

03

Фотоэлектрические свойства структур с множественными квантовыми ямами GeSiSn/Ge и релаксированными слоями GeSiSn

© В.А. Тимофеев¹, И.В. Скворцов¹, В.И. Машанов¹, А.А. Блошкин¹, В.В. Кириенко¹,
И.Д. Лошкарев¹, Т.М. Залялов^{1,2}, Т.В. Первалов¹, Д.Р. Исламов^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет,
Новосибирск, Россия

E-mail: damir@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 4 октября 2024 г.

В окончательной редакции 13 октября 2024 г.

Принята к публикации 13 октября 2024 г.

Изучены фотоэлектрические свойства р-і-п-фотодиодов, включающих множественные квантовые ямы (МКЯ) GeSiSn/Ge и релаксированные слои GeSiSn на подложке Ge(100). На основе измерений вольт-амперных характеристик показано, что наименьшая плотность темнового тока р-і-п-фотодиодов при обратном смещении 1 V достигает значения 0.7 мА/см². Длинноволновая граница чувствительности как для диодов с МКЯ, так и с релаксированными слоями составляет около 2 μm (~ 0.6 eV).

Ключевые слова: молекулярно-лучевая эпитаксия, множественные квантовые ямы, кривая дифракционного отражения, фотодиод, фототок, темновой ток, граница чувствительности.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59320.255

1. Введение

Непрерывно растущие требования к приборам кремниевой микроэлектроники, такие как миниатюризация, рост быстродействия, улучшение энергоэффективности, стимулируют создание всё новых подходов к изготовлению электронных компонентов. Одним из таких подходов является встраивание оптической связи с высокой пропускной способностью между элементами интегральных схем. Ключевое преимущество оптической передачи данных заключается в отсутствии взаимодействия фотонов, что открывает возможность одновременной передачи нескольких сигналов по одному каналу связи. Для построения оптоэлектронных интегральных схем, работающих при комнатной температуре, наиболее подходящим является диапазон длин волн от 1.1 до 3 μm [1]. В этой связи наиболее перспективными являются устройства фотоники на основе тройных соединений GeSiSn [2]. Неоспоримым достоинством данного класса материалов является совместимость с техпроцессами современной кремниевой микроэлектроники. Варьирование состава GeSiSn позволяет не только изменять ширину запрещенной зоны в широком диапазоне, но также получать прямозонные полупроводники [3–5]. Контролируемое управление электронной структурой GeSiSn является критически важным для изготовления эффективных светоизлучающих и детектирующих устройств в коротковолновом инфракрасном (ИК) диапазоне.

На пути формирования элементной базы фотоники на основе GeSiSn стоит ряд проблем. Прежде всего, это большие механические напряжения и высокая плотность

пронизывающих дислокаций в осаждаемых слоях за счёт существенного рассогласования параметров решеток Sn, Si и Ge. Во-вторых, это эффекты сегрегации и преципитации олова вследствие его низкой равновесной растворимости в Ge (< 1%) и в Si (< 0.1%) [6,7]. Для преодоления низкой растворимости используют неравновесные методы роста, такие как низкотемпературная молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) и газофазная эпитаксия [8]. Наконец, принципиально важной задачей является оптимизация получаемых структур по гетерокомпозиции, составу и толщине слоёв GeSiSn. Решение данной задачи стоит на переднем крае исследований структур на основе GeSiSn.

В данной области в настоящее время ведутся интенсивные исследования, и уже получен ряд значимых результатов. В работах по исследованию фотодиодов наиболее часто в качестве структуры фотодетектирующего устройства используется конструкция р-і-п-диода. Данный тип фотодетектора отличается высокой чувствительностью и быстродействием при малом рабочем напряжении. Проведено сравнение электрооптических свойств р-і-п-диодов на основе GeSiSn с двумя и четырьмя квантовыми ямами (КЯ) [9]. Было показано, что значение плотности темнового тока для структуры с двумя КЯ меньше, чем с четырьмя, но имеет высокое значение ~ 10 А/см² при обратном напряжении 1 V. Чувствительность фотодетектора с четырьмя КЯ в несколько раз выше, но для обоих диодов фотоотклик был ограничен длиной волны излучения около 1.7 μm. В другой работе были исследованы характеристики р-і-п-структур на основе GeSiSn с различными составами

и материалами электрических контактов [10]. Было показано, что наименьшая плотность темного тока достигается при использовании Ni-Al контакта к слою GeSiSn с содержанием Sn 9.5%.

В настоящей работе изучаются два типа p-i-n-структур, включающих множественные квантовые ямы (МКЯ) GeSiSn и релаксированные слои GeSiSn на подложке Ge(100). Исследуются структурные и фотоэлектрические свойства фотодиодов.

2. Эксперимент

Изучаемые p-i-n-структуры были выращены методом низкотемпературной МЛЭ на подложке n⁺-Ge(100). Активная область структур включала либо МКЯ GeSiSn|Ge, либо релаксированные слои GeSiSn толщиной $d_{GSS} = 200$ nm (см. таблицу). МКЯ GeSiSn|Ge состояли из 10 слоев GeSiSn толщиной $d_{GSS} = 1$ nm, разделенных барьерными слоями Ge толщиной 7 nm. Ростовая камера МЛЭ оснащена электронно-лучевым испарителем (ЭЛИ) для Si и Ge, а также эффузионными ячейками для Sn и В. Источник В применялся для формирования слоев p⁺-Ge. Использование ЭЛИ Ge позволяло растить слои Ge со скоростью до 0.2 nm/s (без потери качества наносимых пленок), тогда как скорость роста слоев Ge при осаждении из эффузионной ячейки не превышала 0.02 nm/s. Увеличение скорости испарения Ge существенно уменьшало время роста всей p-i-n-структуры. Толщина буферного слоя i-Ge во всех структурах составляла 200 nm, а толщина слоя i-Ge, выращенного поверх слоев GeSiSn, равнялась 100 nm. Температура верхнего слоя i-Ge изменялась в диапазоне 150–300°C. Сильнолегированный слой p⁺-Ge достигал толщины 200 nm. Во всех образцах слои GeSiSn осаждались при температуре 150°C. Составы слоев GeSiSn и структурные параметры полученных образцов описаны в таблице. В процессе роста морфология поверхности контролировалась с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Исследование напряженного состояния и состава слоев GeSiSn в p-i-n-структурах выполнялось методом рентгеновской дифрактометрии. Для измерения кривых дифракционного отражения применялся двухкристальный рентгеновский дифрактометр DSO-1T с использованием кристалла-монокроматора Ge(004) в излучении $Cu_{K\alpha 1}$.

Фотодиоды формировались в виде круглой мезы диаметром 700 μ m с кольцевым верхним контактом (рис. 1). При изготовлении использовались стандартные технологические процессы: оптическая литография, плазменное травление, осаждение металлов в вакууме. Плазмохимическое травление мезы проводилось в установке Plasmalab System 80 с использованием газовой смеси CF₄+ Ar через маску из фоторезиста. Структура травилась на всю глубину до Ge-подложки. Тонкие металлические пленки золота толщиной 50–100 nm использовались для формирования электродов к легированным

Ростовые параметры образцов p-i-n-структур. ρ — степень релаксации слоя GeSiSn

Образец	Ge, %	Si, %	Sn, %	d_{GSS} , nm	Тип структуры	ρ , %
Q1, Q2	3	85	12	1	МКЯ	0
Q3, Q4	14	76	10	200	один слой GeSiSn	92
Q5, Q6	12	78	10	200		91
Q7, Q8	30	60	10	200	верхний слой GeSiSn	72
					нижний слой GeSiSn	2.5

слоям Ge. Подслой Ti толщиной 5 nm осаждался перед напылением слоя Au для увеличения адгезии Au к поверхности. Пластина с готовыми фотодиодами разрезалась на чипы, которые монтировались на керамические площадки для снятия вольт-амперных и фотоэлектрических характеристик. Используемые в качестве проводников тонкие серебряные проволочки соединялись с контактными площадками диодов методом холодной сварки. Контроль темного тока диодов проводился при комнатной температуре с помощью источника-измерителя Keithley 2450.

Спектральные характеристики p-i-n-фотодиодов на основе гетероструктур Ge|GeSiSn|Ge измерялись с помощью Фурье-ИК-спектрометра Vertex-70 фирмы Bruker. Образец помещался в вакуумный криостат Janis-VPP100, температура которого стабилизировалась контроллером Lakeshore Model 325. Охлаждение осуществлялось жидким азотом. Для исследования фототока структуры освещались излучением ближнего ИК-диапазона галогеновой лампы. Фототок был измерен с помощью малошумящего предусилителя SR570 фирмы Stanford Research Systems. Полученные с помощью Фурье-преобразования спектры фототока нормировались на спектр излучения галогеновой лампы.

3. Результаты и обсуждение

Были исследованы структурные и фотоэлектрические свойства серии p-i-n-структур, включающих МКЯ GeSiSn|Ge и релаксированные слои GeSiSn. На рис. 2, а приведены экспериментальная и расчетная кривые дифракционного отражения (004) для образца Q1, включающего МКЯ GeSiSn|Ge. Кривые дифракционного отражения содержат пик подложки Ge, нулевой пик от периодической структуры с МКЯ, а также суперпозицию толщинных осцилляций с малым периодом. Положение нулевого сателлита соответствует среднему составу структуры с МКЯ. Оцененное значение состава слоев GeSiSn приведено в таблице. Форма экспериментальной

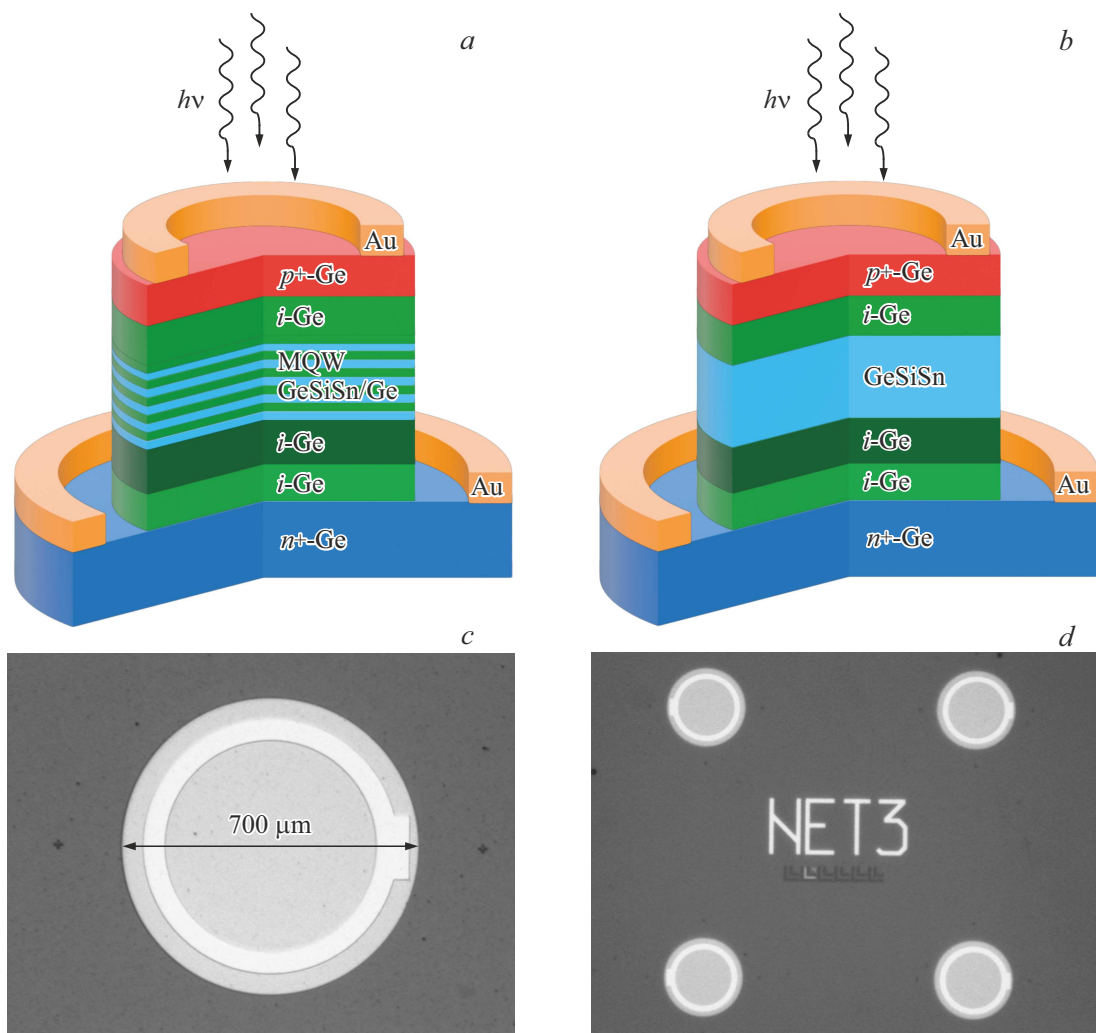


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематичное изображение р-і-п-фотодиодов, содержащих а) МКЯ GeSiSn|Ge и б) релаксированный слой GeSiSn. с) Оптическое изображение р-і-п-фотодиода с диаметром мезы 700 μm. d) Оптическое изображение чипа с несколькими диодами.

кривой находится в хорошем соответствии с результатами моделирования. Это подтверждает упругонапряженное состояние слоев GeSiSn. Их параметр решетки в ненапряженном состоянии равняется 5.578 Å. Несоответствие параметров решеток GeSiSn и Ge составляет 1.4%.

Для образцов Q3–Q7 снимались карты распределения интенсивности в обратном пространстве вокруг узла обратной решетки Ge(224) (рис. 2, a–d). В качестве анализатора использовалась щель перед детектором с угловой апертурой 70 arc sec. Карты обратного пространства на рис. 2, b (образец Q3) и рис. 2, c (образец Q5) содержат два пика: пик подложки Ge и пик GeSiSn (релаксация $\rho = 92$ и 91%, параметр решетки в ненапряженном состоянии 5.583 и 5.579 Å соответственно). На рис. 2, b видно распределение интенсивности от узла подложки в сторону увеличения параметра решетки вплоть до 5.699 Å при релаксации напряжений 25%. Это может быть объяснено диффузией олова в верхние слои

Ge из-за повышенной температуры их роста вплоть до 300°C. Для образца Q7 в нулевом положении карты обратного пространства (рис. 2, d) находится узел подложки Ge(224). Вертикально над ним расположен узел практически псевдоморфной пленки GeSiSn (степень релаксации 2.5%) с параметром решетки 5.609 Å. Кроме того, вблизи присутствует еще один узел от пленки с параметром 5.612 Å и степенью релаксации 72%. Таким образом, можно предположить, что образовалось два слоя GeSiSn различного состава: нижний слой GeSiSn, когерентно сопряженный с подложкой Ge, и верхний частично релаксированный слой GeSiSn. Верхние слои Ge, которые формируют узел Ge(224) вблизи узла подложки, псевдоморфно сопряжены с верхним частично релаксированным слоем GeSiSn. Верхний слой Ge находится в сжатом состоянии относительно объемного Ge и деформирован на 0.42%.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) серии фотодиодов Q1–Q8, измеренные при комнатной температуре,

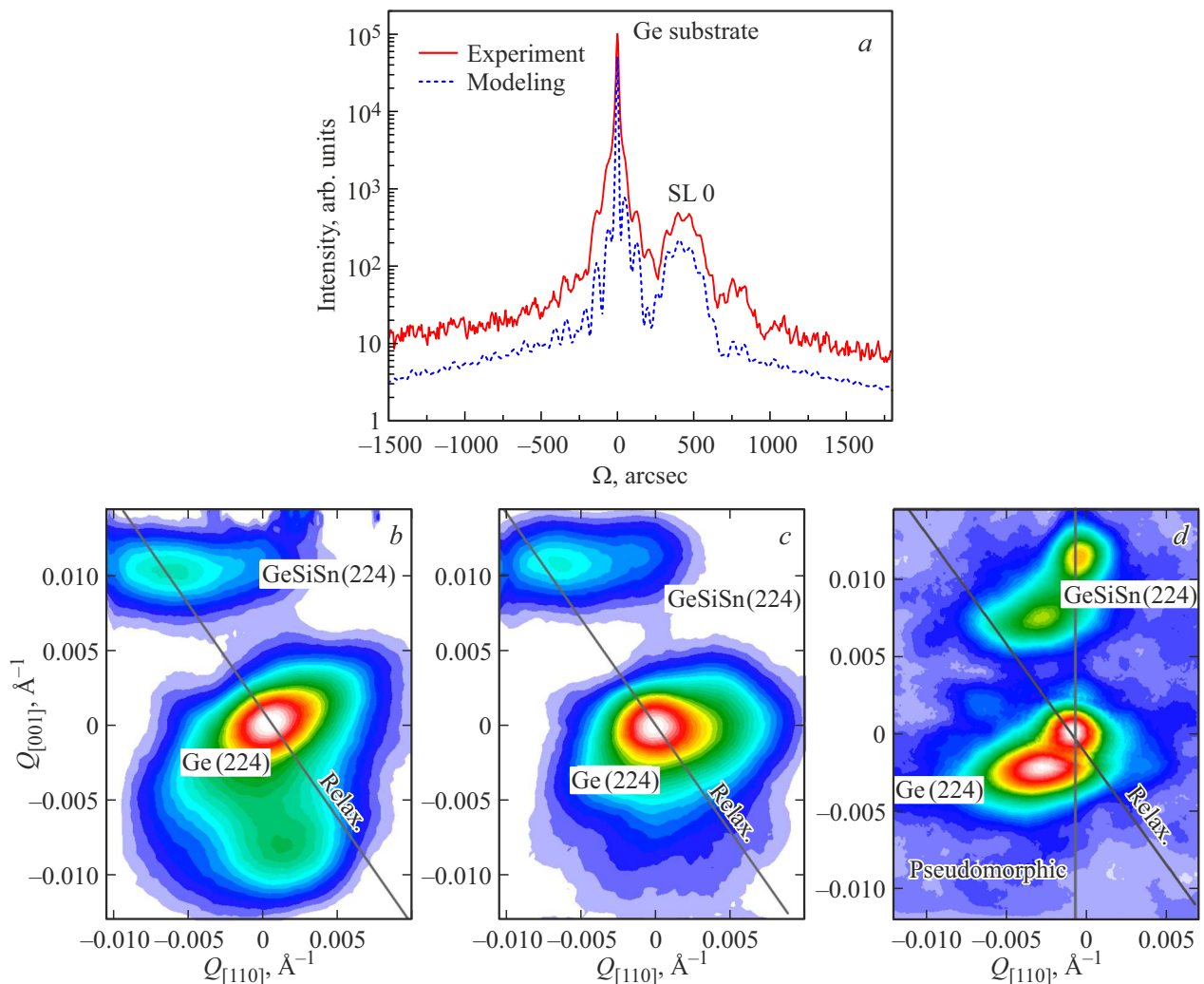


Рис. 2. (Цветной онлайн) *a*) Кривые дифракционного отражения (004) для р-і-п-структур, включающих МКЯ GeSiSn/Ge. Карты обратного пространства вблизи рефлекса (224) для серии образцов *b*) Q3, *c*) Q5 и *d*) Q7, включающих релаксированные слои GeSiSn. На картах проведены линии полной релаксации и линия псевдоморфного сопряжения пленок.

представлены на рис. 3. Для всех образцов наблюдаются диодные ВАХ. Среди всей серии фотодиодов, образцы Q7 и Q8 имеют максимальные коэффициенты выпрямления (до $4 \cdot 10^4$) и минимальную плотность темнового тока около 0.7 mA/cm^2 при обратном смещении 1 V. Кроме того, были определены значения фактора неидеальности n (рис. 3) [11]. Наилучшие значения n , близкие к единице, получены для образцов Q7 и Q8. Это может быть связано с низкой концентрацией глубоких центров в *i*-области р-і-п-фотодиодов. Для фотодиодов с высокими значениями n присутствие глубоких уровней может приводить к увеличению туннельного и рекомбинационного токов утечки, которые дают дополнительный вклад в темновой ток фотодиода. Концентрация глубоких центров определяется температурой верхних слоев Ge в р-і-п-фотодиоде. Увеличение температуры подложки повышает диффузию олова из слоев GeSiSn и ведет к увеличению концентрации вакансионных ком-

плексов, которые могут выступать в качестве глубоких центров [12,13]. Поэтому в образцах Q7 и Q8, полученных при наименьшей температуре роста верхних слоев Ge, наблюдаются наилучшие приборные характеристики.

Были проанализированы спектры фототока р-і-п-фотодиодов, включающих МКЯ GeSiSn/Ge и релаксированные слои GeSiSn (рис. 4, *a-d*). Спектральные зависимости фототока измерялись в диапазоне температур 77–300 K. Для всех образцов наблюдается рост сигнала фототока с увеличением температуры, что может объясняться увеличением числа фононов, участвующих в процессах межзонной рекомбинации. Повышение температуры образца приводит к смещению длинноволновой границы чувствительности в сторону больших длин волн в связи с уменьшением ширины запрещенной зоны. На рис. 4, *e* представлены температурные зависимости длинноволновой границы чувствительности. Для сравнения показана теоретическая зависимость ширины

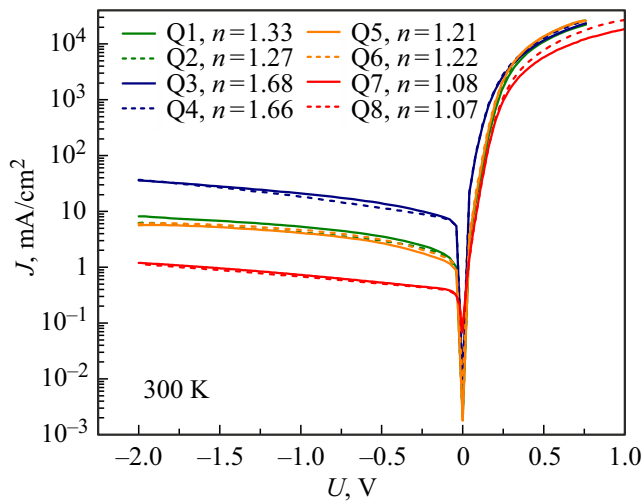


Рис. 3. (Цветной онлайн) Вольт-амперные характеристики р-і-п-фотодиодов: а) на основе МКЯ GeSiSn/Ge; б), в) и д) — на основе релаксированных слоев GeSiSn.

запрещенной зоны для чистого германия (рис. 4, е). Видно, что для всех образцов граничная энергия поглощения в слоях GeSiSn значительно меньше, чем теоретический предел, достижимый в германиевых фотодетекторах. Значения длинноволновой границы чувствительности при комнатной температуре для серии фотодиодов находятся в диапазоне от 2.01 до 2.14 μm . Спектральные зависимости фототока, измеренные при комнатной температуре и нормированные на значения фототока на длине волны 1.55 μm , представлены на рис. 4, ф. Для фотодиода Q7 наблюдается наибольший сигнал фототока во всем диапазоне чувствительности. Наибольшая разница в интенсивности сигналов фотоответа образца Q7 в сравнении с остальными образцами составляет 3–4 раза в диапазоне длин волн 1.8–1.9 μm . Таким образом, использование слоев GeSiSn позволяет продвинуться в сторону больших рабочих длин волн по сравнению с фотодетекторами на основе слоев Ge.

Для оценки энергий возможных оптических переходов в гетероструктурах GeSiSn/Ge были построены зонные диаграммы с применением подхода, описанного в работе [15]. Величина разрыва валентных зон между Ge и GeSiSn определялась в линейном приближении по составам:

$$\Delta E_v(\text{Ge}_{1-x-y}\text{Si}_x\text{Sn}_y) = -x \cdot \Delta E_v^{\text{GeSi}} + y \cdot \Delta E_v^{\text{GeSn}},$$

где $\Delta E_v^{\text{GeSi}} = 0.54 \text{ eV}$ и $\Delta E_v^{\text{GeSn}} = 0.69 \text{ eV}$ — разрывы валентных зон на гетеропереходах Ge–Si и Sn–Ge, соответственно [16,17]. За нулевой уровень энергии принималось значение $E_v(\text{Ge})$. Положения подзон тяжелых (E_{HH}) и легких (E_{LH}) дырок определялись, исходя из следующих выражений:

$$E_{\text{HH}} = E_{\text{LH}} = \Delta E_v + \Delta_0/3,$$

$$\Delta_0 = 0.295(1-x-y) + 0.043x + 0.8y,$$

где Δ_0 — энергия спин-орбитального расщепления в GeSiSn [17]. Положения долин зоны проводимости вычислялись в квадратичном приближении:

$$E_g^\xi(\text{Ge}_{1-x-y}\text{Si}_x\text{Sn}_y) = (1-x-y)E_g^\xi(\text{Ge}) + xE_g^\xi(\text{Si}) \\ + yE_g^\xi(\text{Sn}) - x(1-x-y)b_{\text{SiGe}}^\xi \\ - y(1-x-y)b_{\text{GeSn}}^\xi - xyb_{\text{SiSn}}^\xi.$$

Здесь $E_g^\xi(\text{Ge})$, $E_g^\xi(\text{Si})$ и $E_g^\xi(\text{Sn})$ — значения ширины запрещенной зоны Ge, Si и Sn; b_{SiGe}^ξ , b_{GeSn}^ξ и b_{SiSn}^ξ — параметры „bowing“, которые вводятся для учета отклонения от линейного закона [17]. Индекс ξ соответствует определенной долине. Затем определялось смещение положения подзон под влиянием деформаций в слоях GeSiSn. Для этого были найдены величины деформаций в плоскости слоя (ε_{\parallel}) и в направлении, перпендикулярном слою GeSiSn (ε_{\perp}):

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{a_{\text{Ge}} - a_{\text{GeSiSn}}}{a_{\text{Ge}}}, \quad \varepsilon_{\perp} = -2\frac{C_{12}}{C_{11}}\varepsilon_{\parallel},$$

$$a_{\text{GeSiSn}} = (1-x-y)a_{\text{Ge}} + xa_{\text{Si}} + ya_{\text{Sn}} \\ + x(1-x)b'_{\text{SiGe}} + y(1-y)b'_{\text{SnGe}},$$

где C_{ij} — модули упругости [18], a_X — параметр решетки материала X; b'_{SiGe} и b'_{SnGe} — параметры „bowing“ [17]. Затем были найдены положения подзон зоны проводимости и валентной зоны упругонапряженных слоев GeSiSn, с использованием констант деформационного потенциала, приведенных в работе [18]. На рис. 5 изображена зонная диаграмма для гетероструктуры Ge|Ge_{0.03}Si_{0.85}Sn_{0.12}|Ge. Из построенной зонной диаграммы видно, что минимум зоны проводимости в слое GeSiSn находится в Γ -долине. Поскольку исследуемые структуры (образцы Q1 и Q2) включают квантовые ямы Ge|GeSiSn/Ge шириной 1 nm, вычислялось значение основного уровня размерного квантования электрона в квантовой яме. Для этого решалось одномерное стационарное уравнение Шрёдингера.

Эффективная масса m_{GeSiSn}^* в слое GeSiSn вдоль направления роста определялась в линейном приближении:

$$m_{\text{GeSiSn}}^* = (1-x-y)m_{\text{Ge}}^* + xm_{\text{Si}}^* + ym_{\text{Sn}}^*,$$

где $m_{\text{Ge}}^* = 0.038m_0$, $m_{\text{Si}}^* = 0.188m_0$ и $m_{\text{Sn}}^* = -0.058m_0$ — эффективные массы электронов в Γ -долине вдоль направления роста для германия, кремния и олова соответственно [19]. Здесь m_0 — масса свободного электрона. В результате проведенных расчетов установлено, что наименьшей энергии соответствует межзонный оптический переход электрона между уровнем размерного квантования в Γ -долине слоя GeSiSn и потолком валентной зоны Ge (рис. 5). Полученное значение межзонного оптического перехода составило 0.6 eV. Эта величина хорошо согласуется со

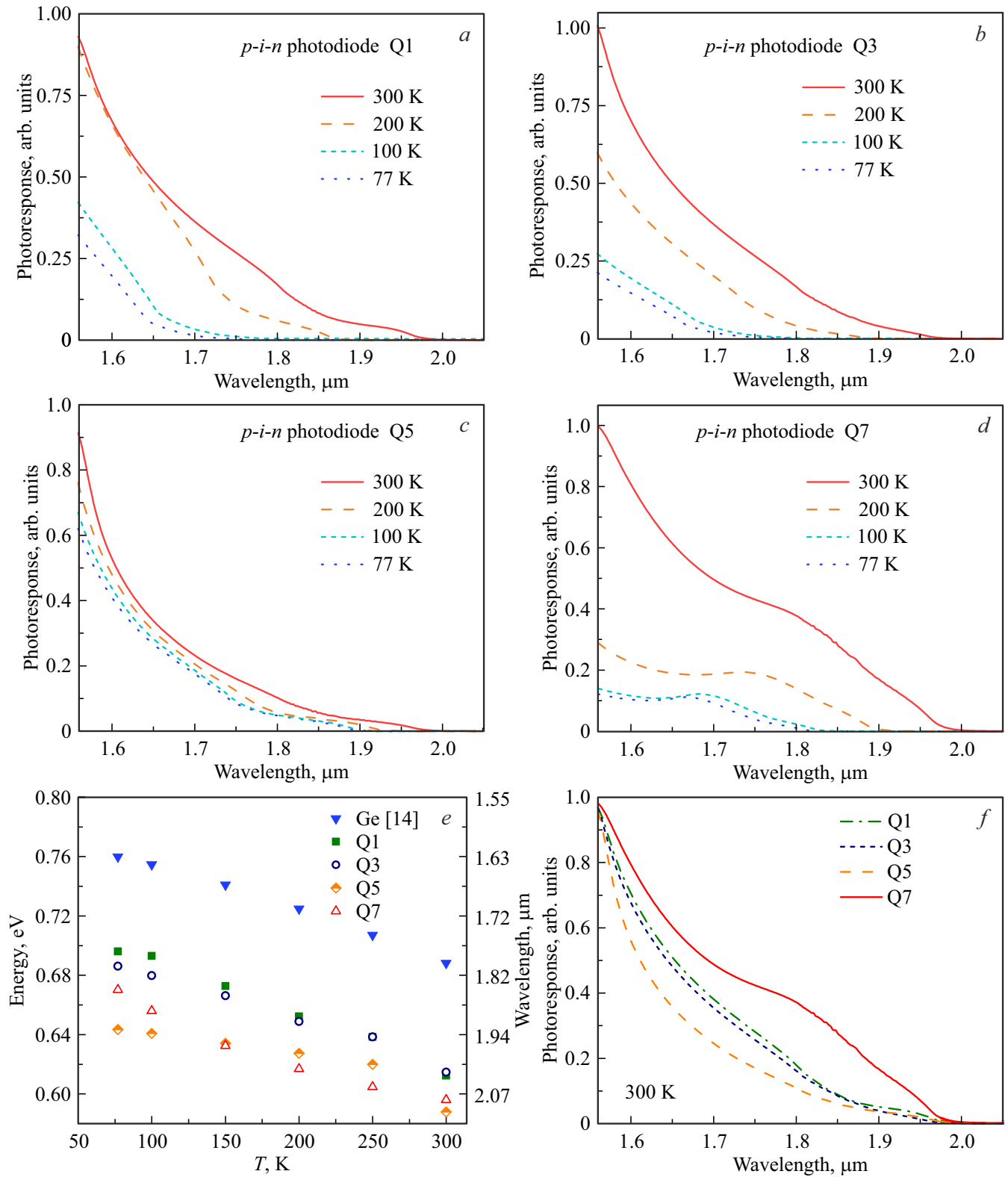


Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектры фототока р-і-п-фотодиодов: на основе а) МКЯ GeSiSn|Ge и б), с) и д) — на основе релаксированных слоев GeSiSn. е) Температурные зависимости длинноволновой границы чувствительности для образцов Q1, Q3, Q5 и Q7 в сравнении со значениями ширины запрещенной зоны Ge, взятymi из работы [14]. ф) Спектры фототока р-і-п-фотодиодов, нормированные на значения фототока на длине волны 1.55 μm .

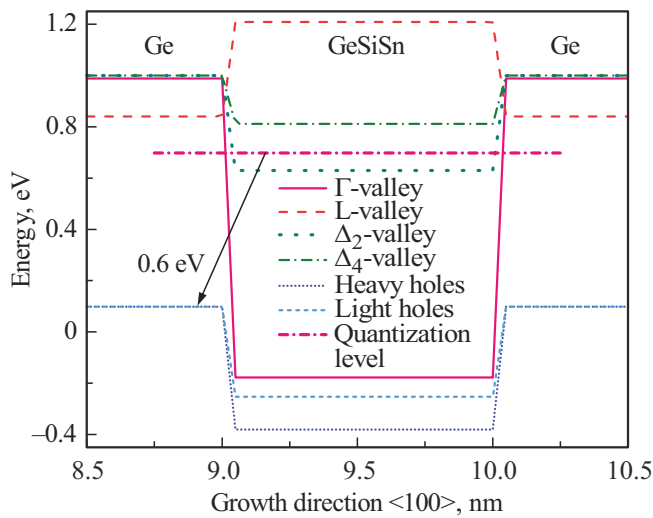


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зонная диаграмма для квантовой ямы Ge|Ge_{0.03}Si_{0.85}Sn_{0.12}|Ge шириной 1 нм.

значением длинноволновой границы чувствительности р-і-п-фотодиода на основе МКЯ GeSiSn|Ge (образец Q1). Аналогичный подход использовался для оценки ширины запрещенной зоны толстых релаксированных слоев GeSiSn, но без учета размерного квантования. Деформации в релаксированном слое ($\epsilon_{\parallel}^{\text{relax}}$ и $\epsilon_{\perp}^{\text{relax}}$) определялись с помощью выражений

$$\epsilon_{\parallel}^{\text{relax}} = \frac{a_{\text{GeSiSn}}^{\parallel} - a_{\text{GeSiSn}}}{a_{\text{GeSiSn}}},$$

$$\epsilon_{\perp}^{\text{relax}} = -2 \frac{C_{12}}{C_{11}} \epsilon_{\parallel}^{\text{relax}},$$

где $a_{\text{GeSiSn}}^{\parallel}$ — экспериментальное значение параметра решетки в плоскости релаксированного слоя. Ширина запрещенной зоны релаксированных слоев GeSiSn соответствует разнице энергий минимума зоны проводимости в Г-долине и максимума валентной зоны, который находится в подзоне легких дырок. Вычисленные значения ширины запрещенной зоны слоев GeSiSn для образцов Q3, Q5 и Q7 равняются приблизительно 0,6 эВ, что также хорошо согласуется со значениями длинноволновой границы чувствительности р-і-п-фотодиодов, включающих релаксированные слои GeSiSn.

4. Заключение

Исследованы структурные и электрофизические свойства серии р-і-п-фотодиодов на основе МКЯ GeSiSn|Ge и релаксированных слоев GeSiSn. Оптимизированы ростовые параметры р-і-п-структур для достижения наилучших диодных характеристик. Наименьшая плотность темного тока р-і-п-фотодиодов при обратном смещении 1 В составила 0,7 мА/см². Длинноволновая граница чувствительности как для диодов с МКЯ, так

и с релаксированными слоями составляет около 2 мкм (~ 0,6 эВ). Выполнен расчет зонной диаграммы для гетероструктуры Ge|GeSiSn|Ge с упругонапряженным слоем GeSiSn. Проведена оценка ширины запрещенной зоны для релаксированных слоев GeSiSn. Полученные результаты демонстрируют перспективность применения фотодиодов на основе гетероструктур GeSiSn|Ge в коротковолновом инфракрасном диапазоне.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук № FWGW-2024-0001 „Физико-технологические основы создания гетероструктур на базе элементов IV группы, совместимых с современной кремниевой технологией, для устройств фотоники“.

Конфликт интересов

Авторы декларируют отсутствие конфликтов интересов.

Список литературы

- [1] R. Soref. In: 2016 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series (SUM), 100. Newport Beach, California, USA (2016).
- [2] R. Soref. Phil. Trans. R. Soc. A **372**, 2012, 20130113 (2014).
- [3] R.A. Soref, C.H. Perry. J. Appl. Phys. **69**, 1, 539 (1991).
- [4] M. Bauer, C. Ritter, P.A. Crozier, J. Ren, J. Menendez, G. Wolf, J. Kouvetakis. Appl. Phys. Lett. **83**, 11, 2163 (2003).
- [5] P. Moontragoon, Z. Ikonіć, P. Harrison. Semicond. Sci. Technol. **22**, 7, 742 (2007).
- [6] R. Ragan, K.S. Min, H.A. Atwater. Mater. Sci. Eng. B **87**, 3, 204 (2001).
- [7] T. Tsukamoto, N. Hirose, A. Kasamatsu, T. Mimura, T. Matsui, Y. Suda. Appl. Phys. Lett. **106**, 5, 052103 (2015).
- [8] S. Wirths, D. Buca, S. Mantl. Prog. Cryst. Growth Charact. Mater. **62**, 1, 1 (2016).
- [9] I.A. Fischer, T. Wendav, L. Augel, S. Jitpakdeebodin, F. Oliveira, A. Benedetti, S. Stefanov, S. Chiussi, G. Capellini, K. Busch, J. Schulze. Opt. Express. **23**, 19, 25048 (2015).
- [10] C.J. Clausen, I.A. Fischer, D. Weisshaupt, F. Baerwolf, B. Tillack, G. Colston, M. Myronov, M. Oehme, J. Schulze. Semicond. Sci. Technol. **33**, 12, 124017 (2018).
- [11] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. Мир, М. (1984). [S.M. Sze. Physics of Semiconductor Devices. Wiley-Interscience (1969).]
- [12] V. Timofeev, I. Skvortsov, V. Mashanov, A. Nikiforov, D. Kolyada, D. Firsov, O. Komkov, S. Samadov, A. Sidorin, O. Orlov. J. Vac. Sci. Technol. B **42**, 3, 030601 (2024).
- [13] S. Zaima, O. Nakatsuka, N. Taoka, M. Kurosawa, W. Takeuchi, M. Sakashita. Sci. Technol. Adv. Mater. **16**, 4, 043502 (2015).
- [14] P. Geng, W. Li, X. Zhang, X. Zhang, Y. Deng, H. Kou. J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 40, 40LT02 (2017).

- [15] C.G. Van de Walle. Phys. Rev. B **39**, 3, 1871 (1989).
- [16] M. El Kurdi, S. Sauvage, G. Fishman, P. Boucaud. Phys. Rev. B **73**, 19, 195327 (2006).
- [17] P. Moontragoon, P. Pengpit, T. Burinprakhon, S. Maensiri, N. Vukmirovic, Z. Ikonic, P. Harrison. J. Non-Cryst. Solids. **358**, 17, 2096 (2012).
- [18] A. Attiaoui, O. Moutanabbir. J. Appl. Phys. **116**, 6, 063712 (2014).
- [19] Z. Chen, Z. Ikonic, D. Indjin, R.W. Kelsall. J. Appl. Phys. **129**, 12, 123102 (2021).

Редактор Е.В. Толстякова