

## ДИНАМИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*В.Ф.Литвинов, В.И.Молочев, В.Н.Морозов,  
В.В.Никитин, А.С.Семенов*

Проводилось исследование динамики излучения одномодового инжекционного ПКГ при низких температурах. Экспериментально наблюдалась динамическая неустойчивость монохроматического режима генерации, связанная с когерентным характером взаимодействия излучения со средой в сильных полях.

При исследовании уравнений одномодового квантового генератора с однородно уширенной линией излучения было найдено, что при опреде-

ленных условиях стационарный монохроматический режим генерации оказывается неустойчивым [1, 2]. Физический смысл такой неустойчивости связан с периодическими осцилляциями активных частиц с верхнего уровня на нижний и обратно в поле сильной электромагнитной волны. Неустойчивость существует лишь при выполнении необходимого условия, которое заключается в том, что ширина линии пропускания резонатора должна быть больше ширины линии излучения активного вещества. Достаточное условие требует превышения мощности накачки над некоторым критическим значением, зависящим от отношения этих ширин.

Для оптических квантовых генераторов на твердом теле неустойчивость, открытую в [1, 2], по-видимому, легче всего наблюдать в полупроводниковых лазерах, у которых в силу большого коэффициента усиления длина резонатора измеряется сотнями или десятками микрон и тем самым можно выполнить условия, при которых полоса пропускания резонатора больше ширины линии излучения.

В [3] показано, что система уравнений для поляризации поля в полупроводниковых лазерах формально аналогична системе уравнений для двухуровневых систем с неоднородно уширенной линией излучения, где "неоднородное" уширение определяется функцией распределения и плотностью энергетических состояний электронов.

Целью работы являлось исследование динамики одномодового полупроводникового лазера в условиях, близких к требованиям [1].

Для получения максимально узкой линии излучения эксперименты проводились при температуре жидкого гелия.

Использовались одноканальные лазерные диоды из арсенида галлия с шириной активной области  $5 + 10$  мкм [4] и длиной резонатора  $100 + 400$  мкм. Пороговые плотности тока диодов составляли при гелиевой температуре  $0,5 + 2$  ка/см<sup>2</sup>. Длительность импульсов тока инжекции составляла  $30 + 40$  нсек при времени нарастания и спада импульса  $\sim 5$  нсек.

Излучение лазера с одной стороны резонатора регистрировалось с помощью сканирующего электронно-оптического преобразователя типа ФЭР-2м, а с другой стороны – проходило через внешний эталон Фабри – Перо и попадало на быстродействующий фотозлектронный умножитель, сигнал с которого подавался на осциллограф 6ЛОР-02м. Таким образом, можно было одновременно наблюдать и динамическую и спектральную картины генерации.

Измерение температурного нагрева активной области лазера по методике, описанной в работе [5], показало, что даже при  $10 + 20$  кратном превышении порога генерации увеличение температуры активной области не превышало  $1^\circ\text{K}$ .

Исследование амплитудно-временной структуры импульсов излучения диодов показало, что при накачках  $\beta = \frac{I}{I_{\text{пор}}} < \beta_{\text{кр}}$  ( $I$  – амплитуда

тока инжекции,  $I_{\text{пор}}$  – пороговое значение тока) лазеры работают в стационарном (беспичковом) режиме генерации. При достижении определенного уровня возбуждения ( $\beta = \beta_{\text{кр}}$ ) картина генерации меняется – лазер начинает генерировать короткие регулярные импульсы света (рисунок) с большой глубиной модуляции.

Хронограмма излучения лазера, сфотографированная с экрана ЭОП, при  $\beta = \beta_{кр}$ . Длительность развертки 3 нсек

Период пульсаций на пороге их возникновения составляет для разных диодов  $150 + 300$  нсек. При увеличении накачки период уменьшается. Длительность пульсаций, измеренная с помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР-2м, определялась величиной временного разрушения прибора и составляла примерно 50 нсек.

Теоретические расчеты, проведенные для двухуровневой системы [6], дают следующее выражение для периода пичков (при  $\beta = \beta_{кр}$ ):

$$T = 2\sqrt{c} \sqrt{\frac{T_1 T_2}{\beta_{кр} - 1}}, \quad (1)$$

где  $c$  — параметр статистического предельного цикла,  $T_2$ ,  $T_1$  — времена релаксаций недиагональных и диагональных элементов матрицы

плотности. Поскольку  $\beta_{кр} = \frac{T_2}{\tau_p} \gg 1$ ,  $\tau_p$  — время жизни фотонов

в резонаторе, то  $T = 2\sqrt{c T_1 \tau_p}$ . Хотя выражение для периода пульсаций и условие неустойчивости получено для двухуровневой системы, можно ожидать, что они останутся справедливыми и для полупроводникового лазера, если под  $T_2$  понимать время потери когерентности, обусловленное всеми видами столкновений.

Время  $\tau_p$  можно определить из формулы:  $\tau_p = \left\{ v \left( \frac{\ln(1/R)}{L} + \alpha \right) \right\}^{-1}$ ,

где  $v$  — скорость света в среде,  $R$  — коэффициент отражения,  $L$  — длина резонатора,  $\alpha$  — коэффициент нерезонансных внутренних потерь. При  $R = 0,32$ ,  $L = 200$  мкм,  $\alpha = 20$  см<sup>-1</sup>, времени спонтанной рекомбинации носителей  $T_1 = 10^{-9}$  сек и  $c \approx 9$  период пульсаций  $T \approx 2,4 \cdot 10^{-10}$  сек, что хорошо согласуется с экспериментально полученным значением. Величина  $\beta_{кр}$  меньше у более длинных диодов и с увеличением температуры понижается из-за сокращения времени  $T_2$ . Эти факты хорошо согласуются с определением  $\beta_{кр} = T_2 / \tau_p$ . При дальнейшем повышении температуры динамическая неустойчивость пропадает.

Из выражения (1) можно оценить значение времени  $T_2$ , которое для наших условий эксперимента оказалось равным  $2 + 4 \cdot 10^{-11}$  сек, что находится в удовлетворительном согласии со значением времен столкновений электронов для полупроводников данного типа.

Исследования спектральных характеристик проводилось с помощью эталона Фабри – Перо и спектрометра с разрешением  $0,5 \text{ \AA}$ . Установлено, что излучение исследованных полупроводниковых лазеров оставалось одномодовым во всем диапазоне использовавшихся накачек. При возникновении пульсаций интенсивности наблюдалось уширение линии излучения. Полуширина спектра излучения оценивалась с помощью эталона с базой  $5 \text{ мм}$ . При возникновении пульсаций наблюдалось уменьшение глубины модуляции пиков пропускания эталона и при дальнейшем увеличении накачки они полностью "заплывали". Оценка длительности импульса излучения по ширине области дисперсии эталона дает:  $\tau \approx 3 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$ . Из теоретических расчетов следует, что  $\tau \approx T/c \approx 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$ , что согласуется со значением, полученным с помощью эталона Фабри – Перо.

Мощность излучения диодов росла линейно с ростом накачки. Плотность мощности излучения при скважности пичков  $\sim 10$  составляла  $\sim 5 \cdot 10^6 \text{ вт/см}^2$ .

Полученные результаты являются экспериментальным подтверждением существования динамической неустойчивости одномодовых лазеров, связанной с эффектом когерентного взаимодействия поля излучения с активным веществом. Развитие описанного метода позволит определить характеристики времен внутризонной релаксации носителей и изучить форму линии усиления полупроводниковых лазеров при различных температурах.

В заключение авторы выражают благодарность И.А.Полуэктову за полезное обсуждение результатов работы.

Физический институт  
им. Н.П.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
5 мая 1974 г.

## Литература

- [1] А.Н.Ораевский. Радиотехника и электроника, **4**, 712, 1959.
- [1] А.С.Гуртовник. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, **1**, 83, 1958.
- [3] И.А.Полуэктов, Ю.М.Попов. Письма в ЖЭТФ, **9**, 542, 1969.
- [4] Н.П.Иванов, А.И.Красильников, В.Ф.Литвинов, В.И.Молочев, В.В.Никитин, А.С.Семенов. Квантовая электроника, №6(18), стр. 117, 1973.
- [5] Ю.А.Быковский, В.Л.Величанский, И.Г.Гончаров, В.А.Маслов. ФТП, **5**, 498, 1971.
- [6] Н.Г.Басов, В.Н.Морозов, А.Н.Ораевский. Квантовая электроника. (в печати), 1974 г.