

Оптические свойства кремниевых нанопилларов со встроенным вертикальным $p-n$ -переходом

© Л.С. Басалаева¹, А.В. Царев^{1,2}, К.В. Аникин¹, С.Л. Вебер^{2,3}, Н.В. Крыжановская⁴, Ю.В. Настаушев¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

³ Международный томографический центр Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

⁴ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова
Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: basalaeva@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 10 ноября 2021 г.

В окончательной редакции 20 ноября 2021 г.

Принята к публикации 20 ноября 2021 г.

Представлены результаты исследования резонансного отражения света упорядоченными массивами кремниевых (Si) нанопилларов. Высота Si нанопилларов составляла 450 нм. Было изучено влияние процесса окисления Si нанопилларов в концентрированной азотной кислоте на положение резонансов в спектрах отражения. Доказано слабое влияние дополнительного полимерного покрытия на характеристики отражения от структур. На основе результатов экспериментального исследования и прямого численного моделирования с применением трехмерного алгоритма конечных разностей во временной области (3D FDTD) установлено, что зависимость резонансной длины волны Si нанопилларов от диаметра Si нанопилларов является линейной функцией с ненулевым смещением, зависящим от периода.

Ключевые слова: кремниевые нанопиллары (наностолбики), структурный цвет, диэлектрическая нанофотоника.

DOI: 10.21883/FTP.2022.03.52121.9761

1. Введение

Перспективы развития современной нанофотоники тесно связаны с исследованиями оптических свойств металлических и диэлектрических наноструктур [1–5]. В противовес плазмонным нанообъектам диэлектрические наночастицы характеризуются сильным оптически индуцированным магнито-дипольным резонансом и низкими потерями [6]. Кремниевые сферические наночастицы с характерными размерами от 100 до 200 нм демонстрируют сильный магнито-дипольный резонанс в видимой части спектра [7]. Первоначально исследователей интересовал простейший вариант формы кремниевых наночастиц — наносферы. Следует отметить, что по мере развития полупроводниковых технологий стало возможным усложнить форму и организацию исследуемых кремниевых нанообъектов в широком диапазоне размеров [8]. При этом кремниевые нанопиллары (Si НП) все еще остаются важнейшим и не до конца изученным объектом исследований. Необычные оптические и электрические свойства Si НП изучаются для реализации на основе Si НП новых компактных устройств в разных областях: фотовольтаике [9], наносенсорике [10] и цветной печати [11,12]. Структурный цвет диэлектрических ансамблей нанообъектов — явление очень интересное и полезное для разных фотонных приложений. Важным

аспектом является то, что один и тот же материал может иметь разный цвет, если его поверхность по-разному наноструктурировать. Часто используемые в качестве фильтров органические красители и пигменты имеют ряд существенных недостатков: ограничения в разрешении, деградация свойств со временем, недостаточный уровень яркости и др. Уже созданы прототипы цветных фильтров на отражение и на пропускание на основе Si нанодисков, нанопилларов с низким аспектным отношением p ($p = \text{высота/диаметр}$) [13–15]. Интерес к высокоаспектным Si НП связан непосредственно с исследованиями, посвященными увеличению эффективности солнечных батарей [16]. Снижение коэффициента отражения связывают непосредственно с увеличением длины Si НП [17].

В нашей работе исследуются Si НП высотой 450 нм со встроенным вертикальным $p-n$ -переходом. Данная работа является продолжением наших исследований. В работе [18] мы продемонстрировали, что такие Si НП со встроенным вертикальным $p-n$ -переходом имеют селективный фотоотклик. Через выбор определенных параметров Si НП и их массива можно управлять спектральными особенностями фотоответа структур. Несмотря на большое число работ по исследованию оптических свойств Si НП, до сих пор недостаточно исследованы Si НП с вертикальным $p-n$ -переходом. Чаще иссле-

дуются Si НП с радиальным $p-n$ -переходом. Следует отметить, что структуры с вертикальным $p-n$ -переходом легче внедрить в современное производство тонкопленочных кремниевых солнечных элементов [19]. В данной работе мы исследуем квадратную решетку Si НП по нескольким причинам. Это самая популярная форма организации массива. Только полностью понимая свойства простейшей системы Si НП, можно проводить усложнение формы Si НП и геометрии массива. Экспериментально и теоретически показано появление решеточных резонансов в спектрах отражения от квадратных массивов Si НП в ряде работ (см., например, [20]). Если рассматриваются оптические свойства одиночных Si НП или Si НП в массивах с периодом больше длины волны падающего излучения, то часто делается акцент на особенности, связанные с радиальной модой. Влияние высоты на распределение оптических свойств исследовано в меньшей степени. Недавно в работе [21] было показано, как продольные моды, возбуждаемые в Si НП, влияют на положение резонанса поглощения света в Si НП. В работе [21] утверждается о разделении радиального и продольного резонансов и преобладании Ми резонансов при наличии поглощения света. Результаты нашей статьи подтверждают выводы работы [21] о преобладании Ми резонансов, так как поглощение света в кремнии в видимом диапазоне может увеличиваться в эпитаксиальных структурах с $p-n$ -переходом. Кроме того, в нашей статье исследуется зависимость оптических резонансов от периода и диаметра Si НП с вертикальным $p-n$ -переходом.

2. Эксперимент

Si НП были сформированы на исходной подложке кремния $\langle 100 \rangle$ посредством реактивного ионного травления через маску из негативного электронного резиста. Подложка кремния имела $p-n$ -переход, который представлял собой эпитаксиальные структуры, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На поверхности кремния $\langle 100 \rangle$ при температуре 700°C выращивался буферный слой кремния толщиной 100 нм, поверх которого при температуре 500°C выращивался слой кремния p -типа толщиной 100 нм, сильно легированный примесью бора. Микромассивы Si НП формировались на данной подложке посредством электронной литографии на негативном резисте с последующим реактивным ионным травлением. Подробно наша методика формирования описана в работах [18,22,23]. Важно, что при формировании структур не используется металлическая маска, так как металл легирует кремний. Были сформированы микромассивы Si НП с диаметром от 150 до 280 нм, высотой 0.45 мкм, с периодом 400, 600, 700, 800, 900, 1000 нм. После травления на стенках оставалось небольшое полимерное покрытие — пленка толщиной до 20 нм. При травлении пассивирующее покрытие осаждается на стенки структуры для дополнительной защиты боковых стенок структуры. На рис. 1

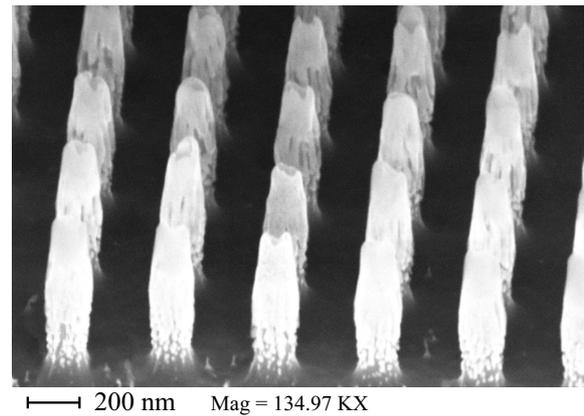


Рис. 1. РЭМ-изображение массива Si НП с периодом 400 нм после травления с полимерным покрытием на стенках (угол наклона 54° с коррекцией по оси Y , масштабная метка 200 нм).

представлено изображение Si НП, полученное методом растровой электронной микроскопии (РЭМ-изображение) непосредственно после травления. Дополнительное пассивирующее покрытие осаждается при травлении, но считается прозрачным для оптического излучения диапазона 400–900 нм. Эксперименты по измерению спектров отражения проводились до этапа удаления и после этапа удаления покрытия. Удаление покрытия проводили путем кипячения образцов с Si НП в концентрированной азотной кислоте. На рис. 2 приведены РЭМ-изображения Si НП после кипячения в концентрированной азотной кислоте: рис. 2, *a* — изображение без коррекции по оси Y , рис. 2, *b* — изображение с коррекцией по оси Y . На рис. П.1 (Приложение) представлены дополнительные РЭМ-изображения, поясняющие особенности коррекции размера по оси Y . Сформированные микромассивы Si НП демонстрировали разную окраску — структурный цвет. На рис. П.2 (Приложение) представлены оптические изображения некоторых массивов Si НП в режиме светлого (рис. П.2, *a*) и темного поля (рис. П.2, *b*). Размер каждого квадратного массива 40×40 мкм. В подписи к рис. П.2 приводятся диаметры Si НП, измеренные с учетом полимерного покрытия, в скобках указано значение диаметра без полимерного покрытия. Точность измерения диаметра составляла $\pm 5-7$ нм. Спектры отражения микромассивов Si НП измерялись с помощью микроскопа Hyperion 2000, совмещенного со спектрометром Bruker Vertex 80v FT-IR. Для измерений использовался объектив 40x, NA = 0.45. Нормировка сигнала проводилась на сигнал от кремниевой пластины. Численный расчет спектров отражения микромассивов проводился пакетом программ FullWave от Rsoft [24] и с применением трехмерного алгоритма конечных разностей во временной области (3D FDTD) и периодических граничных условий для одиночного Si НП [21]. При расчете рассматривалось нормальное падение и отражение линейно поляризованного света, а также его поглощение в НП.

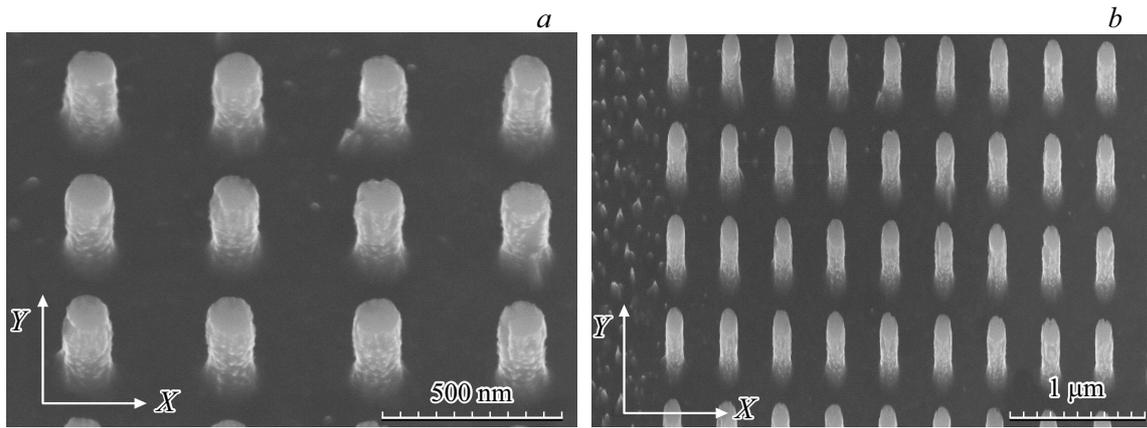


Рис. 2. РЭМ-изображение Si НП с периодом 400 нм после кипячения в HNO_3 , угол наклона 30° : *a* — без коррекции изображения по оси Y ; *b* — с коррекцией изображения по оси Y .

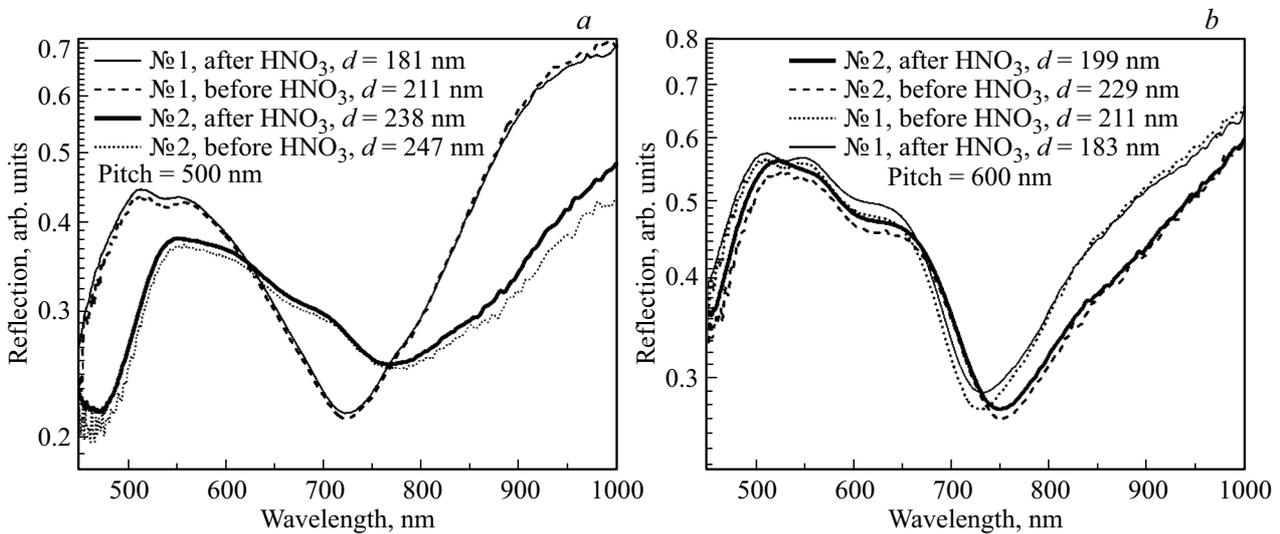


Рис. 3. Спектры отражения до и после кипячения в азотной кислоте для Si НП с периодом в массиве (pitch) 500 (*a*) и 600 нм (*b*).

3. Результаты эксперимента

Ранее в работе [18] нами были сформированы подобные структуры Si НП с похожими геометрическими параметрами, на стенках этих Si НП также образовывался дополнительный полимерный слой при травлении, при этом перед оптическими измерениями этот слой не снимали и диаметр измерялся с учетом присутствия слоя. Реальное значение диаметра Si НП без слоя в нашей работе не указывалось [18]. В настоящей работе необходимо было уточнить, точно ли слой не влияет на отражение оптического излучения. Были экспериментально сформированы микромассивы Si НП и измерены спектры отражения до этапа кипячения в концентрированной азотной кислоте и после. На рис. 3 приводятся спектры отражения для микромассивов Si НП с периодом 500 и 600 нм, полученные до и после кипячения в азотной кислоте. Видно, что спектры практически совпадают. Таким образом, допол-

нительный полимерный слой, оставшийся после травления, незначительно влияет на оптические резонансы структур.

В экспериментально измеренных спектрах отражения фиксировался один глубокий минимум, который сильно зависел от диаметра Si НП, и один небольшой минимум, который слабо зависел от диаметра Si НП, что хорошо видно из рис. 4. Это отмечалось и в нашей работе [18], но природа данных минимумов не была объяснена. Результаты численного моделирования показывают, что появление дополнительных минимумов в сигнале отражения, положение которых не зависит от диаметра Si НП, может быть связано с резонансным рассеянием периодической структуры на длине волны λ , равной ее периоду (Λ), или с интерференцией световых волн, отраженных от границ НП и от свободной поверхности (между НП).

На рис. 4, *a* представлен спектр отражения для микромассивов Si НП с периодом 400 нм и разными диамет-

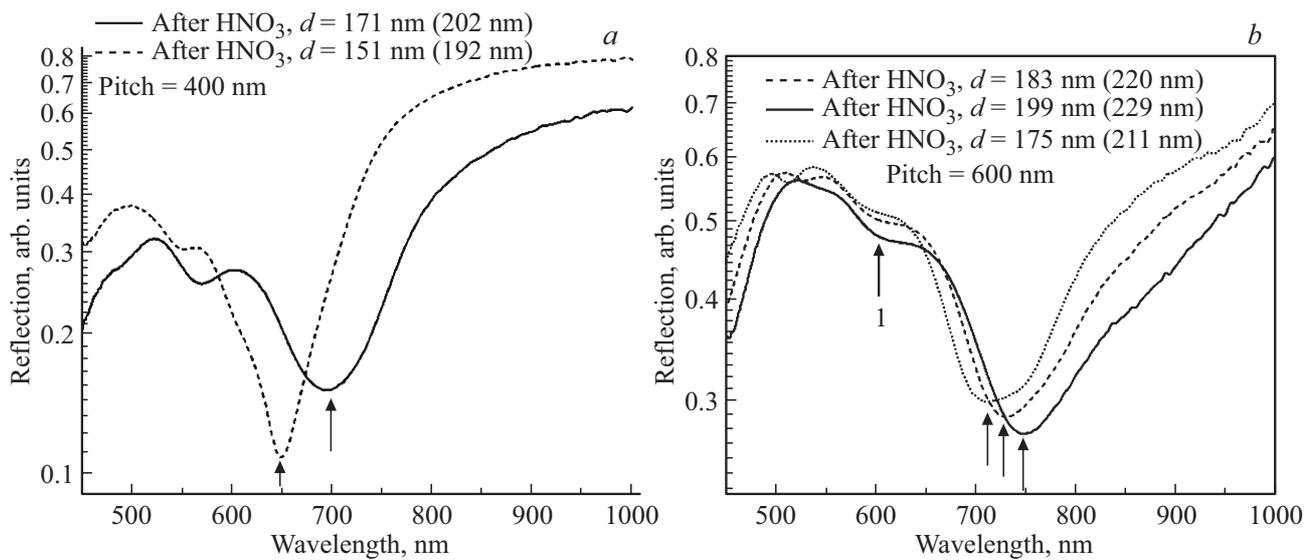


Рис. 4. *a* — спектры отражения микромассивов Si НП с периодом 400 нм (диаметр Si НП 171 и 151 нм) после кипячения в азотной кислоте; *b* — спектры отражения микромассивов Si НП с периодом 600 нм (диаметр Si НП 175, 183, 199 нм) после кипячения в азотной кислоте. На вставке в скобках приводится диаметр Si НП, измеренный с дополнительным полимерным покрытием до кипячения в азотной кислоте. Черные стрелки указывают на положение радиальной моды, стрелка № 1 обозначает резонанс $\lambda = \Lambda$ (Λ — период квадратной решетки (pitch)).

рами. Черная стрелка указывает на минимум, который сильно зависит от диаметра и смещается в длинноволновую область при увеличении диаметра Si НП. При этом для структур с периодом 600 нм (см. рис. 4, *b*) наблюдается слабый минимум (в коротковолновой области), отмеченный стрелкой № 1, который, как указано выше, не зависит от диаметра Si НП.

Из рис. 4, *b* видно, что положение основного минимума (отмеченного маленькими черными стрелками) сильно зависит от диаметра, и при увеличении диаметра Si НП он смещается в длинноволновую область.

4. Численное моделирование спектров отражения и поглощения Si НП

Чтобы объяснить природу наблюдаемых экспериментальных минимумов, мы провели численное моделирование спектральных характеристик отражения и поглощения Si НП. На рис. 5 представлены расчетные спектры отражения и поглощения оптической волны от микромассивов Si НП.

Отметим, что спектры отражения Si НП имеют принципиальные различия с экспериментальными, которые необходимо пояснить. В спектрах отражения Si НП мы наблюдаем результат интерференции оптических волн, отраженных от свободной поверхности, а также волны, переизлученной Si НП. Эти волны складываются в противофазе при формировании минимума сигнала отражения.

Энергия волны, отраженной от свободной поверхности у основания нанопилларов, зависит от коэффициента

отражения и ее относительной площади:

$$S_D = \frac{4\Lambda^2}{\pi D^2} - 1,$$

где Λ — период (pitch) расположения нанопилларов в прямоугольной сетке, D — диаметр Si НП. Для свободной поверхности коэффициент отражения слабо меняется от длины волны и равен ~ 0.4 . Для экспериментальных структур он может значительно уменьшаться вследствие возросшей шероховатости поверхности из-за процедуры травления Si НП. Из РЭМ-изображений экспериментально сформированных структур видно, что свободная поверхность кремния рядом с Si НП характеризуется значительной шероховатостью травления (см. рис. 1 и 2). Вклад рассеянной волны от Si НП может превышать или быть меньше вклада от отражения от свободной поверхности. Когда период достаточно большой, то вклад от свободной поверхности всегда является определяющим, поэтому в структурах с большим периодом всегда наблюдается один основной минимум, что наблюдается как в эксперименте, так и в расчете. Кроме того, для наших экспериментально сформированных структур характерно значительное увеличение шероховатости поверхности кремния для Si НП с большим периодом. На рис. 6 представлено РЭМ-изображение Si НП с периодом 1000 нм. Видно, что шероховатость поверхности кремния между Si НП в данном случае значительно выше, чем для Si НП с периодом 400 нм (рис. 2, *a*).

Для структур с малым периодом вклад рассеяния от Si НП может превышать вклад от свободной поверхности. Вклад от Si НП можно оценить по энергии

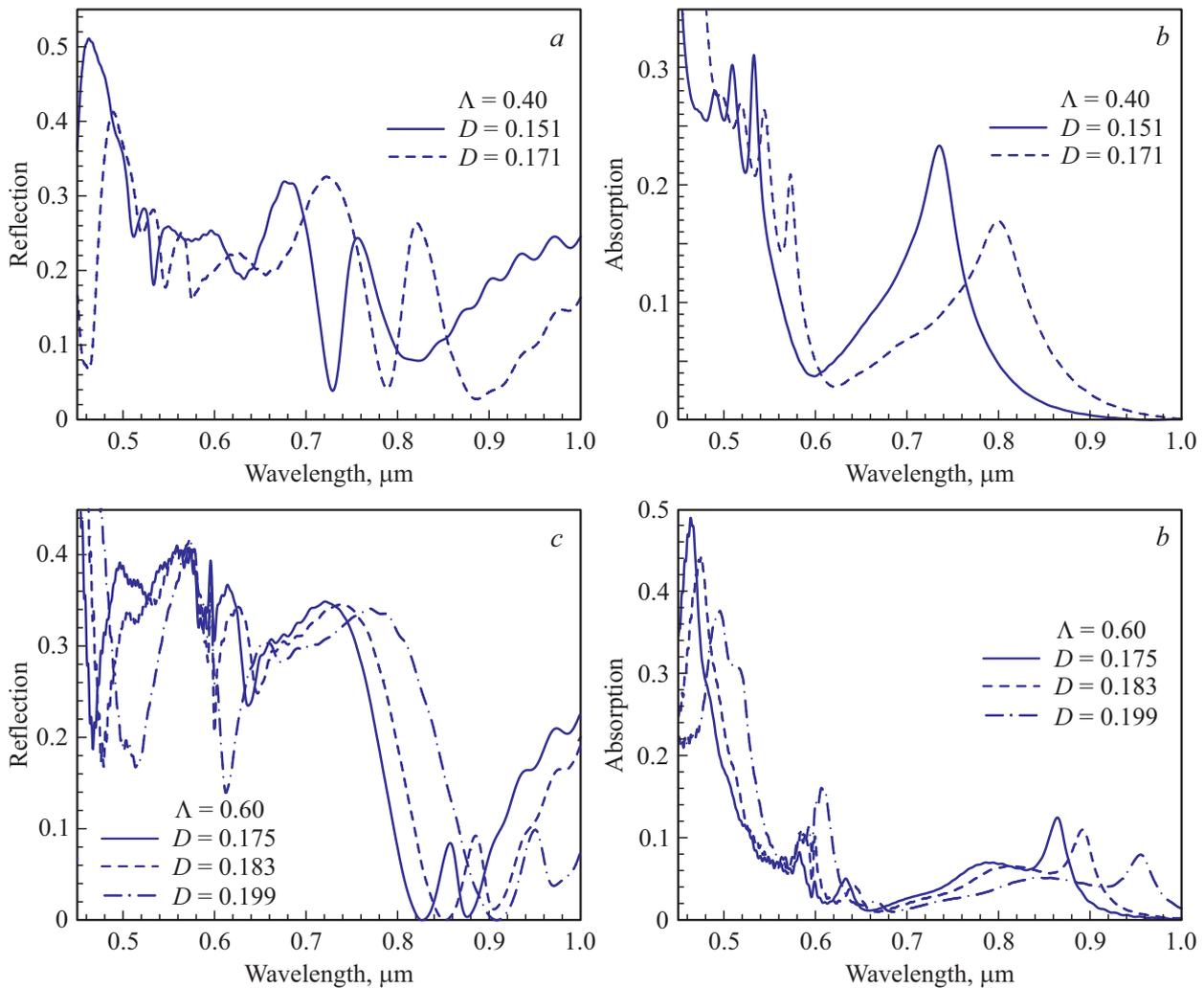


Рис. 5. Расчетные спектры отражения (*a, c*), а также спектры поглощения (*b, d*) оптической волны от НП из рис. 2, *a* и *b*.

волны, которая поглощается в самом Si НП (из-за значительной мнимой компоненты показателя преломления кремния в видимой области спектра). Кроме того, вклад от нанопилларов в эксперименте может значительно

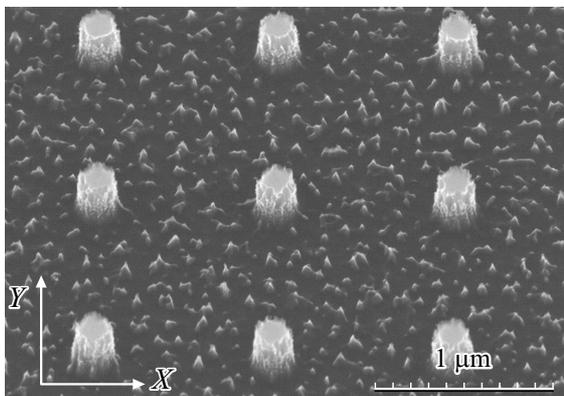


Рис. 6. РЭМ-изображение Si НП с периодом 1000 нм, угол наклона 30° , без коррекции изображения по оси Y .

отличаться от расчетного из-за наличия дополнительных источников рассеяния на несовершенствах границы НП, а также из-за дополнительного поглощения на встроенном $p-n$ -переходе.

Таким образом, лучше проводить сравнение с экспериментом наших структур на основе рассчитанных спектров поглощения Si НП, которые приведены на рис. 5, *b* и *d*. Видно, что имеется пик поглощения в интересующей нас спектральной области 0.6–0.9 мкм. В области максимума спектра вклад от Si НП превосходит вклад рассеяния от свободной поверхности и в расчетных зависимостях коэффициента отражения наблюдается локальный максимум, положение которого соответствует максимуму в спектре отражения. При отклонении измеряемой длины волны от положения максимума амплитуда отраженной энергии от структуры постепенно снижается, проходит через нуль, а далее снова начинает возрастать. Именно по этой причине для ряда структур с малым периодом наблюдаются два минимума в спектре отражения. Поэтому, как было сказано выше, для корректного анализа таких структур

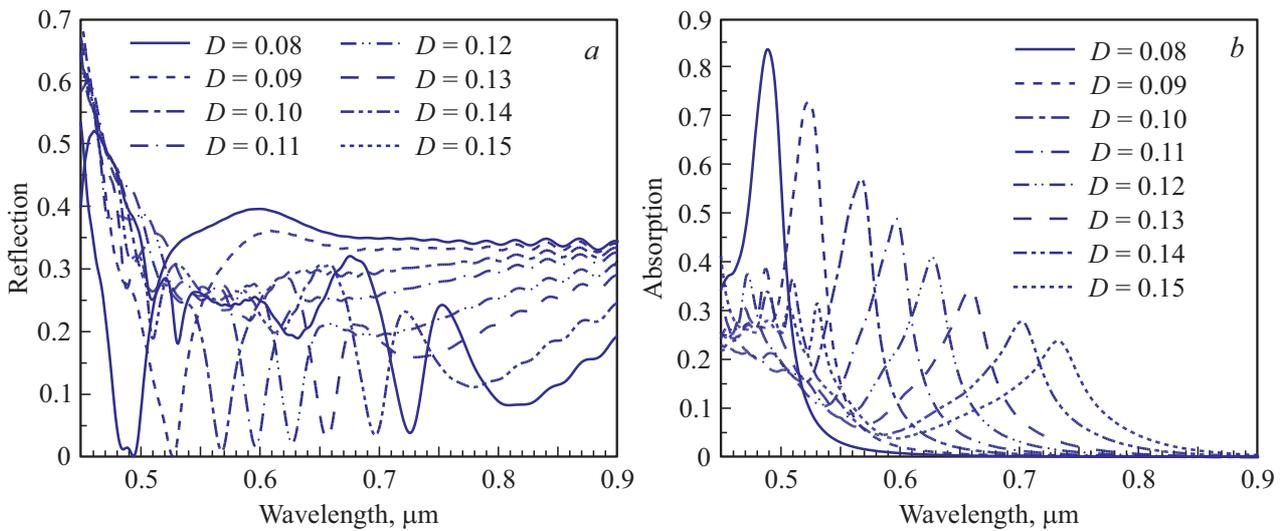


Рис. 7. Расчетные спектры отражения (а) и поглощения (б) оптической волны от НП с малым диаметром для периода $\Lambda = 0.4$ мкм.

целесообразно использовать результаты расчета спектра поглощения оптической волны Si НП.

В наших экспериментальных условиях мощность рассеяния от Si НП и отражения от зеркальной поверхности сильно различаются и условие совпадения их вкладов не наблюдается. Поэтому на рис. 4 мы наблюдаем только один основной минимум. Следовательно, разница в данных рис. 4 и 5 не является ошибкой эксперимента или расчета, а является следствием изменения свойств поверхности кремния и НП (увеличение шероховатости) после процедуры изготовления Si НП в ходе селективного травления.

Отметим, что перспективнее работать на меньших геометрических размерах структур, чем те, что были использованы в наших экспериментах (см. рис. 7) ввиду ограничений в имеющихся технологиях. Для малых размеров наблюдается высокий вклад в рассеяние от НП (см. рис. 7), что характеризуется глубокими одиночными минимумами отраженной мощности и высоким уровнем поглощения НП. В совокупности со встроенным $p-n$ -переходом это даст высокий уровень фототока со спектральным пиком, определяемым диаметром НП. Отметим, что результаты наших расчетов хорошо соотносятся с аналогичными данными, полученными ранее экспериментальным и расчетным путем для НП с диаметром 80 нм [21].

5. Условие наблюдения резонанса Ми и оценка коэффициента К

Расчетным образом можно выполнить простую оценку положения минимумов в спектрах отражения Si НП. Как правило, взаимодействие оптического излучения с диэлектрическими нанорезонаторами не описывают простыми соотношениями. Когда речь идет о Ми резонансах

наночастиц часто приводит приближенное соотношение наблюдения резонансов (2):

$$\lambda \sim nd, \tag{2}$$

где n — показатель преломления, d — диаметр Si НП. Выражение (2) соответствует выражению (3):

$$nkr \sim \pi, \tag{3}$$

где k — волновое число, r — радиус Si НП.

В работе [25] было показано, что, используя теорию связанных мод утечки (CLMT), также можно провести оценку резонансных длин волн Si НП. Оптический отклик в наноструктуре значительно усиливается, когда падающая длина волны совпадает с модами утечки, поддерживаемыми нанопилларом [25].

Аналогично модам утечки в бесконечном цилиндре или локализованным модам в цилиндре с сильно отражающими торцами справедливо соотношение (4)

$$k_r a = ((n_{Si} k)^2 - k_z^2)^{1/2} a = K, \tag{4}$$

где k_r — радиальный волновой вектор, k — волновой вектор в свободном пространстве, a — радиус цилиндра, k_z — волновой вектор, описывающий изменение амплитуды поля вдоль оси цилиндра, n_{Si} — показатель преломления кремния.

Таким образом в работе [26] было представлено резонансное соотношение для моды 1 и моды 2 в виде

$$nkr = K, \tag{5}$$

где $K = 2.6$ для моды 1 и $K = 5.6$ для моды 2. При этом, исходя из результатов моделирования, был сделан вывод, что резонансная длина волны не зависит существенно от высоты НП (в диапазоне 100–215 нм).

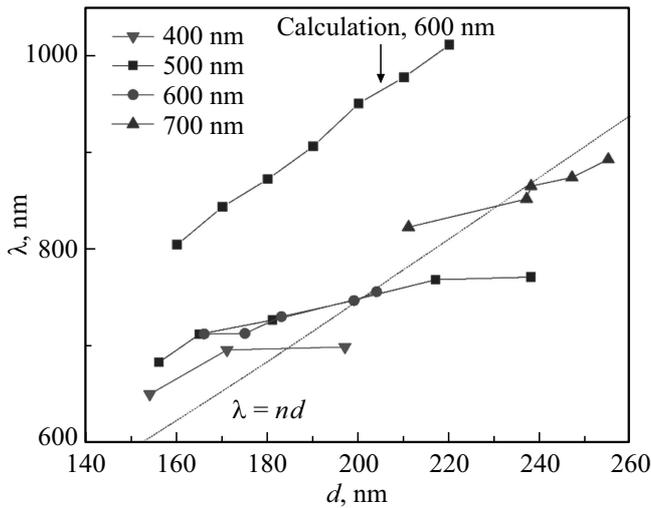


Рис. 8. Экспериментальная и расчетная зависимости положения минимумов отражения от диаметра Si НП, полученные для Si НП с периодом 400, 500, 600, 700 нм.

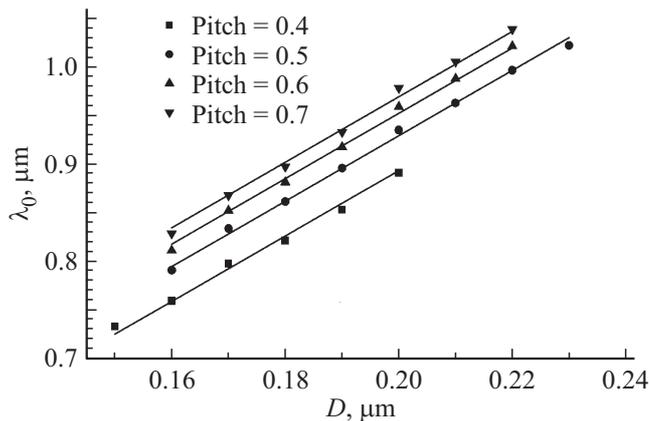


Рис. 9. Зависимость положения максимума поглощения в Si НП для прямоугольной сетки разного периода (pitch) как функция их диаметра D . Прямые линии являются результатом линейной аппроксимации с единым коэффициентом наклона 3.365.

При этом условие резонанса определяется главным образом диаметром НП. В работе [25] для резонансов мод утечки низкого порядка для бесконечного цилиндра при нормальном освещении $K = 2.31$ и 5.45 ($k_z = 0$). Таким образом, несмотря на то что диэлектрические резонаторы обычно не описываются простыми аналитическими выражениями, данное уравнение предоставляет возможности для идентификации Ми резонансов.

В формуле (5) $K \sim 2.6$ и ~ 5.6 это константы, характерные для наблюдения Ми резонансов в Si НП с характерной высотой 272 нм и расстоянием между соседними Si НП, равном 188 нм (период 460 нм). Также в формуле (5) не учитывается ряд важных факторов, которые влияют на возникновение резонансов (шеро-

ховатость края, кривизна, конусность и др.). На рис. 8 представлена экспериментальная зависимость резонансных длин волн от диаметра Si НП, полученная в нашей работе. Видно, что положение минимума отражения зависит и от периода Si НП в массиве.

Данные расчета аналогичных структур приведены на рис. 9, где положение главного минимума определялось по максимуму спектра поглощения. Хорошо видно, что положение пиков может быть описано прямой линией с одинаковым наклоном $\kappa = 3.365$ из линейного соотношения (6):

$$\lambda(D) = \kappa D + B. \quad (6)$$

Наличие в соотношении (6) коэффициента B является принципиальным отличием наших структур от тех, что описывались ранее в работе [25], где положение резонанса аппроксимировалось линейной зависимостью (без смещения, т. е. $B = 0$). Отметим, что экспериментальные зависимости, приведенные на рис. 8, также демонстрируют линейную зависимость положения резонансов от диаметра также со смещением $B \neq 0$.

Таким образом, основываясь на представленных экспериментальных данных и численном моделировании методом 3D FDTD, можно считать доказанным, что для Si НП высотой 450 нм с встроенным вертикальным p - n -переходом, сформированных на кремниевой подложке, положение резонанса описывается линейной зависимостью со смещением.

6. Заключение

В данной работе исследованы упорядоченные микро-массивы Si НП, сформированные посредством сканирующей электронной литографии на негативном резисте с последующим реактивным ионным травлением. Si НП имели встроенный вертикальный p - n -переход, который формировался на исходной подложке методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Высота Si НП составляла 450 нм, диаметр и период варьировались. Было показано, что после процедуры окисления Si НП в концентрированной азотной кислоте спектры отражения света от Si НП не изменяются. В результате окисления в азотной кислоте с боковых стенок Si НП удаляется дополнительное пассивирующее покрытие. Результаты численного моделирования оптических характеристик соответствовали результатам экспериментальных измерений. Было представлено объяснение расхождений результатов эксперимента и расчета для определенных периодов Si НП в массиве. Показано, что зависимость положения максимума поглощения для Si НП является линейной с ненулевым смещением. Совмещение НП с встроенным p - n -переходом позволит в дальнейшем создавать эффективные фотоприемники с селективно управляемой спектральной характеристикой в видимом и ближнем ИК диапазонах.

Приложение

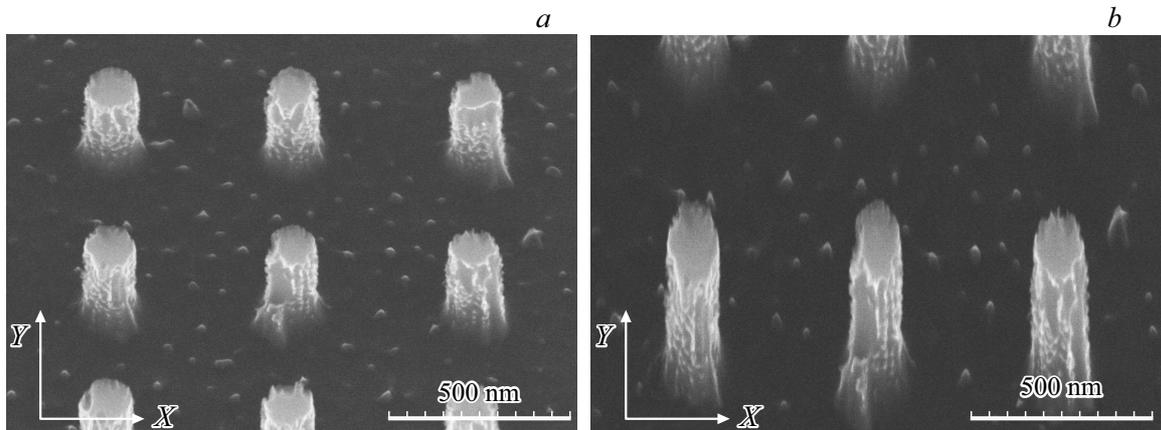


Рис. П.1. РЭМ-изображение Si НП, угол наклона 30°, без коррекции по оси Y (a) и с коррекцией по оси Y (b). Реальное значение высоты Si НП оценивается из рисунка с коррекцией по оси Y, без коррекции изображение оказывается сжато по оси Y.

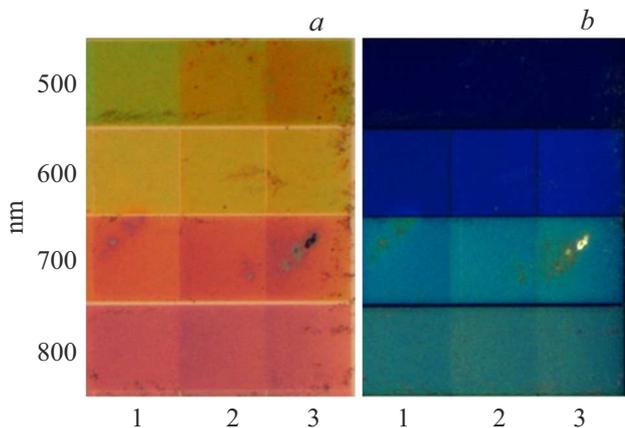


Рис. П.2. Оптические изображения массивов Si НП в режиме светлого (a) и темного поля (b). Период 500 нм, диаметр: 1) $d = 211$ (181) нм, 2) $d = 238$ (217) нм, 3) $d = 247$ (238) нм; период 600 нм, диаметр: 1) $d = 211$ (183) нм, 2) $d = 229$ (199) нм, 3) $d = 247$ (204) нм; период 700 нм, диаметр: 1) $d = 269$ (238) нм, 2) $d = 274$ (255) нм, 3) $d = 287$ (247) нм; период 800 нм, диаметр: 1) $d = 305$ (258) нм, 2) $d = 287$ (270) нм, 3) $d = 287$ (258) нм.

Финансирование работы

Формирование и диагностика наноструктур проводилась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-29-20066мк.

Спектроскопическая характеристика наноструктур была поддержана Российским научным фондом (грант № 17-13-01412).

Благодарности

Авторы глубоко признательны за помощь в проводимых исследованиях д.х.н Ф.Н. Дульцеву, жизнь которого

неожиданно оборвалась на самом пике его научных исследований. Формирование наноструктур частично выполнено на оборудовании ЦКП „Наноструктуры“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Yu. Kivshar. Natl. Sci. Rev., **5** (2) 144 (2018).
- [2] Z.-J. Yang, R. Jiang, X. Zhuo, Y.-M. Xie, J. Wang, H.-Q. Lin. Phys. Rep., **701**, 1 (2017).
- [3] H. Bertin, Y. Brûlé, G. Magno, T. Lopez, P. Gogo, L. Pradere, B. Gralak, D. Barat, G. Demésy, B. Dagens. ACS Photonics, **5** (7), 2661 (2018).
- [4] S.I. Lepeshov, A.E. Krasnok, P.A. Belov, A.E. Miroshnichenko. Phys.-Usp., **61** (11), 1035 (2018).
- [5] C. Zou, J. Sautter, F. Setzpfandt, I. Staude. J. Phys. D: Appl. Phys., **52**, 373002 (2019).
- [6] K.V. Baryshnikova, M.I. Petrov, V.E. Babicheva, P.A. Belov. Sci. Rept., **6**, 22136 (1–11) (2016).
- [7] A. Kuznetsov, A. Miroshnichenko, Y. Fu, J. Zhang, B. Luk'yanchuk. Sci. Rep., **2**, 492 (2012).
- [8] V.-C. Su, C.H. Chu, G. Sun, D.P. Tsai. Opt. Express, **26**, 13148 (2018).
- [9] M. Brongersma, Y. Cui, S. Fan. Nature Materials, **13**, 451 (2014).
- [10] A.L. Hernández, R. Casquel, M. Holgado, I. Cornago, F. Fernández, P. Ciaurriz, F.J. Sanza, B. Santamaría, M.V. Maigler, M. Fe Laguna. Optics Lett., **41** (23), 5430 (2016).
- [11] V. Flauraud, M. Reyes, R. Paniagua-Domínguez, A.I. Kuznetsov, J. Brugger. ACS Photonics, **4** (8), 1913 (2017).
- [12] H. Li, S. Gao, Y. Li, C. Zhang, W. Yue. Opt. Express, **27** (24), 35027 (2019).
- [13] C. Park, V.R. Shrestha, W. Yue, Song Gao, S.-S. Lee, E.-S. Kim, D.-Y. Choi. Sci. Rept., **7** (2556), 1–9 (2017).

- [14] W. Yue, S. Gao, S.-S. Lee, E.-S. Kim, D.-Y. Choi. *Laser Photonics Rev.*, **11** (3), 1600285 (2017).
- [15] B.-H. Cheong, O.N. Prudnikov, E. Cho, H.-S. Kim, J. Yu, Y.-S. Cho, H.-Y. Choi, S.T. Shin. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 213104, 1 (2009).
- [16] X. Li, J. Li, T. Chen, B.K. Tay, J. Wang, H. Yu. *Nanoscale Res. Lett.*, **5**, 1721 (2010).
- [17] S. Yalamanchili, H.S. Emmer, K.T. Fountaine, C.T. Chen, N.S. Lewis, H.A. Atwater. *ACS Photonics*, **3** (10), 1854 (2016).
- [18] L.S. Basalaeva, Yu.V. Nastaushev, N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, D.A. Radnatarov, S.A. Khripunov, D.E. Utkin, I.B. Chistokhin, A.V. Latyshev, F.N. Dultsev. *Thin Sol. Films*, **672**, 109 (2019).
- [19] A. Smyrnakis, P. Dimitrakis, P. Normand, E. Gogolides. *Microelectron. Eng.*, **174**, 74 (2017).
- [20] S. Tsoi, F.J. Bezares, A. Giles, J.P. Long, O.J. Glembocki, J.D. Caldwell, J. Owrutsky. *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 11110 (1–5) (2016).
- [21] N. Dhindsa, R. Kohandani, S.S. Saini. *Nanotechnology*, **31**, 224001 (2020).
- [22] L.S. Golobokova, Yu.V. Nastaushev, F.N. Dultsev, D.V. Gulyaev, A.B. Talochkin, A.V. Latyshev. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **541** (1), 012074 (2014).
- [23] L.S. Basalaeva, Y.V. Nastaushev, F.N. Dultsev. *Materials Today: Proceedings*, **4** (11), 11341 (2017).
- [24] Rsoft FullWave by SYNOPSIS. *Photonic Design Software*. <https://www.synopsys.com/optical-solutions/rsoft.html>.
- [25] Y. Yu, L. Cao. *Opt. Express*, **20**, 13847 (2012).
- [26] F.J. Bezares, J.P. Long, O.J. Glembocki, Junpeng Guo, R.W. Rendell, R. Kasica, L. Shirey, J.C. Owrutsky, J.D. Caldwell. *Opt. Express*, **21** (23), 27587 (2013).

Редактор А.Н. Смирнов

Optical properties of silicon nanopillars with a built-in vertical $p-n$ -junction

L.S. Basalaeva¹, A.V. Tsarev^{1,2}, K.V. Anikin¹, S.L. Veber^{2,3}, N.V. Kryzhanovskaya⁴, Yu.V. Nastaushev¹

¹ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

² Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

³ International Tomography Center, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

⁴ Alferov Academic University, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Resonance reflection of light from the ordered arrays of silicon nanopillars (Si NP) was investigated. The height of Si NP was 450 nm. The effect of Si NP oxidation in concentrated nitric acid on the position of resonances in reflection spectra was studied. A weak influence of the additional polymeric coating on the characteristics of reflection from the structures was proven. It is established on the basis of the results of experimental investigation and direct numerical modeling by means of three-dimensional finite difference time domain algorithm (3D FDTD) that the dependence of the resonant wavelength for Si NP on the diameter of Si NP is a linear function with nonzero displacement depending on the pitch.