

Экспериментальная методика исследования оптического поглощения в волноводных слоях полупроводниковых лазерных гетероструктур

Ю.К.Бобрецова, Д.А.Веселов, А.А.Подоскин, Н.В.Воронкова, С.О.Слипченко, М.А.Ладугин, Т.А.Багаев, А.А.Мармалюк, Н.А.Пихтин

Представлена методика исследования поглощения оптического излучения в слоях полупроводниковой гетероструктуры методом ввода зондирующего излучения. Исследования проводились с помощью специально изготовленных изотипных образцов на основе AlGaAs/GaAs, имитирующих лазерный волновод с легированием n-типа и концентрацией $10^{17}–10^{18} \text{ см}^{-3}$. Описаны основные особенности экспериментальной установки и методики расчета. Достигнуты высокий (до 95%) коэффициент ввода излучения в волновод и погрешность измерения коэффициента поглощения на уровне 0.1 см^{-1} . Экспериментально продемонстрированы возможности исследования поляризационной и температурной зависимостей поглощения излучения на свободных носителях. Показано, что при увеличении температуры в диапазоне $25–85^\circ\text{C}$ поглощение в образцах возрастает на 15%.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, полупроводниковая гетероструктура, оптическое поглощение на свободных носителях.

1. Введение

Мощные полупроводниковые лазеры ближнего ИК диапазона разрабатываются и исследуются уже более полувека. Благодаря своим уникальным свойствам (в первую очередь, большим значениям оптической мощности и КПД, а также компактности) они давно зарекомендовали себя в качестве эффективных источников лазерного излучения. Тем не менее все еще существует значительный потенциал для улучшения их характеристик, который частично связан с прогрессом технологии производства лазеров, однако основные ограничивающие факторы лежат в области фундаментальной физики. Так, максимальная мощность излучения в настоящий момент ограничена снижением эффективности электрооптического преобразования лазера при высоких уровнях тока и температуры.

Насыщение выходной мощности при высоких уровнях накачки и температуры связывают с несколькими основными физическими механизмами. Это транспорт носителей заряда в слаболегированных волноводных слоях, снижение инжекционной эффективности и внутреннего квантового выхода при больших плотностях тока инжекции, конечность времени захвата носителей в квантовую яму и релаксации энергии, оптические нелинейные эффекты в лазерном резонаторе и ряд других [1–4]. В мощных импульсных полупроводниковых лазерах доминируют механизмы, вызывающие постепенный рост кон-

центрации носителей заряда в волноводных слоях с увеличением плотности тока [5, 6]. Носители заряда в волноводе рекомбинируют как излучательно, так и безызлучательно, что снижает внутренний квантовый выход лазера, но наибольший вклад в снижение мощности и эффективности лазера оказывает поглощение лазерного излучения на свободных носителях заряда.

Поглощение света на свободных носителях – это процесс поглощения фотонов, сопровождающийся внутризонным переходом электрона или дырки в возбужденное состояние. В силу закона сохранения импульса переходы внутри одной зоны возможны лишь при взаимодействии с третьей частицей (фононом, примесью) [7]. Зависимость коэффициента поглощения от концентрации носителей заряда может иметь как линейный (для слаболегированных полупроводников), так и квадратичный характер (для сильнолегированных). В основном, для полупроводниковых лазеров с их слаболегированными волноводами принято [7] рассматривать линейную зависимость. В этом случае поглощение на свободных носителях описывается параметром сечения поглощения σ , связывающим между собой коэффициент поглощения α и концентрации носителей заряда:

$$\alpha = \sigma_n n + \sigma_p p, \quad (1)$$

где n и p – концентрации электронов и дырок; σ_n и σ_p – их сечения поглощения.

В наиболее авторитетных работах, посвященных лазерам на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs, используются сечения поглощения для электронов и дырок в GaAs, равные 4×10^{-18} и $12 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ [1–3] либо 3×10^{-18} и $10 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ [8–10] соответственно. Однако в литературе встречаются и другие значения сечений поглощения, и их разброс достаточно велик. Так, в [7, 11, 12] используются $\sigma_n = 3 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma_p = 7 \times 10^{-18} \text{ см}^2$. По данным работы [13] можно определить сечение поглощения электронов

Ю.К.Бобрецова, Д.А.Веселов, А.А.Подоскин, Н.В.Воронкова, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: nike@hpld.ioffe.ru
М.А.Ладугин, Т.А.Багаев, А.А.Мармалюк. АО «НИИ “Полус” им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп.1

при температуре 297 К и концентрации $4.9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$: $\sigma_n = 3.5 \times 10^{-18} \text{ см}^2$. Экспериментально измеренное в [14] сечение поглощения дырок в p-GaAs при комнатной температуре составляет около $8.5 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ (при концентрации дырок $1.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$), рассчитанное теоретически [15] – $6 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ (для концентраций $10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Рассчитанные в работе [16] сечения поглощения для неравновесных носителей заряда $\sigma_n = 1.05 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma_p = 1.55 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ существенно отличаются от общепринятых, однако эти значения согласуются с данными работы [17].

Помимо указанного разброса значений σ_n и σ_p , отметим существенную зависимость поглощения на свободных носителях от различных факторов. Спектральная зависимость коэффициента поглощения качественно известна, однако количественно ее описать сложно. Например, в [7] считается, что поглощение является степенной функцией длины волны фотона, причем показатель степени зависит от типа частиц, участвующих в этом процессе. Экспериментальные данные о спектральной зависимости коэффициента поглощения приведены в работах [13, 14], теоретические расчеты – в [15]. В этих же работах можно найти температурные зависимости поглощения на свободных носителях. Коэффициент поглощения для n-GaAs увеличивается примерно в 1.5 раза при изменении температуры от 100 до 443 К [13], а для p-GaAs он возрастает на 40% при увеличении температуры с 295 до 370 К [14]. Все приведенные данные относятся к GaAs, для AlGaAs они практически отсутствуют. На практике же волноводы полупроводниковых лазеров, как правило, изготавливаются из AlGaAs, причем нередко – с высоким содержанием алюминия. Приведенные в работе [18] расчетные зависимости поглощения от содержания алюминия в материале для длины волны 808 нм демонстрируют заметный рост поглощения при увеличении доли Al (концентрация дырок $p = 2.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Таким образом, большинство исследований поглощения на свободных носителях в полупроводниках носит фундаментальный характер, применимо для общего описания процессов с точностью до порядка величины и выполняется для избыточно широкого диапазона условий. В связи с этим применительно к мощным полупроводниковым лазерам, излучающим на длинах волн 800–1100 нм, исследования коэффициента поглощения в областях среднего–дальнего ИК и для трех-четырех значений температуры в диапазоне 100–443 К дают мало полезной информации. Часть экспериментальных работ была выполнена более полувека назад [13, 17]. Очевидно, что с тех пор полупроводниковая технология значительно изменилась, качество гетероструктур кардинально улучшилось, что не могло не сказаться на величине сечения поглощения. Современный математический анализ работы мощных полупроводниковых лазеров требует все более точных параметров для расчета, а сечения поглощения на свободных носителях являются одними из ключевых факторов, определяющих достоверность результатов. Таким образом, для развития полупроводниковых лазеров необходимо продолжать исследования поглощения излучения на свободных носителях с целью получения более точных и надежных значений для современных систем материалов.

Нами предлагается новая методика исследования оптического поглощения, реализованная на базе метода ввода зондирующего излучения в образец с оптическим волноводом [6, 20, 21]. Эта методика должна позволить ис-

следовать поглощение в разных материалах при различных параметрах (длина волны излучения, температура, концентрация легирующей примеси). Основная цель настоящей работы заключалась в создании такой экспериментальной методики измерения поглощения на свободных носителях, которая позволяла бы исследовать этот процесс применительно к специфике гетероструктур мощных лазеров.

Выражение (1) справедливо для однородной засветки исследуемого слоя. В волноводных структурах распределение электромагнитного излучения, которое испытывает оптические потери, определяется модовой структурой, поэтому выражение (1), например, для электронов принимает следующий вид:

$$\alpha = \sigma_n \int n(x) \psi^2(x) dx, \quad (2)$$

где $\psi(x)$ – распределение интенсивности основной волноводной моды; $n(x)$ – распределение концентрации электронов вдоль поперечной горизонтальной оси x [19]. Таким образом, для определения сечения поглощения из экспериментальных данных необходимо знать как общий коэффициент поглощения, так и распределения концентрации и оптического поля. Распределение концентрации задается профилем легирования, сформированным в процессе роста гетероструктуры, а форма моды – составом и толщинами слоев. Основной задачей настоящей работы является создание методики измерения коэффициента поглощения. Расчет сечений поглощения требует дополнительных измерений профилей легирования и анализа волноводных мод, что будет сделано в отдельной работе. Здесь представлены результаты разработки методики исследования, особенности построения и функционирования экспериментальной установки, а также первые результаты измерений.

2. Экспериментальные образцы

Для эксперимента были изготовлены специальные образцы на основе AlGaAs/GaAs, имитирующие лазерный волновод. Гетероструктура образцов была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии в технологическом цикле, аналогичном циклу для лазерных гетероструктур, на подложке GaAs и включала в себя $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ -волновод толщиной 3 мкм между $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ -эмиттерами толщиной по 2 мкм, а также буферный и контактный слои из GaAs. В отличие от обычной лазерной гетероструктуры, в экспериментальной нет p–n-перехода и активной области. Для исследования поглощения на электронах вся структура изотипно легирована кремнием с концентрацией $n = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такой уровень легирования наиболее удобен с точки зрения методики исследования сечений поглощения, а также интересен с практической точки зрения, поскольку примерно соответствует среднему значению неравновесной концентрации носителей заряда, которая накапливается в волноводе в процессе работы полупроводникового лазера при высоких плотностях тока [5].

Для достижения наилучшей локализации волны в слое с исследуемым материалом и упрощения ввода зондирующего излучения был выбран толстый (3 мкм) $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ -волновод. Следует отметить, что лазеры с волноводами именно такой толщины и такого состава

исследовались в наших работах [6, 20]. Эмиттерные слои толщиной по 2 мкм обеспечивают оптическое ограничение и препятствуют распространению введенного излучения вне волновода. В соответствии с данными расчета модового состава электромагнитного поля в гетероструктуре, доля излучения, распространяющаяся в волноводе, составляет не менее 99%. Контактный слой был выращен для осуществления теплового контакта и возможности припаивания образцов на носитель по стандартной технологии.

Выращенная гетероструктура (по сравнению со стандартными лазерными структурами) прошла упрощенный цикл постростовой обработки, включавший в себя утоньшение пластины и формирование контакта со стороны слоев. В экспериментальных образцах отсутствуют мезоканавки, формирующие полосок лазера, диэлектрическое покрытие на пассивных частях и контактный слой со стороны подложки.

Наборы образцов кристаллов заданной длины и ширины были получены раскалыванием пластины гетероструктуры. Зеркала всех образцов были образованы естественными сколами, просветляющие или отражающие покрытия не наносились. Каждый чип монтировался на носитель слоями вниз.

3. Методика исследований

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Источником зондирующего излучения служил одномодовый лазерный диод 1 с длиной волны излучения 1063 нм и шириной спектра менее 2 нм на полувысоте. Зондирующее излучение не испытывает в исследуемом материале межзонного поглощения, но поглощается на свободных носителях заряда, неоднородностях гетероструктуры и ее интерфейсах. Таким образом, поглощение в исследуемом образце аналогично поглощению собственного излучения в лазере. Зондирующее излучение вводилось в торец волновода исследуемого образца 6 посредством оптической системы, состоящей из асферических линз Thorlabs 2 и 5 с числовой апертурой 0.3–0.5 и просветлением типа С (коэффициент отражения менее 0.5% в диапазоне 1050–1700 нм). (Более детально ввод излучения в образец показан на рис.2.) Для подавления обратного отражения зондирующего излучения использовался оптический изолятор 3, на выходе которого это излучение было линейно поляризовано. Полуволновая фазовая пластинка 4 служила для поворота плоскости поляризации при исследовании влияния поляризации на поглощение в образце. На выходе образца зондирующее излучение коллимировалось асферической линзой 7 и с помощью объектива 8 фокусировалось на КМОП-матрице 9. Полученное изображение прошедшего излучения помогло юстировать схему, однако матрица использова-

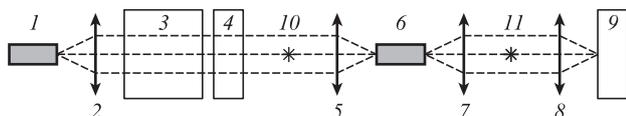


Рис.1. Оптическая схема установки для исследования коэффициента поглощения:

1 – зондирующий лазер; 2, 5, 7 – асферические линзы; 3 – оптический изолятор; 4 – полуволновая фазовая пластинка; 6 – исследуемый образец; 8 – объектив; 9 – КМОП-матрица; 10, 11 – точки, в которых измерялась мощность.

лась только как вспомогательное средство. Первичными данными для расчета поглощения были значения входной и выходной мощности, которые измерялись болометром Thorlabs S146C. Контроль мощности зондирующего излучения перед каждым измерением проводился в точке 10 (рис.1), значение мощности обеспечивалось с заданной степенью точности. После окончания юстировки схемы болометр помещался в точку 11 для определения мощности прошедшего излучения.

Для обеспечения точности и стабильности оптической схемы лабораторный стенд был размещен на оптическом столе с виброизолирующими пневмоопорами. Система контроля температуры лазера и образца, содержащая элементы Пельтье и датчики температуры, обеспечивала стабильность температуры с точностью 0.05°C. Для зондирующего лазера температура поддерживалась постоянной и равной 25°C, а температура исследуемого образца могла выбираться в диапазоне 25–85°C. Мощность зондирующего излучения поддерживалась на уровне 12 мВт.

Зондирующий пучок неизменной мощности по очереди вводился в волноводы образцов с разными длинами резонатора, на выходе которых измерялась оптическая мощность. С помощью набора значений выходной мощности для образцов разных длин рассчитывалось поглощение внутри волновода.

Рассмотрим эту процедуру. Пусть исследовались образцы (рис.2) длиной L_1 и L_2 ($L_2 > L_1$) и соответствующие уровни выходной мощности составляли I_1 и I_2 (очевидно, что $I_1 > I_2$). Если не учитывать переотражения зондирующего излучения внутри кристалла от его торцов, образующих резонатор Фабри–Перо, можно воспользоваться формулой

$$\alpha = \frac{1}{L_2 - L_1} \ln \frac{I_1}{I_2}, \quad (3)$$

что справедливо в случае сильного просветления граней кристалла. Чтобы минимизировать неопределенность, связанную с погрешностью определения коэффициентов отражения диэлектрических покрытий, когда ими пренебречь нельзя, мы использовали другой подход. У всех исследуемых образцов коэффициенты отражения граней, образованных естественными сколами, составляют 30.2%, однако для точного расчета поглощения необходимо учитывать многократное прохождение излучения сквозь резонатор. Поэтому использовалась система, учитывающая пятикратное прохождение излучением образцов длиной L_1 и L_2 и состоящая из двух уравнений:

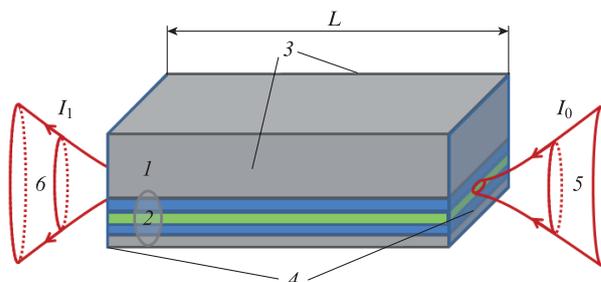


Рис.2. Схема исследуемого образца и ввода в него излучения:

1 – подложка; 2 – гетероструктура; 3 – боковые грани образца; 4 – торцевые грани образца; 5 – зондирующее излучение мощностью I_0 ; 6 – прошедшее через образец излучение мощностью I_1 ; L – длина образца.

$$\begin{aligned}
 I_1 &= I_0 \exp(-\alpha L_1)(1 - R)^2 + I_0 \exp(-3\alpha L_1)R^2(1 - R)^2 \\
 &+ I_0 \exp(-5\alpha L_1)R^4(1 - R)^2, \\
 I_2 &= I_0 \exp(-\alpha L_2)(1 - R)^2 + I_0 \exp(-3\alpha L_2)R^2(1 - R)^2 \\
 &+ I_0 \exp(-5\alpha L_2)R^4(1 - R)^2,
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

где I_0 – мощность зондирующего излучения на входе в образец; R – коэффициент отражения зеркал. Система (4) решается относительно неизвестных α и I_0 . Основной целью расчета является коэффициент поглощения α , однако возможность определения величины входной мощности также важна с технической точки зрения. Отношение измеренной мощности, введенной в кристалл, к расчетной величине I_0 дает коэффициент ввода зондирующего излучения в волновод лазера. Обеспечение высокого коэффициента ввода гарантирует достоверность результатов измерений.

В системе уравнений (4) расходимость зондирующего излучения по поперечной оси x (в плоскости слоев гетероструктуры) в расчет не принимается, поскольку внутри кристалла она не превышает 3° , однако учитывается излучение, которое проходит внутри кристалла общую дистанцию $5L$, на которой пятно излучения успевает значительно увеличиться. Если поперечный размер излучения превысит ширину кристалла, оно начнет отражаться от боковых стенок, что потенциально может понизить мощность на выходе из длинных образцов и, следовательно, повлиять на результаты измерений. Во избежание этого для каждой длины кристалла рассчитывалась его минимально допустимая ширина, с тем чтобы после пяти проходов резонатора размер выходного пятна оставался меньше нее. Отсутствие отражений от боковых граней при юстировке образца контролировалось с помощью КМОП-камеры. На изображении прошедшего зондирующего излучения наличие отраженных от боковых граней лучей проявлялось в виде характерной интерференционной картины (рис.3,*а*). Изображение излучения, прошедшего без переотражений (рис.3,*б*), отличается моно-

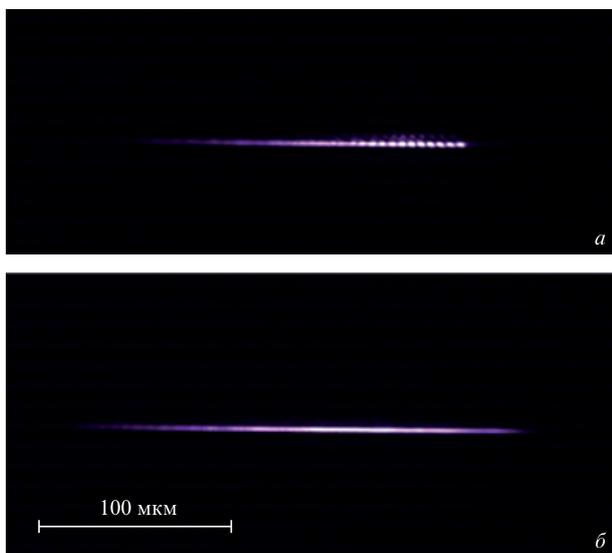


Рис.3. Изображения излучения, прошедшего через образец длиной 1760 мкм, при попадании входного пучка в край образца (*а*) и в центр его торца (*б*).

тонным характером с поперечным распределением интенсивности, близким к гауссову.

4. Результаты экспериментов и их обсуждение

После настройки экспериментальной установки и отработки методики измерений рассматривалось влияние поляризации излучения на его прохождение при вращении фазовой полуволновой пластинки и измерении мощности на выходе из образцов разной длины при их температурах 25 и 85°C. Во всех случаях угол поворота плоскости поляризации слабо влиял на уровень выходной мощности – ее изменение было сопоставимо с погрешностью измерения, поэтому более детально поляризационная зависимость поглощения не исследовалась. Фазовая пластинка была повернута так, чтобы во всех дальнейших экспериментах плоскость поляризации вводимого излучения соответствовала ТЕ поляризации для волновода образца.

Мощность излучения измерялась на выходе образцов длиной 1230, 1760 и 5430 мкм в диапазоне температур 25–85°C. Использовалось не менее пяти образцов каждой длины, юстировка системы проводилась для каждого образца и при каждой температуре. Таким образом, был получен набор мощностей для образцов разных длин L и ширины W при различных температурах. Например, средние значения измеренных мощностей и их разброс для каждой длины при 25°C таковы: при $L = 5430$ мкм и $W = 1500$ мкм – 405.2 ± 5.4 мкВт, при $L = 1760$ мкм и $W = 500$ мкм – 2168.4 ± 30.5 мкВт, при $L = 1230$ мкм и $W = 500$ мкм – 2890 ± 9.8 мкВт. В дальнейшем в расчетах использовались только средние значения мощностей (для образцов одной длины при одной температуре), а их разброс учитывался при оценке погрешностей.

Поскольку расчет по формуле (4) возможен для пары образцов разной длины, а использовались образцы с тремя длинами, то расчеты коэффициента поглощения проводились для трех пар с длинами 5430 и 1760 мкм, 5430 и 1230 мкм, 1760 и 1230 мкм при изменении их температуры от 25 до 85°C (рис.4). В принципе, если не учитывать погрешности эксперимента, все три представленные на рисунке зависимости должны совпадать. Однако видно, что значения коэффициента поглощения, полученные для пар 5430 и 1760 мкм, 5430 и 1230 мкм (кривые 1 и 2), близки, тогда как пара наиболее коротких образцов (кривая 3) демонстрирует заметно большие и величину, и разброс значений коэффициента поглощения. Таким образом, небольшая погрешность в случае измерений пары образцов с близкими длинами приводит к значительной погрешности результата расчета. Поэтому самой предпочтительной является пара с наиболее различающимися длинами образцов (кривая 2). Следует отметить, что для всех пар образцов температурная зависимость коэффициента поглощения выглядит практически одинаково.

Помимо измеренных коэффициентов поглощения, формула (4) позволяет определить коэффициент ввода излучения. Для его оценки была измерена мощность в точке II (см. рис.1) без образца. Линза 7 коллимировала излучение на выходе из линзы 5 и направляла его в болометр. Измеренная мощность I_m составила 11.7 мВт, она соответствует мощности на входе в кристалл с учетом всех потерь на линзах. Отношение мощности I_0 , рассчитанной по формуле (4), к I_m дает расчетный коэффициент ввода

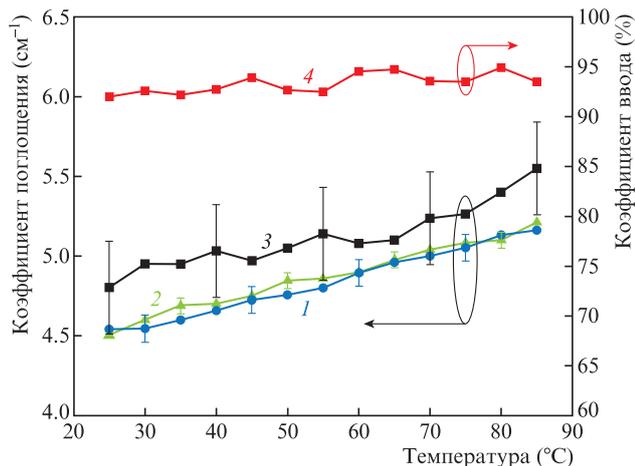


Рис.4. Температурные зависимости коэффициента поглощения, полученные для трех пар образцов с длинами 5430 и 1760 мкм (1), 5430 и 1230 мкм (2), 1760 и 1230 мкм (3), а также коэффициента ввода излучения для пары 5430 и 1230 мкм (4).

90%–95% во всех случаях, который, как видно из рис.4, для пары образцов 5430 и 1230 мкм (кривая 4) практически не зависит от температуры. Отметим, что столь высокий коэффициент ввода был получен благодаря тщательным расчетам оптической схемы, подбору и юстировке линз.

Оценим величину погрешности результатов расчета. Она зависит от всех входных параметров расчета, включая погрешность определения длины образца и коэффициента отражения граней. Относительная погрешность измерения мощности для всех образцов и температур не превышала 1.5%. Погрешность измерения длин образцов составляет ± 10 мкм, относительная погрешность – не более 0.8%. Сложнее оценить погрешность определения коэффициента отражения зеркала. Помимо возможных неточностей его расчета, следует учитывать влияние температуры на показатель преломления и, следовательно, на коэффициент отражения. По нашим оценкам, абсолютная погрешность его определения не превышает $\pm 3\%$ при коэффициенте отражения 30.2% (относительная погрешность 10%). Влияние погрешности измерений длин образцов и коэффициентов отражения зеркал проиллюстрируем на примере пары с длинами 5430 и 1230 мкм, которая обеспечивает наибольшую точность определения коэффициента поглощения. Вариации длин образцов в пределах ± 10 мкм и коэффициента отражения в пределах 27%–33% приводят к изменению расчетного коэффициента поглощения не более чем на 0.7% и 0.4% соответственно. Общая максимальная погрешность расчета для пары образцов с максимальной разницей длин не превысила 1.2% (рис.4). Поскольку наша задача заключалась в обеспечении точности метода измерений на уровне 0.1 см^{-1} , то, судя по результатам анализа погрешностей, ее можно считать выполненной.

Величина коэффициента поглощения, полученная в работе, определяется профилем легирования и конфигурацией моды. Анализ сечения поглощения, учитывающий измеренное распределение концентрации легирующей примеси, будет проведен в следующих работах.

Отметим, что повышение температуры приводит к росту поглощения в слоях: с увеличением температуры от 25 до 85 °C оно возрастает примерно на 15%, что хорошо согласуется с литературными данными [13].

В заключение подчеркнем, что предложенная методика исследования поглощения оптического излучения в гетероструктурах достаточно точна, информативна и имеет значительный потенциал применений. Имея образцы разных составов, с разными степенями и типами легирования, можно исследовать влияние этих параметров, а также технологических факторов эпитаксиального роста на поглощение излучения свободными носителями. Методика позволяет исследовать температурные и поляризационные, а также, в принципе, спектральные зависимости коэффициента поглощения. В последнем случае необходимо использовать либо набор одномодовых лазеров с разными длинами волн, либо перестраиваемый источник когерентного излучения.

В дальнейшем мы планируем подготовить серию гетероструктур с разными составами материала волновода и концентрациями легирующей примеси, точно измерить профиль легирования каждой гетероструктуры и провести исследования коэффициента поглощения по разработанной методике.

Исследования эпитаксиального роста гетероструктур выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-30072), экспериментальные исследования поддержаны РФФИ (грант № 19-32-90070).

- Piprek J. *Opt. Quantum Electron.*, **51** (60), 10 (2019).
- Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., Wang X., Erbert G., Tränkle G. *New J. Phys.*, **12**, 085007 (2010).
- Dogan M., Michael C.P., Zheng Y., Zhu L., Jacob J.H. *Proc. SPIE*, **8965**, 89650P (2014).
- Soboleva O.S., Zolotarev V.V., Golovin V.S., Slipchenko S.O., Pikhin N.A. *Transact. Electron. Devices*, in press.
- Piprek J., Li Z.M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **30** (10), 963 (2018).
- Veselov D.A., Bobretsova Yu.K., Leshko A.Y., Shamakhov V.V., Slipchenko S.O., Pikhin N.A. *J. Appl. Phys.*, **126**, 213107 (2019).
- Пихтин Н.А., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **38** (3), 374 (2004). [*Semiconductors*, **38** (3), 360 (2004)].
- Ryvkin B., Avrutin E. *Electron. Lett.*, **42** (22), 1283 (2006).
- Ryvkin B., Avrutin E. *Semicond. Sci. Technol.*, **32** (1), 015004 (2017).
- Ryvkin B., Avrutin E. *2006 Intern. Conf. Transp. Opt. Networks*, **2**, 246 (2006).
- Erbert G., Bugge F., Fricke J., Ressel P., Staske R., Sumpf B., Wenzel H., Weyers M., Tränkle G. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **11** (5), 1217 (2005).
- Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетеропереходах* (М.: Мир, 1981, т. 1, с. 299).
- Spitzer W.G., Whelan J.M. *Phys. Rev.*, **114** (1), 59 (1959).
- Рывкин Б., Георгиевский А. *ФТП*, **33** (7), 887 (1999). [*Semiconductors*, **33** (7), 813 (1999)].
- Krishnamurthy S., Yu Z.G., Gonzalez L.P., Guha Sh. *J. Appl. Phys.*, **109** (3), 033102 (2011).
- Рожков А.В. *ФТП*, **54** (8), 721 (2020) [*Semiconductors*, **54** (8), 869 (2020)].
- Fan H.Y. *Semicond. Semimet.*, **3**, 405 (1967).
- Bulashevich K.A., Mymrin V.F., Karpov S.Yu., Demidov D.M., Ter-Martirosyan A.L. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, 502 (2007).
- Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **97**, 123103 (2005).
- Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Лютетский А.В., Николаев Д.Н., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Капитонов В.А., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **45** (7), 597 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (7), 597 (2015)].
- Гаврина П.С., Соболева О.С., Подоскин А.А., Казакова А.Е., Капитонов В.А., Слипенченко С.О., Пихтин Н.А. *ФТП*, **54** (8), 734 (2020) [*Semiconductors*, **54** (8), 882, (2020)].