

Измерение теплового сопротивления торцевых полупроводниковых лазеров по спектрам спонтанного излучения

© А.С. Паюсов¹, А.А. Бекман¹, Г.О. Корнышов², Ю.М. Шерняков¹, М.В. Максимов², Н.Ю. Гордеев¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Академический университет им. Ж.И. Алфёрова Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: plusov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 2 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 8 декабря 2022 г.

Принята к публикации 8 декабря 2022 г.

Предложен усовершенствованный метод измерения теплового сопротивления торцевых лазерных диодов с помощью спектров спонтанного излучения, измеренных в режиме лазерной генерации через окно в n -контакте. Преимуществом предложенного метода является исключение систематических ошибок, возникающих при измерении теплового сопротивления по спектрам лазерной генерации. Точность метода экспериментально проверена при измерении зависимости теплового сопротивления лазерных диодов с шириной полоскового контакта 100 мкм от длины резонатора. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчетов, минимальная погрешность измерений составила ± 0.1 К/Вт. Предложенная методика может быть использована для метрологического сопровождения производства полупроводниковых лазеров.

Ключевые слова: лазерный диод, тепловое сопротивление, спонтанное излучение.

DOI: 10.21883/FTR.2022.12.54515.4409

1. Введение

Перегрев кристалла является одной из фундаментальных причин ограничения эффективности и максимальной мощности торцевых полупроводниковых лазеров. Плотность тепловой мощности, выделяемой в современных лазерных диодах, предназначенных для получения высокой мощности, при максимальных токах накачки превышает 10^2 Вт/мм³, что делает невозможной их эксплуатацию без систем активного охлаждения. Тем не менее, даже с применением высокоэффективных теплоотводов, перегрев активной области современных диодных лазеров может составлять 60–70 К [1]. Увеличение температуры приводит к изменению ширины запрещённой зоны и показателя преломления материалов, составляющих лазерную гетероструктуру. Также увеличивается вероятность выброса носителей из активной области, приводя к уменьшению внутреннего квантового выхода [2]. Кроме того, растёт концентрация носителей в волноводном слое и, соответственно, увеличиваются внутренние оптические потери, связанные с поглощением на свободных носителях [3]. Таким образом, перегрев приборов отрицательно сказывается на всех основных лазерных характеристиках: длине волны лазерной генерации, плотности порогового тока, дифференциальной эффективности, оптических потерях.

Чтобы уменьшить перегрев, в первую очередь стараются увеличить эффективность преобразования тока в свет, которая зависит от внутреннего квантового выхода, внутренних оптических потерь, последовательного электрического сопротивления лазерной гетероструктуры,

контактных слоев и металлизации. С другой стороны, необходимо обеспечить эффективный теплообмен между активной областью лазерного диода и охладителем. Основной характеристикой эффективности отвода тепла является тепловое сопротивление, которое определяется отношением

$$R_T = \frac{\Delta T}{\Delta P_{\text{diss}}}, \quad (1)$$

где ΔT — перегрев активной области, ΔP_{diss} — рассеиваемая тепловая мощность, и относится к области, на которой измерена разность температур. По аналогии с электрической цепью можно составить цепь для протекания тепла, состоящую из тепловых сопротивлений и ёмкостей. В непрерывном режиме работы тепловые емкости можно не учитывать, и простейшая тепловая цепь, описывающая лазерный диод, состоит из последовательно соединенных тепловых сопротивлений, каждое из которых соответствует отдельному элементу конструкции: лазерной гетероструктуре, припою, теплоотводу и т.д.

Из определения (1) следует, что измерить тепловое сопротивление возможно только косвенным методом. Чаще всего перегрев активной области мощных лазерных диодов определяют по длинноволновому смещению лазерной линии [4], а тепловое сопротивление рассчитывают, используя соотношение

$$R_T = \frac{\partial \lambda / \partial P_{\text{diss}}}{\partial \lambda / \partial t} = \frac{\lambda'_P}{\lambda'_T}, \quad (2)$$

где λ'_P и λ'_T — скорости изменения длины волны лазерной генерации при увеличении рассеиваемой мощности

и температуры соответственно. Зависимость длины волны от температуры обычно измеряется в импульсном режиме работы для уменьшения разогрева. Рассеиваемую тепловую мощность можно рассчитать по формуле

$$P_{\text{diss}} = I \cdot U - P_{\text{out}}, \quad (3)$$

где P_{out} — выходная оптическая мощность, I — ток накачки лазера, U — падение напряжения на лазерном диоде. Измеренное данным методом тепловое сопротивление лучших лазерных диодов с шириной полоскового контакта 100 мкм и длиной 4 мм, смонтированных на теплоотвод, лежит в диапазоне 1.5–2.5 К/Вт [1,5], при этом данные о погрешности измерений в публикациях часто не приводятся. Однако использование лазерной линии в качестве индикатора температуры активной области может быть источником значительной систематической ошибки. Температурное смещение лазерной линии определяется не только изменением ширины запрещенной зоны материала активной области, но также изменением спектров модального усиления и потерь. Это, например, проявляется в слабой температурной зависимости длины волны генерации лазеров на квантовых точках [6]. В зависимости от конструкции волновода скорость сдвига может быть вдвое меньше, чем у лазеров на квантовых ямах. В мощных полупроводниковых лазерах в непрерывном режиме работы при высоких плотностях тока лазерная линия часто смещается в коротковолновую область [7]. В результате тепловое сопротивление, рассчитанное по формуле (2), может сильно зависеть от тока накачки [8] и даже быть отрицательным [9]. Таким образом, необходимо усовершенствовать рассматриваемый метод, исключив возможные источники систематической ошибки.

В настоящей работе для определения теплового сопротивления торцевых лазерных диодов с высокой точностью мы предлагаем использовать спектры спонтанного излучения активной области, измеренные на рабочих токах накачки, соответствующих высокой выходной мощности, через окно в n -контакте.

2. Методика измерения спектров спонтанного излучения

Все экспериментальные результаты, приведенные в работе, получены на лазерных диодах с шириной полоскового контакта 100 мкм, исследованных в работе [10], где они обозначены как NWG. Лазеры были смонтированы на медные теплоотводы p -контактом вниз с помощью индиевого припоя. После монтажа часть металла n -контакта удалялась для измерения спонтанного излучения, распространяющегося по нормали к слоям гетероструктуры. Сбор спонтанного излучения осуществлялся через оптическое волокно диаметром 100 мкм. Измерение спектров в непрерывном режиме производилось методом синхронного детектирования, для чего поток излучения из лазера модулировался.

Измерения в импульсном режиме осуществлялись при накачке током в 1.5–2 раза выше порогового, длительностью 350 нс и частотой 10 кГц. Регистрация сигнала производилась InGaAs фотодетектором с полосой частот 150 МГц и стробируемым интегратором. Длительность импульса стробирования устанавливалась на 50–100 нс короче, чем длительность импульса накачки для того, чтобы исключить влияние фронтов импульса фототока на измерения. Чтобы увеличить отношение сигнал/шум, производилось усреднение по 10^3 импульсам. Температура лазерного теплоотвода (t_{hs}°) в процессе измерения поддерживалась постоянной с помощью контроллера температуры на элементе Пельтье. Миниатюрный резистивный датчик температуры располагался на поверхности теплоотвода в непосредственной близости от кристалла лазера. Положение датчика на теплоотводе было одним и тем же для всех измерений. Оптическая мощность в непрерывном режиме измерялась с помощью болометра с фоточувствительной площадкой диаметром 25 мм. Падение напряжения на лазере измерялось пятиразрядным цифровым вольтметром. Из-за того что сбор спонтанного излучения производился со стороны n -контакта, оптическая мощность измерялась одновременно со спектрами спонтанного излучения в течение всего эксперимента, это позволило точно определить момент начала и характер деградации измеряемых приборов. Лазеры с длиной резонатора 4 мм продемонстрировали максимальную оптическую мощность более 7 Вт, ограниченную катастрофической оптической деградацией, при токе накачки 11 А.

Спонтанное излучение возможно регистрировать с различных граней лазерного кристалла (рис. 1). Вдоль оси резонатора распространяется излучение, захваченное в одну из волноводных мод и усиленное за счет взаимодействия с активной областью при многократных отражениях, так называемое усиленное спонтанное излучение. При токе выше порогового на него накладывается лазерная линия. С боковой грани выходит смесь усиленного спонтанного излучения и спонтанного излучения, свободно распространяющегося в кристалле. Усиленное спонтанное излучение удерживается в волноводном слое и не может распространяться по нормали к слоям лазерной гетероструктуры. Поэтому определение температуры активной области по спектрам спонтанного излучения, измеренным по нормали, позволяет исключить систематические ошибки, связанные с зависимостью модального усиления и потерь от тока и температуры. В дальнейшем мы будем использовать термин „спонтанное излучение“ без уточнения, имея в виду излучение, измеренное по нормали к слоям гетероструктуры.

3. Измерение теплового сопротивления

На положение максимума и форму спектра спонтанного излучения влияют спектр плотности состояний

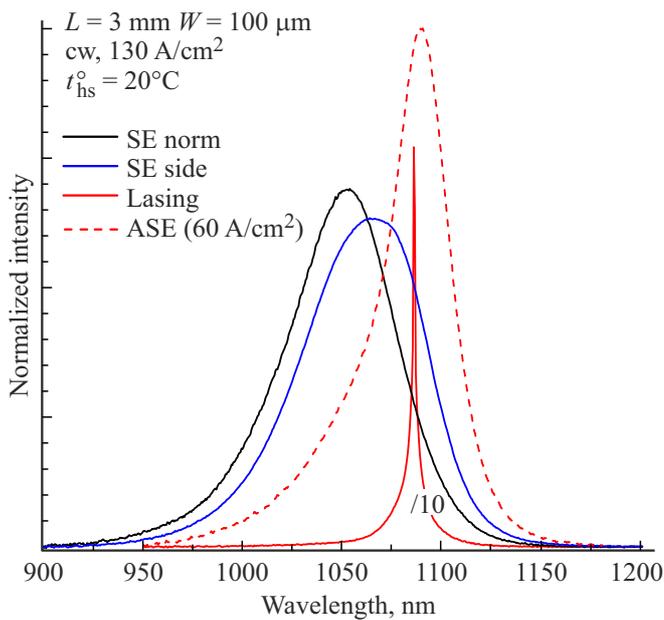


Рис. 1. Спектры излучения лазерного диода, измеренные в непрерывном режиме на пороге лазерной генерации с выходного зеркала (lasing), со стороны боковой грани (SE side), по нормали к слоям гетероструктуры (SE norm), приведенные к единичной площади. Красным пунктиром показан спектр усиленного спонтанного излучения (ASE), измеренный при токе в 2 раза ниже порогового. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

активной области, концентрация носителей в активной области и температура. Увеличение концентрации носителей приводит к смещению максимума спонтанного излучения в коротковолновую область за счет эффекта Мосса–Бурштейна [11]. Зависимость от температуры обусловлена как изменением ширины запрещенной зоны, так и заполнением высокоэнергетических состояний с ростом температуры. Уменьшение ширины запрещенной зоны с ростом температуры приводит к длинноволновому смещению, а увеличение степени заполнения высокоэнергетических состояний приводит к изменению наклона коротковолнового плеча спектра спонтанного излучения. В то же время увеличение концентрации носителей в активной области не оказывает влияния на длинноволновую часть спектра спонтанного излучения, и поэтому ее можно использовать для точного измерения температуры.

В мощных лазерных диодах при достижении порогового условия концентрация носителей слабо зависит от тока накачки, перегрев активной области остается в пределах 20 К до плотности тока 2–3 кА/см², и форма спектра спонтанного излучения остается практически неизменной (рис. 2, *a*). Более короткий лазер (рис. 2, *b*) работает при плотности тока 9 кА/см², и перегрев активной области в 45 К уже приводит к увеличению внутренних оптических потерь. Для поддержания лазерной генерации требуется большее оптическое усиление,

и концентрация носителей в активной области увеличивается. В результате спектр спонтанного излучения, измеренный в непрерывном режиме, не совпадает по форме со спектром, измеренным в импульсном режиме при повышенной температуре. В этом случае длина волны максимума λ_0 становится неточным индикатором температуры активной области, так как сдвиг Мосса–Бурштейна частично компенсирует длинноволновое смещение, вызванное разогревом. Тем не менее форма длинноволнового края спектров в импульсном и непрерывном режимах совпадает, и для определения перегрева можно отслеживать длину волны длинноволнового плеча на половине высоты $\lambda_{0.5}$, как показано на рис. 2, *b*. Измерив около 50 лазерных диодов с различными конструкциями волноводов [12] и активной области [9], мы не наблюдали изменений в форме длинноволнового края спектров спонтанного излучения при максимальных токах накачки. Отметим также, что самые мощные на сегодняшний день лазерные диоды работают при плотностях тока около 10 кА/см² [1,5]. Таким образом, предлагаемый метод позволяет провести измерение теплового сопротивления в необходимом диапазоне токов накачки. Измерив зависимости длины волны максимума спонтанного излучения от температуры в импульсном режиме и длины волны $\lambda_{0.5}$ — в непрерывном, можно использовать формулу (2) для расчета теплового сопротивления.

Для того чтобы точно измерить длины волн λ_0 и $\lambda_{0.5}$ и определить погрешность измерений, мы аппроксимировали спектры спонтанного излучения методом

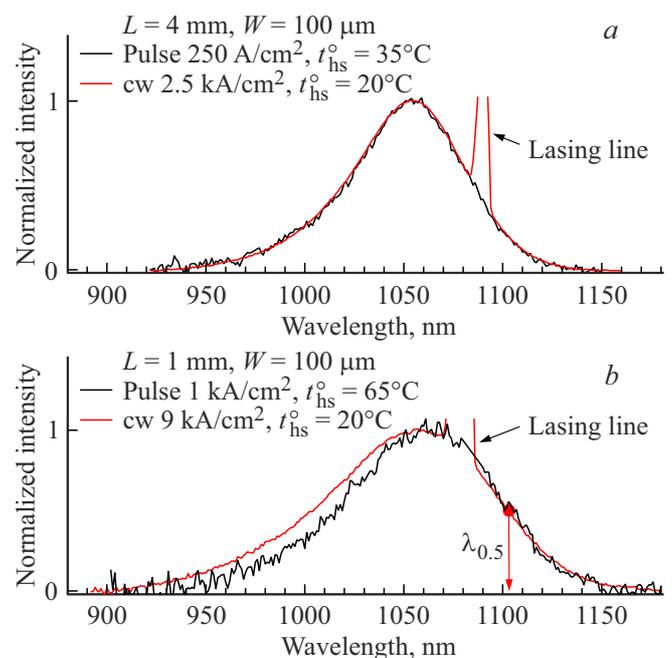


Рис. 2. Спектры спонтанного излучения, измеренные в непрерывном (красные линии) и импульсном (чёрные линии) режимах работы для лазеров с длиной резонатора ~ 4 мм (*a*) и ~ 1 мм (*b*).

наименьших квадратов, используя следующую функцию:

$$f(\Lambda) = \frac{1}{\Lambda_A^6 + \Lambda_A^4 + \Lambda_A^2 + 1} + \frac{1}{\Lambda_B^6 + \Lambda_B^4 + \Lambda_B^2 + 1}, \quad (4)$$

где

$$\Lambda_A = \left(\frac{2(\lambda - \lambda_A)}{\omega_A} \right), \quad \Lambda_B = \left(\frac{2(\lambda - \lambda_B)}{\omega_B} \right). \quad (5)$$

Пример такой аппроксимации и смысл параметров, входящих в формулы (4) и (5), представлен на рис. 3. Для каждого параметра метод наименьших квадратов позволяет вычислить среднеквадратичное отклонение (СКО). Далее показано, что значения и СКО длин волн λ_0 и $\lambda_{0.5}$ могут быть выражены через параметры аппроксимации и их СКО. Мы также проводили аппроксимацию экспериментальных спектров суммой двух кривых Гаусса, и сумма квадратичных отклонений незначительно отличалась от результата аппроксимации выражением (4). Вместе с тем использовать полиномы гораздо удобнее, поскольку с ними можно работать как с числами, используя языки программирования GNU Octave, Matlab и др.

Оценка адекватности предлагаемого метода состояла в измерении серии образцов с различной длиной резонатора. В простейшей модели тепловое сопротивление лазерных диодов с одинаковой шириной полоскового контакта обратно пропорционально длине лазерного резонатора (L):

$$R_T = \frac{\rho_T}{L}, \quad (6)$$

где ρ_T — удельное тепловое сопротивление. В двойном логарифмическом масштабе зависимость R_T , определенная формулой (6), представляет собой прямую с отрицательным единичным наклоном. Измеренная зависимость в логарифмическом масштабе хорошо ложится на

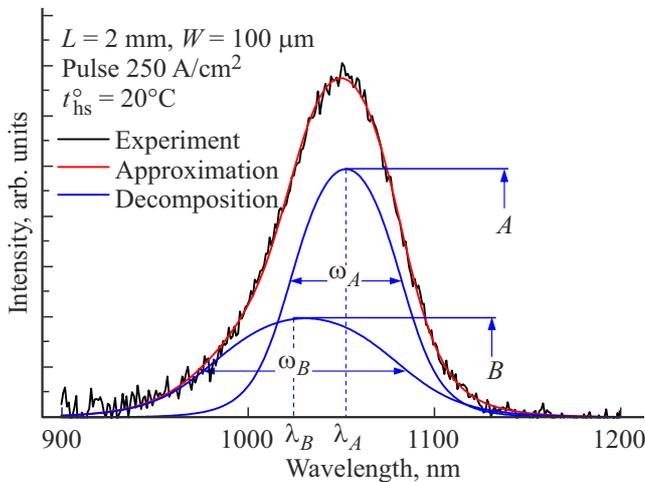


Рис. 3. Аппроксимация спектра спонтанного излучения и разложение на два пика с амплитудами A и B , длинами волн λ_A и λ_B и ширинами ω_A ω_B .

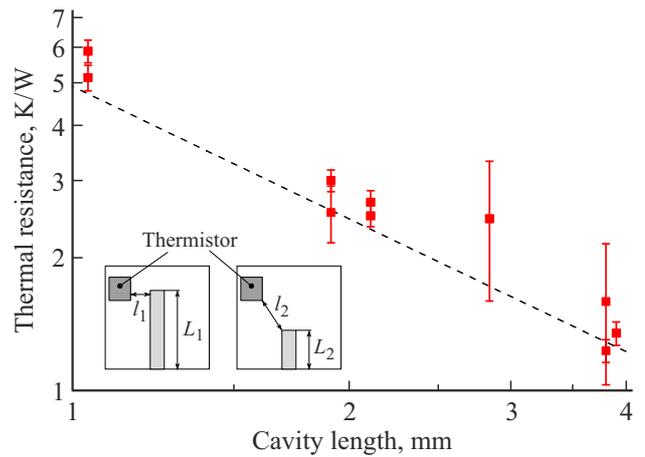


Рис. 4. Экспериментальная зависимость теплового сопротивления от длины лазерного резонатора. Штриховая линия соответствует удельному тепловому сопротивлению 4.9 мм·К/Вт. Доверительные интервалы равны СКО. На вставке схематически показаны теплоотводы со смонтированными лазерами различных длин (L_1 и L_2), l_1 и l_2 — соответствующие расстояния между лазерным диодом и датчиком температуры.

прямую, соответствующую удельному тепловому сопротивлению 4.9 мм·К/Вт (рис. 4). Небольшое увеличение теплового сопротивления лазеров с длиной резонатора 1 мм по отношению к линии удельного теплового сопротивления связано с особенностью установки датчика температуры (см. вставку на рис. 4). При монтаже лазерных диодов малых длин расстояние между датчиком и кристаллом лазера немного увеличивается, и в тепловую цепь включается дополнительное тепловое сопротивление, увеличивая общее тепловое сопротивление лазеров малых длин. Минимальная погрешность СКО измерений составила ± 0.1 К/Вт.

4. Расчет погрешности измерений

Случайную погрешность принято характеризовать с помощью СКО. Погрешность измерений теплового сопротивления можно рассчитать, используя хорошо известную формулу для расчета погрешности косвенных измерений:

$$\Delta f(x_1 \dots x_n)^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i \right)^2, \quad (7)$$

где Δf — СКО измеряемой величины, $x_1 \dots x_n$ — параметры, от которых зависит измеряемая величина, а $\Delta x_1 \dots \Delta x_n$ — их СКО. Применяя формулу (7) к выражению (2), получим

$$\Delta R_T = \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda'_T} \Delta \lambda'_p \right)^2 + \left(\frac{\lambda'_p}{(\lambda'_T)^2} \Delta \lambda'_T \right)^2}, \quad (8)$$

где λ'_p и λ'_T — погрешности для наклонов токовой и температурной зависимостей спонтанного излучения. Их

можно определить, проводя линейную аппроксимацию соответствующих зависимостей методом наименьших квадратов, вводя погрешности $\Delta\lambda_0$ и $\Delta\lambda_{0.5}$ в качестве весовых коэффициентов. Следовательно, для того чтобы определить погрешности λ'_p и λ'_T , необходимо знать $\Delta\lambda_0$ и $\Delta\lambda_{0.5}$. Погрешность $\Delta\lambda'_T$ можно уменьшить, усредняя измерения различных лазеров, полученных из одной гетероструктуры. Поскольку измерения λ_T проводятся в импульсном режиме при низкой плотности тока, разброс, связанный с несовершенством монтажа и постростовой обработки, практически не сказывается на результатах измерений. Случайную погрешность $\Delta\lambda'_p$ возможно уменьшить только за счет увеличения выборки. Однако в непрерывном режиме работы при больших плотностях может начаться необратимая деградация лазерного диода. Поэтому количество измерений одного лазера не следует делать чрезмерно большим.

Сперва необходимо из значений подгоночных параметров (рис. 3) рассчитать λ_0 и $\lambda_{0.5}$. Возьмем за номинальное значение λ_0 длину волны максимума кривой (4). Очевидно, что она лежит между λ_A и λ_B (рис. 3). Введем следующие обозначения:

$$\delta = (\lambda_A - \lambda_B), \quad k = \frac{B}{A}, \quad m = \frac{\omega_B}{\omega_A} \quad (9)$$

и новую переменную:

$$t = 2\left(\lambda - \lambda_A + \frac{\delta}{2}\right) = 2\left(\lambda - \lambda_B - \frac{\delta}{2}\right). \quad (10)$$

После замены переменной в (5) с учетом обозначений (9) многочлены в знаменателе первого и второго слагаемых (4) соответственно преобразуются к виду

$$P_6(t) = \left(\frac{t-\delta}{\omega_A}\right)^6 + \left(\frac{t-\delta}{\omega_A}\right)^4 + \left(\frac{t-\delta}{\omega_A}\right)^2 + 1, \quad (11)$$

$$Q_6(t) = \left(\frac{t+\delta}{m\omega_A}\right)^6 + \left(\frac{t+\delta}{m\omega_A}\right)^4 + \left(\frac{t+\delta}{m\omega_A}\right)^2 + 1. \quad (12)$$

Далее в $P_6(t)$ проведем замену переменной:

$$r = \left(\frac{t-\delta}{\omega_A}\right), \quad r_0 = -\frac{\delta}{\omega_A}, \quad (r - r_0) = \frac{t}{\omega_A} \quad (13)$$

и используем формулу Тейлора для многочленов. $P_6(t)$ преобразуется к виду

$$P_6\left(\frac{t}{\omega_A}\right) = \sum_{n=0}^6 a_n \cdot \left(\frac{t}{\omega_A}\right)^n. \quad (14)$$

Подобным же образом поступим с $Q_6(t)$:

$$r' = \left(\frac{t+\delta}{m\omega_A}\right); \quad r'_0 = \left(\frac{\delta}{m\omega_A}\right); \quad (r' - r'_0) = \frac{t}{m\omega_A}, \quad (15)$$

$$Q_6\left(\frac{t}{\omega_A}\right) = \sum_{n=0}^6 \frac{b_n}{(m)^n} \cdot \left(\frac{t}{\omega_A}\right)^n. \quad (16)$$

Таким образом, мы преобразовали выражение (4) к виду

$$f\left(\frac{t}{\omega_A}\right) = \frac{A}{P_6(t/\omega_A)} + \frac{kA}{Q_6(t/\omega_A)}. \quad (17)$$

Многочлены в (17) теперь являются функциями одного и того же аргумента. Максимум функции (17) найдем, приравняв нулю ее первую производную:

$$P'_6\left(\frac{t}{\omega_A}\right) \left(Q_6\left(\frac{t}{\omega_A}\right)\right)^2 + k Q'_6\left(\frac{t}{\omega_A}\right) \left(P_6\left(\frac{t}{\omega_A}\right)\right)^2 = 0. \quad (18)$$

Выражение (18) представляет собой многочлен 12-й степени. Он имеет один вещественный корень (t_0), найдя который, мы с помощью (10) определим положение максимума (λ_0). Значение функции f_{\max} в точке λ_0 найдем подстановкой t_0 в (17). Номинальное значение $\lambda_{0.5}$ найдем, решая уравнение

$$\frac{f_{\max}}{2} = \frac{A}{P_6(t_{0.5}/\omega_A)} + \frac{kA}{Q_6(t_{0.5}/\omega_A)} \quad (19)$$

относительно $t_{0.5}$.

Погрешность $\Delta\lambda_0$ найдем, применяя формулу (7), к выражению (10):

$$\Delta\lambda_0^2 = \left(\frac{\Delta\lambda_A}{2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_B}{2}\right)^2 + \left(\frac{t_0}{2} \Delta\omega_A\right)^2 + \left(\frac{\omega_A}{2} \Delta t_0\right)^2. \quad (20)$$

Погрешности $\Delta\lambda_A$, $\Delta\lambda_B$ и $\Delta\omega_A$ известны из результатов гетероструктуры аппроксимации, а неизвестную погрешность Δt_0 можно найти, снова используя (7), поскольку известно, что

$$t_0 = f\left(k, m, \frac{\delta}{\omega_A}\right). \quad (21)$$

Частные производные, возникающие в результате применения (7) к (21), легко найти численно, используя выражение (17). В результате мы выразили погрешность $\Delta\lambda_0$ через погрешности подгоночных параметров.

Для нахождения погрешности $\Delta\lambda_{0.5}$ необходимо знать Δf_{\max} , которую можно определить, используя соотношение

$$f_{\max} = f\left(A, k, m, \frac{\delta}{\omega_A}\right). \quad (22)$$

Погрешность $\Delta\lambda_{0.5}$ можно найти, используя (4) и соотношение [13]

$$\Delta\lambda_0 = f'(\lambda_0) \Delta f_{\max}. \quad (23)$$

При определении λ'_p и λ'_T также необходимо учитывать погрешности измерительных приборов. В нашем случае погрешность измерений определялась систематической погрешностью, которая указана в паспорте измерительных приборов. Сложение систематической (γ) и случайной ($\Delta\lambda$) погрешностей мы производили следующим образом [13]:

$$\sum = \gamma + 2\Delta x^2. \quad (24)$$

Таким образом, мы показали, как из параметров подгонки можно найти значения λ_0 и $\lambda_{0.5}$. Построив зависимости длины волны от температуры и рассеиваемой мощности, мы определяли скорости сдвига длин волн λ'_p , λ'_T и их СКО, после чего рассчитывали тепловое сопротивление и погрешность ΔR_T по формуле (8).

5. Заключение

Мы предложили усовершенствованный метод измерения теплового сопротивления торцевых лазерных диодов с помощью спектров спонтанного излучения, измеренных через окно в n -контакте при токах, соответствующих высокой выходной мощности, и провели анализ погрешности измерений. Преимуществом предложенного метода является исключение систематических ошибок, часто возникающих при измерении теплового сопротивления по спектрам лазерной генерации. Точность метода экспериментально проверена при измерении зависимости теплового сопротивления лазерных диодов с шириной полоскового контакта 100 мкм от длины резонатора. Минимальная погрешность измерений составила ± 0.1 К/Вт. Предложенная методика может быть использована для метрологического сопровождения производства полупроводниковых лазеров.

Благодарности

А.С. Паюсов благодарит старшего научного сотрудника ФТИ им. А.Ф. Иоффе В.П. Евтихиева за полезные обсуждения.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 22-22-00557, <https://rscf.ru/project/22-22-00557/>

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V. Gapontsev, N. Moshegov, I. Berezin, A. Komissarov, P. Trubenko, D. Miftakhutdinov, I. Berishev, V. Chuyanov, O. Raisky, A. Ovtchinnikov. SPIE LASE (February 22, 2017, San Francisco, California, USA) p. 1008604.
- [2] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. J. Appl. Phys., **97**, 113106 (2005).
- [3] D.A. Veselov, Y.K. Bobretsova, A.A. Klimov, K.V. Bakhvalov, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin. Semicond. Sci. Technol., **36**, 115005 (2021).
- [4] T.W. Hänsch, G.T. Kamiya, T.F. Krausz, G.B. Monemar, L.M. Ohtsu, T.H. Venghaus, B.H. Weber, B.H. Weinfurter. *High Power Diode Lasers* (Springer New York, N.Y., 2007).
- [5] P. Crump, H. Wenzel, G. Erbert, G. Tränkle. SPIE LASE (8 February, 2012, San Francisco, California, USA) p. 82410U.
- [6] F. Klopff, S. Deubert, J.P. Reithmaier, A. Forchel. Appl. Phys. Lett., **81**, 217 (2002).
- [7] N.K. Dutta, J. Jaques, A.B. Piccirilli. Electron. Lett., **38**, 513 (2002).
- [8] V.V. Bezotosnyi, O.N. Krokhin, V.A. Oleshchenko, V.F. Pevtsov, Y.M. Popov, E.A. Cheshev. Quant. Electron., **46**, 679 (2016).
- [9] A.S. Payusov, N.Y. Gordeev, A.A. Serin, M.M. Kulagina, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. Semiconductors, **52**, 1901 (2018).
- [10] Ю.М. Шерняков, Н.Ю. Гордеев, А.С. Паюсов, А.А. Серин, Г.О. Корнышов, А.М. Надточий, М.М. Кулагина, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, М.В. Максимов, А.Е. Жуков. ФТП, **55**, 256 (2021).
- [11] E. Burstein. Phys. Rev., **93**, 632 (1954).
- [12] A.A. Beckman, A.S. Payusov, G.O. Kornyshev, Y.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.M. Kulagina, M.V. Maximov, N.Y. Gordeev. 2022 Int. Conf. Laser Opt. (June 20–24, 2022, Saint Petersburg) p. 1.
- [13] А.Н. Зайдель. *Ошибки измерений физических величин* (Л., Наука, Ленингр. отд-ние, 1974).

Редактор Г.А. Оганесян

Thermal resistance measurement of edge-emitting semiconductor lasers using spontaneous emission spectra

A.S. Payusov¹, A.A. Beckman¹, G.O. Kornyshev², Yu.M. Shernyakov¹, M.V. Maximov², N.Yu. Gordeev¹

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia
² Alferov University,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract An improved technique for thermal resistance measurement of edge-emitting diode lasers using spontaneous emission spectra, collected through the opening in the n -contact within the range of operating currents, has been proposed. The advantage of the proposed technique is that systematic errors typical for measurements based on lasing spectra are excluded. The accuracy of the method was verified by measuring the dependence of the thermal resistance on the cavity length for diode lasers with 100 μm strip width. Obtained results are in good agreement with the model, and the minimum measurement error was ± 0.1 K/W. The proposed technique can be used in metrological support of fabrication process of semiconductor lasers.