

Сравнительный анализ двух методов расчета коэффициента отражения черного кремния

И.М.Ахмеджанов, Д.С.Кибалов, В.К.Смирнов

Выполнено детальное численное моделирование процесса отражения излучения видимого диапазона от субволновой решетки с прямоугольным профилем на поверхности кремния. Моделирование проведено методами эффективного показателя преломления и связанных мод. Получены и проанализированы зависимости коэффициента отражения от глубины решетки, параметра заполнения и угла падения для ТЕ и ТМ поляризаций. Выявлено хорошее совпадение результатов, полученных обоими методами при периодах решетки ~ 100 нм. Показана возможность снижения коэффициента отражения поляризованного излучения до $\sim 1\%$ путем подбора глубины и параметра заполнения решетки. Рассмотрены особенности проявления эффекта Брюстера (псевдобрюстеровский угол) в рассматриваемой системе. Показана возможность существования псевдобрюстеровского угла, а также его отсутствия для обеих поляризаций падающего излучения, в зависимости от параметров прямоугольной наноструктуры на поверхности.

Ключевые слова: черный кремний, субволновая решетка, коэффициент отражения, псевдобрюстеровский угол.

1. Введение

Черный кремний является перспективным материалом для современной оптоэлектроники. Изучение многочисленных публикаций по этой тематике выявило отсутствие единого определения данного понятия, что, впрочем, неудивительно с учетом относительной новизны этого термина, впервые введенного в 1995 г. [1]. В настоящей работе мы пользуемся обобщенным определением [2], на наш взгляд, наиболее полно соответствующим современным тенденциям и интересам исследователей в этой области: черный кремний – это наноструктурированная поверхность кремния, позволяющая уменьшить коэффициент отражения в оптическом диапазоне.

Интерес к данному материалу, обладающему малым, вплоть до 1%, коэффициентом отражения в видимом диапазоне, связан с перспективами создания на его основе нового поколения эффективных фотовольтаических источников тока [3]. Несомненный интерес представляет возможность генерации с его использованием излучения терагерцевого диапазона [4]. По нашему мнению, черный кремний является также весьма перспективным материалом для быстро развивающейся области исследований, связанных с созданием идеальных поглотителей оптического излучения [5]. Нельзя не отметить и вызвавшую большой резонанс недавнюю работу [6], в которой обнаружены бактерицидные свойства этого материала.

Высокий коэффициент поглощения черного кремния обусловлен рельефом его поверхности, представляющим собой пространственную нанорешетку с характерным пе-

риодом, существенно меньшим длины волны поглощаемого оптического излучения. При этом на практике конкретные параметры рельефа определяются технологическими возможностями и прикладными целями. К настоящему времени большая часть опубликованных работ по оптическим свойствам черного кремния относится к случаю хаотической игольчатой структуры, в которой отдельный элемент наноструктуры представляет собой вертикально ориентированный наностержень. Именно такие структуры интересны, прежде всего, для приложений в фотовольтаике [3].

В последнее время происходит быстрое развитие технологий, позволяющих создавать на поверхности кремния решетки с контролируемым профилем и периодом 50–100 нм, в том числе в виде гребенчатых структур. Такие структуры, на наш взгляд, могут быть интересны с точки зрения дальнейшего развития элементной базы оптоэлектроники, а именно создания поляризационно-чувствительных поглотителей оптического излучения.

В связи с проведением экспериментов по взаимодействию оптического излучения с такого рода наноструктурами существует потребность в оценке их оптических свойств и, соответственно, в создании адекватных методов расчета. Отметим, что если исследование взаимодействия широкополосного оптического излучения с черным кремнием важно для приложений в области фотовольтаики, то не менее важным и перспективным является исследование взаимодействия на фиксированной длине волны, прежде всего для разработки и совершенствования устройств современной микро- и нанооптоэлектроники, а также неразрушающих методов технологического контроля и характеристики наноматериалов. В этой связи весьма полезными могут быть эффекты, связанные с поведением псевдобрюстеровского угла в зависимости от параметров наноструктуры [7]. В приложении к черному кремнию этот эффект исследован явно недостаточно.

Вообще следует отметить, что первоначально интерес к черному кремнию был связан именно с возможностью

И.М.Ахмеджанов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: eldar@kapella.gpi.ru

Д.С.Кибалов, В.К.Смирнов. ООО «Квантовый кремний», Россия, 105005 Москва, ул. Радио, 14А, стр.2

Поступила в редакцию 20 февраля 2014 г., после доработки – 22 мая 2014 г.

контроля технологических процессов травления кремния в реальном масштабе времени [1]. Однако до настоящего момента детального исследования зависимости отражающих свойств черного кремния на основе гребенчатой наноструктуры прямоугольного профиля от геометрических параметров структуры, глубины и параметра заполнения, а также поляризации в интересующем нас диапазоне характерных периодов 50–100 нм, насколько нам известно, проведено не было.

Указанное выше обстоятельство и определяет основную цель настоящей работы. При этом, если геометрия периодической структуры известна, ее отражающие свойства могут быть точно рассчитаны методом связанных волн (СВ). Этот метод дает точное решение задачи рассеяния на периодической структуре произвольного профиля. Однако его применение в каждом конкретном спектральном диапазоне требует аккуратного анализа сходимости решений, в особенности для ТМ поляризации излучения. Вместе с тем важным, в частности для задач оптимизации, является развитие приближенных методов расчета оптических свойств черного кремния и метаматериалов.

С помощью таких методов, основанных на введении некоторого эффективного показателя преломления (ЭПП), можно получать аналитические выражения, позволяющие прогнозировать и оптимизировать свойства экспериментальных наноматериалов. Введение ЭПП возможно в том случае, когда малость периода рельефа по сравнению с длиной волны оптического излучения позволяет провести усреднение диэлектрической проницаемости в рассматриваемой структуре. Точный метод СВ и приближенный метод ЭПП могут стать взаимно дополняющими, но для этого надо сравнить и проанализировать результаты расчета двумя методами в интересующем нас диапазоне периодов 50–100 нм при различных параметрах заполнения и глубины структур. Это также входит в цели настоящей работы, т. к., насколько нам известно, результатов такого рода исследований в интересующем нас диапазоне параметров наноструктуры на поверхности кремния опубликовано не было, несмотря на большой интерес к данной проблематике в целом [8, 9]. В качестве базовой нами выбрана структура на поверхности кремния с прямоугольным профилем и периодом 70 нм. Именно этому периоду соответствуют основные зависимости, представленные на приведенных в статье рисунках, хотя в ходе нашего исследования мы также анализировали зависимости для периодов 50–150 нм.

2. Расчет методом эффективного показателя преломления

Как уже отмечалось, данный метод не является точным, поскольку основан на усреднении показателя преломления в области решетки. В зависимости от конкретной задачи, возможны различные подходы к вычислению усредненного показателя преломления [10].

Рассмотрим геометрию нашей задачи в правой системе координат xuz . Поверхность кремниевой подложки лежит в плоскости xu . На поверхности подложки сформирована решетка прямоугольного профиля, занимающая область $0 < z < d$ по глубине. Вектор решетки направлен вдоль оси x , профиль решетки не зависит от координаты u . Предполагается, что на поверхность решетки падает плоская поляризованная оптическая волна. Плоскость падения совпадает с плоскостью xz , угол паде-

ния равен θ . При такой геометрии эта волна может быть представлена в виде суперпозиции двух волн, с ТЕ и ТМ поляризациями [11], которые затем рассматриваются независимо друг от друга. При этом для таких поляризаций используется классическое определение [12]: если плоскости падения перпендикулярен электрический вектор – это ТЕ поляризация (поперечная электрическая волна); если магнитный вектор – это ТМ поляризация (поперечная магнитная волна).

Кремниевая подложка характеризуется показателем преломления n_s , а среда, граничащая с подложкой, – показателем преломления n_0 , который в дальнейшем полагается равным единице. Параметр заполнения f определяется как отношение ширины штриха решетки к ее периоду T . Если можно провести усреднение показателя преломления в области решетки, то далее область решетки можно заменить тонкой пленкой с соответствующим эффективным показателем преломления. В этом случае задача нахождения коэффициента отражения падающего оптического излучения с длиной волны λ_0 сводится к хорошо известной задаче отражения от слоистой среды [12]. В пользу корректности усреднения свидетельствует малость пространственного масштаба, на котором происходит изменение показателя преломления, $\sim T/2 \sim 30$ нм, по сравнению с длиной волны оптического излучения видимого диапазона (~ 500 нм). Однако это не является достаточным условием для замены решетки средой с некоторым ЭПП, и поэтому в дальнейшем полученные таким образом результаты будут сопоставлены с результатами строгих расчетов.

Для вычисления ЭПП мы сделаем дальнейшее упрощение и заменим прямоугольную решетку соответствующим набором пластин, бесконечно протяженных в направлениях z и y . Это позволяет воспользоваться рассуждениями [12] и легко получить решение для ЭПП в такой системе в двух случаях:

1. Вектор напряженности электрического поля оптической волны лежит в плоскости uz , т. е. в плоскости пластин.

Мы полагаем, что электрическое поле внутри каждой пластины и в зазоре между пластинами можно охарактеризовать напряженностями E_2 и E_1 соответственно. Полагаем также, что напряженности поля связаны с электрической индукцией обычными соотношениями $D_2 = \varepsilon_2 E_2$ и $D_1 = \varepsilon_1 E_1$, где ε_2 и ε_1 – диэлектрические проницаемости, связанные с показателями преломления: $\varepsilon_2 = n_2^2$, $\varepsilon_1 = n_1^2$. Исходя из очевидного граничного условия $E_1 = E_2$, имеем

$$D_1/\varepsilon_1 = D_2/\varepsilon_2. \quad (1)$$

Далее, определяя среднюю диэлектрическую проницаемость как

$$\tilde{\varepsilon} = \tilde{D}/\tilde{E}, \quad (2)$$

где $\tilde{D} = D_1(1-f) + D_2f$ и $\tilde{E} = E_1(1-f) + E_2f$, получаем

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{D_1(1-f) + D_2f}{E_1(1-f) + E_2f}, \quad (3)$$

что с учетом (1) дает выражение для средней диэлектрической проницаемости при ТЕ поляризации

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1(1-f) + \varepsilon_2f. \quad (4)$$

С учетом ранее введенных обозначений получаем для ЭПП при этой поляризации

$$\tilde{n}_{||} = [n_0^2(1-f) + n_s^2 f]^{1/2}. \quad (5)$$

2. Вектор напряженности электрического поля падающей волны направлен вдоль оси x , т.е. перпендикулярно плоскости пластин.

Этот случай рассматривается аналогично предыдущему при граничном условии $D_1 = D_2$. Далее имеем

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2, \quad (6)$$

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 f + \varepsilon_2 (1-f)}, \quad (7)$$

$$\tilde{n}_1 = \left[\frac{n_0^2 n_s^2}{n_0^2 f + n_s^2 (1-f)} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Теперь мы можем заменить решетку глубиной d пленкой такой же толщины, но с эффективным показателем преломления \tilde{n} . В результате приходим к системе, представляющей собой тонкую пленку с известным показателем преломления \tilde{n} (среда 2), граничащую с одной стороны со средой 1, а с другой – с объемным кремнием (среда 3). Очевидно, что падающей по нормали волне с ТЕ поляризацией соответствует $\tilde{n} = \tilde{n}_{||}$, а волне с ТМ поляризацией – $\tilde{n} = \tilde{n}_1$. Коэффициент отражения по интенсивности R дается соотношением [12]

$$R = |r|^2 = \left| \frac{r_{12} + r_{23} \exp(2j\beta)}{1 + r_{12} r_{23} \exp(2j\beta)} \right|^2, \quad (9)$$

где r_{12} и r_{23} – френелевские коэффициенты отражения на границах сред; $\beta = 2\pi \tilde{n} d \cos \varphi / \lambda_0$; φ – угол преломления в пленке (среда 2). При вычислениях полагаем, что $n_0 = 1$, $n_s = 3.844 - 0.015j$, $\lambda_0 = 650$ нм.

На рис.1 представлена полученная таким образом зависимость коэффициента отражения R от глубины решетки d при фиксированном значении параметра заполнения $f = 0.5$ и $\theta = \varphi = 0$. Как видно из полученных зависимостей, коэффициент отражения для ТЕ и ТМ волн изменяется синусоидально от 0.35, что соответствует невозмущенной поверхности кремния, до 0.12. При этом период изменения коэффициента отражения для ТЕ поляризации составляет ~ 100 нм, а для ТМ поляризации ~ 200 нм.

Такое изменение коэффициента отражения является весьма существенным, однако из литературы [13] известно, что для черного кремния коэффициент отражения может быть уменьшен до нескольких процентов. Возможно, этого можно достичь оптимизацией параметра f . Мы проверили это предположение путем изменения параметра f при фиксированном значении глубины решетки $d = 100$ нм. Соответствующие зависимости коэффициента отражения для двух поляризаций представлены на рис.2 и подтверждают наше предположение.

Видно, что для ТЕ поляризации коэффициент отражения достигает минимума ~ 0.02 при $f \sim 0.17$, а для ТМ поляризации этот же минимум достигается при $f \sim 0.72$. Наиболее интересной особенностью представленных кривых является их явно асимметричный характер в зависимости от f . В то же время зависимости для ТЕ и ТМ поля-

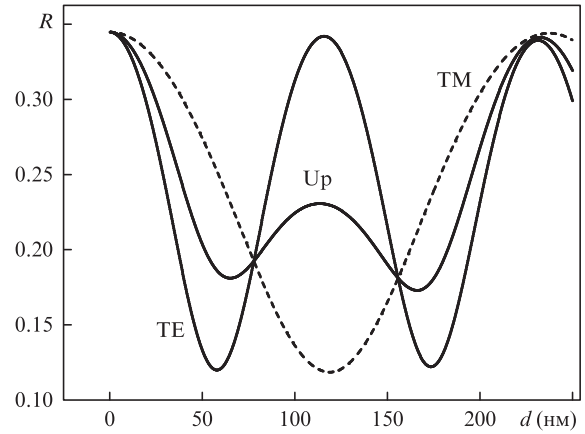


Рис.1. Зависимости коэффициента отражения R от глубины решетки d для ТЕ и ТМ поляризаций и в случае неполяризованного излучения U_p при $f = 0.5$, $\theta = 0$. Расчет методом ЭПП.

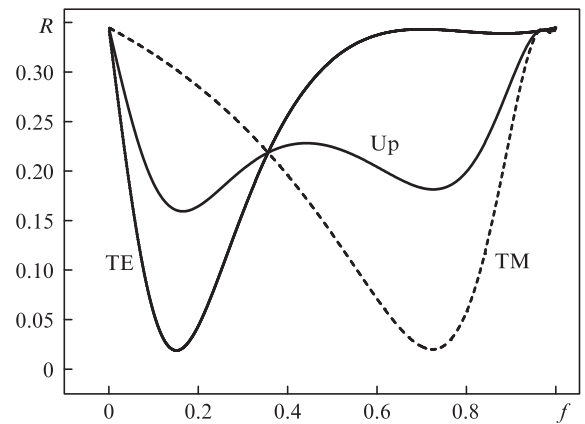


Рис.2. Зависимости коэффициента отражения R от параметра заполнения f для ТЕ и ТМ поляризаций и в случае неполяризованного излучения U_p при $d = 100$, $\theta = 0$. Расчет методом ЭПП.

ризаций можно в первом приближении считать взаимно зеркально-симметричными.

3. Расчет методом связанных мод

Подробное описание используемого нами метода СВ можно найти в оригинальной работе [11], а также в работе [14], посвященной его применению. Поэтому здесь мы ограничимся только кратким описанием общих основ метода на примере ТЕ поляризации. Описание геометрии задачи дано в предыдущем разделе. Решения в средах 1 и 3 с учетом теоремы Флоке ищутся в виде распространяющихся плоских и затухающих волн:

$$E_y^{(1)}(x, z) = E_0 \exp[-jk_0 n_{(1)}(x \sin \theta + z \cos \theta)] + \sum_{i=-\infty}^{\infty} P_i \exp[-j(k_{xi} x - k_{zi}^{(1)} z)], \quad (10)$$

$$E_y^{(3)}(x, z) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} T_i \exp\{-j[k_{xi} x + k_{zi}^{(3)}(z - d)]\}, \quad (11)$$

где P_i и T_i – амплитуды электрического поля, соответствующие i -й волне в средах 1 и 3; $k_{xi} = k_0(n_1 \sin \theta - i\lambda_0/\Lambda)$; $k_{zi}^{(1)} = (n_1^2 k_0^2 - k_{xi}^2)^{1/2}$; $k_{zi}^{(3)} = (n_3^2 k_0^2 - k_{xi}^2)^{1/2}$.

В области решетки (среда 2) напряженности электрического и магнитного полей записываются в виде разложения по фурье-гармоникам с амплитудами, зависящими от координаты z :

$$E_y^{(2)}(x, z) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} S_{yi}(z) \exp[-jk_{xi}x], \quad (12)$$

$$H_x^{(2)}(x, z) = -j(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \sum_{i=-\infty}^{\infty} U_{xi}(z) \exp[-jk_{xi}x]. \quad (13)$$

Отсюда можно получить систему матричных дифференциальных уравнений, которая решается путем поиска собственных векторов и собственных значений. Окончательно искомые амплитуды P_i и T_i полей и связанный с ними коэффициент отражения находятся путем согласования полей на границах областей и решения соответствующей системы обыкновенных алгебраических уравнений. При этом ключевым параметром, от которого зависят точность и время расчета, является число гармоник, используемых в разложении полей по фурье-гармоникам. Обычно в случае металлических решеток с периодами ~ 1 мкм на длине волны ~ 1 мкм для ТЕ поляризации сходимость достигается уже при числе гармоник ~ 10 . Для ТМ поляризации ситуация гораздо сложнее, и даже при числе гармоник более 100 сходимость не гарантирована и каждый конкретный случай требует отдельной проверки [15].

В нашем случае сходимость с погрешностью менее 0.5% достигалась при общем числе гармоник $N > 10$ для ТЕ поляризации и $N > 140$ для ТМ поляризации. Зависимости коэффициента отражения от глубины решетки и параметра заполнения представлены на рис.3 и 4. Аналогично предыдущему случаю, зависимости от d можно

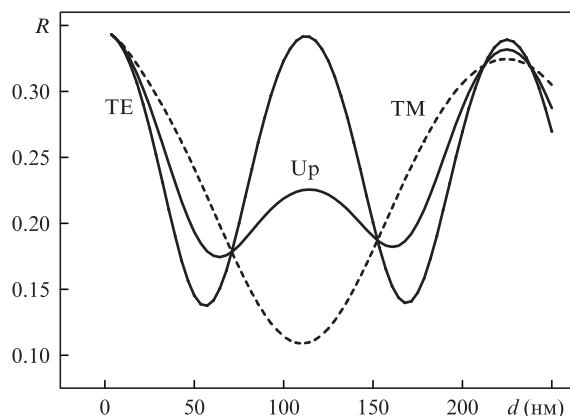


Рис.3. Зависимости коэффициента отражения R от глубины решетки d для ТЕ и ТМ поляризации и в случае неполяризованного излучения Up при $f = 0.5$, $\theta = 0$, $T = 70$ нм. Расчет методом СВ.

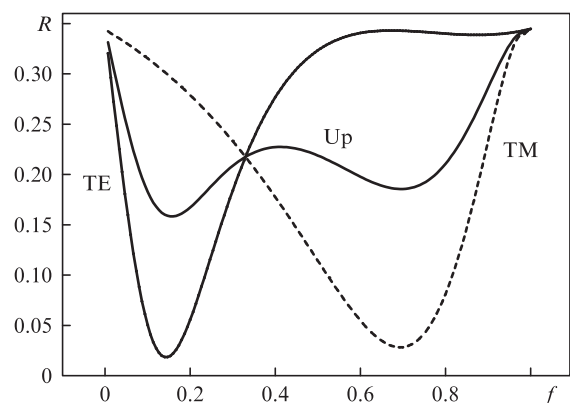


Рис.4. Зависимости коэффициента отражения R от параметра заполнения f для ТЕ и ТМ поляризации и в случае неполяризованного излучения Up при $d = 100$, $\theta = 0$, $T = 70$ нм. Расчет методом СВ.

охарактеризовать как синусоидальные, причем для ТЕ поляризации период вдвое меньше, чем для ТМ поляризации. Что касается зависимости от параметра f , то она также сохранила основные характеристики, полученные приближенным методом и отмеченные выше.

4. Сравнение и обсуждение результатов

Сравнение зависимостей на рис.1, 2 и рис.3, 4 позволяет сделать вывод об оправданности применения приближенной модели расчета коэффициента отражения для обеих поляризации в исследуемом диапазоне изменения параметров решетки на поверхности кремния. Для зависимостей коэффициента отражения от глубины решетки периоды и положения экстремумов совпадают с точностью $\sim 1\%$. Значения минимумов (~ 0.12) различаются, однако это различие по абсолютной величине составляет ~ 0.02 для минимумов в случае ТЕ поляризации и ~ 0.01 для минимума в случае ТМ поляризации, что соответствует относительной точности совпадения в несколько десятков процентов. Максимумы коэффициента отражения (~ 0.35), равные коэффициенту отражения для гладкой поверхности кремния, совпадают при двух методах расчета с точностью $\sim 1\%$.

Для зависимостей коэффициента отражения от параметра заполнения $R(f)$ величины минимумов и их положения также совпадают с относительной точностью в несколько десятков процентов и несколько процентов соответственно. При этом для ТЕ поляризации $R \sim 0.02$ и $f \sim 0.17$, а для ТМ поляризации $R \sim 0.03$ и $f \sim 0.72$.

Полученные результаты являются, на наш взгляд, весьма интересными с учетом того, что одна из моделей (ЭПП) базируется на интерференции в однородной тонкой пленке, а другая (СВ) – на рассеянии шероховатой поверхностью. Следует отметить, что модель ЭПП позволяет наглядно интерпретировать значительное уменьшение коэффициента отражения кремния при определенных параметрах решетки: область с субволновой решеткой на поверхности действует как тонкая четвертьволновая просветляющая пленка. Отметим также, что полученные минимальные расчетные значения коэффициента отражения $R \sim 0.02-0.03$ не являются предельными и могут быть уменьшены путем дальнейшей оптимизации глубины и параметра заполнения решетки.

Представленные зависимости соответствуют случаю нормального падения оптического излучения на поверхность. Однако возможность экстраполяции этих результатов на случай ненулевых углов падения не является очевидной. В связи с этим мы провели аналогичные расчеты коэффициента отражения от поверхности черного кремния при изменении угла падения оптического излучения от 0 до 90° . Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что модель эффективного показателя преломления применима и в этом случае с такой же точностью, как и в случае нормального падения.

На рис.5 и 6 представлены угловые зависимости коэффициента отражения для ТЕ и ТМ поляризации при различных параметрах решетки, рассчитанные методом СВ. Метод ЭПП дает аналогичные результаты (рис.7 и 8). Интересной особенностью здесь является немонотонный характер зависимости коэффициента отражения от угла падения при некоторых значениях параметров решетки (кривые 3 на рис.5, 7 и кривые 1 на рис.6, 8). Угол, при котором достигается минимум коэффициента отражения, в

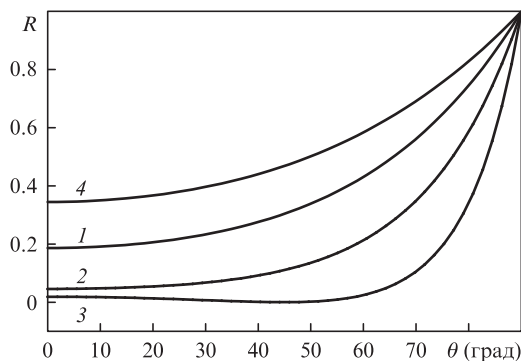


Рис.5. Зависимости коэффициента отражения R для ТЕ поляризации от угла падения θ при $f = 0.15$, $T = 70$ нм и $d = 50$ нм (1), 75 нм (2), 100 нм (3); $4 - d = 0$. Расчет методом СВ.

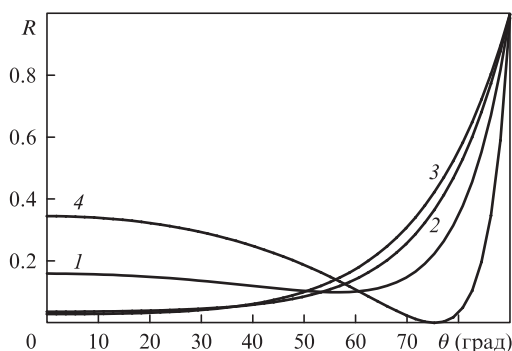


Рис.6. Зависимости коэффициента отражения R для ТМ поляризации от угла падения θ при $f = 0.70$, $T = 70$ нм и $d = 50$ нм (1), 75 нм (2), 100 нм (3); $4 - d = 0$. Расчет методом СВ.

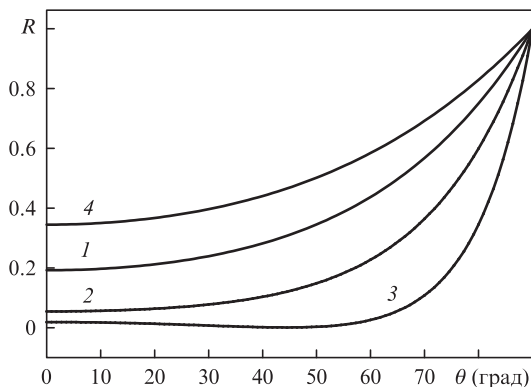


Рис.7. Зависимости коэффициента отражения R для ТЕ поляризации от угла падения θ при $f = 0.15$, $T = 70$ нм и $d = 50$ нм (1), 75 нм (2), 100 нм (3); $4 - d = 0$. Расчет методом ЭПП.

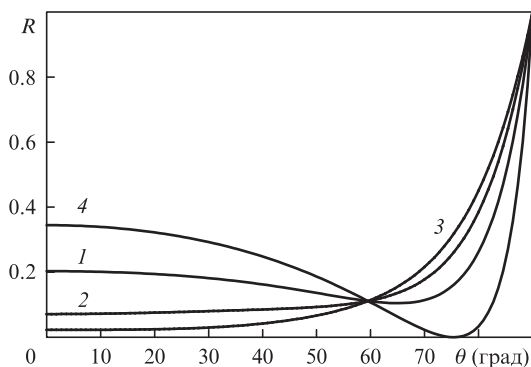


Рис.8. Зависимости коэффициента отражения R для ТМ поляризации от угла падения θ при $f = 0.70$, $T = 70$ нм и $d = 50$ нм (1), 75 нм (2), 100 нм (3); $4 - d = 0$. Расчет методом ЭПП.

литературе известен как «псевдобрюстеровский угол» [7]. В рассматриваемой системе этот эффект является аналогом эффекта угла Брюстера, однако он проявляется как для ТМ, так и для ТЕ поляризации, и, в отличие от обычного эффекта угла Брюстера, не достигает нуля в минимуме (кривые 4 на рис.6, 8). При этом минимум достигается при углах падения $50^\circ - 60^\circ$, т. е. он смещен в область меньших, по отношению к истинному углу Брюстера (75°), значений. Это находится в хорошем соответствии с результатами работ [16, 17], в которых этот эффект был впервые обнаружен и проинтерпретирован для случайно-шероховатой поверхности диэлектрика, но только для одной поляризации – ТМ. Как видно из приведенных зависимостей, в отличие от обычного угла Брюстера псевдобрюстеровский угол при определенных параметрах решетки может отсутствовать для обеих поляризаций. Все это в целом указывает на перспективность использования угловых зависимостей коэффициента отражения для характеристики субволновых наноструктур такого типа, включая технологическую диагностику в реальных масштабах времени.

Разумеется, хорошее совпадение результатов расчета двумя методами будет неизбежно нарушено при увеличении периода решетки. При определенных его значениях изменения поля оптической волны на расстояниях порядка периода уже нельзя будет считать малыми, что сделает некорректной процедуру усреднения. Наиболее общий количественный критерий приведен в [18]:

$$2\pi|\tilde{n}|T/\lambda_0 \ll 1. \quad (14)$$

Это дает $T \ll 50$ нм и, на первый взгляд, противоречит нашим результатам, показывающим, что метод ЭПП дает хорошую точность уже начиная с $T \sim 100$ нм. Однако, как указано в [18], данный критерий не является необходимым условием и в некоторых случаях может быть заменен менее жестким. Можно предположить, что это имеет место в нашем случае.

С целью оценки предельных значений периода решетки, для которых еще можно использовать метод ЭПП, мы исследовали зависимость коэффициента отражения от периода решетки методом СВ. Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности применения метода ЭПП для расчета рассматриваемой системы при $T \lesssim 100$ нм.

В качестве иллюстрации на рис.9 приведена зависимость коэффициента отражения от периода решетки для ТЕ поляризации при $f = 0.5$ и $d = 55$ нм. Легко видеть, что при изменении периода от 0 до 150 нм расчетный коэффициент отражения увеличивается на 50% – от 0.12 до 0.18,

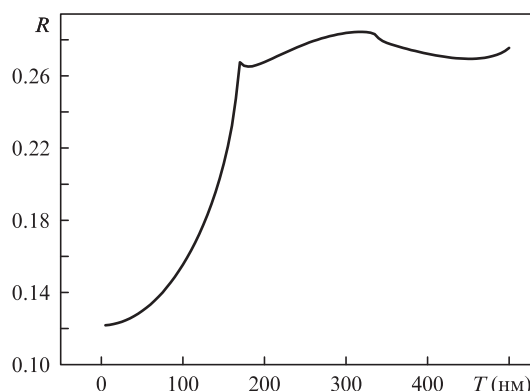


Рис.9. Зависимость коэффициента отражения R для ТЕ поляризации от периода решетки T при $d = 55$ нм, $f = 0.5$. Расчет методом СВ.

а при изменении периода от 0 до 200 нм – уже более чем на 100%, от 0.12 до 0.26.

Изложенное позволяет предположить, что отражающие свойства черного кремния определяются в основном глубиной рельефа и параметром заполнения. Форма рельефа также оказывает влияние, но уже опосредованно, через плавное по глубине изменение параметра заполнения. Тем не менее мы не исключаем, что форма рельефа, например заостренность штрихов решетки, может играть и самостоятельную роль. Это требует отдельной проверки, что мы и планируем осуществить в дальнейшем, наряду с экспериментальной проверкой представленных результатов.

В целом полученные результаты и проведенный анализ показывают, что в интересующем нас диапазоне изменения периода решетки 50–100 нм расчет коэффициента отражения оптического излучения от поверхности черного кремния двумя методами приводит к близким результатам. Следовательно, метод ЭПП совместно с методом СВ можно рекомендовать для расчета и оптимизации свойств этого материала.

5. Заключение

Представленные результаты моделирования процесса отражения видимого излучения от субволновой решетки прямоугольного профиля на поверхности кремния позволяют сделать следующие основные выводы.

1. Расчеты методами ЭПП и СВ дают близкие результаты при периодах решетки менее 100 нм.

2. Решетка с прямоугольным профилем позволяет снизить коэффициент отражения поляризованного излучения до ~1% при соответствующем подборе параметров.

3. При фиксированном периоде решетки коэффициент отражения является периодической функцией глубины решетки, причем этот период существенно зависит от поляризации падающего излучения. В максимуме коэф-

фициент отражения равен коэффициенту отражения для гладкой поверхности кремния.

4. При фиксированной глубине решетки коэффициент отражения является функцией коэффициента заполнения (скважности). В первом приближении соответствующие зависимости для ТЕ и ТМ поляризаций являются зеркально-симметричными.

5. Решетка на поверхности кремния приводит к смещению псевдобрюстеровского угла в сторону уменьшения и к снижению контраста. При определенных параметрах решетки этот эффект для обеих поляризаций вообще исчезает. В то же время, в отличие от обычного эффекта Брюстера, эффект псевдобрюстеровского угла может проявляться для обеих поляризаций.

1. Jansen H., Meint de Boer, Lektenberg R., Elwenspoek M. *J. Micromech. Mikroeng.*, **5**, 115 (1995).
2. Priolo F., Gregorkiewicz T., Galli M., Krauss T.F. *Nature Nanotechnol.*, **9**, 19 (2014).
3. Koynov S., Brandt M.S., Stutzmann M. *J. Appl. Phys.*, **110**, 043537 (2011).
4. Hoyer P., Theuer M., Beigang R., Kley E.-B. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 091106 (2008).
5. Chong Y.D., Ge L., Cao H., Stone A.D. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 053901 (2010).
6. Elena P. Pavlova et al. *Nature Commun.*, 4:2838 doi :10.1038/ncomms3838 (2013).
7. Azzam R.M., Thonn T.F. *Appl. Opt.*, **22** (24), 4155 (1983).
8. Moon S., Kim D. *J. Opt. Soc. Am. A*, **23** (1), 199 (2006).
9. Foldyna M. et al. *J. Europ. Opt. Soc.*, **1**, 06015 (2006).
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 2001, с. 71–73).
11. Moharam M.G., Grann E.B., Pommet D.A., Gaylord T.K. *J. Opt. Soc. Am. A*, **12** (5), 1068 (1995).
12. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973, с. 67, 74, 651).
13. Lalanne P., Morris G.M. *Nanotechnol.*, **8**, 53 (1997).
14. Akhmedzhanov I.M., Baranov D.V., Zolotov E.M. *J. Phys.: Conf. Series*, **274**, 012005 (2011).
15. Li L., Haggans C.W. *J. Opt. Soc. Am. A*, **10** (6), 1184 (1993).
16. Maystre D., Saillard M. *J. Opt. Soc. Am. A*, **7**, 982 (1990).
17. Greffet J.-J. *Opt. Lett.*, **17** (4), 238 (1992).
18. Рытов С.М. *ЖЭТФ*, **29** (5), 605 (1955).