

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И НАНОТЕХНОЛОГИЙ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 536.212

СТРУКТУРА И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТОНКИХ ПЛЁНОК СПЛАВА $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, СФОРМИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ ГЕРМАНИЯ В ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ

© Д. Л. Горошко¹, И. М. Гаврилин², А. А. Дронов², О. А. Горошко¹,
Л. С. Волкова³

¹Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения РАН,
690041, г. Владивосток, ул. Радио, 5

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,
124498, г. Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1

³Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН,
119991, Москва, Ленинский просп., 32А
E-mail: goroshko@iacp.dvo.ru

Сплошные и пористые плёнки сплавов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с содержанием германия около 40 % и толщиной 3–4 мкм, сформированные на монокристаллическом кремнии методом электрохимического осаждения германия в матрицу пористого кремния с последующим быстрым термическим отжигом при температуре 950 °С, исследованы методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), оптической спектроскопии и сканирующей электронной микроскопии. На основе спектров, снятых в стоксовой и антистоксовой областях частот с использованием статистики Больцмана и закона теплопроводности Фурье, определены коэффициенты теплопроводности плёнок, которые составляют 7–9 и 3–6 Вт/(м · К) для сплошной и пористой плёнок соответственно. Низкая теплопроводность пористой плёнки объясняется дополнительным фононным рассеянием на развитой поверхности пор. Перспективность применения таких плёнок в термоэлектрических преобразователях обеспечивается простотой и масштабируемостью способа изготовления сплава, а также его низкой теплопроводностью.

Ключевые слова: сплав $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, теплопроводность, электрохимическое осаждение германия, пористый кремний.

DOI: 10.15372/AUT20230609

EDN: SXCDES

Введение. Благодаря своим электрофизическим и оптическим свойствам плёночные структуры на основе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 < x < 1$) имеют большой потенциал применения в устройствах оптоэлектроники и фотовольтаики [1, 2]. Высокая стабильность и термоэлектрическая эффективность обеспечивают их применение в термоэлектрических преобразователях [3]. На сегодняшний день плёночные структуры на основе твёрдых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в основном получают методами химического осаждения из газовой фазы [4, 5], а также используются магнетронное или электронно-лучевое испарения [6]. В работах [7, 8] был предложен новый подход к формированию плёнок $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, который включает в себя процессы формирования пористого кремния и электрохимического осаждения In и Ge. После термической обработки становится возможным синтез плёночных структур на основе твёрдых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Такой подход позволяет формировать плёнки $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с высоким содержанием германия при относительно низких затратах, что является важным при разработке высокоэффективных термоэлектрических устройств на их основе.

Измерение электропроводности и коэффициента Зеебека для тонкоплёночных образцов не представляет сложностей, однако изучение теплопроводности тонких плёнок на массивных подложках имеет ряд особенностей, из-за которых стандартные методы определения теплопроводности объёмных материалов не применимы. Специализированные методы определения теплопроводности (например, 2ω - и 3ω -метод) требуют сложной геометрии образца и тонкого измерения параметров сигнала с прецизионным временным разрешением [9, 10]. В свою очередь, спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) успешно используется как простой и удобный метод изучения тепловых свойств различных материалов, в частности тонких плёнок на подложке [11].

Цель данной работы — использование спектроскопии комбинационного рассеяния света как для определения однородности состава, так и для изучения особенностей теплопереноса в плёночных структурах на основе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, полученных электрохимическим осаждением германия в пористый кремний.

Эксперимент. Для формирования пористого кремния методом металл-стимулированного травления применялись пластины монокристаллического кремния (001) дырочного (образец Б) и электронного (образец Ф) типов проводимости с удельным сопротивлением 20 и 12 Ом · см соответственно. Процесс электрохимического осаждения германия в матрицу пористого кремния осуществлялся в растворе, содержащем 0,05 М GeO_2 , 0,5 М сульфата калия (K_2SO_4) и 0,1 М янтарной кислоты. Сплав $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ синтезировался методом быстрого термического отжига в установке RTP System AS-One 100. Отжиг проводился в потоке аргона (скорость потока $800 \text{ см}^3/\text{мин}$) при температуре $950 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 10 с и скорости нагрева $10 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$. Более подробные детали условий формирования образцов можно найти в [7]. Морфология и элементный состав полученных образцов исследованы с помощью метода растровой электронной микроскопии и энергодисперсионного рентгеновского анализа (EDX) в двухлучевом сканирующем электронном микроскопе FEI Helios G4 CX. Стоксовы и антистоксовы линии комбинационного рассеяния света изучались с использованием конфокального КРС-спектрометра NTEGRA Spectra II. Возбуждение осуществлялось He—Ne-лазером с постоянной накачкой на длине волны $632,83 \text{ нм}$. Регистрация спектров выполнялась с применением CCD-детектора с охлаждением Пельтье в геометрии обратного рассеяния без поляризации света. Излучение мощностью 390 мкВт фокусировалось на образце с помощью объектива $\times 100$ с числовой апертурой 0,9 в пятно диаметром около $2,5 \text{ мкм}$. Оптические спектры регистрировались фурье-спектрофотометром Bruker Vertex v80.

Результаты и их обсуждение. Несмотря на идентичные условия формирования образцов (условия заполнения пор и режимы отжига), после быстрого термического отжига поверхности изучаемых образцов существенно различались. Поверхность образца Б (рис. 1, *a, b*) относительно гладкая, на ней присутствуют глобулы высотой до 2 мкм и латеральными размерами $0,5\text{--}4 \text{ мкм}$. Их концентрация составляет около $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. В свою очередь, поверхность образца Ф (рис. 1, *c, d*) представляет собой пористый слой. На этом слое также присутствуют глобулы, но их количество незначительно (см. рис. 1, *c*). Пористость слоя составляет 40 %. В работе [12] отмечалось, что параметры образцов сильно зависят от условий формирования, но выяснение причин разницы в структуре слоя на подложках кремния, отличающегося типом электропроводности, здесь не приводится. Необходимо отметить, что сплав кремний—германий сформировался в обоих случаях, однако на образце Б он представляет собой сплошной слой толщиной около 3 мкм (см. рис. 1, *b*), а на образце Ф — это пористый слой толщиной около 4 мкм (см. рис. 1, *d*). Значение x в составе сплава $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, определённое по спектрам EDX, составляет 0,44 и 0,41 для образца Б и Ф соответственно.

Неоднородность морфологии поверхности образцов может быть тесно связана с неоднородностью её состава. Для проверки этого предположения было выполнено картирова-

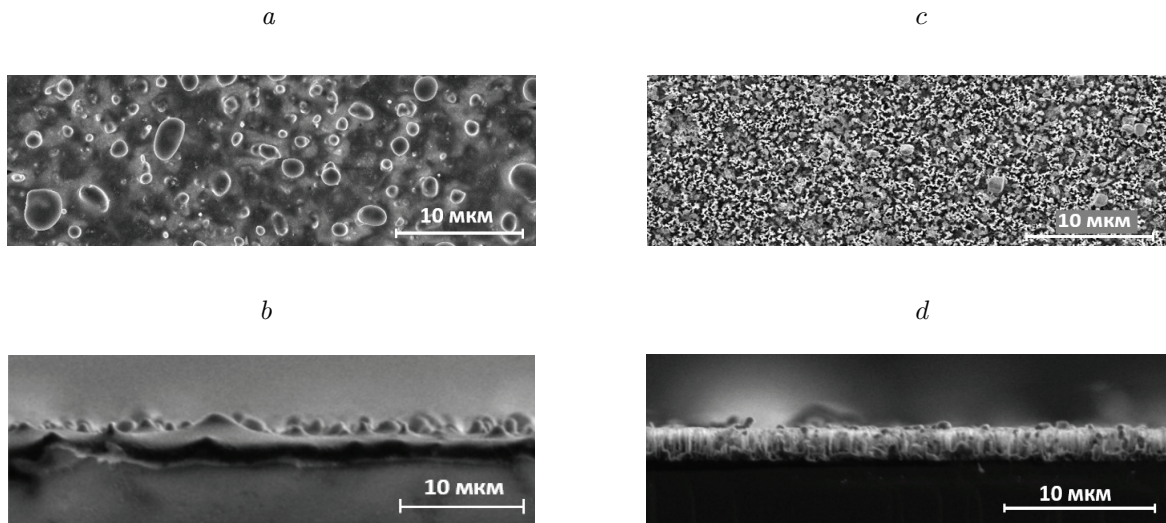


Рис. 1. СЭМ-изображения: образец Б (*a, b*) и образец Ф (*c, d*): *a, c* — вид сверху и *b, d* — поперечное сечение

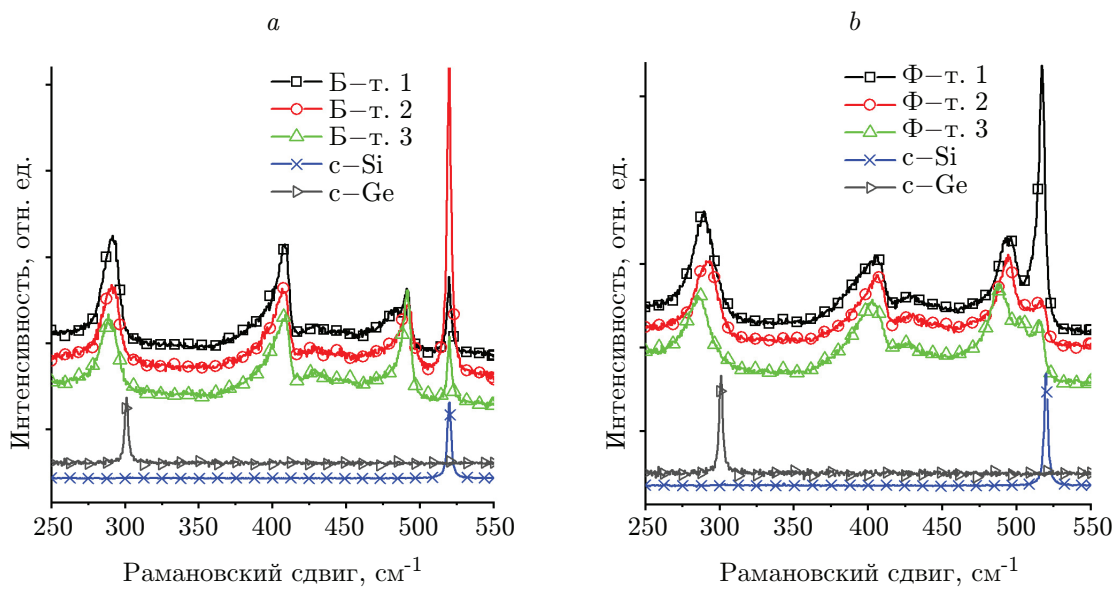


Рис. 2. Спектры КРС, снятые в разных точках поверхности (смещены для наглядности), и спектры монокристаллического кремния (кривая c-Si) и германия (кривая c-Ge): образцы Б (*a*) и Ф (*b*)

ние поверхности образцов путём последовательной регистрации спектров КРС на квадрате 5×5 мкм с шагом 0,5 мкм. На рис. 2 представлены характерные спектры КРС, отражающие общие закономерности, наблюдаемые на образце.

Перед картированием КРС поверхности образцов были сняты спектры от монокристаллических подложек, на которых сформированы образцы (рис. 2, *a, b*, спектры с-Si), а также спектр монокристаллического германия (спектры с-Ge). Режимы регистрации этих спектров совпадали с режимами регистрации спектров рабочих образцов. Положение пика рассеяния ТО-фона 519,6–519,8 см^{-1} в кремнии, а также ТО-фона в германии 300,6–300,8 см^{-1} для разных лазеров и подложек несколько отличается от известных 520 и 300,7 см^{-1} для кремния и германия [13, 14] соответственно, что связано с настройкой спектрометра, однако эти положения можно принять как референтные для анализа положения пиков на исследуемых образцах. В области частот оптических фононов кремния и германия наблюдаются четыре характерных пика, соответствующих связям Ge—Ge (285–295 см^{-1}), Ge—Si (402–408 см^{-1}), Si—Si (487–497 см^{-1}) в сплаве $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ [15] и Si—Si в кремниевой подложке (516–520 см^{-1}). Дополнительно к этим пикам на всех образцах отмечается пик с положением 428,3 см^{-1} , соответствующий локальным колебаниям Si—Si в присутствии германия [16]. Кроме этого, в некоторых точках образца Ф зарегистрированы пики с положением 503–505 см^{-1} , которые предположительно относятся к напряжённому или мелкокристаллическому кремнию, принадлежащему остаткам пористой кремниевой матрицы.

Известно, что в сплаве $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при условии случайного взаимного расположения кремниевых и германиевых атомов вероятность образования связей Ge—Ge, Si—Ge и Si—Si пропорциональна x^2 , $2x(1-x)$ и $(1-x)^2$ соответственно [17, 18]. Тогда интегральные интенсивности каждой из трёх мод рассеяния в первом приближении должны линейно зависеть от долей пар атомов каждого сорта. Отклонения от линейности зависят от величин смещений атомов, индуцированных фононами, производной поляризуемости связей по этому смещению и фактора Бозе. В результате соотношения интенсивностей линий в спектре КР, относящихся к этим связям, выражаются как

$$\frac{I_{\text{Ge-Ge}}}{I_{\text{Si-Ge}}} = \frac{Bx}{2(1-x)} \quad \text{и} \quad \frac{I_{\text{Si-Si}}}{I_{\text{Si-Ge}}} = \frac{A(1-x)}{2x}.$$

Коэффициенты A и B определяются из экспериментальных зависимостей интенсивностей соответствующих фононных мод от состава сплава для используемой длины волны возбуждения КРС. Известно, что коэффициенты A и B варьируются в широких пределах от 1 до 4, причём они могут различаться для разных диапазонов содержания Ge в сплаве [17–19]. Данное явление связывается с разной поляризуемостью связей различного типа при отличающихся длинах волн возбуждения. К сожалению, нами не обнаружены литературные данные о величинах коэффициентов A и B для использованной длины возбуждения He—Ne-лазера. Однако по разным данным, например, для длины волны лазера 514,5 нм величины коэффициентов A и B составляют 1,85 и 3,2 [17] и 1,0–1,9 и 1,4–2,0 [19], поэтому в этом случае для грубой оценки будем полагать $A = 1,5$ и $B = 1,8$, поскольку в [19] величины этих коэффициентов получены в максимально широком диапазоне составов сплава. На рис. 2 видно, что относительная интенсивность пиков, характеризующих оптические колебания фононов в сплаве $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, в разных точках образца изменяется не очень сильно. Это означает, что состав сплава в плёнке варьируется также не очень сильно, по крайней мере с точностью до размера пятна лазерного пучка, имеющего диаметр около 2,5 мкм.

Оценка x для сплава $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в разных точках даёт величину 0,44–0,46 для образца Б и 0,42–0,44 для образца Ф. Эти значения несколько отличаются от определённого по EDX

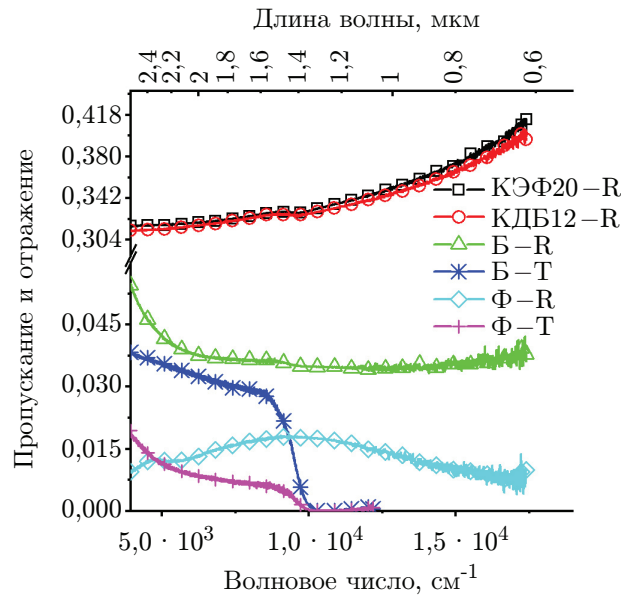


Рис. 3. Спектры пропускания и отражения для образцов Б и Ф, а также спектры отражения подложек, на которых они сформированы

(0,44 и 0,41 для образца Б и Ф соответственно), поскольку данный метод регистрирует все атомы конкретного сорта, в то время как КРС чувствительно к колебаниям именно в составе сплава. В данном случае оценка, базирующаяся на анализе интенсивности пиков, является корректной, так как использованная энергия лазера, возбуждающего КРС, меньше, чем энергия линий резонансного возбуждения в сплаве $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [20].

Относительная интенсивность пика Si—Si от подложки в образце Ф на большинстве спектров меньше, чем в образце Б, хотя встречаются очень интенсивные пики, например, в области 520 см^{-1} на рис. 2, *b* (спектр Ф-т. 1). Глубину выхода сигнала КРС относительно легко рассчитать из зависимости $d_{RP} = 1/(\alpha_I + \alpha_S)$, где α_I и α_S — коэффициенты поглощения падающего и рассеянного света, но в случае со сплавом $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ есть определённые сложности: во-первых, по данным [21], глубина выхода волны длиной 653 нм при изменении x с 0,39 до 0,51 падает с ~ 4 до $\sim 0,3$ мкм; во-вторых, характер поглощения пористой плёнки сплава будет зависеть не только от её состава, но и от морфологии. Для уточнения оптических характеристик изучаемых образцов были зарегистрированы спектры отражения и пропускания в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах света.

Из рис. 3 видно, что коэффициент отражения образца Ф на длине волны 633 нм в 3,6 раза меньше, чем образца Б. Поскольку условия измерения спектров отражения были идентичны условиям регистрации спектров КРС, полученный результат объясняет разницу интенсивностей пиков от подложки на разных образцах, которая была рассчитана для некоторых спектров и составляет в среднем 4 раза, что хорошо соответствует разнице коэффициентов отражения. В данном расчёте не учитывались спектры в точках с порами.

Таким образом, структура поверхности образцов с плёнками сплава обеспечивает получение КРС-сигнала как непосредственно от плёнки, так и от подложки, что может быть использовано для оценки температуры в них. Известно, что спектры стоксова и антистоксова комбинационного рассеяния представляют собой процессы, включающие испускание и поглощение фононов, а отношение интенсивностей соответствующих нерезонансных пиков пропорционально населённости фононов, поэтому температуру образца можно рассчитать с применением статистики Больцмана [22].

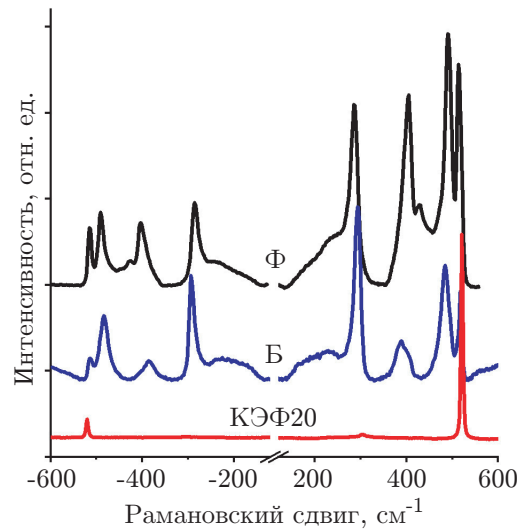


Рис. 4. Спектры КРС кремниевой подложки КЭФ20, а также образцов Б и Ф после вычитания фонового сигнала в стоксовой и антистоксовой областях частот

На рис. 4 показаны спектры кремниевой подложки, а также образцов Б и Ф в стоксовой и антистоксовой областях частот. Результат обработки спектров представлен в таблице. Незначительный нагрев кремниевой подложки при использованной плотности мощности около 8 кВт/см^2 за 1 мин, в течение которой регистрировался спектр, связан с высокой теплопроводностью монокристаллического кремния, достигающей $130\text{--}150 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ при комнатной температуре [23]. Несколько более высокая температура подложки, составляющая 299 К , зарегистрирована на образце Б под сплошной плёнкой кремний-германиевого сплава. Однако в образце Ф температура подложки достигла 437 К , что приблизительно на 140 градусов выше, чем в чистой подложке или в образце Б. В общем случае теплоперенос в слоистых структурах при точечном нагреве может происходить как перпендикулярно слоям, так и в плоскости слоя.

С учётом того, что теплопроводность сплавов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, как минимум на порядок меньше, чем в кремнии [24], повышение температуры подложки на образцах с плёнкой относительно чистой подложки однозначно связано с теплопереносом из плёнки в подложку. Поскольку для регистрации всех спектров использовались одинаковые режимы, более высокая температура в образцах по сравнению с чистой подложкой объясняется более сильным поглощением лазерного излучения в плёнках сплава. Происходит это из-за более высокого коэффициента поглощения в сплаве любого состава по сравнению с чистым кремнием [21]. Кроме того, пористая структура плёнки на образце Ф обеспечивает дополнительное поглощение света, как это видно на рис. 3. Аналогичный эффект усиления поглощения света на поверхности с развитым рельефом используется в фотовольтаических приборах на основе чёрного кремния [25].

Величину нагрева плёнки можно определить по модам колебаний, локализованных в ней. Разница между температурами плёнки сплава и находящегося под ней кремния ΔT будет определяться величиной теплопроводности сплава k , подводимой мощностью P , толщиной поглощающей области плёнки L в направлении нормали к поверхности с площадью поперечного сечения A . Тогда согласно закону теплопроводности Фурье

$$k = \frac{P}{\Delta T} \frac{L}{A}.$$

Температура и теплопроводность образцов Б и Ф и чистой подложки КЭФ20

Мода колебаний	Чистый Si	Образец Б			Образец Ф		
	T, K	T, K	$\Delta T, K$	$k, \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$	T, K	$\Delta T, K$	$k, \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$
Ge—Ge	—	331	32	7	473	35	5
Ge—Si	—	325	26	9	468	31	6
Si—Si	—	328	30	8	505	67	3
Si—Si-подложка	294	299	—	—	437	—	—

В случае с пористой плёнкой на образце Ф площадь A делится на коэффициент 0,6, чтобы в первом приближении учесть дополнительную поверхность стенок пор, участвующих в поглощении. Результаты расчёта приведены в таблице.

Прежде всего необходимо отметить, несмотря на большую разницу температур между плёнками и подложками на разных образцах, отличие в температуре между плёнкой и подложкой для одного и того же образца составляет несколько десятков градусов, что, в свою очередь, указывает на принципиальную корректность метода определения теплопроводности. Отличие температуры плёнки, определённой из разных колебательных мод, также отмечено в [11], где оно было объяснено вкладом резонансных компонент в рассеяние на колебаниях Ge—Ge. Как уже указывалось выше, в наших экспериментах применялся лазер с энергией, лежащей вдали от полос резонансного рассеяния изучаемых колебательных мод [20]. Поэтому наблюдаемое различие объясняется другими факторами, возможно, связанными с особенностями структуры плёнок и неоднородностью их состава, наличием локализованных поверхностных состояний или наноразмерных включений. На это указывает больший разброс температур в образце Ф с пористой плёнкой сплава.

Как видно из таблицы, теплопроводность образца Ф в 1,4–2,8 раза меньше, чем образца Б. Данный результат не является необычным, так как ранее было показано существенное уменьшение теплопроводности в наноструктурированных образцах сплава [26] и в массивах нанопроволок [27] за счёт увеличенного рассеяния фононов на границах нанозёрен, дефектах и шероховатостях поверхности проволоки. В нашем случае образец Ф близок по свойствам к массивам нанопроволок в смысле сильно развитой нерегулярной поверхности стенок пористой плёнки.

Заключение. В результате исследования образцов плёнки сплава $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, сформированных на кремнии путём электрохимического осаждения германия в матрицу пористого кремния, показано, что на подложке КДБ12 формируется сплошная плёнка толщиной 3 мкм, а на подложке КЭФ20 — пористый слой толщиной 4 мкм. Состав сплава в обоих случаях близок к $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}$. Анализ спектров КРС в стоксовой и антистоксовой областях частот показал, что одинаковые режимы регистрации приводят к более сильному нагреву пористой плёнки, что связано с более сильным поглощением света в ней. Не слишком большая толщина плёнок и невысокое содержание германия в них позволяет зарегистрировать не только три фононные моды от сплава, но и пик, связанный с рассеянием на оптических фонах в подложке. С использованием Больцмановской статистики была определена отдельно температура плёнки сплава и подложки, что позволило по закону теплопроводности Фурье вычислить теплопроводность сформированных плёнок. Анализ полученных результатов показал, что пористая плёнка обладает несколько меньшей теплопроводностью по сравнению со сплошной. Данные величины находятся на уровне лучших из достигнутых в настоящее время показателей теплопроводности для объёмных сплавов с содержанием германия 30–70 % [28]. В то же время использованный способ формирования сплава отличается простотой и масштабируемостью, что позволит создать на его основе эффективные и недорогие термоэлектрические преобразователи.

Финансирование. Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 20-19-00720, <https://rscf.ru/project/20-19-00720/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Benedikovic D., Virost L., Aubin G. et al.** Silicon-germanium heterojunction photodetectors for on-chip optoelectronics and communications // Proc. of the IEEE 17th Int. Conference on Group IV Photonics (GFP). Malaga, Spain, 07-10 Dec., 2021. P. 1–2.
2. **Basu R.** A review on single crystal and thin film Si–Ge alloy: Growth and applications // Mater. Adv. 2022. **3**, N 11. P. 4489–4513.
3. **Yang J., Caillat T.** Thermoelectric materials for space and automotive power generation // MRS Bulletin. 2006. **31**, N 3. P. 224–229.
4. **Xu R., Li W., He J. et al.** Boron-doped nanocrystalline silicon germanium thin films for uncooled infrared bolometer applications // Infrared. Phys. & Technol. 2013. **58**. P. 32–35.
5. **Lu J., Guo R., Dai W., Huang B.** Enhanced in-plane thermoelectric figure of merit in p-type SiGe thin films by nanograin boundaries // Nanoscale. 2015. **7**, N 16. P. 7331–7339.
6. **Hamdoh A., Kaneko T., Isomura M.** Formation of crystalline silicon-germanium thin films on silicon substrates by solid phase crystallization // Thin Solid Films. 2018. **645**. P. 203–208.
7. **Chubenko E. B., Grevtsov N. L., Bondarenko V. P. et al.** Raman spectra of silicon/germanium alloy thin films based on porous silicon // Journ. Appl. Spectrosc. 2022. **89**, Iss. 5. P. 829–834.
8. **Gavrilin I. M., Grevtsov N. L., Pavlikov A. V. et al.** A new approach for producing of film structures based on $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ // Mater. Lett. 2022. **313**. P. 131802.
9. **Mitarai K., Okuhata R., Chikada J. et al.** An advanced 2ω method enabling thermal conductivity measurement for various sample thicknesses: From thin films to bulk materials // Journ. Appl. Phys. 2020. **128**, N 1. P. 015102.
10. **Тамбасов И. А., Воронин А. С., Евсевская Н. П. и др.** Экспериментальное исследование коэффициента теплопроводности в тонких плёнках на основе одностенных углеродных нанотрубок // Физика твёрдого тела. 2020. **62**, № 6. С. 960–964.
11. **Mala S. A., Tsybeskov L., Lockwood D. J. et al.** Raman scattering in Si/SiGe nanostructures: Revealing chemical composition, strain, intermixing, and heat dissipation // Journ. Appl. Phys. 2014. **116**, N 1. P. 014305.
12. **Pavlikov A., Sharafutdinova A., Gavrilin I. et al.** Heat treatment effect on structural and optical properties of germanium nanowires obtained by electrochemical deposition // Phys. Status Solidi (a). 2021. **218**, N 20. P. 2100245.
13. **Parker J. H., Feldman D. W., Ashkin M.** Raman scattering by silicon and germanium // Phys. Rev. 1967. **155**, N 3. P. 712–714.
14. **Temple P. A., Hathaway C. E.** Multiphonon Raman spectrum of silicon // Phys. Rev. B. 1973. **7**, N 8. P. 3685–3697.
15. **Lannin J. S.** Vibrational and Raman-scattering properties of crystalline $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ alloys // Phys. Rev. B. 1977. **16**, N 4. P. 1510–1518.
16. **Alonso M. I., Winer K.** Raman spectra of c- $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloys // Phys. Rev. B. 1989. **39**, N 14. P. 10056–10062.
17. **Tsang J. C., Mooney P. M., Dacol F., Chu J. O.** Measurements of alloy composition and strain in thin $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ layers // Journ. Appl. Phys. 1994. **75**, N 12. P. 8098–8108.
18. **Mooney P. M., Dacol F. H., Tsang J. C., Chu J. O.** Raman scattering analysis of relaxed $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ alloy layers // Appl. Phys. Lett. 1993. **62**, N 17. P. 2069–2071.

19. Володин В. А., Ефремов М. Д., Дерябин А. С., Соколов Л. В. Определение состава и механических деформаций в $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ -гетероструктурах из данных спектроскопии комбинационного рассеяния света: уточнение параметров модели // Физика и техника полупроводников. 2006. **40**, № 11. С. 1349–1355.
20. Cerdeira F., Alonso M. I., Niles D. et al. Resonant Raman scattering in short-period (Si) n /(Ge) m superlattices // Phys. Rev. B. 1989. **40**, N 2. P. 1361–1364.
21. Humlíček J., Garriga M., Alonso M. I., Cardona M. Optical spectra of $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ alloys // Journ. Appl. Phys. 1989. **65**, N 7. P. 2827–2832.
22. Staveley L. A. K. The Characterization of Chemical Purity: Organic Compounds. Elsevier, 2016. 183 p.
23. Stranz A., Kähler J., Waag A., Peiner E. Thermoelectric properties of high-doped silicon from room temperature to 900 K // Journ. Elec. Mater. 2013. **42**, N 7. P. 2381–2387.
24. Yonenaga I., Akashi T., Goto T. Thermal and electrical properties of Czochralski grown GeSi single crystals // Journ. Phys. and Chem. Solids. 2001. **62**, N 7. P. 1313–1317.
25. Chai J. Y.-H., Wong B. T., Juodkazis S. Black-silicon-assisted photovoltaic cells for better conversion efficiencies: A review on recent research and development efforts // Mater. Today Energy. 2020. **18**. P. 100539.
26. Dorokhin M. V., Demina P. B., Kuznetsov Yu. M. et al. Nanostructured SiGe:Sb solid solutions with improved thermoelectric figure of merit // Nanosystems: Phys. Chem. Math. 2020. **11**, N 6. P. 680–684.
27. Mu X., Wang L., Yang X. et al. Ultra-low thermal conductivity in Si/Ge hierarchical superlattice nanowire // Sci. Rep. 2015. **5**, N 1. P. 1–11.
28. Perez-Taborda J. A., Munoz Rojo M., Maiz J. et al. Ultra-low thermal conductivities in large-area Si-Ge nanomeshes for thermoelectric applications // Sci. Rep. 2016. **6**, N 1. P. 32778.

Поступила в редакцию 28.06.2023

После доработки 11.07.2023

Принята к публикации 13.07.2023
