

А. С. ЛОГГИНОВ, В. В. КУРЫЛЕВ, В. И. ШВЕЙКИН
**О НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССАХ
 В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ ИЗ АРСЕНИДА
 ГАЛЛИЯ**

Как известно, одним из важных факторов, определяющих работу лазерного диода, является температура $p-n$ -перехода. Повышение температуры $p-n$ -перехода при пропускании тока ведет к ограничению импульсной мощности, препятствует непрерывному режиму генерации и изменяет длину волны излучения. Сравнивая характеристики нагревания различных лазерных диодов в зависимости от длительности и амплитуды приложенного импульса тока, можно оценивать преимущества конструкций лазеров и оптимальные режимы их использования.

Ранее температура $p-n$ -перехода определялась по смещению спектра излучения за счет разогрева $p-n$ -перехода [1], а также по моменту срыва когерентной генерации [2]. Последний способ использовал зависимость порогового тока от температуры ($I_{\text{пор}} = kT^3$).

Предлагаемый нами метод также основан на использовании этой зависимости, но позволяет измерять температуру $p-n$ -перехода лазерного диода в режиме когерентного и спонтанного излучения. При этом он более прост и эффективен.

Метод состоит в следующем. В диод задается пара импульсов тока. Период следования пар выбирается много большим времени тепловой релаксации лазерного диода. Сразу же за первым, рабочим импульсом, следует второй, измерительный импульс, имеющий малую (по сравнению с первым импульсом) длительность и независимо регулируемую амплитуду. Изменяя амплитуду второго импульса, можно найти для него порог генерации, по этому порогу, пользуясь зависимостью $I_{\text{пор}} = kT^3$, определить температуру $p-n$ -перехода. При увеличении времени задержки между рабочими и измерительными импульсами можно получить кривые охлаждения $p-n$ -перехода и тем самым определить время остывания лазерного диода, имеющее большое значение при работе диода с большими частотами повторения.

Измерения проводились на диодах, изготовленных из GaAs n -типа с концентрацией $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Исследовались два варианта конструктивного оформления полупроводниковых лазеров: в первом варианте (конструкция № 1) кристаллы с $p-n$ -переходом монтировались на обычном транзисторном держателе; во втором — в специальном вольфрамовом корпусе (конструкция № 2) [3]. При измерениях диоды погружались непосредственно в жидкий азот (77°K).

На рис. 1 и 2 приведены полученные зависимости температуры $p-n$ -перехода лазерных диодов обеих конструкций от длительности рабочего импульса при различных амплитудах тока. Из приведенных данных видно, что наиболее удачной конструкцией следует считать конструкцию № 2, так как в этом случае при одинаковых условиях повышение температуры $p-n$ -перехода происходит значительно более медленно. Следует также отметить резкое повышение температуры $p-n$ -перехода, начиная со 100°K , которое особенно заметно на рис. 1.

Как известно, количество тепла, выделяемого в лазерном диоде, определяется выражением [4]

$$Q = I^2 R + IV(1 - \eta), \quad (1)$$

где R — омическое сопротивление p и n — областей, I — ток через $p-n$ -переход, V — напряжение на $p-n$ -переходе, равное $1,5 \text{ в}$; η — внешняя квантовая эффективность перехода. Ясно, что резкое увеличение температуры $p-n$ -перехода при 100°K может быть обусловлено только резким уменьшением внешней квантовой эффективности. Уменьшение квантовой эффективности при увеличении температуры, по-видимому, вызывается увеличением вероятности процессов безызлучательной рекомбинации, что приводит к увеличению выделения тепла непосредственно в активной области $p-n$ -перехода. Это еще больше уменьшает квантовую эффективность лазерного диода. Существующая между этими процессами положительная обратная связь, по-видимому, и вызывает перегиб семейства кривых, определяющих температуру $p-n$ -перехода.

Значение температуры, при которой происходит резкое нарастание выделения тепла в $p-n$ -переходе, соответствует величине, приведенной в работе [5], где показано, что величина η до 100°K не зависит от температуры, а выше 100°K меняется как T^{-2} .

На рис. 1 область слева от кривой AB определяет рабочую область лазерного диода, область справа — область, в которой лазерный диод излучает спонтанно. Кривая AB определяет максимальную длительность рабочего импульса, при которой диод работает в режиме лазерного излучения, для различных токов. Экспериментально точки этой кривой можно получить, определяя момент срыва когерентного излучения

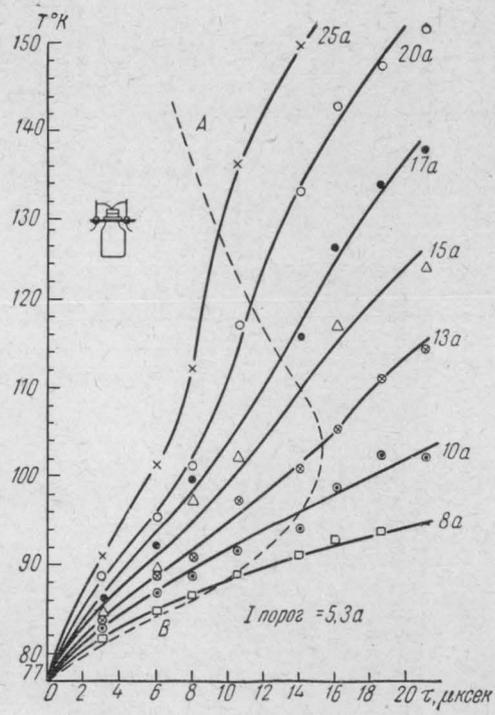


Рис. 1

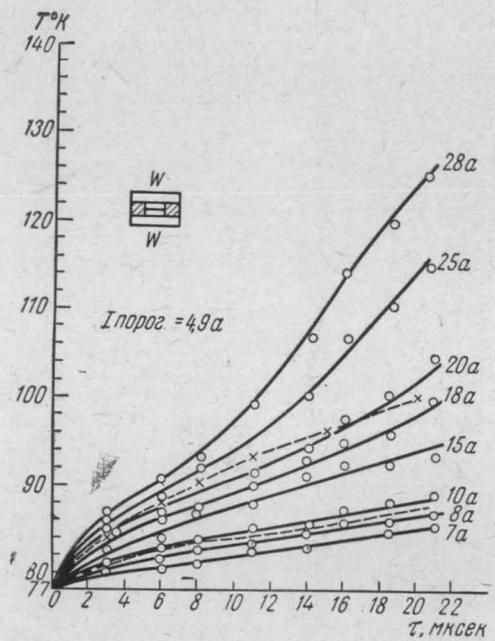


Рис. 2

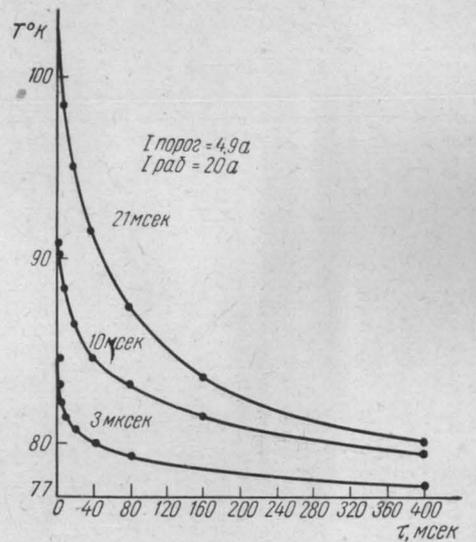


Рис. 3

лазерного диода при различных токах. Эти точки соответствуют той температуре, для которой значение рабочего тока является пороговым.

В ряде практических применений используют работу полупроводниковых лазеров при больших частотах повторения рабочих импульсов тока. В связи с этим важно определить максимальную частоту повторения импульсов определенной амплитуды и длительности, которая ограничивается временем тепловой релаксации данного типа лазерного диода.

На рис. 3 приведены кривые охлаждения $p-n$ -перехода после окончания действия импульса тока длительностью 3, 10 и 21 мксек и амплитудой 20 а.

С целью получения расчетных соотношений зависимости температуры $p-n$ -перехода при различных режимах работы было проведено теоретическое рассмотрение процессов нагрева $p-n$ -перехода лазерного диода конструкции № 2 при следующих предположениях: отвод тепла от диода производится только за счет теплопроводности контактных материалов и полупроводника; тепловое сопротивление вольфрамовых пластин пренебрежимо мало; теплопроводность и теплоемкость GaAs постоянны и не зависят от температуры. Последним предположением можно пользоваться в ограниченном интервале температур (в данном случае от 77 до 100° К, после которых, как указано выше, происходит резкое возрастание температуры $p-n$ -перехода). Далее полагаем, что нагревание $p-n$ -перехода происходит за счет джоулева тепла, выделяемого в областях p и n -типа, и за счет потерь энергии в $p-n$ -переходе. Считаем, что $p-n$ -переход расположен в середине диода и его толщина много меньше высоты диода.

Упрощенная задача при более грубых предположениях (теплоемкость и теплопроводность GaAs постоянны, сопротивление p - и n -областей равно нулю) была аналитически решена в работе [5]. В той же работе с применением электронно-вычислительной машины был проделан расчет с учетом нелинейной зависимости теплоемкости и теплопроводности от температуры и с учетом конечного сопротивления p - и n -областей. Результат численного решения не носит общего характера.

В настоящей работе на основании решения неоднородного одномерного уравнения теплопроводности при соответствующих граничных условиях в линейном приближении было получено аналитическое выражение зависимости температуры $p-n$ -перехода от длительности рабочего импульса при определенной амплитуде тока, имеющее следующий вид:

$$T(x, t) = T_0 + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{2}{l} \frac{jV(1-\eta)}{cd} \cdot \sin \frac{\pi m}{2} + \frac{2j^2(\rho_p + \rho_n)}{cd} \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{\pi m} (1 - \cos \pi m) \right\} \cdot \left[\left(\frac{l}{\pi m a} \right)^2 \cdot \sin \frac{\pi m}{l} \cdot (1 - e^{-\left(\frac{\pi m a}{l} \right)^2}) \right], \quad (2)$$

где l — высота диода, j — плотность тока через $p-n$ -переход, ρ_p и ρ_n — удельное сопротивление p - и n -областей соответственно, $a^2 = \frac{k}{cd}$ — коэффициент температуропроводности, d — плотность GaAs.

Для используемых в исследованиях диодов величины, входящие в выражение (2), имели следующие значения: $l = 3 \cdot 10^{-3}$ см, $s = 2 \cdot 10^{-3}$ см², $\rho_p \approx \rho_n = 3 \cdot 10^{-3}$ ом·см, $c = 1,05$ вт сек/°К·см³, $a^2 = 2,29$ см²/сек, $\eta = 20\%$. Полученные для этих величин из выражения (2) зависимости температуры $p-n$ -перехода от длительности рабочего импульса при амплитудах тока 10 и 20 а приведены пунктиром на рис. 2.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность К. Я. Сенаторову за ценные замечания и помощь при проведении работы, а также В. П. Дураеву за изготовление диодов.

ЛИТЕРАТУРА

- Engeler W. E., Garfinkel M. J. Appl. Phys., **34**, 2746, 1963.
- Konnerth K. Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs., **53**, 397, 1965.
- Engeler W. E., Garfinkel M. J. Appl. Phys., **35**, 1734, 1964.
- Burns G., Nathun M. Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs., **52**, 770, 1964.
- Engeler W., Garfinkel M. Solid—State Electronic., **8**, 585, 1965.

Поступила в редакцию
21. 10 1965 г.

Кафедра
физики колебаний