

УДК 535.016, 538.958, 535-92, 539.23

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ ИЗ ЧАСТИЦ SiGe СУБВОЛНОВОГО РАЗМЕРА

© Д. Е. Уткин^{1,2}, А. В. Царев^{1,2}, Е. Н. Уткин³, А. В. Латышев^{1,2},
А. А. Шкляев^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

²Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1

³Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: shklyaev@isp.nsc.ru

Исследованы антиотражающие свойства покрытий из диэлектрических частиц SiGe субволнового размера, выращенных на подложках Si(100) с использованием эффекта несмачиваемости Si слоями SiGe. Средний размер частиц задавался количеством осаждённого Ge и варьировался в диапазоне от 0,2 до 1,4 мкм. Изучаемое возбуждение магнитных и электрических резонансов в диэлектрических частицах SiGe приводило к уменьшению отражения приблизительно на 60 % в зависимости от среднего размера частиц по сравнению с отражением поверхности Si, не покрытой частицами. Распределение частиц по размеру обеспечило получение антиотражающих свойств в широком спектральном диапазоне, в котором частицы меньшего размера создавали более сильный антиотражающий эффект по сравнению с частицами большего размера. Модельные расчёты показали, что для частиц, расположенных на подложке, эффективность возбуждения магнитных и электрических резонансов имеет сильную зависимость от отношения высоты частиц к размеру их основания.

Ключевые слова: метапокрытия, частицы SiGe на Si, резонансы Ми, антиотражающие свойства, численное моделирование, метод FDTD.

DOI: 10.15372/AUT20210507

Введение. Эффективность оптоэлектронных элементов в значительной мере определяется свойствами их поверхности по отношению к отражению и пропусканию электромагнитного (ЭМ) излучения в используемом спектральном диапазоне [1–3]. В последнее десятилетие на смену традиционным плёночным просветляющим покрытиям приходят покрытия, состоящие из массивов металлических и диэлектрических частиц субволнового размера. Их действие основано на возбуждении поверхностных плазмонных [4, 5] или ЭМ-резонансов [6–8]. По сравнению с покрытиями, состоящими из плоских слоёв, их преимущества заключаются в отражающей и пропускающей способностях, практически не зависящих от угла падающего ЭМ-излучения, которое реализуется в более широком спектральном диапазоне [9, 10].

Сравнение покрытий, состоящих из металлических и диэлектрических частиц, показывает, что поверхностные плазмонные резонансы создают вокруг частиц локальные более сильные ЭМ-поля, чем магнитные и электрические резонансы, возбуждаемые в диэлектрических частицах [11]. В то же время возбуждение плазмонных колебаний сопряжено с сильной диссипацией падающего излучения, тогда как возбуждение магнитных и электрических резонансов определяется коэффициентами поглощения диэлектрических материалов и может быть незначительным в выбранном спектральном диапазоне [6, 12]. Сравнение свойств антиотражающих покрытий из металлических и диэлектрических частиц было проведено в [13]. Оно показало, что покрытие из наночастиц серебра может

увеличить общее поглощение на 30 % в полупроводниковой подложке, тогда как покрытие из частиц кремния позволяет повысить поглощение на 64 %, но в более узкой спектральной полосе за счёт опосредованного подложкой эффекта Керкера. При этом спектральное положение полосы можно задавать выбором размеров наночастиц.

Важным аспектом покрытий из массива частиц, определяющим их свойства, является метод их получения. Один из наиболее простых методов основан на использовании эффекта несмачиваемости подложки осаждаемым на неё материалом, который приводит к самопроизвольному собиранию его в «капли» (частицы). Он может быть применён для получения покрытий как из металлических, так и из диэлектрических частиц [14–16]. Данный метод позволяет получать покрытия на большой площади, однако это обычно приводит к образованию неупорядоченных частиц с широким распределением по размеру. Несмачиваемость поверхности Si(100) по отношению к слоям Ge и SiGe появляется при высоких температурах и реализуется как при отжиге слоёв Ge, предварительно выращенных в вакуумных условиях при сравнительно низких температурах [17, 18], так и при осаждении Ge сразу при высоких температурах в диапазоне 750–950°C [16]. Размер островков определяется количеством осаждённого Ge. Широкое распределение неупорядоченных частиц по размеру приводит к получению покрытий с антиотражающими свойствами в широком спектральном диапазоне [19].

Экспериментальные работы в области изучения взаимодействия ЭМ-излучения с диэлектрическими частицами субволнового размера часто опережаются модельными расчётами. При этом проявления эффектов резонансного взаимодействия в спектрах отражения и пропускания не имеют простой интерпретации. Единственным простым оценочным ориентиром является соотношение

$$\lambda_m = nd, \quad (1)$$

где λ_m — длина волны магнитного дипольного резонанса, n — показатель преломления материала частицы и d — диаметр частицы [12]. Показано, что эта формула с высокой точностью выполняется для сферической диэлектрической частицы в среде воздуха. В других случаях для описания проявлений резонансных эффектов может быть использован эффективный показатель преломления (n_{eff}), определяемый как $n_{eff} = \lambda_m/d$ согласно соотношению (1), где в качестве λ_m используется положение минимума в измеряемых спектрах пропускания и отражения. В случае частиц на поверхности подложки таким способом определённая величина n_{eff} может существенно отличаться от n материала частицы [8]. Соотношение (1) важно ещё тем, что показывает субволновую природу резонансного взаимодействия, а именно во сколько раз в условиях резонанса размер частицы меньше длины волны падающего ЭМ-излучения.

В данной работе проводится исследование спектров отражения поверхностей Si, покрытых слоями частиц SiGe субволнового размера в целях определения их просветляющих свойств за счёт возбуждения ЭМ-резонансов. Метод получения частиц SiGe основан на использовании эффекта несмачиваемости поверхности Si(100) слоями SiGe, который приводит к самоорганизованному образованию частиц. Ранее спектры отражения таких покрытий были исследованы в длинноволновой области [19]. Новые экспериментальные данные показывают, что в диапазоне длин волн от 0,35 до 1,15 мкм спектры отражения характеризуются более сильным подавлением отражения ЭМ-излучения, которое может быть связано с особенностями распределения частиц по размеру и с их геометрической формой. Проведённые модельные расчёты показали, что эффективность возбуждения магнитных и электрических резонансов в диэлектрических частицах, расположенных на подложках, имеет сильную зависимость от аспектного отношения (AR) частицы (отношение высоты частицы к диаметру её основания).

Описание эксперимента.

1. Массивы частиц SiGe на подложках кремния получали посредством их роста в результате осаждения Ge, которое проводилось в сверхвысоковакуумной камере с базовым давлением около 10^{-10} Торр. В качестве подложек использовались образцы ($10 \times 2 \times 0,3$ мм³), вырезанные из пластин Si(100). После жидкостной химической обработки финальная очистка поверхности образцов проводилась в ростовой камере с помощью импульсных нагревов до температур 1250–1300 °С посредством пропускания через образцы постоянного тока. Ячейка Кнудсена с тиглем из BN использовалась для осаждения Ge со скоростью до 1,0 нм/мин, как описано в [20]. Для калибровки скорости осаждения Ge в зависимости от температуры ячейки Кнудсена выращивались слои Ge толщиной около 100 нм на подложках без их нагрева. Толщина слоёв измерялась с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) по изображениям скола образцов. Покрытия с частицами SiGe были получены осаждением Ge на поверхности образцов Si(100) при температуре 850 °С. Температуру образца измеряли с помощью пирометра IMPAC IGA 12. Осаждение Ge на Si(100) приводило к образованию на поверхности образцов трёхмерных островков.

2. Морфология поверхности изготовленных покрытий исследовалась с помощью СЭМ, а химический состав островков определялся с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Размер островков возрастал с увеличением количества осаждённого Ge и мог достигать в их основании величины в несколько микрон. Из-за их сравнительно большого размера островки далее будут называться частицами. Спектры отражения и пропускания образцов, покрытых такими частицами, измерялись с помощью инфракрасного фурье-спектрометра Simex FT-801, работающего в диапазоне от 1,4 до 20 мкм. Спектры пропускания были получены при нормальном падении света, а спектры отражения — при угле падения света 45 град. Телесный угол сбора отражённого света составлял около 40 град. Спектрофотометр МСФУ-К, оснащённый ФЭУ Hamamatsu R5108 и микроскопом, использовался для измерения спектров отражения в диапазоне 0,35–1,15 мкм. При этом угол падения света был нормальным к поверхности образца. Для сбора отражённого света использовался объектив с увеличением $40\times$ и числовой апертурой 0,65, который обеспечивал телесный угол сбора отражённого света также около 40 град. Калибровка спектров пропускания образцов проводилась на спектр пропускания воздуха, а калибровка спектров отражения — на спектр отражения чистой поверхности кремния, т. е. не покрытой частицами. Поскольку спектры отражения в диапазоне от 1,4 мкм были получены при угле падения света около 45 град, отметим, что в спектральной области магнитного и электрического резонансов, возбуждаемых в диэлектрических частицах, спектры отражения практически не зависят от угла падения [9, 10].

3. Для численного моделирования островка SiGe на подложке кремния использовался коммерческий программный пакет FullWAVE от RSoft/SYNOPSYS [21], который реализует алгоритм конечных разностей во временной области (FDTD). Показатель преломления твёрдого раствора $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ рассчитывался путём линейной интерполяции известных спектральных зависимостей для Si и Ge в соответствии с обобщённым законом Вегарда. Моделируемая частица имеет фиксированный состав ($x = 0,8$) и форму в виде растянутого или сжатого сегмента сферы. Диаметр частицы d варьировался от 0,6 до 1,4 мкм, а параметр AR изменялся в диапазоне от 0,05 до 0,45.

Результаты и их обсуждение. Осаждение Ge на Si(100) при температурах выше 100 °С приводит к образованию трёхмерных частиц [22–25]. Средний размер частиц увеличивается с повышением температуры. При температурах выше 500 °С происходит перемешивание осаждаемых атомов Ge с атомами подложки Si [26]. При этом состав частиц становится SiGe. Количество кремния в частицах возрастает при дальнейшем увеличении температуры [16]. В данной работе рост частиц проводился при температуре около 850 °С, при которой происходило сильное перемешивание атомов Si и Ge, и количество Si

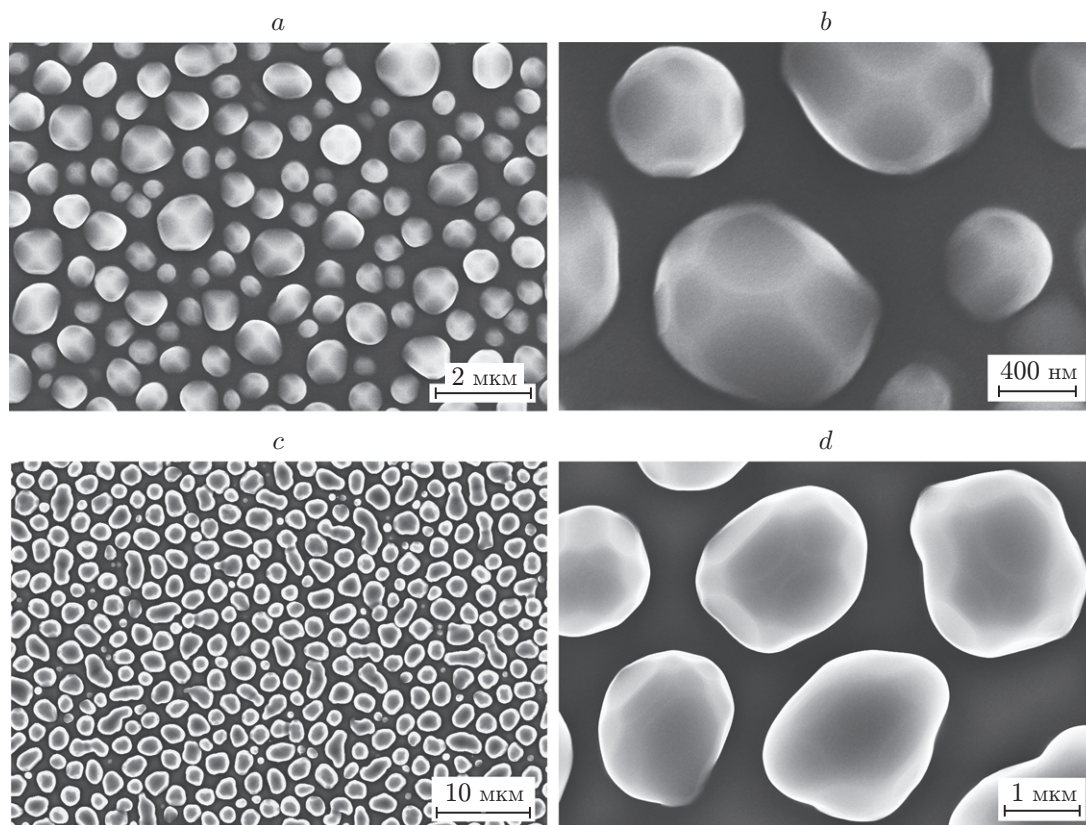


Рис. 1. СЭМ-изображения образцов, полученных после осаждения Ge на Si (100) при 850 °С в количестве: 10 (а, b) и 63 нм (с, d). Изображения получены при нормальном падении электронного пучка на поверхность образцов

в частицах было около 80 % в зависимости от количества осаждённого Ge и скорости осаждения [15, 16, 27]. Несмотря на интенсивное перемешивание атомов Ge и Si на границе SiGe/Si(100), частицы SiGe имели резкую границу по составу с подложкой Si(100) и большие углы смачивания [16]. Это указывает на то, что слои SiGe не смачивают поверхность Si [16, 27]. Размер частиц SiGe увеличивается с ростом количества осаждённого Ge, а их концентрация уменьшается из-за слияния соседних частиц. В то же время частицы остаются компактными (рис. 1) из-за интенсивной диффузии, эффекта несмачиваемости и оптимизации их формы для минимизации поверхностной энергии. Частицы огранены фасетками $\{501\}$, $\{311\}$, $\{23\ 15\ 3\}$ и $\{111\}$ [15, 28, 29]. Боковые грани $\{111\}$ с большим углом отклонения от поверхности образца с ориентацией $[100]$ формируются у сравнительно больших частиц. Величина AR у частиц достигает 0,8, при этом её значения чаще лежат в диапазоне 0,4–0,5 [16].

При сравнительно малых количествах осаждённого Ge концентрация частиц определяется процессом их зародышеобразования. Они образуют мономодальное распределение по размеру. При увеличении количества осаждённого Ge появляются частицы большого размера (рис. 1, а, b). Их появление можно объяснить слиянием близко расположенных частиц. Вначале это приводит к значительному уширению распределения частиц по размеру (рис. 2, а), а затем частицы, образованные слиянием соседних частиц, и частицы, оставшиеся без слияния, формировали бимодальное распределение (рис. 2, b). При дальнейшем увеличении количества осаждённого германия распределение частиц по размеру снова становится близким к мономодальному, вероятно, из-за того, что остаётся незначи-

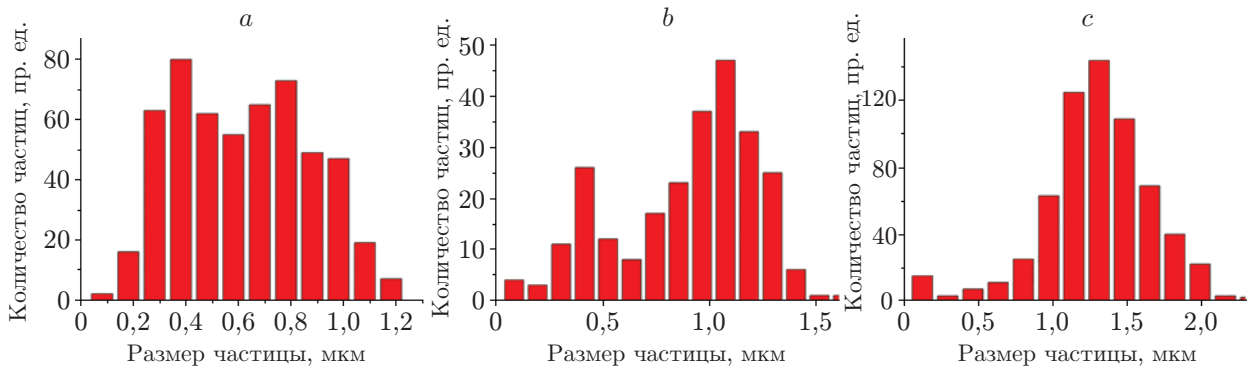


Рис. 2. Распределение числа частиц SiGe в зависимости от размера их основания для образцов, полученных осаждением Ge на Si (100) при 850 °С в количестве: 20 (a), 32 (b) и 63 нм (c)

тельное количество частиц, не подвергшихся слиянию с ближайшими соседними частицами (рис. 2, c).

В [19] спектры отражения покрытий, состоящих из частиц SiGe, были исследованы в длинноволновой области спектра. На рис. 3 показаны комбинированные спектры диффузного отражения, которые включают спектры, измеренные в коротковолновой области. Область разрыва, отмеченная пунктирной линией, условно разграничивает данные, полученные с помощью приборов МСФУ-К и Микран ФТ-801. Спектры показывают, что отражение ЭМ-излучения поверхностями, покрытыми частицами, в 2–3 раза меньше, чем отражение поверхности подложки, не покрытой слоем частиц.

Можно выделить следующие особенности полученных спектров отражения. Антиотражающие свойства являются широкополосными. Это связано с несколькими факторами, такими как разное спектральное положение магнитных и электрических резонансов в сочетании с их уширением у частиц, расположенных на подложках [9], а также прямое

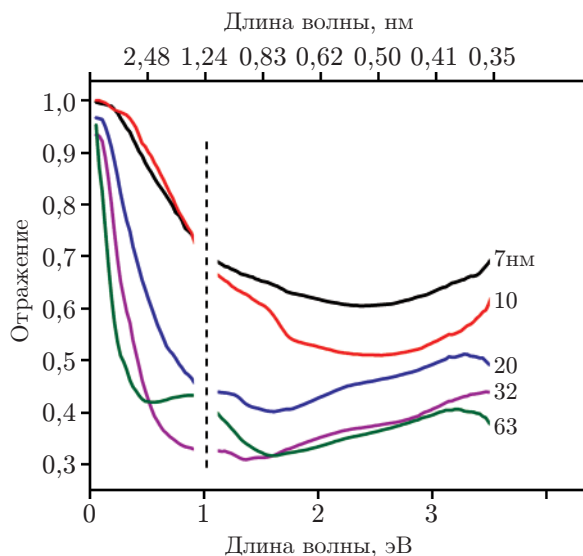


Рис. 3. Спектры отражения образцов, полученных после осаждения разного количества Ge на Si(100) (количество осаждённого Ge указано при соответствующих спектрах)

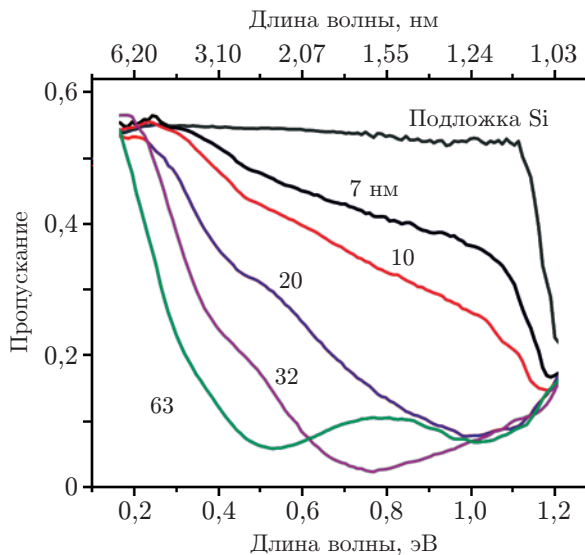


Рис. 4. Спектры пропускания образцов, полученных после осаждения разного количества Ge на Si(100) (количество осаждённого Ge указано при соответствующих спектрах). Спектр пропускания подложки Si, не покрытой частицами SiGe, приведён для сравнения

влияние широкого распределения частиц по размеру (см. рис. 2). Снижение общего уровня отражения с увеличением размера частиц, вероятно, связано с уменьшением площади поверхности подложки, не покрытой частицами. Меньшее отражение в коротковолновой области спектра свидетельствует как о более сильном эффекте от резонансных возбуждений в частицах меньшего размера, так и возможном влиянии острых краёв больших частиц, аналогично тому, что имеет место при возбуждении поверхностных плазмонных резонансов.

Спектры пропускания в длинноволновой области имеют глубокие минимумы (рис. 4), при которых пропускание приблизительно в 20 раз меньше (для случая покрытий, полученных осаждением Ge толщиной 32 нм) по сравнению с пропусканием подложки Si [19]. Такой сильный эффект имеет место даже несмотря на уменьшение отражения. Он связан с деструктивной интерференцией, возникающей между ЭМ-полями магнитных и электрических резонансов, возбуждаемых в частицах, и ЭМ-полем, проходящим сквозь подложку [10, 13]. Деструктивная интерференция подавляет проходящее через подложку ЭМ-излучение и направляет его вдоль подложки, тем самым увеличивая поглощение света в поверхностном слое подложки.

В нашем случае, принимая положение минимума в спектре пропускания (см. рис. 4) за величину λ_m и величину d , равную наиболее часто встречающемуся латеральному размеру частиц (см. рис. 2), получаем $n_{eff} = 1,3$ согласно соотношению (1). Эта величина значительно меньше показателя преломления материала SiGe. Поскольку величина n_{eff} не может значительно отличаться от n материала SiGe, то полученный результат показывает, что частицы меньшего размера, расположенные на поверхности подложки с близким значением n , дают более сильные резонансные эффекты в спектрах пропускания и отражения. Это подтверждается результатами моделирования, приведёнными ниже.

Отметим, что частица $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на подложке кремния обладает оптическими свойствами, которые сильно отличаются от свойств сферы Si в среде воздуха или расположенной на стекле [12]. В нашем случае частица $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ имеет очень малую разницу в показателе преломления (13 %) в сравнении с подложкой кремния и, следовательно, обла-

дает очень низкой оптической добротностью. Такая частица является слабым оптическим резонатором, который при падении на него ЭМ-волны имеет отклик в виде широкополосного возбуждения сразу всех оптических мод на разных длинах волн. Для аналогичной частицы на стекле [12], имеющей большой контраст показателя преломления, наблюдается селективное возбуждение различных резонансных мод, спектр которых хорошо различим по длине волны.

Для численного описания оптических свойств частицы $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на подложках Si мы воспользовались методом FDTD, в котором исследуемая частица возбуждается гауссовым ЭМ-пучком, падающим на неё в направлении, нормальном к поверхности подложки. При импульсном возбуждении падающая волна, содержащая широкий спектр, частично захватывается частицей $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ и создаёт поле рассеяния, имеющее локальные спектральные максимумы, соответствующие возбуждению электрического и магнитного дипольных моментов с доминирующими вертикальными компонентами электрического (E_z) и магнитного (H_z) полей соответственно.

Расчётные зависимости интенсивности отражённых и прошедших ЭМ-волн для одиночной частицы $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на кремнии представлены на рис. 5 и 6. Для разделения поля рассеяния, генерируемого только частицей $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на подложке Si, был использован алгоритм векторного вычитания электромагнитных полей. Нами рассчитаны поля рассеяния отдельно для свободной подложки Si и для подложки Si с частицей $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$. Их векторная разница позволяет оценить вклад в рассеяние, вызванное присутствием частицы (рис. 7, 8).

На рис. 7 приведены спектральные зависимости для амплитуд рассеяния E_z и H_z для частицы $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$. Дополнительно на рис. 8 приведено пространственное распределение тангенциальных компонент (E_t и H_t) ЭМ-поля для двух характерных точек на спектральной зависимости рассеянного поля (см. рис. 7). Здесь прослеживается определённая корреляция между пространственным распределением ЭМ-поля в плоскостях структуры с длиной волны, на которой возбуждается соответствующая резонансная мода частицы.

Пики сильного резонансного взаимодействия (см. рис. 5, 7) между ЭМ-излучением и частицами $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на подложках Si лежат на длинах волн $\lambda \sim 2$ и $3,5$ мкм для частиц

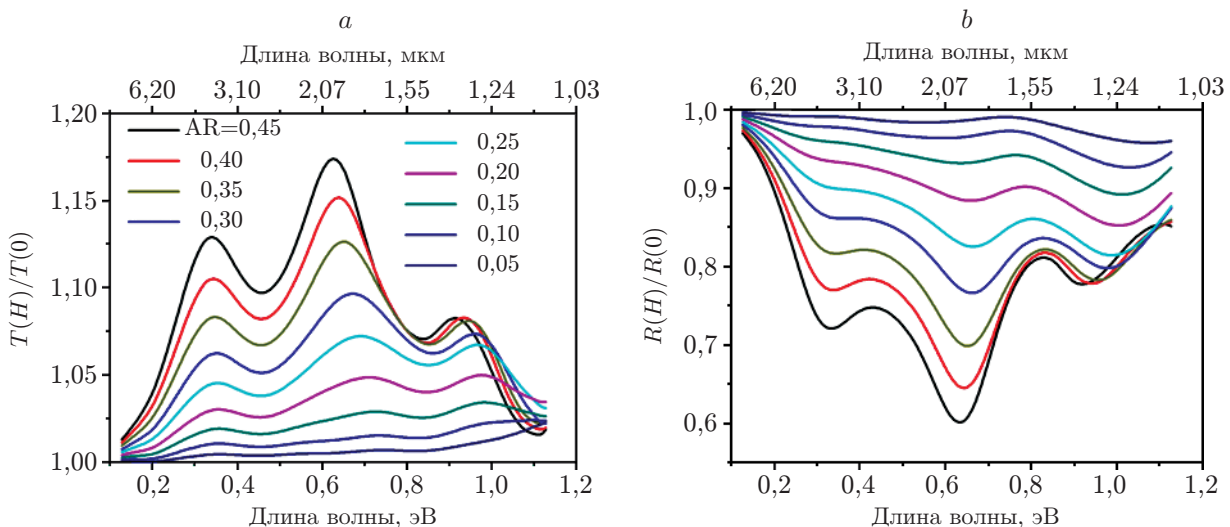


Рис. 5. Нормированная интенсивность ЭМ-волн от частицы $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на подложке Si при различных значениях AR и фиксированном $d = 1,0$ мкм: прошедших (a) и отражённых (b)

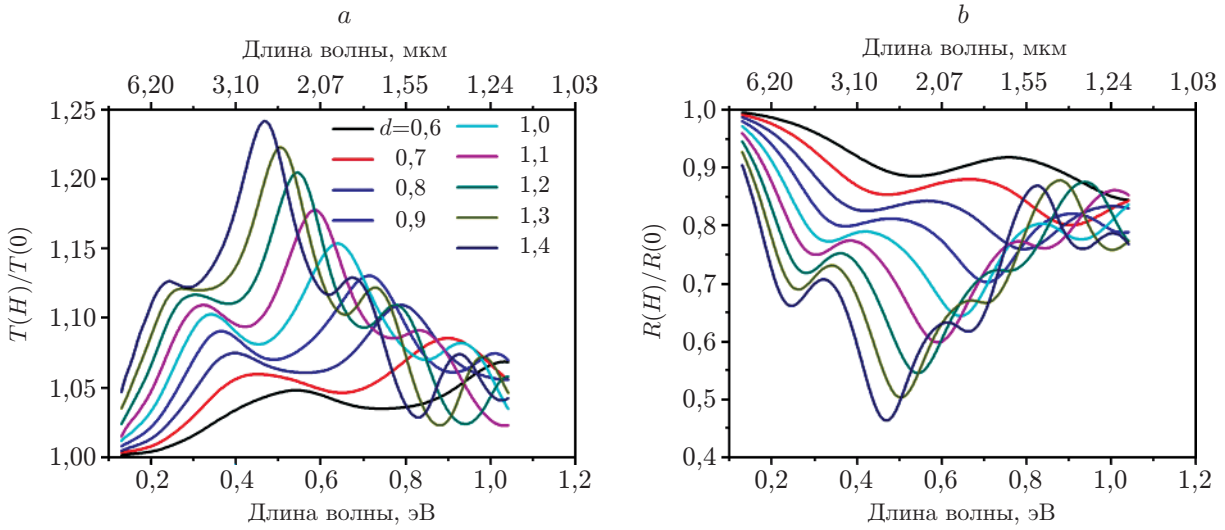


Рис. 6. Нормированная интенсивность ЭМ-волн от частицы $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на подложке Si при различных значениях диаметра d (в мкм) при фиксированном $\text{AR} = 0,4$: прошедших (a) и отражённых (b)

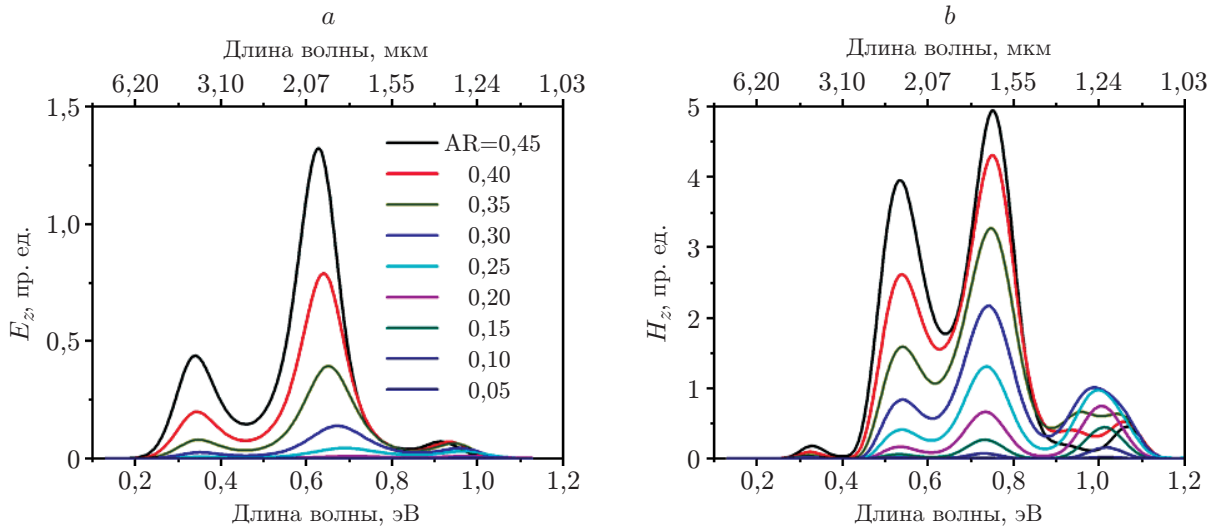


Рис. 7. Амплитуда рассеяния электрической и магнитной составляющих ЭМ-поля частицей $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на подложке Si, измеренная вблизи поверхности подложки, но вдали от частиц: E_z (a) и H_z (b)

диаметром $d = 1$ мкм. Это даёт эффективный показатель преломления $n_{eff} \approx 2$ и $3,5$ согласно соотношению (1). Таким образом, результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными и показывают, что исследуемые структуры характеризуются несколькими резонансными пиками, приводящими к широкополосному взаимодействию с падающей волной. Расчёты показали сильную зависимость интенсивности резонансных возбуждений от формы частиц, а именно от параметра AR (см. рис. 5). При этом размер основания частицы при фиксированном значении AR определяет спектральное положение резонансных возбуждений в соответствии с соотношением (1).

Отметим, что простое сравнение результатов моделирования и эксперимента демонстрирует формальное несоответствие, а именно эксперимент показывает снижение про-

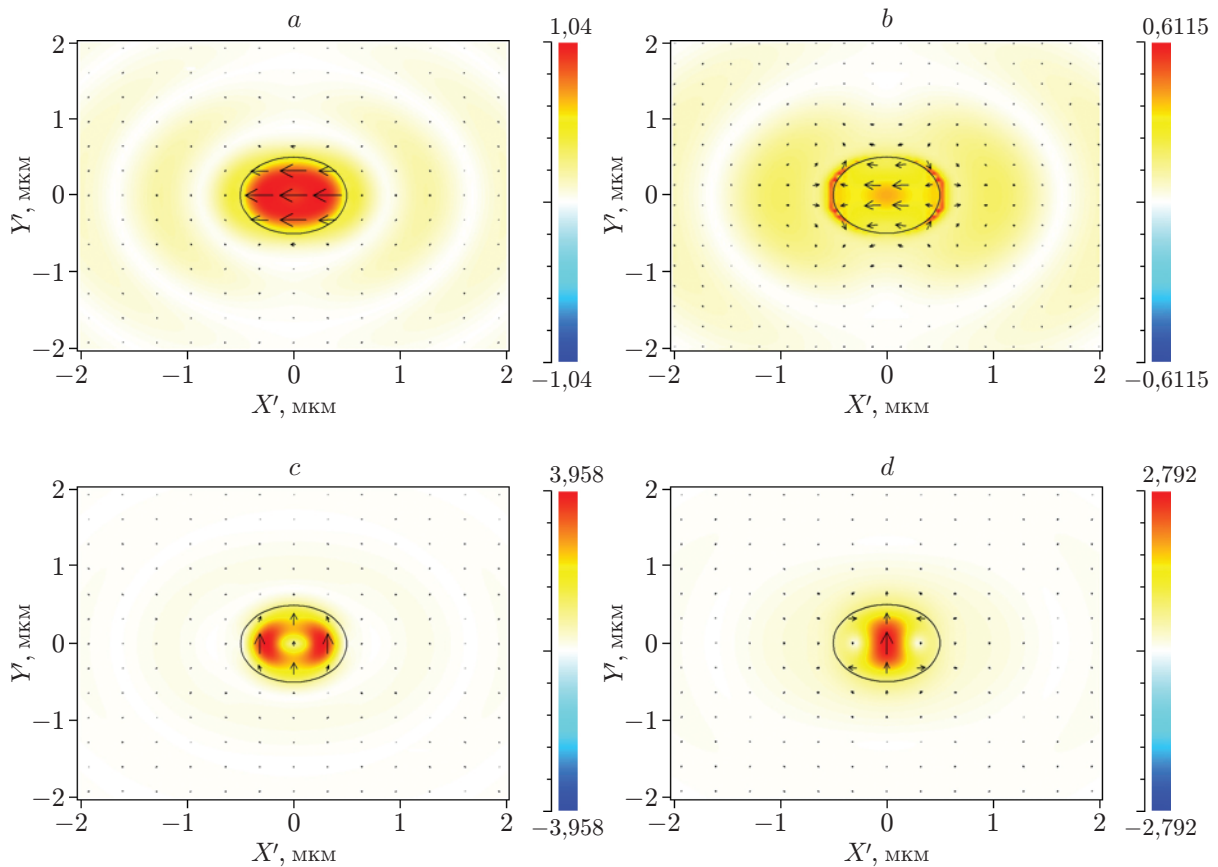


Рис. 8. Пространственное распределение действительной части поперечных электрической и магнитной составляющих ЭМ-поля, рассеянного частицей $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ в сечении $Z = 0,04$ мкм (вблизи основания частицы): E_t (a, b) и H_t (c, d). Распределения приведены для двух характерных длин волн, соответствующих экстремумам на спектральных зависимостях (см. рис. 6). Длина волны $\lambda = 1,64$ мкм (a, c) и $\lambda = 2,32$ мкм (b, d). Векторные линии показывают направление и локальную амплитуду соответствующих электромагнитных полей

пускаемой мощности (см. рис. 4) в присутствии частиц $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на подложках Si, а результаты моделирования (см. рис. 5, a) показывают рост мощности прошедшей волны. Этот факт нуждается в объяснении.

С помощью численного моделирования мы изучаем оптические свойства частиц $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ путём расчёта ЭМ-полей в окрестности поверхности Si. Видно, что присутствие частицы $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ обеспечивает уменьшение общей отражённой мощности в верхнем полупространстве и увеличение общей передаваемой мощности в нижнем полупространстве. Прошедшая волна содержит два основных компонента: интенсивную строго направленную волну, связанную с исходным оптическим пучком, плюс сильно расходящиеся волны, возникающие при рассеянии падающей волны частицей $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$.

Угловое распределение картины дальнего поля в нижнем кремниевом полупространстве показано на рис. 9. Хорошо заметно, что для случая отсутствия частицы (кривая Si) вся мощность сосредоточена в пределах узкого угла $\varphi = \pm 12^\circ$, соответствующего угловому конусу $\varphi_{out} = \pm 45^\circ$ в свободном пространстве, которое измеряется экспериментальной установкой. Здесь $\sin(\varphi) = n_{\text{Si}} \sin(\varphi_{out})$.

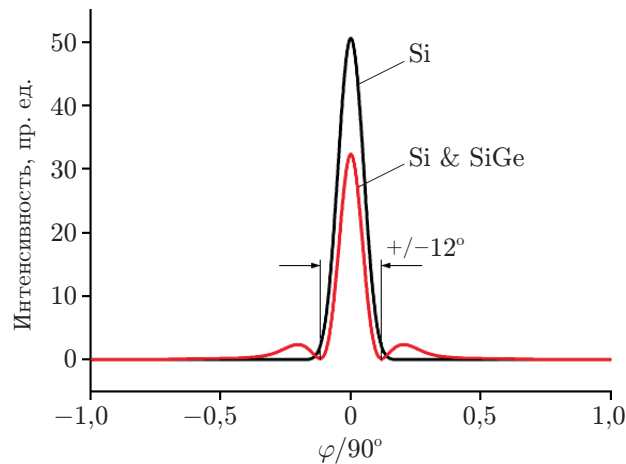


Рис. 9. Угловое распределение (Y -срез) интенсивности дальнего поля на оптической длине волны 1,9 мкм, что соответствует минимуму в передаваемой волне (на рис. 7, а). Расчёт проводился для $d = 1,0$ мкм и $AR = 0,4$

Ситуация кардинально меняется в случае наличия частиц $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ на подложке Si (кривая Si & SiGe). Наблюдается уменьшение интенсивности центрального пика, при котором мощность перераспределяется в боковые лепестки. Хотя общая мощность, проходящая через поверхность подложки Si, увеличивается (как показано на рис. 5, а), но измеряемая мощность (в пределах углов $\varphi \pm 12^\circ$ или $\varphi_{out} = \pm 45$) уменьшается. Таким образом, как экспериментально, так и численно продемонстрировано уменьшение передаваемой мощности, которая проходит через вторую границу Si-подложки и выходит в свободное пространство к фотодетектору.

Заключение. Спектры пропускания и отражения были получены для подложек Si(100), покрытых частицами SiGe субмикронного и микронного размеров, которые были сформированы с использованием явления несмачиваемости. Спектры содержат глубокие минимумы, в которых пропускание и отражение могут уменьшаться более чем в 20 и 2 раза соответственно по сравнению с подложками, не покрытыми частицами. Эти минимумы связаны с деструктивной интерференцией поля падающего ЭМ-излучения и поля электрических и магнитных дипольных резонансов, генерируемых в диэлектрических частицах SiGe. Оценки показателя преломления частиц SiGe на основе значений резонансных длин волн и положения максимумов в распределениях частиц по размерам показали, что резонансы в более мелких частицах вносят более сильный вклад в деструктивную интерференцию, в то время как вклад крупных частиц распределяется в широком диапазоне длин волн до 7 мкм и более. Проведённое численное моделирование с использованием метода FDTD подтверждает, что падающая оптическая волна приводит к сильной генерации электромагнитных резонансных мод в частицах SiGe. Характерные длины волн этих резонансных возбуждений слабо зависят от значения AR и в основном определяются диаметром частиц. Данные резонансы имеют низкую добротность из-за слабого контраста показателя преломления на границе раздела частица/подложка, что приводит к сильной утечке резонансного электромагнитного поля в подложку. Полученные результаты показывают, что сильные просветляющие свойства становятся широкополосными для покрытий, состоящих из диэлектрических частиц полусферической формы с широким распределением по размеру. Частицы со сходными формами и распределением по размерам обычно образуются в результате явления несмачиваемости при использовании других материалов.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-30023). Эксперименты проводились с использованием оборудования цен-

тров коллективного пользования «Наноструктуры» ИФП СО РАН и «Высокие технологии и аналитика наносистем» НГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Rutckaia V., Heyroth F., Novikov A. et al.** Quantum dot emission driven by Mie resonances in silicon nanostructures // *Nano Lett.* 2017. **17**, Iss. 11. P. 6886–6892.
2. **Ota Y., Yurasov D., Novikov A. et al.** Impact of size distributions of Ge islands as etching masks for anisotropic etching on formation of anti-reflection structures // *Jap. Journ. Appl. Phys.* 2019. **58**, Iss. 4. 045505.
3. **Yakimov A. I., Kirienko V. V., Bloskin A. A. et al.** Quantum dot based mid-infrared photodetector enhanced by a hybrid metal-dielectric optical antenna // *Journ. Phys. D: Appl. Phys.* 2020. **53**, N 33. 335105.
4. **Kumar R., Ramakrishna S. A.** Enhanced infra-red transmission through subwavelength hole arrays in a thin gold film mounted with dielectric micro-domes // *Journ. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. **51**, N 16. 165104.
5. **Anikin K., Rodyakina E., Veber S. et al.** Localized surface plasmon resonance in gold nanocluster arrays on opaque substrates // *Plasmonics.* 2019. **14**, Iss. 6. P. 1527–1537.
6. **Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Fu Y. H. et al.** Magnetic light // *Sci. Rep.* 2012. **2**. 492.
7. **Лепешов С. И., Краснок А. Е., Белов П. А., Мирошниченко А. Е.** Гибридная нанофотоника // *УФН.* 2018. **188**, вып. 11. С. 1137–1154;
8. **Utkin D. E., Anikin K. V., Veber S. L. et al.** Dependence of light reflection of germanium Mie nanoresonators on their aspect ratio // *Opt. Mater.* 2020. **109**. 110466.
9. **Spinelli P., Verschuuren M. A., Polman A.** Broadband omnidirectional antireflection coating based on subwavelength surface Mie resonators // *Nat. Commun.* 2012. **3**. 692.
10. **Huang Y. F., Chattopadhyay S.** Nanostructure surface design for broadband and angle-independent antireflection // *Journ. Nanophoton.* 2013. **7**, N 1. 073594.
11. **Milekhin I. A., Anikin K. V., Rahaman M. et al.** Resonant plasmon enhancement of light emission from CdSe/CdS nanoplatelets on Au nanodisk arrays // *Journ. Chem. Phys.* 2020. **153**, Iss. 16. 164708.
12. **Evlyukhin A. B., Novikov S. M., Zywiets U. et al.** Demonstration of magnetic dipole resonances of dielectric nanospheres in the visible region // *Nano Lett.* 2012. **12**, Iss. 7. P. 3749–3755.
13. **Baryshnikova K. V., Petrov M. I., Babicheva V. E., Belov P. A.** Plasmonic and silicon spherical nanoparticle antireflective coatings // *Sci. Rep.* 2016. **6**. 22136.
14. **Shklyayev A., Bolotov L., Poborchii V. et al.** Properties of three-dimensional structures prepared by Ge dewetting from Si(111) at high temperatures // *Journ. App. Phys.* 2015. **117**, Iss. 20. 205303.
15. **Shklyayev A. A., Budazhapova A. E.** Ge deposition on Si(100) in the conditions close to dynamic equilibrium between islands growth and their decay // *Appl. Surf. Sci.* 2016. **360**, Part B. P. 1023–1029.
16. **Shklyayev A. A., Budazhapova A. E.** Submicron- and micron-sized SiGe island formation on Si(100) by dewetting // *Thin Solid Films.* 2017. **642**. P. 345–351.
17. **Shklyayev A. A., Latyshev A. V.** Surface morphology transformation under high-temperature annealing of Ge layers // *Nanoscale Res. Lett.* 2016. **11**, Iss. 1. P. 1–8.

18. **Shklyayev A. A., Volodin V. A., Stoffel M. et al.** Raman and photoluminescence spectroscopy of SiGe layer evolution on Si(100) induced by dewetting // Journ. App. Phys. 2018. **123**, Iss. 1. 015304.
19. **Shklyayev A. A., Tsarev A. V.** Broadband antireflection coatings made of resonant submicron- and micron-sized size particles grown on Si substrates // IEEE Photon. Journ. 2021. **13**, N 3. 2200212.
20. **Shklyayev A. A., Latyshev A. V.** Dewetting behavior of Ge layers on SiO₂ under annealing // Sci. Rep. 2020. **10**. 13759.
21. **Rsoft FullWave** by SYNOPSYS, version 2020.09-1, single license (2020). URL: <https://www.synopsys.com/photonic-solutions/rsoft-photonic-device-tools/passive-device-fullwave.html> (дата обращения: 04.08.2021).
22. **Mo Y., Savage D. E., Swartzentruber B. S., Lagally M. G.** Kinetic pathway in Stranski–Krastanov growth of Ge on Si(001) // Phys. Rev. Lett. 1990. **65**, Iss. 8. P. 1020–1023.
23. **Шкляев А. А., Ичикава М.** Предельно плотные массивы наноструктур германия и кремния // УФН. 2008. **178**, вып. 2. С. 139–169;
24. **Talochkin A. B., Shklyayev A. A., Mashanov V. I.** Super-dense array of Ge quantum dots grown on Si(100) by low-temperature MBE // Journ. App. Phys. 2014. **115**, Iss. 14. 144306.
25. **Lozovoy K. A., Korotaev A. G., Kokhanenko A. P. et al.** Kinetics of epitaxial formation of nanostructures by Frank–van der Merwe, Volmer–Weber and Stranski–Krastanow growth modes // Surf. Coat. Tech. 2020. **384**. 125289.
26. **Capellini G., de Seta M., Evangelisti F.** SiGe intermixing in Ge/Si (100) islands // Appl. Phys. Lett. 2001. **78**, Iss. 3. P. 303–305.
27. **Shklyayev A. A., Budazhapova A. E.** Critical conditions for SiGe island formation during Ge deposition on Si(100) at high temperatures // Mater. Sci. Semicond. Proc. 2017. **57**. P. 18–23.
28. **Robinson J. T., Rastelli A., Schmidt O. et al.** Global faceting behavior of Strained Ge islands on Si // Nanotechnology. 2009. **20**, N 8. 085708.
29. **Shklyayev A. A., Romanyuk K. N., Kosolobov S. S.** Surface morphology of Ge layers epitaxially grown on bare and oxidized Si(001) and Si(111) substrates // Surf. Sci. 2014. **625**. P. 50–56.

Поступила в редакцию 04.08.2021

После доработки 08.08.2021

Принята к публикации 16.08.2021
