

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ В $InGaAsP/InP$ РОС-ЛАЗЕРАХ С СИЛЬНОЙ РАССТРОЙКОЙ

К.Ю. К и ж а е в, Д.В. К у к с е н к о в,
В.И. К у ч и н с к и й, С.А. Н и к и ш и н,
Е.Л. П о р т н о й, В.Б. С м и р н и ц к и й

Теория „связанных волн“ Когельника и Шенка [1] предсказывает существование в лазерах с распределенной обратной связью (РОС) в общем случае двух мод с наимизшим пороговым усилением, симметричных в спектре относительно „брэгговской“ длины волны $\lambda_{РОС}$. Получение одночастотной генерации требует при этом введения Γ -полнительной спектральной селективности, достаточной для эфф-ктивного подавления одной из этих мод. В лазерах со сколотыми торцами селективность обеспечивается за счет различных фаз отражения от зеркал резонатора. Следует учитывать, что такая селективность является случайным фактором, поскольку контроль за положением зеркал резонатора относительно профиля дифракционной решетки при скальвании лазерных диодов затруднен. Конкуренция мод может быть получена также за счет разницы в усилении, обусловленной удалением брэгговской длины волны от максимума усиления активного слоя лазера $\lambda_{макс}$. Величину $\Delta\lambda = \lambda_{макс} - \lambda_{РОС}$ мы в дальнейшем будем называть расстройкой. Представляет интерес исследовать возможность получения РОС-лазеров с максимальной расстройкой. При этом величина расстройки ограничивается возникновением Фабри-Перо генерации вблизи $\lambda_{макс}$. Реализовать возможность получения сильной расстройки позволяют достигнутые в настоящее время параметры РОС-лазеров: $K=110-140 \text{ см}^{-1}$, $i_{пор} = 30-60 \text{ мА}$ [2].

В настоящей работе исследовались $InGaAsP/InP$ РОС-лазеры на спектральный диапазон 1.5–1.6 мкм. Важной отличительной особенностью исследуемых лазеров являлась малая толщина активной области $d_{акт.} \approx 700-800 \text{ \AA}$. Толщина волновода $d_{волн.}$ была выбрана вблизи отсечки для второй поперечной моды, а шаг дифракционной решетки „а“ рассчитывался таким образом, чтобы обеспечить генерацию гибридной моды [3] на коротковолновом склоне полосы усиления.

Из изготовленной по методике [2] структуры выкальвались лазерные диоды с длиной резонатора от 200 до 400 мкс. В исследованных образцах наблюдалась либо Фабри-Перо генерация в спектральном диапазоне 1.57–1.59 мкм, либо генерация РОС-линии в диапазоне 1.53–1.55 мкм. Порог генерации в непрерывном режиме при $T=297 \text{ К}$ составлял 40–90 мА.

На рис. 1 представлен спектр излучения одного из образцов вблизи порога для РОС-генерации. Как видно из рис. 1, расстройка для данного лазера составляет $\sim 20 \text{ нм}$. Несмотря на то что РОС-линия расположена на коротковолновом спаде кривой усиления, трех-

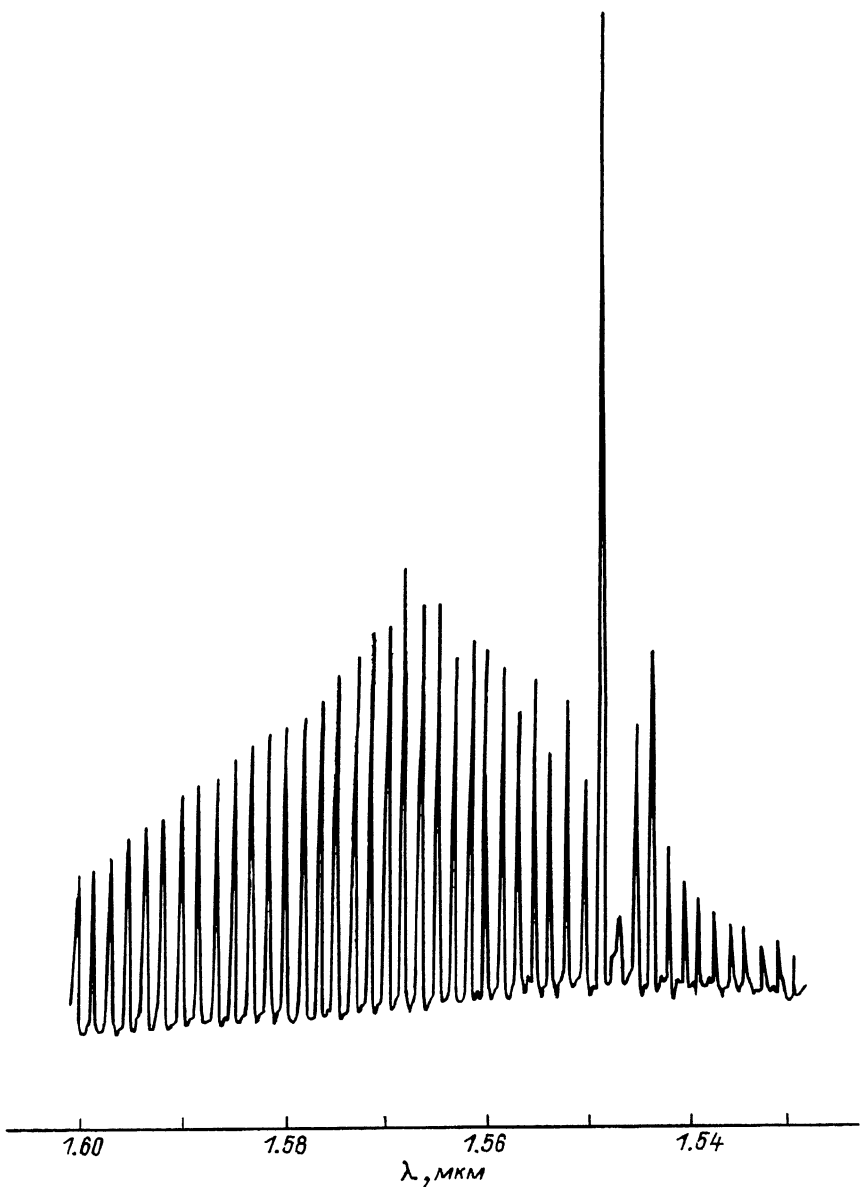


Рис. 1. Спектр излучения РОС-лазера на пороге генерации.

кратное превышение тока накачки над порогом не приводило к срыву одночастотного режима генерации.

Важной характеристикой РОС-лазера с сильной расстройкой является дефицит усиления на брэгговской длине волны: $\Delta G = G(\lambda_{\text{макс}}) - G(\lambda_{\text{РОС}})$. С целью его определения для нескольких образцов был произведен расчет кривых усиления по методу Хакки и Паоли [4]. Согласно [4], полное усиление G в активном слое (за вычетом потерь) может быть выражено через отношение амплитуды поля в максимуме и минимуме спектральной линии:

$$G = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{r+1}{r-1} \right), \quad r = \sqrt{\frac{I_{\text{макс}}}{I_{\text{мин}}}}, \quad (1)$$

где L – длина резонатора, I – интенсивность.

Расчет проводился по спектрам спонтанного излучения в непрерывном режиме, для нескольких значений тока накачки существенно ниже порога генерации. При этом предполагалось, что искажения, вносимые дифракционной решеткой, проявляются лишь в узкой спектральной области вблизи брэгговской длины волны. Влияние же распределенных потерь неявно учтено в левой части соотношения (1). Сдвиг максимума кривой усиления с ростом концентрации считался линейным. Положение максимума на пороге генерации находилось с помощью экстраполяции ряда полученных значений $\lambda_{\text{макс}}$ до пороговой величины тока накачки. Форма кривой усиления в пределах погрешности измерений от величин концентрации и тока не зависела.

В результате расчета были получены следующие данные. Максимальная расстройка на пороге генерации в исследованных лазерах составила 30 нм. Соответствующий дефицит усиления для РОС-моды равен 35 см^{-1} . Следует еще раз подчеркнуть особенности структуры, которые делают возможной низкопороговую РОС-генерацию с таким значительным дефицитом усиления. Во-первых, гибридная мода сильнее, чем нулевая, взаимодействует с дифракционной решеткой на поверхности волновода, что позволяет увеличить коэффициент обратной связи „к“. Увеличение „к“ снижает потери и пороговое усиление для РОС-линий. Во-вторых, наличие в структуре тонкого активного слоя позволяет эффективно подавлять моды Фабри-Перо. Известно, что в РО ДГС-лазерах с тонкой активной областью порог генерации Фабри-Перо имеет резкую зависимость от длины резонатора за счет малого значения коэффициента оптического ограничения [5]. В то же время для РОС-лазера эта зависимость является значительно более плавной [6]. Сочетание этих факторов приводит к росту вероятности возникновения РОС-генерации в лазере с более коротким резонатором. Гистограмма рис. 2 демонстрирует зависимость от длины резонатора доли образцов с РОС-генерацией среди общего числа сколотых лазеров.

Пороговые и спектральные характеристики исследовались также при накачке лазерных диодов импульсами тока малой длительности ($\tau_n = 800 \text{ пс} - 2.5 \text{ нс}$). Несмотря на значительное возрастание

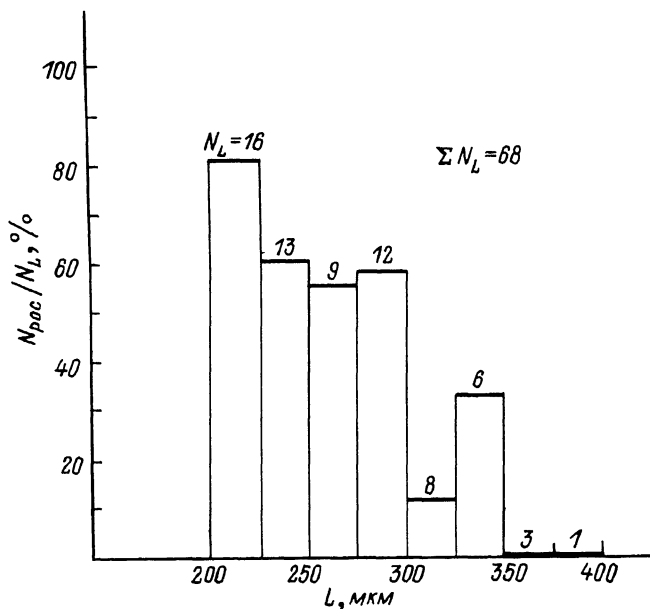


Рис. 2. Гистограмма доли образцов с РОС-генерацией среди общего числа сколотых лазеров данной длины.

порога генерации (в три раза при $\tau_H = 800$ пс), одночастотная генерация в РОС-лазерах сохранилась. Длительность светового импульса составляла при этом 500 пс. Интересным представляется тот факт, что в некоторых образцах, демонстрировавших в непрерывном режиме и при накачке 100 нс импульсом Фабри-Перо генерацию, при накачке импульсами малой длительности в спектре генерации преобладала более коротковолновая РОС-мода излучения (рис. 3). На рис. 3 заметно уширение линий генерации, вызванное их динамическим сдвигом в течение импульса накачки. Измеренная величина сдвига составила ~ 5 Å. Учитывая, что $\Delta\lambda_{\text{РОС}} = \alpha \cdot \Delta N_{\text{эф}}$, $n_{\text{акт.}} = \frac{\Delta \lambda_{\text{волн.}}}{\delta \cdot \Delta n_{\text{акт.}}} \cdot \Delta N_{\text{эф}}$, где δ - параметр, соответствующее изменение эффективного показателя преломления составит $\Delta N_{\text{эф}} \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$, а показателя преломления материала активного слоя $\Delta n_{\text{акт.}} = 1.1 \cdot 10^{-2}$. Считая коэффициент пропорциональности между изменением концентрации носителей и показателями преломления равным $\frac{\Delta n_{\text{акт.}}}{\Delta n} = 1.2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3$ [7], получим для модуляции концентрации значение

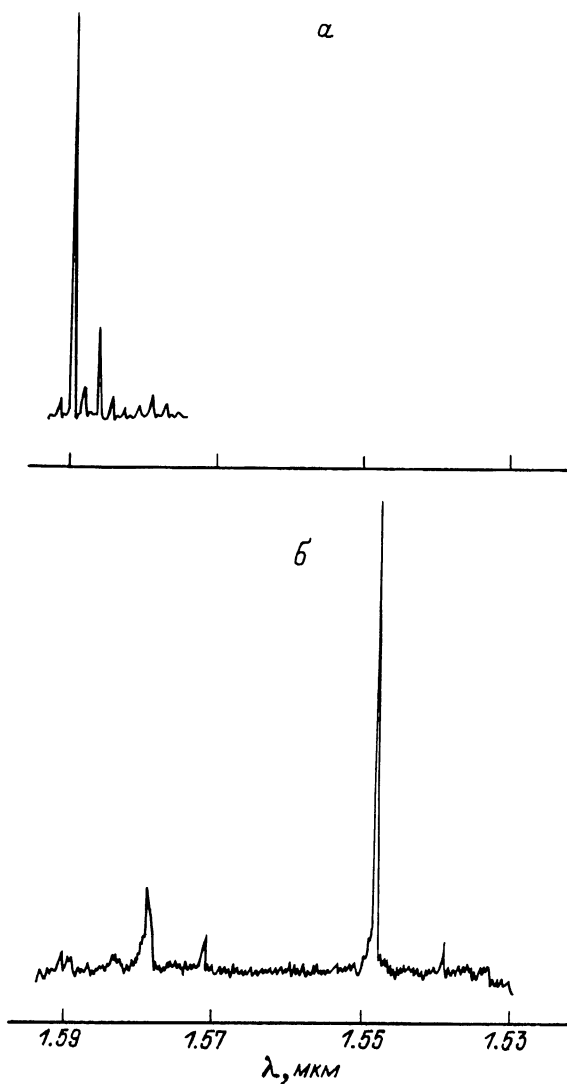


Рис. 3. Спектры генерации при накачке лазера импульсами тока различной длительности: а - $\tau_H=100$ нс, $I_H=100$ мА; б - $\tau_H=0.8$ нс, $I_H=300$ мА.

$\Delta n = 0.92 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Используя величину $\frac{\Delta \lambda_{\text{макс}}}{\Delta n} = 1.2 \cdot 10^{-16} \text{ \AA} \cdot \text{см}^3$,

полученную при измерении кривых усиления, получим для сдвига максимума в коротковолновую область $\Delta \lambda_{\text{макс}} \approx 110 \text{ \AA}$.

Приведенный расчет показывает, что динамический сдвиг полосы усиления в значительной степени компенсирует большую расстройку, чем и вызывается эффект „переключения“ линий генерации. Определенное влияние на конкуренцию мод может оказать также уширение полосы усиления, вызванное разогревом активной области в течение импульса.

Как показали недавние исследования, расстройка в коротковолновую сторону ($\Delta \lambda > 0$) предпочтительна в РОС-лазерах с точки зрения получения минимальной спектральной ширины линии генерации. По данным работы [8], при $\Delta \lambda = 10 \text{ нм}$ радиочастотная ширина линии оказывается вдвое меньше, чем в случае $\Delta \lambda = 0$.

Таким образом, в настоящей работе сообщается о получении и исследовании InGaAsP/InP РОС-лазеров с максимальной коротковолновой расстройкой $\sim 30 \text{ нм}$. Высокий коэффициент обратной связи, малая ширина линии генерации и устойчивость одночастотного режима позволяют считать такие лазеры перспективными источниками излучения систем сверхдальней и сверхбыстрой передачи информации.

Л и т е р а т у р а

- [1] K o g e l n i k H., S h a n k C.V. - J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 5, p. 2327-2335.
- [2] А л ф е р о в Ж.И., К и ж а е в К.Ю., К у к с е н к о в Д.В., К у ч и н с к и й В.И., Н и к и ш и н С.А., П о р т н о й Е.Л., С м и р н и ц к и й В.Б. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 9, с. 513-517.
- [3] А л ф е р о в Ж.И., Г у р е в и ч С.А., К л е п и к о в а Н.В., К у ч и н с к и й В.И., М и з е р о в М.Н., П о р т н о й Е.Л. - Письма в ЖТФ, 1975, т. 1 № 14, с. 645-661.
- [4] H a k k i B.W., P a o l i T.L. - J. Appl. Phys., 1975, v. 46, N 3, p. 1299-1306.
- [5] Е в и т и х и е в В.П., Ч у д и н о в А.В., Г а р б у з о в Д.З., С о к о л о в а З.Н., Т а р а с о в И.С., Х а л ф и н В.Б., Ч а л ы й В.П. - ФТП, 1985, т. 19, № 8, с. 1420-1423.
- [6] W a k a o K., K i h a v a K., T a u a h a s h i T., S u d o H., K u s u n o k i T., T a b u c h i H., I s h i k a w a H., I s o z u m i S., Y a m o k o s h i S., I m a i H. - Electr. Lett., 1985, v. 21, N 8, p. 321-322.
- [7] K i s h i n o K., A o k i S., S u e m a t s u Y. - IEEE J. Quant. Electron., 1982, v. QE-18, N 3, p. 343-351.

[8] O g i t a S., Y a n o M., I s h i k a w a H.,
I m a i H. - *Electr. Lett.*, 1987, v. 23, N 8,
p. 393-394.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

УСИЛЕНИЕ ГЕНЕРИРУЕМЫХ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ УПРУГИХ ВОЛН ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В КРИСТАЛЛЕ С КЛАСТЕРАМИ ДЕФЕКТОВ

Ю.А. С е м и н, В.Д. С к у п о в, Д.И. Т е т е л ь б а у м

Как показано в [1], один из каналов структурных превращений в кристаллах при ионном облучении - взаимодействие упругих волн (УВ), возбуждаемых ионным пучком, с дефектами решетки, в частности с примесно-дефектными кластерами и дислокациями. Однако в кристаллах с высокой концентрацией структурных нарушений (например, в мелкодисперсных поликристаллах, сильно деформированных материалах и т. п.) могут происходить специфические явления, неучтенные в модели [1].

В данном сообщении предлагается новый механизм взаимодействия УВ с дефектами типа кластеров, благодаря которому снижается ослабление волн с расстоянием, и более эффективно протекает процесс перестройки в подсистеме дефектов кристалла.

Рассмотрим ситуацию, когда падающий ион возбуждает в кристалле сферическую упругую волну, поле давлений в которой без учета диссипации можно аппроксимировать выражением [1]:

$$P = \begin{cases} \frac{P_0 R_0}{R}, & -\frac{\tau_0}{2} \leq t - \frac{R}{c} \leq \frac{\tau_0}{2} \\ 0, & t - \frac{R}{c} > \frac{\tau_0}{2}, \quad t - \frac{R}{c} < \left(-\frac{\tau_0}{2}\right), \end{cases} \quad (1)$$

где P_0 и R_0 - начальная амплитуда и начальный радиус области возбуждения волны соответственно; τ_0 - длительность импульса, R - расстояние от центра сферы, c - скорость звука. Если волна монохроматическая (с круговой частотой ω) и ее амплитуда с учетом диссипации спадает как $\frac{1}{R} \exp(-\alpha\omega R)$ [2], то путем преобразований Фурье легко показать, что поле давлений описывается соотношением: