

Температурная зависимость порогового тока лазеров на квантовых ямах

© Н.Л. Баженов[¶], К.Д. Мынбаев, В.И. Иванов-Омский, В.А. Смирнов, В.П. Евтихийев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, А.С. Школьник, Г.Г. Зебря

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 29 ноября 2004 г. Принята к печати 14 декабря 2004 г.)

Экспериментально исследована температурная зависимость порогового тока в лазерных структурах на основе GaInAs в широком диапазоне температур, $4.2 \leq T \leq 290$ К. Показано, что во всем рассмотренном температурном интервале эта зависимость является монотонной. Получены теоретические выражения для пороговой концентрации носителей и показано, что она зависит от температуры линейно. Показано, что при низких температурах основной вклад в пороговый ток вносят процессы мономолекулярной рекомбинации (Шокли–Рида); при температурах $T > 77$ К пороговый ток определяется излучательной рекомбинацией; при более высоких температурах, близких к комнатной, вклад в пороговый ток вносят процессы оже-рекомбинации. При излучательной рекомбинации пороговый ток растет с температурой линейно, а при оже-рекомбинации приблизительно как T^3 .

1. Введение

Величина порогового тока полупроводниковых лазеров является важным параметром этих приборов. Известно, что при повышении температуры (T) пороговый ток в гетеролазерах, в частности в лазерах на квантовых ямах, возрастает. Для описания температурной зависимости пороговой плотности тока J_{th} в литературе часто используют следующее выражение:

$$J_{th} = A \exp(T/T_0), \quad (1)$$

где A и T_0 являются параметрами, причем T_0 имеет смысл характеристической температуры. Часто на зависимости $\ln J_{th}(T)$ выделяют несколько линейных участков, и тогда для каждого из них подбирают свое значение A и T_0 , т.е. A и T_0 сами зависят от температуры. Исследованию температурной зависимости пороговой плотности тока посвящено большое количество работ [1–7]. Однако в них достаточно подробно исследовано влияние температуры на пороговый ток лишь в узком диапазоне температур.

В настоящей работе экспериментально исследованы лазерные структуры на основе GaInAs в широком диапазоне температур, $4.2 \leq T \leq 290$ К, и показано, что в таких структурах во всем рассмотренном температурном интервале наблюдается монотонная зависимость пороговой плотности тока от температуры. Кроме того, проведен анализ влияния основных процессов рекомбинации носителей заряда на величину порогового тока в лазерах на квантовых ямах в исследованном диапазоне температур.

2. Эксперимент

Для экспериментального исследования были выбраны полупроводниковые лазеры на основе напряженных гетероструктур InGaAs–AlGaAs с квантовыми ямами,

[¶] E-mail: bazhnil.ivom@mail.ioffe.ru

причем длина волны излучения (λ) при комнатной температуре составляла от 0.95 до 1.54 мкм. Параметры образцов приведены в таблице, где a — ширина квантовой ямы.

Измерение порогового тока проводилось в диапазоне температур $4.2 \leq T \leq 290$ К при возбуждении структур импульсами длительностью 1 мкс. Пороговый ток определялся по отсечке ватт-амперной характеристики. На рис. 1 представлены температурные зависимости плотности порогового тока для исследованных образцов. Для всех лазерных структур наблюдается монотонная зависимость плотности порогового тока от температуры.

Видно, что при $T < 60$ К пороговый ток для всех образцов практически не зависит от температуры, а при $T > 60$ К наблюдается линейная зависимость $J_{th}(T)$, причем, если для образцов 1 и 3 при $T > 170$ К она сменяется резким ростом J_{th} , то для образцов 2

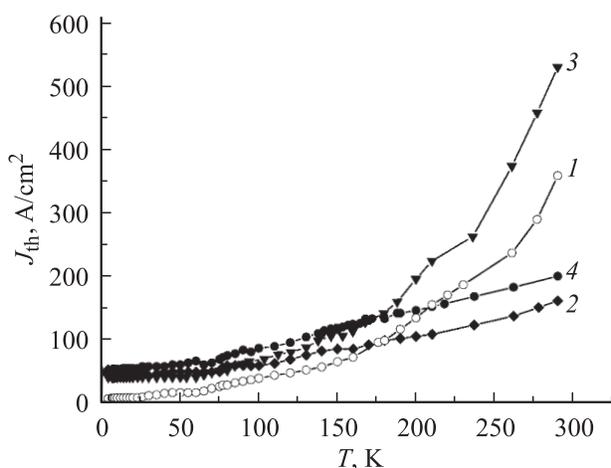


Рис. 1. Экспериментальные зависимости плотности порогового тока от температуры для образцов с длиной волны излучения при комнатной температуре λ , мкм: 1 — 1.54, 2 — 1.06, 3 — 1.03, 4 — 0.95. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

Параметры исследованных образцов

№ образца	Состав	Количество квантовых ям	$a, \text{Å}$	$\lambda, \text{мкм}$ ($T = 300 \text{ K}$)	$\lambda, \text{мкм}$ ($T = 4.2 \text{ K}$)
1	$\text{Ga}_{0.2}\text{In}_{0.8}\text{P}_{0.25}\text{As}_{0.75}$ в $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3}$	2	65	1.54	1.42
2	$\text{In}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ в GaAs	1	90	1.06	0.99
3	$\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ в GaAs	2	80	1.03	0.92
4	$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ в $\text{Al}_{0.125}\text{Ga}_{0.875}\text{As}$	1	70	0.95	0.89

и 4 линейная зависимость $J_{\text{th}}(T)$ сохраняется вплоть до комнатной температуры. В последующих разделах мы рассмотрим различные механизмы, которые могут привести к такой температурной зависимости плотности порогового тока.

3. Пороговая концентрация

Для расчета плотности порогового тока в лазерной структуре с квантовыми ямами прежде всего необходимо знать пороговую концентрацию двумерных носителей n_{th} и ее зависимость от температуры. Пороговая концентрация может быть получена следующим образом. В условиях сильной инжекции электронно-дырочная плазма в квантовой яме квазинейтральна, концентрации электронов и дырок равны:

$$n = p. \quad (2)$$

Это условие может быть дополнено условием порога генерации

$$\Gamma g(\omega) = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}. \quad (3)$$

Здесь $g(\omega)$ — коэффициент усиления лазера с квантовыми ямами, Γ — фактор оптического ограничения, α_i — внутренние потери, R — потери на зеркалах, L — длина резонатора. Для больших L , таких что $L^{-1} \ln R^{-1} \sim \alpha_i$, порог генерации практически совпадает с порогом инверсии [8,9]. Тогда условие (3) принимает вид

$$g(\omega) = G(\omega) \left[\frac{1}{1 + \exp[(-F_e + \varepsilon_e)/T]} + \frac{1}{1 + \exp[(-F_h + \varepsilon_h)/T]} - 1 \right] \approx 0,$$

и мы получаем

$$F_e - \varepsilon_e + F_h - \varepsilon_h = 0, \quad (4)$$

где F_e, F_h и $\varepsilon_e, \varepsilon_h$ — энергии квазиуровней Ферми электронов, дырок и энергии первых уровней размерного квантования для электронов, дырок, отсчитанные от краев зоны проводимости и валентной зоны соответственно, $G(\omega)$ — коэффициент поглощения в отсутствие инжекции [9]. Подставляя в (2) зависимости концентрации электронов и дырок от энергий квазиуровней Ферми в

явном виде,

$$n = N_c \ln \left[1 + \exp \frac{F_e - \varepsilon_e}{T} \right],$$

$$p = N_v \ln \left[1 + \exp \frac{F_h - \varepsilon_h}{T} \right], \quad (5)$$

и выражения F_h и ε_h через F_e и ε_e с помощью (4), мы получаем выражение для $\tilde{F}_e = (F_e - \varepsilon_e)/T$

$$N_c \ln [1 + \exp(\tilde{F}_e)] = N_v \ln [1 + \exp(-\tilde{F}_e)], \quad (6)$$

что приводит к следующему уравнению для $x = \exp(\tilde{F}_e)$:

$$(1 + x)^{m_e/(m_{hh} + m_{hl})} - \frac{1}{x} - 1 = 0. \quad (7)$$

Здесь m_e, m_{hh} и m_{hl} — эффективные массы электронов, тяжелых и легких дырок соответственно. При выводе (7) было сделано предположение, что электроны занимают основной уровень размерного квантования. Из (7) вытекает следующий вывод: отношение разности квазиуровней Ферми и энергии квантового уровня к температуре, т.е. \tilde{F}_e , является константой, зависящей только от отношений эффективных масс носителей заряда. Аналогичный результат для трехмерного случая был получен в работе [10]. Для двумерного случая приближенное выражение для \tilde{F}_e было получено в работе [9].

Согласно (5), пороговая концентрация двумерных электронов (и равная ей концентрация дырок) равна

$$n_{\text{th}} = \frac{m_e T}{\pi \hbar^2} \ln [1 + \exp \tilde{F}_e]. \quad (8)$$

Таким образом, пороговая концентрация оказывается линейной функцией температуры. Этот факт имеет важное значение, поскольку именно он в значительной степени определяет температурную зависимость порогового тока. Отметим, что в трехмерном случае концентрация была бы пропорциональна $T^{1.5}$, как было показано в цитированной выше работе [10].

4. Пороговый ток лазера

Выражение для пороговой плотности тока J_{th} лазера с квантовыми ямами может быть записано следующим образом:

$$J_{\text{th}} = e [R_{\text{ph}} + R_A + R_m], \quad (9)$$

где R_{ph} — скорость излучательной рекомбинации, R_A — скорость оже-рекомбинации и R_m — скорость мономолекулярной рекомбинации с участием локальных цен-

тров. Относительная эффективность этих механизмов рекомбинации меняется в зависимости от температуры. Рассмотрим роль каждого из этих механизмов рекомбинации.

4.1. Излучательная рекомбинация

Для скорости излучательной рекомбинации в предельном случае, когда электроны и дырки находятся на основных уровнях размерного квантования, и в отсутствие спин-орбитального взаимодействия можно получить приближенное аналитическое выражение (см. [11], гл. 7)

$$R_{ph} \approx \gamma(T) n_{th}^2, \quad (10)$$

где коэффициент бимолекулярной рекомбинации $\gamma(T) \propto 1/T$. Следовательно, ток излучательной рекомбинации, согласно (8)–(10), зависит от температуры линейно.

Точное выражение для порогового тока, отвечающего излучательной рекомбинации, в случае одиночной квантовой ямы имеет вид [12]

$$J_{th} = I_{cv}^2 e \frac{2}{3\pi} \alpha \frac{M}{1+M} \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + (2/3)\Delta_0} \frac{\sqrt{\kappa_0}}{\hbar^2 c^2} I_1, \quad (11)$$

$$I_1 = \int_{E_0}^{\infty} E \left\{ \exp \left[\frac{[M/(1+M)](E - E_0) + \varepsilon_e - F_e}{T} \right] + 1 \right\}^{-1} \times \left\{ \exp \left[\frac{[1/(1+M)](E - E_0) + \varepsilon_h - F_h}{T} \right] + 1 \right\}^{-1} dE, \quad (12)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, E_g — ширина запрещенной зоны активной области, κ_0 — низкочастотная диэлектрическая проницаемость, Δ_0 — энергия спин-орбитального взаимодействия, $M = m_{hh}/m_e$, $E_0 = E_g + \varepsilon_e + \varepsilon_h$, I_{cv} — интеграл перекрытия волновых функций электронов и дырок в квантовой яме в направлении, перпендикулярном плоскости ямы.

Температурная зависимость выражения (11) содержится в интеграле (12), который можно оценить, если воспользоваться выражением (4) и считать $\tilde{F}_e \gg 1$ (это соответствует ситуации, когда электроны вырождены, а дырки не вырождены). В этом случае интеграл берется аналитически и равен

$$I_1 = T^2(1+M)^2 \exp(-\tilde{F}_e) \left[(1+M) + \frac{E_0}{T} \right] \approx TE_0(1+M) \exp(-\tilde{F}_e). \quad (13)$$

Здесь учтено, что в рассматриваемом диапазоне температур $E_0/T \gg (1+M)$. С учетом (13) выражение (11) также дает линейную зависимость порогового тока от температуры.

4.2. Оже-рекомбинация

Выражение для скорости оже-рекомбинации имеет вид

$$R_A = C_{CHCC} n^2 p + C_{CHNS} n p^2, \quad (14)$$

где индексы CHCC и CHNS относятся к рекомбинации с участием электрона и тяжелой дырки, причем энергия передается соответственно электрону или тяжелой дырке, которая переходит в отщепленную зону. Выражения для C_{CHCC} и C_{CHNS} приведены в работах [11–14]. Здесь следует отметить тот факт, что в случае не слишком широких квантовых ям оба коэффициента оже-рекомбинации имеют слабую зависимость от температуры (не „экспоненциальную“), и поэтому с учетом (8) следует ожидать, что соответствующий пороговый ток зависит от температуры степенным образом как T^β , где β близко к 3.

4.3. Мономолекулярная рекомбинация

При низких температурах (т.е. при малых пороговых концентрациях) сильное влияние на процессы рекомбинации должна оказывать безызлучательная рекомбинация через локальные центры. В этом случае температурную зависимость J_{th} можно оценить следующим образом. Запишем выражение для тока мономолекулярной рекомбинации через время жизни носителей τ в виде

$$J_{th} = \frac{en_{th}}{\tau}. \quad (15)$$

В работе [15] показано, что при каскадном механизме захвата носителей заряда в двумерных системах время захвата на притягивающие центры меняется от $\tau \propto T^3$ при $T > T_0$ до $\tau = \text{const}(T)$ при $T < T_0$, где T_0 — некоторая характеристическая температура, которая, по оценкам, в нашем случае попадает в диапазон 20–60 К. Понятно, что на этом переходном участке мы имеем некоторую промежуточную зависимость и с учетом температурной зависимости n_{th} , которая вновь определяется выражением (8), получаем, что J_{th} может не зависеть от температуры и даже увеличиваться при ее уменьшении. Следовательно, этот механизм также может играть важную роль в температурной зависимости J_{th} в области низких температур.

5. Обсуждение результатов

На рис. 2 приведена расчетная кривая для образца 4, полученная с использованием выражения (11) для порогового тока, определяемого излучательной рекомбинацией, (кривая 2). Параметры структуры взяты из работы [16]. Наилучшее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными было достигнуто при значении интеграла перекрытия $I_{cv} = 0.73$, которое является вполне разумным. Расчетная кривая хорошо описывает экспериментальную зависимость при температуре выше 70 К.

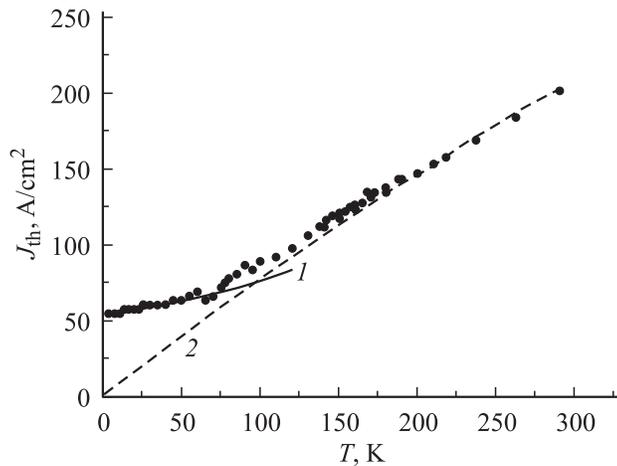


Рис. 2. Экспериментальная (точки) и расчетные (линии) зависимости плотности порогового тока от температуры для образца 4. 1 — расчет с использованием (15), (16), 2 — расчет согласно (11).

При температурах вблизи жидкого гелия J_{th} стремится к насыщению. Ранее было высказано предположение, что одной из причин такого поведения может быть рекомбинация электронов и дырок с участием хвостов плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне [17]. Однако для исследованных в данной работе структур возможная степень неупорядоченности, которая способна привести к образованию хвостов плотности состояний, является низкой. Вместе с тем при низких температурах сильное влияние на процессы рекомбинации должна оказывать безызлучательная рекомбинация через локальные центры. Поскольку температурная зависимость пороговой концентрации $n_{th}(T)$ нам известна и описывается (8) при любых температурах, то при подгонке температурной зависимости мономолекулярного тока рекомбинации мы можем оценить температурную зависимость времени жизни носителей заряда, соответствующую экспериментально наблюдаемой зависимости $J_{th}(T)$. Для образца 4 она имеет вид

$$\tau = (1.07 \cdot 10^{-11} T - 3.22 \cdot 10^{-14} T^2) \quad (16)$$

(где τ в секундах, T в Кельвинах), соответствующий пороговый ток представлен кривой 1 на рис. 2. При этом температурная зависимость времени мономолекулярной рекомбинации (16) справедлива в интервале температур $4.2 \leq T \leq 60$ К.

Отклонения от линейной зависимости $J_{th}(T)$ для образцов 1 и 3 при $T > 170$ К могут быть связаны с включением безызлучательных механизмов оже-рекомбинации. Так, для длинноволновых лазеров ($\lambda \approx 15$ мкм) при температурах вблизи комнатной главную роль играют процессы оже-рекомбинации [11]. Как показано в работе [14], в структурах с квантовыми ямами оже-рекомбинация является беспороговым процессом, в значительной степени зависящим от количества гетерограниц в структуре, т.е., например, от количества

квантовых ям. Из сравнения таблицы и рис. 1 видно, что отклонение от линейной зависимости $J_{th}(T)$ имеет место в образцах с двумя квантовыми ямами, тогда как структуры с одной квантовой ямой характеризуются линейной зависимостью $J_{th}(T)$ вплоть до комнатной температуры. Кроме того, аппроксимация экспериментальной кривой $J_{th}(T)$ для образцов 1 и 3 при $T > 170$ К зависимостью $J_{th}(T) = \alpha T^\beta$ дает значение $\beta \approx 2.7$, что, как отмечалось в предыдущем разделе, близко к предсказываемой теорией величине $\beta = 3$. Эти факты свидетельствуют в пользу преобладания процессов оже-рекомбинации при $T > 170$ К. Детальный анализ поведения J_{th} для этого температурного диапазона будет дан в отдельной работе. Мы же обращаем внимание на те фундаментальные механизмы рекомбинации, которые вносят основной вклад в пороговый ток рассматриваемых полупроводниковых лазеров на квантовых ямах.

6. Заключение

В работе проведены исследования зависимостей пороговой плотности тока от температуры во всем диапазоне $T = 4-300$ К. Анализ показал, что пороговая плотность тока на различных участках зависимости определяется различными процессами рекомбинации. Так, при низких температурах основной вклад в пороговый ток вносят процессы мономолекулярной рекомбинации (Шокли-Рида); при температурах $T > 77$ К пороговый ток определяется излучательной рекомбинацией; при более высоких температурах, близких к комнатной, вклад в пороговый ток вносят и процессы оже-рекомбинации.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 04-07-90148, № 04-02-16786) и Федеральной программой поддержки научных школ (грант № 2160.2003.2).

Список литературы

- [1] Д.З. Гарбузов, А.В. Чудинов, В.В. Агаев, В.П. Чалый, В.П. Евтихийев. ФТП, **18**, 102 (1984); Д.З. Гарбузов, В.В. Агаев, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин, В.П. Чалый. ФТП, **18**, 1069 (1984); И.С. Тарасов, Д.З. Гарбузов, В.П. Евтихийев, А.В. Овчинников, З.Н. Соколова, А.В. Чудинов. ФТП, **19**, 1496 (1985).
- [2] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1. [Пер. с англ.: Н.С. Casey, М.В. Panish. *Heterostructure Lasers* (N.Y., Academic Press, 1978) v. 1].
- [3] G.P. Agrawal, N.X. Dutta. *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* (N.Y., Van Nostrand Reinhold Company, 1986) ch. 3, 9.
- [4] В.П. Дурасев, Г.И. Рябцев. *Обзоры по электрон. техн. Сер. II. Лазерная техника и оптоэлектроника* (М., ЦНИИ „Электроника“), вып. 5 [1376], 1 (1988).
- [5] B. Zhao, T.R. Chen, L.E. Eng, Y.H. Zhuang, A. Shakouri, A. Yariv. *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1805 (1994).
- [6] К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, О.Г. Ершов, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **24** (4), 55 (1997).

- [7] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.А. Скрынников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **34**, 886 (2000).
- [8] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **36**, 364 (2002).
- [9] G.G. Zegrya, A.D. Andreev, N.A. Gun'ko, E.V. Frolushkina. *Proc. SPIE*, **2399**, 307 (1995).
- [10] Б.Л. Гельмонт, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **25**, 2019 (1991).
- [11] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Г.Г. Зегря, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, И.Н. Ясиевич, Е.В. Берегулин. В кн.: *Фотоэлектрические явления в полупроводниках и размерно-квантовых структурах*, под ред. В.И. Ильина и А.Я. Шика (СПб., Наука, 2001) гл. 6, 7.
- [12] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.-K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 1131 (2000).
- [13] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, R.A. Suris, G.G. Zegrya, B.B. Elenkrig, S. Smetona, J.G. Simmons, P.-K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 1069 (1999).
- [14] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. *ЖЭТФ*, **113** (4), 1491 (1998).
- [15] В. Карпус. *ФТП*, **20**, 559 (1986).
- [16] *Handbook series on semiconductor parameters*, ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur (Singapore–N.J.–London–N.Y., World Scientific, 1999) v. 2.
- [17] В.П. Грибковский. *Теория испускания и поглощения света в полупроводниках* (Минск, Наука и техника, 1975).

Редактор Л.В. Шаронова

A temperature dependence of the threshold current in quantum well lasers

N.L. Bazhenov, K.D. Mynbaev, V.I. Ivanov-Omskii, V.A. Smirnov, V.P. Evtikhiev, N.A. Pikhtin, M.G. Rastegaeva, A.L. Stankevich, I.S. Tarasov, A.S. Shkol'nik, G.G. Zegrya

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Temperature dependences of the threshold current in GaInAs laser structures have been obtained in the range of $4.2 \leq T \leq 290$ K. A monotone dependence of the threshold current density has been observed over the whole temperature range. Theoretical expressions are derived for the threshold carrier concentration and it has been shown that such concentration depends linearly on temperature. A study of the experimental data shows that the threshold current is mainly determined by a monomolecular recombination (the Shockley–Read one) at low temperatures, by radiative recombination at $T > 77$ K; at higher temperatures (close to room temperature) the Auger recombination processes also contribute to the threshold current. The threshold current has been shown to increase linearly with temperature for a radiative recombination and as T^3 for the Auger recombination.