

## САМОИНДУЦИРОВАННАЯ СВЕРХПРОЗРАЧНОСТЬ В ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРАХ МАЛЫХ РАЗМЕРОВ

*В. П. Страхов*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 декабря 2003 г.

Приводится спектр излучения инжекционного GaAs-лазера с четырехсторонним резонатором квадратного сечения размером  $13 \times 13$  мкм<sup>2</sup> при высоком уровне накачки. Выявлена аномально высокая дисперсия показателя преломления для коротковолновой моды ( $\tilde{n} > 7$ ) и исчезновение дисперсии для длинноволновой моды ( $\tilde{n} = 3.4$ ), что указывает, скорее всего, на появление щели в энергетическом спектре электронов на длине волны основной генерирующей моды. При этом вся длинноволновая часть спектра, в отличие от [1], излучается когерентно на одной частоте, вероятно, без поглощения.

PACS: 03.65.-w, 42.50.Ct, 42.50.Hz, 42.25.Bs, 43.25.+y

В настоящей работе исследуются инжекционные GaAs-лазеры с четырехсторонним резонатором квадратной формы размером  $13 \times 13$  мкм<sup>2</sup>, полученные сколом по плоскостям спайности из исходной пластины с *p-n*-переходом, выращенной жидкостной эпитаксией, толщиной 80 мкм. Для наглядности можно представить, что на сечении человеческого волоса можно разместить около 30 таких лазеров. Это самый маленький лазер из всех существующих в мире.

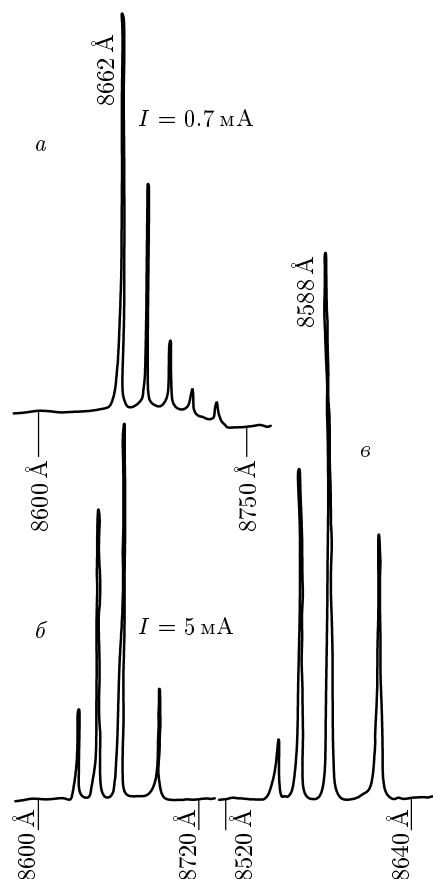
Что важно, оптическая длина такого резонатора  $L < 37$  мкм, а время пролета фотона в таком резонаторе  $t < 5 \cdot 10^{-13}$  с, что меньше характерного времени  $T_2$  тепловой релаксации в полупроводнике при 77 К. Это позволяет узнать совершенно новые особенности работы инжекционных лазеров.

На рисунке *a* представлен спектр излучения такого лазера на пороге генерации  $I_{th} = 0.7$  мА. Сразу на пороге возникает генерация на всех эквидистантных аксиальных модах всей длинноволновой части полосы усиления лазера. Расстояние между модами  $\Delta\lambda \approx 21$  Å, что соответствует длине резонатора  $L = 37$  мкм и определяется соотношением

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2L\tilde{n}}, \quad (1)$$

где

$$\tilde{n} = n_0 - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$$



— эффективный показатель преломления, учитывающий дисперсию ( $n_0$  — показатель преломления чистого материала). Оценки спектра дают величину  $\tilde{n} = 5.156$ , что согласуется с работами других исследователей для различных материалов [2–4].

Как указывалось ранее [1], эффект сохраняется до двух-трехкратного превышения порога  $I_{th}$ , а далее происходит, как правило, разрушение. Ни тепловой, ни оптический механизмы разрушения не действуют. В последнее время очень активно развивается лазерная оптоакустика. Фотовозбуждение импульсов гиперзвука в полупроводниках и волноводах достаточно интенсивно изучается различными группами исследователей [5–8]. Еще раньше [9, 10] автором были зафиксированы избыточные напряжения в мощных инжекционных ПКГ, работающих в непрерывном режиме [11]. При этом рассматривалась возможность генерации гиперзвука, приводящая к постепенной деградации таких лазеров при высоких плотностях накачки. Трудности монтажа лазеров сверхмалых размеров очевидны. Использовался держатель с пружинным контактом. Очень трудно установить кристалл строго соосно. При площади  $S \approx 10^{-6}$  см<sup>2</sup> усилие в один грамм приводит к давлениям на кристалл в тысячу атмосфер. Поэтому возникающие при работе лазера выше порога акустические возмущения просто выталкивают его из прижимного держателя или раздавливают.

Однако некоторые кристаллы, наиболее удачно смонтированные, продолжали работать до более чем десятикратного превышения  $I_{th}$ .

На рисунке *б* представлен спектр такого лазера при семикратном превышении  $I_{th}$ . Доминирующая мода  $\lambda = 8662$  Å присутствует в спектрах при всех токах, что указывает на отсутствие разогрева. В то же время очевидно различие спектров.

Здесь вряд ли уместно говорить об однородном уширении полосы усиления. В работе [12] показано, что если переходы электронов между зонами происходят за времена меньше времени взаимодействия с фононами, то кинетические уравнения для электронов должны быть заменены на кинетические уравнения для квазичастиц. Физический смысл, отвечающий этой схеме, состоит в том, что прямые переходы насыщены и процессы излучения и поглощения квантов электромагнитного поля идут за счет не прямых переходов с испусканием акустических фононов.

В поле сильной электромагнитной волны [13, 14] в результате устанавливается новое стационарное состояние, в котором поглощение волны сильно умень-

шается за счет обратного перехода электронов под действием поля.

Из рисунка *б* и формулы (1) находим, что для центральной моды

$$\tilde{n} = n_0 - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \approx 5.15$$

(ошибка измерения линий около 5%). Для коротковолновой моды эффективный показатель преломления резко возрастает до  $\tilde{n} > 7$ , что указывает на возрастание дисперсии и поглощения.

Для длинноволновой моды  $\tilde{n} \approx 3.4$ , т. е. дисперсия показателя преломления полностью пропадает,

$$\lambda \frac{dn}{d\lambda} = 0,$$

и излучение распространяется без потерь, при этом все длинноволновое излучение на рисунке *а* строго сфазированно и когерентно и излучается на одной частоте.

Такое аномальное поведение дисперсии, скорее всего, указывает на формирование щели в энергетическом спектре электронов на длине волны доминирующей моды.

На рисунке *в* приведен спектр аналогичного лазера из другого, слабелегированного материала. Спектр сдвинут почти на 100 Å в коротковолновую часть. Как видно, он полностью идентичен рисунку *б*: те же моды, то же поведение дисперсии. Это указывает на фундаментальность поведения таких лазеров.

Автор выражает свою признательность А. Ф. Андreeву за проявленный интерес к работе, а также Ю. В. Копаеву и В. Ф. Елесину за полезные дискуссии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Страхов, ЖЭТФ **123**, 1276 (2003).
2. Н. Kogelnik and S. V. Shank, J. Appl. Phys. **43**, 2327 (1972).
3. J. Zoroofchi and J. K. Butler, J. Appl. Phys. **44**, 3697 (1973).
4. M. Nakamura et al., IEEE J. Quant. Electron. **11**, 436 (1975).
5. В. Э. Гусев, А. А. Карабутов, *Лазерная оптоакустика*, Наука, Москва (1991).
6. Н. В. Чигарев, Д. Ю. Парашук, Ю. С. Пан, В. Э. Гусев, ЖЭТФ **121**, 728 (2002).

7. Н. В. Чигарев, КЭ **32**, 844 (2002).
8. А. Е. Бирюков, М. Е. Сухарев, Е. М. Дианов, КЭ **32**, 765 (2002).
9. В. П. Страхов, в сб. *Тезисы IV Всесоюзной конф. по нелинейной акустике*, Ашхабад (1969).
10. В. П. Страхов, в сб. *Тезисы V Всесоюзной конф. по нелинейной оптике*, Кишинев (1970).
11. П. Г. Елисеев, В. П. Страхов, ЖТФ **40**, 1564 (1970).
12. В. М. Галицкий, В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **68**, 216 (1975).
13. В. Ф. Елесин, ФТТ **11**, 1820 (1969).
14. И. А. Полуэктов, Дисс. . . . докт. физ.-матем. наук, ФИАН (1981).