

и сжимающие более 500 МПа. Это открывает возможности их широкого практического применения. Впервые полученная экспериментально полная петля ММГ при одноосном сжатии — растяжении образца способствует более полному изучению механострикционных процессов в магнетике и проверке существующих теоретических предпосылок.

## Литература

- [1] Белов К. П. Редкоземельные магнетики и их применение. М.: Наука, 1980, с. 239.
- [2] Новиков Б. Ф., Долгих Е. В. ЖТФ, 1983, т. 53, № 11, с. 1877—1879.
- [3] Новиков В. Ф., Долгих Е. В. А. с. 853434. — Оpubл. в Б. И., 1981, № 29.
- [4] Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. М.; Л.: ГИТТЛ, 1948, с. 816.

Тюменский индустриальный институт  
им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию  
8 апреля 1987 г.

УДК 621.386.2

Журнал технической физики, т. 58, в. 7, 1988

## ВЛИЯНИЕ ДЕГРАДАЦИИ НА ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОЧАСТОТНЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА GaAlAs

Н. Б. Корнилова, В. Н. Морозов, Р. Ф. Набиев, Ю. М. Попов, В. Р. Шидловский

В настоящее время большой интерес уделяется изучению влияния времени наработки на различные характеристики инжекционных лазеров, в том числе и шумовые. В данной работе приводятся результаты исследования влияния деградации на флуктуации мощности и фазы одночастотных инжекционных лазеров на двойной гетероструктуре GaAlAs с подложкой в форме террасы [1].

Экспериментальная установка позволяла одновременно измерять спектральную плотность флуктуаций мощности в диапазоне частот 400 Гц—1 ГГц с помощью  $p-i-n$  фотодиода, селективного микровольметра и спектра-анализатора СК4-58, а также ширину и форму линии генерации с помощью сканирующих конфокальных интерферометров Фабри—Перо (СКИФП) с областью свободной дисперсии 500 МГц и 7.5 ГГц соответственно. Время наработки лазеров составляло 300—400 ч и определялось наблюдением изменения шумовых характеристик при сохранении одночастотного режима генерации с относительной мощностью боковых продольных мод в спектре не более 5 %.

На рис. 1 представлены ватт-амперные характеристики (а) и зависимости спектральной плотности флуктуаций мощности (б) на частоте 1 ГГц в полосе 120 кГц от тока накачки (нагрузочное сопротивление фотоприемника  $R=50$  Ом) для лазеров до (1) и после (2) наработки. Видно, что происходит существенное увеличение уровня шума на частоте 1 ГГц; при этом измеренные на частотах менее 50 МГц значения спектральной плотности флуктуаций при одинаковых значениях мощности изменялись не более чем на 10 % до и после 400 ч работы лазеров с помощью излучения 4 мВт с грани.

На рис. 2 представлена форма линии генерации (два порядка СКИФП с областью свободной дисперсии 7.5 ГГц) при мощности лазеров 3 мВт с грани до (а) и после (б) наработки. Видно, что происходит существенное увеличение мощности релаксационных боковых лепестков [2, 3], связанное с увеличением спектральной плотности флуктуаций мощности в резонансе. При этом ширина линии изменяется весьма незначительно (от 80 до 90 МГц до и после наработки). При этом практически не наблюдается изменения значения резонансной частоты.

Таким образом, на начальном этапе деградации в GaAlAs лазерах наблюдается только увеличение уровня шума в резонансном релаксационном максимуме без изменения шумовых

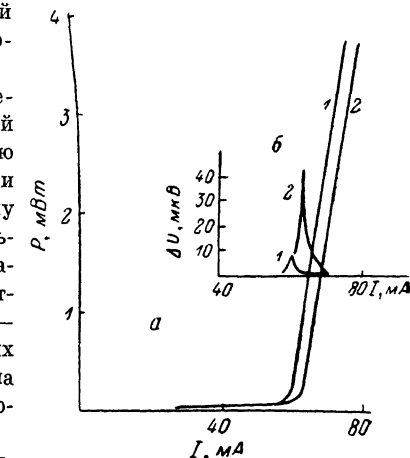


Рис. 1.

характеристик на других частотах и ширины линии генерации. Увеличение шума в резонансном максимуме приводит к сильному увеличению мощности резонансных боковых лепестков в форме линии; при сохранении одночастотного режима с относительной мощностью боковых продольных мод не более 5 % мощность этих резонансных максимумов составляет  $\approx 50\%$  от мощности оптической несущей.

Известно, что наиболее вероятной причиной деградации GaAlAs лазеров является появление различного рода дислокаций в активной области и их рост в процессе наработки [4].

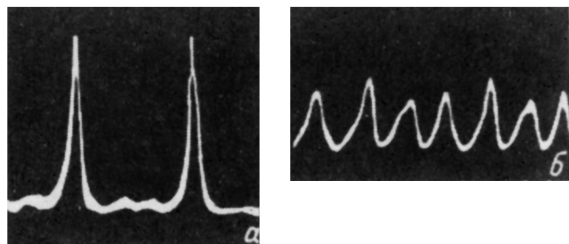


Рис. 2.

Дислокации являются центрами безызлучательной рекомбинации с малым по сравнению со спонтанным временем жизни носителей. Вокруг этих дислокаций образуются поглощающие области, возникновение которых в свою очередь может привести к нестационарному режиму генерации (пульсациям) лазера [5-8]; именно таким образом качественно объясняется появление ВЧ пульсаций после продолжительной (более 1000 ч) наработки GaAlAs лазеров [9]. Однако частота пульсаций при этом существенно ниже, чем собственная резонансная частота релаксационных осцилляций, а спектральная плотность флуктуаций мощности пульсирующих лазеров существенно больше, чем для работающих в стационарном режиме, на всех частотах.

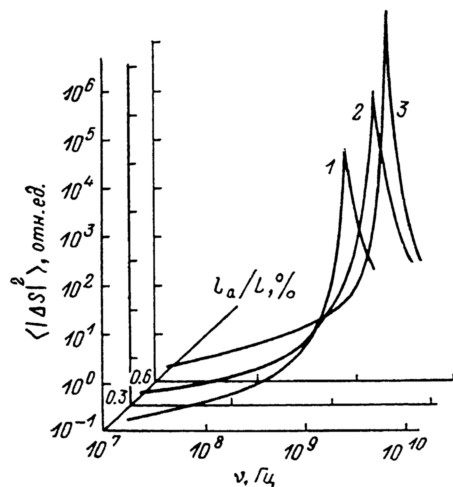


Рис. 3.

носителей в «активной» (усиливающей) части резонатора, (3) — в «деградировавшей» (поглощающей) части. В уравнениях (1)–(3)  $S$  — плотность фотонов в резонаторе;  $N, N_1$  — концентрации носителей;  $G, G_D$  — скорости накачки;  $g(N), \alpha(N_1)$  — коэффициенты усиления и поглощения;  $\tau_\phi$  — время жизни фотонов;  $\tau_{сп}$  — спонтанное время жизни;  $\beta$  — коэффициент спонтанного фона в моду;  $\tau_D$  — время жизни носителей на дислокациях;  $\alpha_D = \alpha(l_D/l_a)$ , где  $l_D, l_a$  — длины пассивной и усиливающей частей лазера. При расчетах мы использовали следующие значения параметров:  $\tau_\phi = 1$  пс,  $\tau_{сп} = 2$  нс,  $\tau_D = 0.1$  нс,  $\partial g/\partial N = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\partial \alpha/\partial N = 3 (\partial g/\partial N)$ ,  $\beta = 10^{-5}$ ,  $g = 1/\tau_\phi + (\partial g/\partial N)(N - N_{п})$ ,  $N_{п} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (пороговая концентрация носителей),  $\alpha = (\partial \alpha/\partial N)(N_0 - N_1)$ ,  $N_0 = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (концентрация, соответствующая просветлению поглощающих областей). Нахождение величины спектральной плотности флуктуаций проводилось стандартным методом линеаризации уравнений (1)–(3). На рис. 3 представлены рассчитанные спектральные зависимости флуктуаций мощности при 30 %-ном превышении

Для оценок мы пользовались предложенными в [9] уравнениями для инжекционных лазеров с поглощающими областями, добавив к ним ланжевеновские шумовые источники [2, 3]

$$\frac{dS}{dt} = \left( g(N) - \frac{1}{\tau_\phi} \right) S + \beta \frac{N}{\tau_{сп}} - \alpha_D(N_1) S + F_p(t), \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = G - \frac{N}{\tau_{сп}} - g(N) S + F_e(t), \quad (2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = G_D - \frac{N_1}{\tau_D} + \alpha(N_1) S. \quad (3)$$

Уравнение (1) описывает зависимость плотности фотонов от времени, (2) — динамику

тока накачки над порогом генерации для  $l_b/l_a=0$  (1),  $3 \cdot 10^{-3}$  (2) и  $6 \cdot 10^{-3}$  (3). Видно, что происходит весьма существенное увеличение уровня шума в максимуме (при  $l_b/l_a=6 \cdot 10^{-3}$  он возрастает в 30 раз); при этом увеличение уровня шума на низких частотах составляет 10 % при  $l_b/l_a=6 \cdot 10^{-3}$  и 1 % при  $l_b/l_a=3 \cdot 10^{-3}$ . Ширина пика изменяется не более чем на 20 %, а положение релаксационного максимума меняется на 20 МГц. Рассчитанные из стационарного варианта уравнений (1)–(3) значения порогового тока увеличились на 2 % при  $l_w/l_p=6 \cdot 10^{-3}$  и на 1 % при  $l_w/l_p=3 \cdot 10^{-3}$ , а значение дифференциальной эффективности не изменилось вообще.

Таким образом, показано, что изменение шумовых характеристик одночастотных инжекционных GaAlAs лазеров в процессе работы начинается с увеличения уровня шума в релаксационном максимуме без изменения уровня шума на других частотах и ширины линии генерации. При этом практически не наблюдается деградации в мощностных характеристиках и спектре излучения остается одночастотным. Из проведенных оценок следует, что для существенного проявления этого эффекта достаточно, чтобы отношение объемов активной и деградировавшей областей составило  $3 \cdot 10^{-3}$ . По поведению релаксационного максимума в спектре амплитудных флуктуаций можно прогнозировать деградацию модуляционных характеристик инжекционных лазеров.

В заключение авторы выражают благодарность П. Г. Елисееву за ценные критические замечания и внимание к работе.

### Литература

- [1] Борошнев А. В., Горшкова О. А., Кобякова М. Ш. и др. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 3, с. 132–135.
- [2] Vahala K., Yariv A. IEEE J. Quant. Electron., 1983, v. QE-19, N 6, p. 1096–1113.
- [3] Henry C. H. IEEE J. Quant. Electron., 1983, v. QE-19, N 9, p. 1391–1397.
- [4] Елисеев П. Г., Завестовская И. Н., Полуэктов И. А., Попов Ю. М. В сб.: Инжекционные лазеры. Тр. ФИАН. М.: Наука, 1983, т. 141, с. 154.
- [5] Conda S. I., Mukai S. IEEE J. Quant. Electron., 1975, v. QE-11, N 7 (2), p. 545–550.
- [6] Paoli T. L. IEEE J. Quant. Electron., 1977, v. QE-13, p. 351–359.
- [7] Hartman R. L., Logan R. A., Merrit F. R. J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 3, p. 1560–1573.
- [8] Dixon R. W., Joice W. B. IEEE J. Quant. Electron., 1979, v. QE-15, N 6, p. 470–474.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
10 апреля 1987 г.

## АКУСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В. И. Демидов, С. К. Рытенков, В. Н. Скребов

В литературе широко обсуждался вопрос об акустической неустойчивости низкотемпературной плазмы во внешних полях, вызываемой переменным выделением джоулева тепла и эффектом Холла [1, 2]. Подробно изучено также возникновение звуковых волн в плазме при наличии колебательно-неравновесных молекул (молекулярных ионов) в результате колебаний скорости  $V-T$  процессов [3, 4]. В настоящей работе рассмотрено влияние на акустическую неустойчивость быстрых электронов с энергиями, много большими средних энергий электронов, возникающих в рекомбинирующей плазме инертных газов.

Эти электроны образуются в процессах с участием возбужденных (в основном метастабильных) атомов  $A^*$  типа

