из описанных предельных случаев, и величина резонансного пика на амплитудно-частотной характеристике сначала возрастает (кривые 4...6 на рис. 1), а затем падает по мере увеличения плотности тока, что и наблюдается в некоторых экспериментах [12]. Для достаточно больших  $J$  релаксационный процесс становится аperiodическим, а его скорость определяется временем остывания ЭДП (штриховая кривая на рис. 1), мало меняющимся в разумном интервале значений плотностей тока (см. кривую 1 на рис. 2, б). Таким образом, разогрев ЭДП приводит к усложнению спектра релаксационных колебаний и уширению полосы прямой модуляции.

В заключение автор благодарит С.А. Егорова за стимулирующие дискуссии и полезное обсуждение результатов работы.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы .

- [1] К о с н Т.Л., К о р е н У. // J. Lightwave Techn. 1990. V. LT-8. N 3. P. 274-293.
- [2] W a d a O., Y a m a k o s h i S., S a k u r a T. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 10. P. 981-983.
- [3] П и ш а л к о В.Д., Т о л с т и х и н В.И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 462-471.
- [4] Т о л с т и х и н В.И. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 14. С. 1-6.

- [5] G o m a t a m B.N., D e F o n z o A.P. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 3. P. 1555-1557.
- [6] G o m a t a m B.N., D e F o n z o A.P. // IEEE. J. Quant. Electron. 1990. V. QE-26. N 10. P. 1689-1704
- [7] Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры. п/р. У. Тсанга. М.: Радио и связь. 1990. 320 с.
- [8] D u t t a N., W i l s o n R., W i l t D. e. a. // AT T Techn. J. 1985. V. 64. N 8. P. 1857-1884.
- [9] P o t z W., K o s e v a r P. // Phys. Rev. 1983. V. B28. N 12. P. 7040-7047.
- [10] Кумекоев С.Е., Перель В.И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 1. С. 346-356.
- [11] K e s l e r M.P., I p p e n E.P. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 22. P. 1765-1767.
- [12] T u c k e r R.S., K a m i n o v L.P. // J. Light-wave Techn. 1984. V. LT-2. N 4. P. 385-393.

Поступило в Редакцию  
14 сентября 1992 г.