

Фотолюминесценция растянутых Ge микромостиков при различных температурах: эксперимент и моделирование

© Н.А. Байдакова¹, А.Н. Яблонский¹, Н.С. Гусев¹, К.Е. Кудрявцев¹, Е.Е. Морозова¹,
Д.В. Юрасов¹, В.Я. Алешкин^{1,2}, А.В. Нежданов², А.В. Новиков^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
607680 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: banatale@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 1 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 20 сентября 2022 г.

Принята к публикации 17 октября 2022 г.

Представлены результаты экспериментального исследования и теоретического моделирования спектров фотолюминесценции растянутых Ge микромостиков с улучшенным теплоотводом от активной области. Показано, что в исследуемых структурах во всем рассмотренном диапазоне температур (от 80 до 300 К) основной вклад в сигнал фотолюминесценции микромостиков вносит сигнал, связанный с излучательными переходами из Г-долины в валентную зону. В работе также обсуждается влияние эффектов самопоглощения в Ge и интерференции излучения в исследуемых структурах на вид спектров фотолюминесценции Ge микромостиков. Продемонстрировано, что в отличие от свободновисящих мостиков Ge микромостики, в которых для улучшения теплоотвода реализована адгезия к нижележащим слоям, не подвергаются дополнительному растяжению при уменьшении температуры.

Ключевые слова: SiGe структуры, деформация, растянутый Ge, фотолюминесценция, моделирование спектров.

DOI: 10.21883/FTP.2022.10.53955.9852

1. Введение

Важной задачей современной оптоэлектроники является создание на кремнии доступного эффективного источника излучения ближнего ИК диапазона. Одним из вариантов решения данной задачи является использование в качестве активной среды деформированного, растянутого, Ge. Объемный Ge, являющийся непрямозонным материалом, тем не менее характеризуется малой (140 мэВ при 300 К) энергетической разницей между значениями ширины прямой и непрямой запрещенных зон [1]. Приложение деформации растяжения позволяет уменьшить энергетический зазор между прямой и непрямой зоной в Ge вплоть до нуля и превратить Ge в прямозонный материал. По различным оценкам, приведенным в литературе, Ge становится прямозонным при приложении двуосной деформации на уровне $\sim 1.5\text{--}2\%$ или одноосной деформации на уровне $\sim 4.7\text{--}6\%$ [2,3]. Достижение таких значений деформации в сплошных Ge слоях возможно при эпитаксиальном росте на „виртуальных подложках“ с большим параметром решетки, например, на основе буферных слоев InGaAs или GeSn [4,5]. Однако такой подход имеет ряд недостатков, связанных как со сложностью получения „виртуальных подложек“ высокого кристаллического качества, так и с ограничением на толщину бездефектного формирования слоев растянутого Ge, которое определяется критической толщиной псевдоморфного роста (единицы нм). В то же время формирование сильно

растянутого Ge может быть обеспечено в локальных областях исходной пленки Ge, выращенной на кремнии (в которой образуется исходное небольшое двуосное растяжение до $\sim 0.3\%$ из-за разницы коэффициентов термического расширения Ge и Si) — локально деформированные Ge структуры различных геометрий — за счет использования так называемого „метода концентрации напряжений“ [6]. Ранее сообщалось о наблюдении стимулированного излучения вблизи 1.5 мкм при низких температурах при оптической накачке в локально деформированных Ge структурах геометрии „микромостик“ с одноосным растяжением $\sim 1\text{--}2\%$ [7], полученных данным методом. При этом уточнялось, что наблюдение стимулированного излучения при более высоких температурах требует больших величин деформации в мостиках [7]. Другой группой сообщалось [8] о наблюдении стимулированного излучения в окрестности 3 мкм в сильно растянутых Ge микромостиках (растяжение $\sim 5.4\text{--}5.9\%$). Высокие значения деформации растяжения достигались как за счет геометрии мостиков, так и за счет их охлаждения до низких температур. Эффект значительного увеличения растяжения Ge пленки при уменьшении температуры также наблюдается и в локально деформированных Ge структурах с двуосным растяжением [9]. Увеличение деформации растяжения в Ge микроструктурах, полученных методом концентрации напряжений, при уменьшении температуры вызвано ростом и дальнейшим перераспределением деформации растяжения в пленке Ge, выращенной на

кремнии, возникновение которой обусловлено разницей в коэффициентах температурного расширения Ge и Si.

Следует отметить, что сложности наблюдения стимулированного излучения в локально растянутых Ge микромостиках во многом связаны с проблемой теплоотвода, которая может быть решена за счет адгезии локально растянутой области к нижележащим слоям подложки [10]. Однако использование данного подхода может оказать влияние на свойства таких Ge микромостиков и, в частности, на зависимость их величины растяжения от температуры. Поскольку величина деформации Ge микромостика напрямую влияет на зонную структуру материала, анализ спектров люминесценции может помочь в поиске ответа на данный вопрос. Ранее в литературе проводилось моделирование спектров фотолюминесценции (ФЛ) для структур, представляющих собой Ge полоски [11], и в данном типе структур величина деформации не зависела от температуры. Как и в случае с Ge полосками, при моделировании спектров ФЛ Ge микромостиков необходимо учитывать как расщепление подзон легких и тяжелых дырок в валентной зоне вследствие упругих напряжений [2,3], так и эффекты самопоглощения в Ge [11,12]. Кроме того, в данном типе структур могут наблюдаться интерференционные эффекты, связанные как с наличием слоев с различным показателем преломления, так и с геометрическими параметрами мостика.

Настоящая работа посвящена моделированию спектров ФЛ локально деформированных Ge микромостиков с учетом всех вышеперечисленных эффектов, а также выявлению влияния температуры на величину деформации микромостиков, в которых за счет адгезии был реализован контакт с нижележащими слоями подложки, призванный улучшить теплоотвод.

2. Методика эксперимента

Исходные слои Ge были выращены на подложках „кремний–на–изоляторе“ (SOI) методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для снижения плотности дефектов в слоях Ge/SOI использовался метод „двухтемпературного роста“ с последующим циклическим отжигом в вакуумной камере [13–15]. Затем на буферных слоях Ge/SOI выращивались слои *n*-Ge толщиной 300 нм, легированные Sb на уровне $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Как было показано ранее [1,16–19], этот уровень легирования является оптимальным для достижения при комнатной температуре максимальной интенсивности сигнала люминесценции, связанного с прямыми излучательными переходами в Ge. При легировании Ge сурьмой использовался ранее разработанный авторами метод, описанный в [20]. Согласно рентгенодифракционному анализу, в выращенных пленках Ge благодаря разнице коэффициентов термического расширения Ge и Si была достигнута деформация растяжения на уровне 0.2–0.25%.

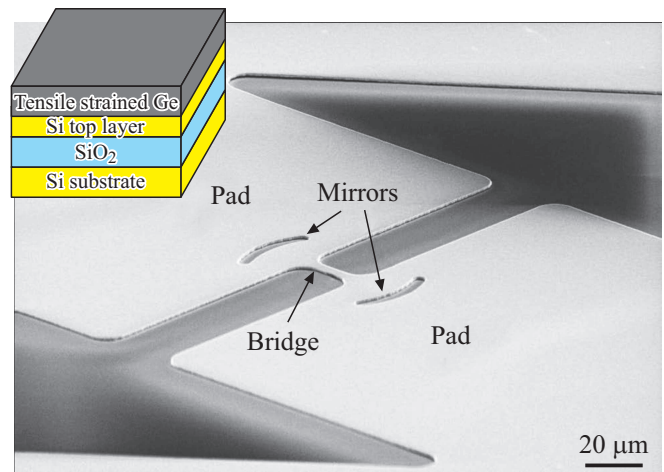


Рис. 1. Снимок со сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) исследуемого Ge микромостика. На вставке для наглядности приведено схематическое изображение исходной структуры.

Создание локально деформированных Ge микроструктур в геометрии типа „микромостик“ осуществлялось с помощью лазерной безмасочной литографии, плазмохимического и „влажного“ селективного травления. Для увеличения интенсивности сигнала люминесценции мостики встраивались между фрагментами сферического зеркала, сформированными кольцевыми секторами со сглаженными углами (см. рис. 1). Подобная геометрия позволяет достичь увеличения интенсивности сигнала ФЛ от Ge микромостиков за счет обеспечения оптического ограничения в направлении вдоль мостика (в двух других направлениях оно создается за счет ограниченных геометрических размеров мостика), т.е. формирования микрорезонатора [21]. Улучшение теплоотвода от исследованных Ge микромостиков осуществлялось за счет адгезии активной области структуры к нижележащим слоям подложки за счет действия капиллярных сил [10]. Как было показано ранее, данный подход позволяет увеличить максимальную мощность оптической накачки (не приводящей к необратимым изменениям микромостиков) исследуемых структур в ~ 4 раза [10]. Процесс формирования исследованных Ge микромостиков подробно описан в работах [10,21]. В отличие от предыдущей работы авторов [21], в данной работе за счет изменения размеров создавались микромостики с невысокими (до 2%) величинами растяжения, что позволяло анализировать весь сигнал люминесценции от микромостиков с помощью используемого многоканального детектора OMA-V на основе линейки фотодиодов InGaAs (диапазон длин волн 0.8–2.1 мкм (0.6–1.55 эВ)).

Экспериментальные исследования полученных Ge-микроструктур проводились с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), интерферометрии белого света, спектроскопии комбинационного рассеяния

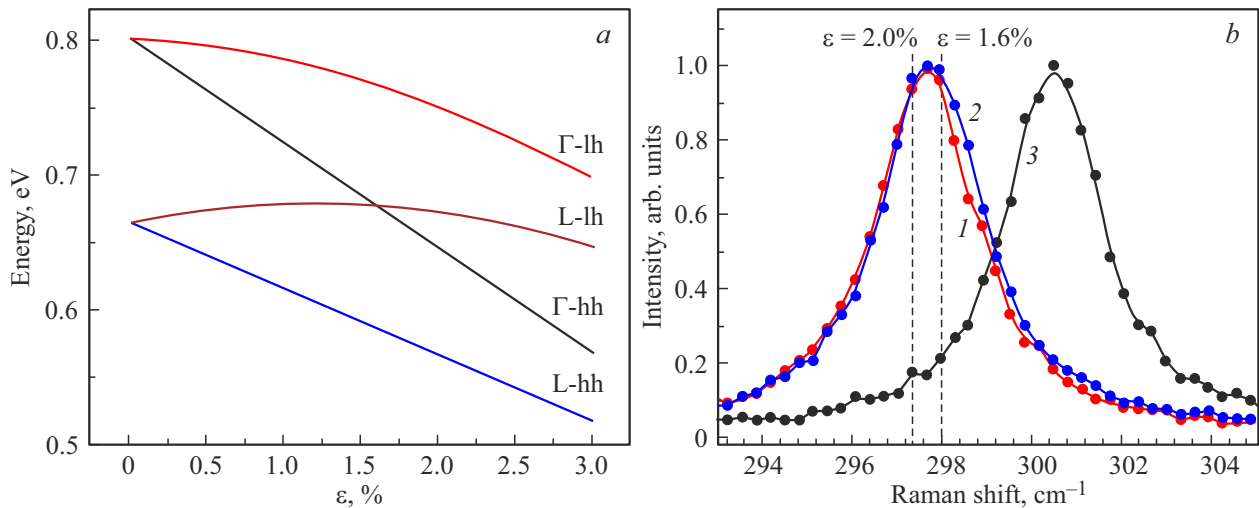


Рис. 2. *a* — зависимости энергий переходов из Γ - и L-долин в подзоны легких (lh) и тяжелых (hh) дырок в Ge от величины одноосного растяжения; *b* — линии LO-фона в спектре микро-КРС, снятые в центре микромостика (1), на расстоянии 2 мкм от центра микромостика (2) и пик от объемного Ge (3). Вертикальными пунктирными линиями отмечены границы погрешности измерения микро-КРС и соответствующие им граничные значения деформации.

света (микро-КРС) и спектроскопии микрофотолюминесценции (микро-ФЛ). При исследовании спектров микро-ФЛ для возбуждения сигнала использовалось импульсное излучение Nd:YAG-лазера на длине волны 532 нм (частота повторения — 80 МГц, длительность импульса ~ 10 пс). Фокусировка лазерного луча и сбор излучения с поверхности исследуемых структур осуществлялись с помощью объектива Mitutoyo Plan Apo NIR 50x, обеспечивающего размер пятна возбуждения на образце ~ 3 мкм. Регистрация спектров микро-ФЛ осуществлялась с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i и многоканального детектора OMA-V на основе линейки фотодиодов InGaAs (диапазон длин волн 0.8–2.1 мкм). Измерения проводились при температурах от 80 до 300 К, для чего образец помещался в специализированный проточный криостат для исследований в режиме микро-ФЛ.

3. Результаты и обсуждение

В данной работе были исследованы спектры ФЛ напряженных Ge микромостиков длиной 5 мкм. Как отмечалось выше, при растяжении германия наблюдается модификация его зонной структуры — уменьшается расстояние между минимумами Γ - и L-долин в зоне проводимости, при этом энергии обеих долин понижаются. Кроме того, в валентной зоне также происходит расщепление подзон легких и тяжелых дырок. На рис. 2, *a* приведены зависимости энергий переходов из Γ - и L-долин зоны проводимости в различные подзоны в валентной зоне, рассчитанные с использованием k -p-метода. Отметим, что проведенные расчеты дают хорошее согласование с результатами расчетов из литературы [2,22]. Ввиду расщепления подзон легких и тяжелых дырок

в валентной зоне при растяжении, в сигнале ФЛ от деформированных микромостиков могут наблюдаться несколько составляющих, соответствующих различным излучательным переходам из Γ - и L-долин в эти подзоны.

Величина деформации в микромостиках определялась с помощью микро-КРС по смещению линии LO-фона в Ge относительно ее положения в недеформированном Ge [10]. На рис. 2, *b* приведены линии LO-фононов в спектрах микро-КРС, снятых в центре микромостика и на расстоянии 2 мкм от центра мостика, которые характеризуют деформацию Ge внутри пятна возбуждения при исследовании микро-ФЛ, а также линия LO-фонона объемного Ge. Уровень одноосной деформации в микромостике определяется из сдвига линии LO-фонона по формуле $\epsilon = 0.68\Delta\omega - 0.019\Delta\omega^2$ [23] и лежит в диапазоне 1.6–2.0% с учетом погрешности записи спектра КРС (вертикальные прямые на рис. 2, *b*). Отметим, что деформацию части мостика, исследуемой методом микро-ФЛ (внутри пятна диаметром ~ 3 мкм), можно считать однородной.

На рис. 3 приведен спектр ФЛ микромостика длиной 5 мкм при комнатной температуре (кривая 1). Сигнал ФЛ Ge микромостика сдвинут в область меньших энергий относительно сигнала ФЛ непроцессированной области структуры (кривая 2), соответствующего излучательным переходам из Γ -долины в валентную зону в слабонапряженной исходной пленке Ge/SOI [24]. Данное смещение объясняется понижением энергии Γ -долины при увеличении деформации.

Как видно, спектр ФЛ Ge микромостика обладает достаточно сложной формой, которая связана как с наличием компонент, соответствующим излучательным переходам в подзоны легких и тяжелых дырок, так и с вкладом интерференционных эффектов. В частно-

сти, модуляция в высокоэнергетической части спектра (750–850 мэВ) соответствует интерференции поперек Ge мостика шириной 3 мкм.

Для того чтобы уверенно связать наблюдающиеся в спектре микро-ФЛ сигналы с излучательными переходами в растянутом Ge, было проведено теоретическое моделирование спектров, при этом при расчетах бралась величина упругих напряжений $\sim 1.8\%$, соответствующая положению точки максимума линии LO-фона в спектре микро-КРС исследуемого мостика (рис. 2, *b*). Расчет зонной структуры одноосно деформированных Ge микромостиков проводился в кр-приближении (Гамильтониан 8×8). Значения ширины запрещенной зоны и значения матричных элементов были взяты из работы [25], величина спин-орбитального расщепления, коэффициенты Латтинжера и величины модулей деформации — из работы [26], деформационные потенциалы для электронов — из [27]. Положение квазиуровней Ферми, необходимое для моделирования спектров ФЛ, определялось с учетом уровня легирования структур ($\sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и уровня оптической накачки. Подробнее о моделировании спектров ФЛ легированных Ge структур (с относительно малой деформацией) можно прочитать в работе [28].

При определении положения квазиуровней Ферми в структуре плотность дырок как неосновных носителей заряда определялась уровнем оптической накачки. В то же время, поскольку при используемом уровне легирования донорами ($3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) наблюдается полная электрическая активация примеси [18], значение плотности электронов выбиралось на величину $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ больше плотности фотогенерированных электронно-дырочных пар.

При используемых параметрах оптического возбуждения (длина волны — 532 нм, частота повторения — 80 МГц, средняя мощность возбуждения — 10 мВт, диаметр пятна ~ 3 мкм, глубина проникновения излучения в структуру ~ 20 нм) и без учета поверхностной рекомбинации и других безызлучательных процессов, концентрация носителей заряда, сгенерированных за время импульса на глубине проникновения возбуждения, может быть оценена как $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. В то же время при плотности носителей заряда $\sim 10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ длина диффузии электронов при комнатной температуре, оцененная с учетом табличных значений подвижности [29] и экспериментально определенных времен жизни носителей заряда в легированном Ge [30], составляет 200–250 нм, т.е. на порядок превосходит глубину проникновения излучения в структуру и, следовательно, пропорционально уменьшает плотность фотовозбужденных носителей заряда. С учетом этого факта и с поправкой на неучтенные безызлучательные процессы при моделировании спектров ФЛ Ge микромостиков плотность дырок в структуре бралась равной $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а плотность электронов — $8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Расчитанный спектр ФЛ, полученный для величины деформации 1.8% и концентрации фотовозбужденных

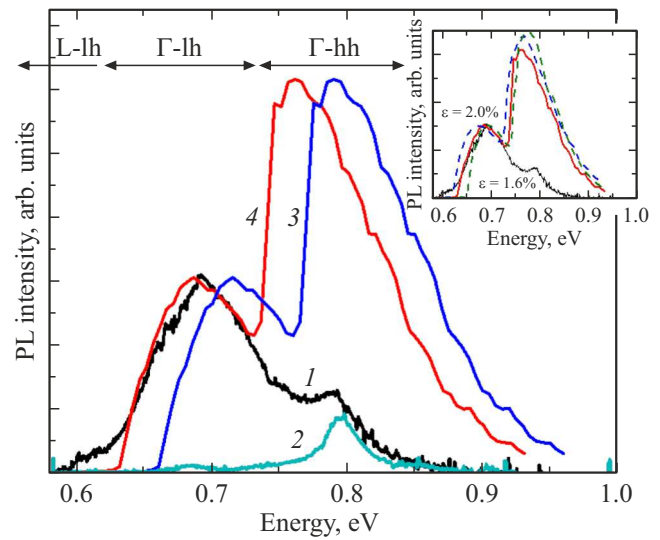


Рис. 3. Спектры ФЛ Ge микромостика длиной 5 мкм (1) и непроцессированной области структуры (2) при комнатной температуре, спектры ФЛ, полученные в результате расчетов без учета эффекта bandgap narrowing (BGN) (3) и с учетом эффекта BGN (4) для величины деформации в мостике 1.8%. На вставке приведены расчетные спектры с учетом эффекта BGN, полученные для величины деформации в мостике 1.8%, а также на границах диапазона погрешности определения деформации из спектров КРС — 1.6 и 2.0%.

носителей заряда $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, приведен на рис. 3 (кривая 3). Два пика в моделированном спектре ФЛ соответствуют излучательным переходам в подзоны легких и тяжелых дырок. Сравнение экспериментального и расчетного спектров (кривые 1 и 3 на рис. 3) показывает заметное расхождение как в положении, так и в форме линий. Наблюдаемое расхождение в положении экспериментального и рассчитанного спектров ФЛ объясняется тем, что при моделировании не учитывалось влияние уровня легирования на положение энергетических зон в Ge, так называемый эффект „bandgap narrowing“ (BGN) — эффект перенормировки запрещенной зоны Ge при высоких уровнях легирования [28,31,32]. Как было показано ранее [28], при используемых уровнях легирования германия сурьмой ($3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) ширина прямой запрещенной зоны Ge уменьшается на величину ~ 30 мэВ по сравнению с нелегированным Ge. Учет эффекта BGN позволяет добиться хорошего согласия спектрального положения экспериментального и расчетного спектров (кривые 1 и 4 на рис. 3). На вставке к рис. 3 приведены расчетные спектры, сдвинутые на величину BGN, полученные для границ диапазона погрешности определения деформации — 1.6 и 2.0%. Хорошее согласие наблюдается для всего диапазона погрешностей. Сравнивая теоретический и экспериментальный спектры, можно утверждать, что две составляющие в спектре ФЛ соответствуют переходам в подзоны легких и тяжелых дырок.

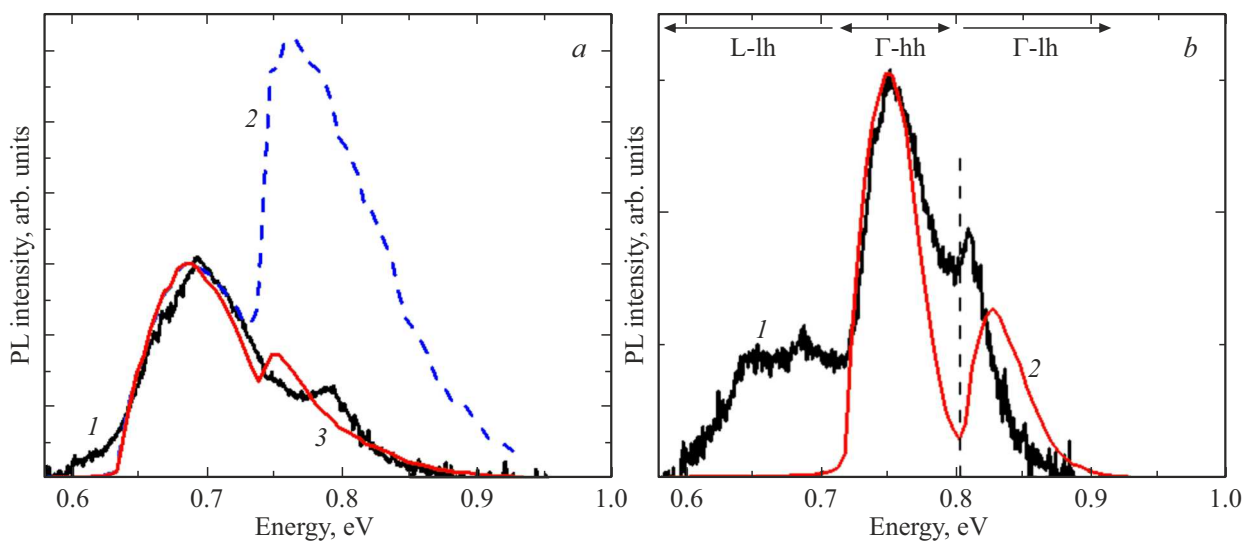


Рис. 4. *a* — спектр ФЛ Ge микромостика, измеренный при комнатной температуре (1), и расчетные спектры ФЛ без учета (2) и с учетом (3) эффекта самопоглощения в Ge при уровне деформации 1.8% (с учетом эффекта BGN). *b* — спектр ФЛ Ge микромостика, измеренный при температуре 80 K (1), и расчетный спектр ФЛ для температуры 80 K (2) при уровне деформации 1.8% с учетом эффектов BGN и самопоглощения в Ge.

Тем не менее даже для расчетных спектров, учитывающих эффект BGN, наблюдается заметное несоответствие в соотношении интенсивностей высоко- и низкоэнергетических частей спектра. Частично данное расхождение может быть связано с так называемым эффектом самопоглощения в Ge — межзонном поглощении сигнала ФЛ вблизи прямой зоны [11,12]. На рис. 4, *a* приведены спектры, рассчитанные с учетом (кривая 2) и без учета (кривая 3) эффекта самопоглощения, для деформации 1.8% и с учетом эффекта BGN. Учет эффекта самопоглощения позволяет достичь качественного соответствия в соотношении интенсивностей высоко- и низкоэнергетических частей в экспериментальном и расчетном спектрах. Остающиеся различия могут быть связаны со следующими факторами. Для оценки влияния самопоглощения в слоях Ge рассматривалось лишь поглощение при распространении излучения по вертикали внутри мостика с его отражением от нижней границы напряженного слоя Ge, находящегося в контакте со слоем SiO₂. Однако в исследованных структурах самопоглощение может возникать в том числе и при распространении излучения вдоль мостика между зеркалами резонатора, причем в этом случае речь идет о поглощении в слое с переменными величиной и видом деформации (одноосная деформация в мостике и двуосная — в обкладках). Также следует отметить, что интенсивность сигнала ФЛ в высокоэнергетической части моделированного спектра определяется плотностью фотовозбужденных носителей заряда в структуре, для которой в нашем случае была выполнена достаточно грубая оценка. При этом, как отмечалось выше, искажения в вид спектра ФЛ Ge микромостиков вносят интерференционные эффекты, возникающие в результате отражения излучения как от

боковых стенок мостика, так и от нижнего слоя SiO₂. Совокупность этих факторов приводит к сложности моделирования спектров ФЛ Ge микромостиков, особенно в высокоэнергетической области, однако используемый подход позволяет качественно смоделировать спектр ФЛ Ge микромостиков и подтвердить связь наблюдаемых сигналов с излучательными переходами из Γ -долины в подзоны легких и тяжелых дырок. Более „плавное“ нарастание интенсивности сигнала ФЛ на низкоэнергетическом краю экспериментального спектра в сравнении с расчетным объясняется наличием примесных состояний в Ge, существование которых не учитывалось при моделировании. Кроме того, в низкоэнергетической (вблизи 0.6 эВ) части спектра ФЛ Ge микромостиков также наблюдается слабый сигнал, связанный с излучательными переходами из L-долины, часть которого оказывается вне области чувствительности приемника.

Как отмечалось выше, ранее в литературе описывался эффект увеличения растяжения свободновисящих Ge мостиков при охлаждении (при снижении температуры измерений от 300 K в область криогенных температур) [8] за счет разницы коэффициентов температурного расширения Ge и Si аналогично охлаждению от температур роста/отжига до комнатной при формировании структуры. Поскольку при создании микромостиков в Ge пленке происходит перераспределение упругих напряжений (и увеличение их в области сужения — мостика), при охлаждении свободновисящих структур этот процесс перераспределения напряжений также возможен [8]. Однако, в отличие от работы [8], в настоящей работе исследовались структуры, в которых после всех этапов их формирования присутствовал механический контакт между Ge мостиком и нижележащими слоями

подложки. Данное обстоятельство может препятствовать дальнейшему перераспределению упругих напряжений в уже сформированной структуре, как это происходит в структурах, представляющих собой растянутые Ge полоски [11].

Для того чтобы проверить наличие эффекта дополнительного растяжения микромостиков при охлаждении в структурах, в которых для улучшения теплоотвода при формировании микромостиков была реализована адгезия локально растянутых областей к нижним слоям подложки, были исследованы их спектры микро-ФЛ в диапазоне температур 80–300 К. На рис. 4, *b* приведен спектр ФЛ микромостика при температуре 80 К (кривая 1). Уменьшение температуры сопровождается смещением сигнала ФЛ Ge мостиков в область больших энергий, вызванным температурным изменением ширины запрещенной зоны Ge, а также уменьшением интенсивности сигнала ФЛ в ~ 2 раза, которое объясняется уменьшением заселенности Г-долины. Еще одним существенным отличием низкотемпературного спектра от спектра, полученного при комнатной температуре, является наблюдение достаточно интенсивного сигнала в диапазоне 0.6–0.7 эВ, который может быть связан с излучательными переходами из L-долины. Увеличение вклада непрямых переходов в общий сигнал ФЛ при понижении температуры объясняется уменьшением относительной заселенности более высокоэнергетических состояний и увеличением времен жизни носителей в структуре, способствующем увеличению вероятности медленных процессов, соответствующих непрямым переходам. Наблюдаемая в данном диапазоне небольшая модуляция может быть связана с интерференцией излучения поперек Ge мостика шириной 3 мкм. Аналогичная модуляция была заметна в диапазоне 750–850 мэВ (рис. 3 и 4, *a*) в спектрах, записанных при комнатной температуре.

Для температуры 80 К также было проведено теоретическое моделирование спектра ФЛ: кривая 2 на рис. 4, *b* соответствует расчетному спектру, полученному для величины деформации 1.8%, с учетом эффектов BGN и самопоглощения в Ge. Видно, что и для низкой температуры расчетный и экспериментальный спектры демонстрируют хорошее согласие с точки зрения спектрального положения края сигналов, связанных с излучательными переходами в подзону легких и тяжелых дырок. Несовпадение спектров в высокоэнергетической части так же, как и в случае эксперимента при комнатной температуре, может быть связано с более сложным характером самопоглощения, а также с влиянием процессов интерференции, возникающей при прохождении излучения поперек мостика и сквозь мостик по вертикали с отражением от нижнего слоя SiO₂.

Аналогичное моделирование спектров было проведено и при других температурах (160 и 220 К). Во всех случаях при учете эффекта BGN наблюдалось хорошее согласование положения сигналов ФЛ, связанных с переходом в подзоны легких и тяжелых дырок,

в экспериментальном и расчетном спектрах, полученных при одинаковом значении деформации при всех температурах. Проведенные температурные измерения и моделирование спектров позволяют с уверенностью утверждать, что в структурах с Ge мостиками, в которых для улучшения теплоотвода была в процессе их формирования реализована адгезия локально растянутых областей к нижним слоям подложки, не наблюдается существенного увеличения величины их растяжения при охлаждении, что связывается с отсутствием перераспределения напряжений в Ge пленке из-за механического контакта мостиков и подложки. Данный факт необходимо учитывать в дальнейшем при проведении работ по достижению стимулированного излучения в структурах с Ge мостиками.

4. Заключение

В результате исследования люминесцентных свойств и моделирования спектров ФЛ локально растянутых Ge микромостиков, сформированных на подложках SOI с адгезией к нижележащим слоям, продемонстрировано, что в исследуемых структурах во всем рассмотренном диапазоне температур (от 80 до 300 К) основной вклад в сигнал ФЛ микромостиков вносит сигнал, связанный с излучательными переходами из Г-долины в валентную зону. Получено хорошее соответствие моделированных и экспериментальных спектров ФЛ при различных температурах. Продemonстрировано, что наличие механического контакта между Ge микромостиком и нижележащими слоями подложки, реализованного для улучшения теплоотвода, препятствует дальнейшему перераспределению упругих напряжений в структуре, и данный тип Ge микромостиков не подвергается заметной дополнительной деформации при охлаждении.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН и с использованием оборудования Центра коллективного пользования „Физика и технология микро- и наноструктур“ ИФМ РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Liu, X. Sun, D. Pan, X. Wang, L.C. Kimerling, T.L. Koch, J. Michel. *Opt. Express*, **15**, 11272 (2007).
- [2] R. Geiger, T. Zabel, H. Sigg. *Front. Mater.*, **2**, 52 (2015).
- [3] C. Boztug, J.R. Sanchez-Perez, F. Cavallo, M.G. Lagally, R. Paiella. *ACS Nano*, **8**, 3136 (2014).
- [4] Y. Huo, H. Lin, R. Chen, M. Makarova, Y. Rong, M. Li, T.I. Kamins, J. Vuckovic, J.S. Harris. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 011111 (2011).

- [5] J. Menendez, J. Kouvetakis. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 1175 (2004).
- [6] M.J. Suess, R. Geiger, R.A. Minamisawa, G. Schiefler, J. Frigerio, D. Chrastina, G. Isella, R. Spolenak, J. Faist, H. Sigg. *Nature Photonics*, **7**, 466 (2013).
- [7] S. Bao, D. Kim, C. Onwukaeme, S. Gupta, K. Saraswat, K.H. Lee, Y. Kim, D. Min, Y. Jung, H. Qiu, H. Wang, E.A. Fitzgerald, C.S. Tan, D. Nam. *Nature Commun.*, **8**, 1845 (2017).
- [8] F.T. Armand Pilon, A. Lyasota, Y.-M. Niquet, V. Reboud, V. Calvo, N. Pauc, J. Widiez, C. Bonzon, J.-M. Hartmann, A. Chelnokov, J. Faist, H. Sigg. *Nature Commun.*, **10**, 2724 (2019).
- [9] Y. Jung, Y. Kim, D. Burt, H.-J. Joo, D.-H. Kang, M. Luo, M. Chen, L. Zhang, C.S. Tan, D. Nam. *Opt. Express*, **29**, 14174 (2021).
- [10] Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев, А.В. Новиков, Д.А. Павлов, Е.В. Скороходов, М.В. Шалеев, П.А. Юнин. *ФТП*, **53**, 1360 (2019).
- [11] M. Virgilio, T. Schroeder, Y. Yamamoto, G. Capellini. *J. Appl. Phys.*, **118**, 233110 (2015).
- [12] G. Grzybowski, R. Roucka, J. Mathews, L. Jiang, R.T. Beeler, J. Kouvetakis, J. Men'endez. *Phys. Rev. B*, **84**, 205307 (2011).
- [13] H.-C. Luan, D.R. Lim, K.K. Lee, K.M. Chen, J.G. Sandland, K. Wada, L.C. Kimerling. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 2909 (1999).
- [14] M. Hartmann, A. Abbadie, J.P. Barnes, J.M. Fedeli, T. Billon, L. Vivien. *J. Cryst. Growth*, **312**, 532 (2010).
- [15] Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев, А.В. Новиков, Д.А. Павлов, Е.В. Скороходов, М.В. Шалеев, П.А. Юнин. *ФТП*, **49**, 1463 (2015).
- [16] M.R. Barget, M. Virgilio, G. Capellini, Y. Yamamoto, T. Schroeder. *J. Appl. Phys.*, **121**, 245701 (2017).
- [17] Y. Yamamoto, M.R. Barget, G. Capellini, N. Taoka, M. Virgilio, P. Zaumseil, A. Hesse, T. Schroeder, B. Tillack. *Mater. Sci. Semicond. Proc.*, **70**, 111 (2017).
- [18] D.V. Yurasov, A.V. Antonov, M.N. Drozdov, P.A. Yunin, B.A. Andreev, P.A. Bushuykin, N.A. Baydakova, A.V. Novikov. *J. Cryst. Growth*, **491**, 26 (2018).
- [19] D.V. Yurasov, A.V. Novikov, N.A. Baidakova, E.E. Morozova, P.A. Yunin, D.V. Shengurov, A.V. Antonov, M.N. Drozdov, Z.F. Krasilnik. *Semicond. Sci. Technol.*, **33**, 124019 (2018).
- [20] D.V. Yurasov, A.V. Antonov, M.N. Drozdov, V.B. Schmagin, K.E. Spirin, A.V. Novikov. *J. Appl. Phys.*, **118**, 145701 (2015).
- [21] Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова, В.А. Вербус, Н.С. Гусев, Е.Е. Морозова, Д.В. Шенгуров, А.Н. Яблонский, В.Я. Алешкин, А.В. Новиков. *ФТП*, **55**, 420 (2021).
- [22] K. Guilloy, N. Pauc, A. Gassenq, Y.-M. Niquet, J.-M. Escalante, I. Duchemin, S. Tardif, G.O. Dias, D. Rouchon, J. Widiez, J.-M. Hartmann, R. Geiger, T. Zabel, H. Sigg, J. Faist, A. Chelnokov, V. Reboud, V. Calvo. *ACS Photon.*, **3**, 1907 (2016).
- [23] A. Gassenq, S. Tardif, K. Guilloy, I. Duchemin, N. Pauc, J.-M. Hartmann, D. Rouchon, J. Widiez, Y.M. Niquet, L. Milord, T. Zabel, H. Sigg, J. Faist, A. Chelnokov, F. Rieutord, V. Reboud, V. Calvo. *J. Appl. Phys.*, **121**, 055702 (2017).
- [24] А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова, П.А. Бушуйкин, Б.А. Андреев, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, А.Н. Яблонский, М.А. Калинин, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **53**, 1354 (2019).
- [25] D.J. Paul. *Phys. Rev. B*, **77**, 155323 (2008).
- [26] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius, 1994).
- [27] C.G. van de Walle, R.M. Martin. *Phys. Rev. B*, **34**, 5621 (1986).
- [28] D.V. Yurasov, A.V. Novikov, N.A. Baidakova, V.Ya. Aleshkin, P.A. Bushuykin, B.A. Andreev, P.A. Yunin, M.N. Drozdov, A.N. Yablonskiy, A.A. Dubinov, Z.F. Krasilnik. *J. Appl. Phys.*, **127**, 165701 (2020).
- [29] В.И. Фистуль. *Сильно легированные полупроводники* (М., Наука, 1967).
- [30] Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков. *ФТП*, **54**, 685 (2020).
- [31] R.A. Abram, G.J. Rees, B.L.H. Wilson. *Adv. Phys.*, **27**, 799 (1978).
- [32] S.C. Jain, R.P. Mertens, R.J. van Overstraeten. *Adv. Electron. and Electron Phys.*, **82**, 197 (1991).

Редактор Г.А. Оганесян

Photoluminescence of strained germanium microbridges at various temperatures: experiment and modeling

N.A. Baidakova¹, A.N. Yablonskiy¹, N.S. Gusev¹, K.E. Kudryavtsev¹, E.E. Morozova¹, D.V. Yurasov¹, V.Ya. Aleshkin^{1,2}, A.V. Nezhdanov², A.V. Novikov^{1,2}

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The results of the experimental study and theoretical simulation of the photoluminescence spectra of strained germanium microbridges with improved heat sink are reported. It was shown that in the structures under study the main contribution to the photoluminescence signal of micro-bridges is provided by the radiative transitions from Γ -valley to the valence band in the whole considered temperature range (from 80 to 300 K). The influence of interference and self-absorption effects on the shape of the photoluminescence spectra of Ge microbridges is discussed. It was demonstrated that Ge microbridges with improved heat sink which was achieved due to the adhesion of the bridges to the underlying layers due to capillary forces are not subjected to the additional stretching as the temperature decreases in contrast to the suspended ones.