

# ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

УДК 535.346.61, 535.016, 535.015

## РЕЗОНАНСНОЕ ДИФФУЗНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ СТАТИСТИЧЕСКИ ШЕРОХОВАТЫХ ИНТЕРФЕЙСОВ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

© 2011 г. А. В. Селькин\*, доктор физ.-мат. наук; В. А. Кособукин\*, доктор физ.-мат. наук;  
Ю. Н. Лазарева\*\*

\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

\*\* Балтийский государственный технический университет “ВОЕНМЕХ” им. Д.Ф. Устинова,  
Санкт-Петербург

E-mail: Alexander.Selkin@mail.ioffe.ru

Развита теория резонансного упругого рассеяния света в брэгговских структурах (одномерных фотонных кристаллах) со случайно шероховатыми интерфейсами. Исследованы спектральные и угловые зависимости индикатрисы рассеяния света, выраженные через статистические параметры интерфейсов. Численно изучены спектры диффузного отражения света с разной линейной поляризацией, проанализирована форма спектров. Установлено, что диффузная составляющая отраженного света резонансно усиливается в спектральной области краев стоп-зон. Спектры упругого рассеяния демонстрируют сильную зависимость от поляризации света и от углов падения и рассеяния. Показано, что в случае  $p$ -поляризованного света диффузная составляющая отраженного света может быть полностью подавлена при соответствующем выборе углов падения и рассеяния.

*Ключевые слова:* рассеяние света, резонанс, брэгговская структура, фотонный кристалл, шероховатый интерфейс.

Коды OCIS: 290.5880, 300.6250

Поступила в редакцию 14.02.2011

### Введение

Одной из наиболее важных причин возникновения диффузной составляющей света, отраженного от конденсированной среды, является наличие случайных шероховатостей поверхности (интерфейсов). Угловое и спектральное распределения интенсивности вторичного излучения определяются среднеквадратичной высотой и корреляционной длиной шероховатостей [1–4]. Изучение резонансного упругого рассеяния света на статистических шероховатостях границ раздела представляет интерес для спектроскопии, нанофотоники и лазерных нанотехнологий.

Рассеяние света существенно усиливается при возбуждении собственных резонансных состояний в конденсированной среде. Эффект усиления наблюдался, например, для эксито-

нов вблизи шероховатой поверхности объемного полупроводника [2, 3], на интерфейсах квантовой ямы [4], для плазмонов на множественных шероховатых поверхностях [5]. В многослойных диэлектриках и структурах с множественными квантовыми ямами влияние шероховатостей существенно усиливается как из-за увеличения числа интерфейсов, так и из-за возможности формирования новых собственных мод. Отсюда следует, в частности, актуальность изучения проблемы диффузного рассеяния света от множественных шероховатых интерфейсов в условиях, когда резонансно возбуждаются собственные (брэгговские) моды фотонного кристалла. Ранее эффект резонансного рассеяния на шероховатых интерфейсах брэгговских структур (фотонных кристаллов) не исследовался. В работах [6–10] учитывалось разупорядочение кристалла только вдоль

его оси, а проявление поперечного беспорядка в форме рассеяния света в направлениях, отличных от направления зеркального отражения, не рассматривалось.

В настоящей работе теоретически исследуется резонансное упругое рассеяние света от латерально разупорядоченных брэгговских структур (одномерных фотонных кристаллов), средний период которых сравним с длиной волны света. Рассматриваются структуры конечной толщины, образованные диэлектрическими слоями со статистически неровными интерфейсами. Обсуждается модель, применимая к фотонным кристаллам, типичными представителями которых являются одномерные диэлектрические брэгговские структуры [9, 11–13], создаваемые методом послойного роста. Качественные выводы, полученные на основе этой модели, являются достаточно общими и могут относиться к трехмерным опалоподобным фотонным кристаллам [8, 12, 14–17]. В рамках предложенной модели проанализированы спектры рассеяния линейно поляризованных световых волн в предположении гауссовой статистики шероховатостей. В результате установлено, что особенности резонансных спектров упругого рассеяния одномерно периодической диэлектрической структуры определяются ее брэгговскими электромагнитными модами.

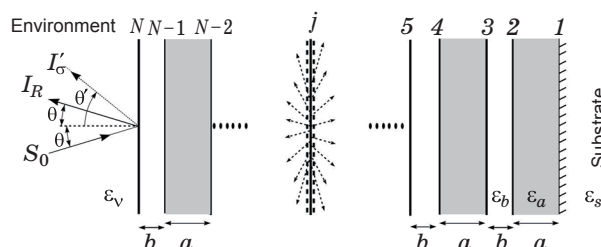
### Модель и теория

В работе рассматривается распространение и рассеяние света в брэгговских структурах, пространственный период которых сравним с длиной волны возбуждающего света (условие брэгговской дифракции). Спектры идеальных структур характеризуются наличием полос почти полного отражения и, соответственно, полной непрозрачности для света, в частотных интервалах фотонных стоп-зон [11]. Условию брэгговской дифракции могут удовлетворять разнообразные многослойные диэлектрические системы, в частности, фотонно-кристаллические наноструктуры, включающие в себя микрорезонаторные полости в качестве дефектов [18]. Более того, и трехмерные опалоподобные фотонные кристаллы проявляют свойства одномерных брэгговских структур в достаточно широком интервале частот, где брэгговская дифракция реально формируется только на сверхрешетке, образуемой кристаллографическими плоскостями (111),

перпендикулярными оси послойного роста образца [8, 19].

Представленная в работе теория рассеяния света учитывает резонансные вклады электромагнитных мод блоховского типа в брэгговской структуре, содержащей случайно шероховатые интерфейсы. На рис. 1 схематически показана типичная брэгговская структура, состоящая из периодической последовательности чередующихся диэлектрических слоев с проницаемостями  $\epsilon_a$  и  $\epsilon_b$ . Структура ограничена полубесконечной подложкой с диэлектрической постоянной  $\epsilon_s$  и внешней прозрачной средой с постоянной  $\epsilon_v$ , из которой падает свет. Пластины образуют сверхрешетку, включающую в себя  $n = (N - 1)/2$  элементарных ячеек и  $N = 2n + 1$  шероховатых интерфейсов. Предполагается, что интерфейсы в среднем являются плоскими, а средние толщины слоев равны  $a$  и  $b$  для сред с проницаемостями  $\epsilon_a$  и  $\epsilon_b$ . Период структуры (размер одномерной элементарной ячейки)  $d = a + b$  сравним с длиной волны света, что соответствует условию брэгговской дифракции, а толщина брэгговской структуры составляет  $(N - 1)(a + b)/2$ .

Теория резонансного рассеяния света развита в приближении Рэля, предполагающем, что среднеквадратичная высота  $h_j$  шероховатостей интерфейса  $j$  мала по сравнению с длиной волны света  $\lambda = 2\pi c/\omega$  ( $h_j/\lambda \ll 1$ ) и поперечной длиной корреляции шероховатостей  $\Lambda_j$  ( $h_j/\Lambda_j \ll 1$ ). Рассматривается падение  $s$ - или  $p$ -поляризованной монохроматической волны с частотой  $\omega$  на брэгговскую структуру из внешней прозрачной среды с диэлектрической постоянной  $\epsilon_v$  под углом  $\theta$  (луч  $S_0$  на рис. 1). Интенсивности зеркально отраженной  $I_R$  и рассеянной  $I'_\sigma$  волн регистрируются под углами  $\theta$  и  $\theta'$ , соответственно, а их поляризация – та же,



**Рис. 1.** Схематическое изображение брэгговской структуры с выделенным  $j$ -м шероховатым интерфейсом, для которого показано упругое рассеяние света. Структура состоит из  $(N - 1)/2$  периодов  $d = a + b$ .

что и поляризация падающей волны (конфигурации  $s \rightarrow s$  или  $p \rightarrow p$ ).

Рассмотрим статистические свойства шероховатых интерфейсов, предполагая, что профиль  $j$ -го интерфейса описывается случайной функцией

$$z_j(\mathbf{p}) = \bar{z}_j + \zeta_j(\mathbf{p}), \quad (1)$$

зависящей от латерального вектора  $\mathbf{p} = (x, y)$ . В выражении (1)  $\bar{z}_j = \langle z_j(\mathbf{p}) \rangle = \text{const}$  есть результат усреднения  $\langle \dots \rangle$  по ансамблю реализаций случайного профиля  $j$ -го интерфейса с учетом того, что  $\langle \zeta_j(\mathbf{p}) \rangle = 0$ . Для шероховатостей, статистически однородных и изотропных в латеральных направлениях, корреляционная функция профиля поверхности принимает вид:

$$\langle \zeta_j(\mathbf{p}) \zeta_{j'}(\mathbf{p}') \rangle = \delta_{jj'} h_j^2 g_j(|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|), \quad (2)$$

где  $h_j = \langle \zeta_j^2(\mathbf{p}) \rangle^{1/2}$  – среднеквадратичная высота шероховатостей  $j$ -го интерфейса и  $g_j(0) = 1$ . Символ Кронекера  $\delta_{jj'}$  в (2) означает, что формы шероховатых интерфейсов  $j$  и  $j'$  статистически независимы (некоррелированы).

В борновском (ниже по  $\zeta_j$ ) приближении теории возмущений [20] интенсивность рассеяния выражается через фурье-трансформанты корреляционных функций (2)

$$\langle \tilde{\zeta}_j(\mathbf{q}) \tilde{\zeta}_{j'}^*(\mathbf{q}') \rangle = (2\pi)^2 \delta_{jj'} h_j^2 \tilde{g}_j(\mathbf{q}) \delta(\mathbf{q} - \mathbf{q}'), \quad (3)$$

где тильдой обозначены фурье-компоненты соответствующих функций из выражения (2).

Выражения вида (2–3) вводятся для шероховатостей с разными статистическими свойствами [4]. В частности, они справедливы в случае гауссовой статистики, которая физически обоснована для описания многих практически важных случайных процессов [1–5, 20]. Поэтому в расчетах мы полагаем [4]

$$g_j(|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|) = \exp(-(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 / \Lambda_j^2), \quad (4)$$

в формуле (3), при этом

$$\tilde{g}_j(\mathbf{q}) = \pi \Lambda_j^2 \exp(-\mathbf{q}^2 \Lambda_j^2 / 4). \quad (5)$$

Заметим, что эксперименты по резонансному упругому рассеянию света с участием экситонных состояний подтверждают справедливость гауссовской статистики для шероховатой поверхности полупроводника [2].

Для обсуждаемой модели одномерной многослойной структуры (рис. 1), периодической в среднем, задача резонансного рассеяния света решается в два этапа. В нулевом приближе-

нии рассчитывается амплитудный коэффициент зеркального отражения  $s$ - или  $p$ -поляризованного света от структуры с интерфейсами  $z = \langle z_j(\mathbf{p}) \rangle = \bar{z}_j$ , плоскими в среднем, где  $\bar{z}_{2n-1} = (n-1)d$ ,  $\bar{z}_{2n} = (n-1)d + a$ ,  $n$  – целое число ( $1 \leq n \leq (N-1)/2$  с  $N \gg 1$ ),  $d = a + b$  – период сверхрешетки, состоящей из  $(N-1)/2$  элементарных ячеек. Поле света, резонансно рассеянного на шероховатых интерфейсах, вычисляется в первом порядке теории возмущений по  $\zeta_j(\mathbf{p})$ , как принято для рассеяния волн в слабо разупорядоченных системах [20].

При решении задачи предполагается, что из внешней среды с диэлектрической постоянной  $\epsilon_v$  (рис. 1) на брэгговскую структуру падает монохроматическая волна с линейной поляризацией  $s$  или  $p$  и с тангенциальной составляющей электрического поля  $E^{\text{inc}} \sim \exp(iQx - i\sqrt{\epsilon_v k_0^2 - Q^2}z)$ , где  $k_0 = \omega/c$ . Поле, включающее поправки первого порядка теории возмущений, имеет вид:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^0(z, Q) \exp(iQx) + \mathbf{E}'(z, Q') \exp(iQ'\rho), \quad (6)$$

где  $\mathbf{r} = (\mathbf{p}, z)$ , а величины

$$(Q, Q') = \sqrt{\epsilon_v} k_0 (\sin\theta, \sin\theta')$$

и углы падения  $\theta$  и рассеяния  $\theta'$  относятся к внешней среде. Решение нулевого порядка  $\mathbf{E}^0$  известно для брэгговских структур как неограниченной [11, 12], так и конечной [10] длины. В выражении (6) учитывается, что в брэгговской структуре с плоскими интерфейсами тангенциальная компонента  $Q$  волнового вектора сохраняется, и дифракция света во внешнюю среду происходит в направлении зеркального отражения (под углом  $\theta' = \theta$  на рис. 1).

Задача упругого рассеяния на шероховатостях интерфейсов решается для поля в первом приближении по параметрам  $\zeta_j$ , т. е. каждый интерфейс считается независимым источником рассеянного света. Рассмотрим  $j$ -й интерфейс  $z = z_j(\mathbf{p})$  из (1), представляющий собой границу раздела между средами с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_I$  ( $\epsilon_a, \epsilon_b$  при  $z < z_j$ ) и  $\epsilon_{II}$  ( $\epsilon_b, \epsilon_a$  при  $z > z_j$ ). Тогда поправка  $\delta P_j$  к поляризации, возникающая при наличии шероховатости  $\zeta_j(\mathbf{p})$ , принимает вид [1, 3]

$$\begin{aligned} \delta P_j(z, \rho) &= \\ &= \frac{\epsilon_I - \epsilon_{II}}{4\pi} \delta(z - \bar{z}_j) \zeta_j(\mathbf{p}) E^0(\bar{z}_j, Q) \exp(iQx). \end{aligned} \quad (7)$$

Фурье-компонента  $\delta \tilde{P}_j(z, Q') \exp(iQ'\rho)$  возмущения (7) с амплитудой

$$\delta \tilde{\mathbf{P}}_j(z, \mathbf{Q}') = \frac{\varepsilon_I - \varepsilon_{II}}{4\pi} \delta(z - \bar{z}_j) \tilde{\zeta}_j(\mathbf{Q}' - \mathbf{Q}) \mathbf{E}^0(\bar{z}_j, \mathbf{Q}) \quad (8)$$

и  $\mathbf{Q} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{e}_x$  индуцирует в структуре волны блоховского типа с тангенциальным волновым вектором  $\mathbf{Q}'$  на границах раздела. Волны с  $Q' < \sqrt{\varepsilon_v} k_0$  (условие возбуждения радиационных мод) излучаются во внешнюю среду.

Спектральные и угловые зависимости безразмерных сечений рассеяния  $\sigma_{ss}$  для  $s \rightarrow s$  и  $\sigma_{pp}$  для  $p \rightarrow p$  каналов рассчитывались при разных углах падения  $\theta$  и рассеяния  $\theta'$ , отсчитанных от внешней нормали к поверхности брэгговской структуры (рис. 1). Расчеты выполнялись в борновском приближении с использованием выражений (3) и (5) для корреляционной функции шероховатого профиля. Для интенсивности рассеянного поля получены соотношения, содержащие поправки низшего порядка по параметру  $\langle \zeta_j^2(\mathbf{p}) \rangle$ . Сечения рассеяния  $\sigma(\theta, \theta')$  (обозначенные выше, как  $\sigma_{ss}$  и  $\sigma_{pp}$ ) могут быть определены экспериментально путем измерения отношения интенсивности  $I'_\sigma(\theta, \theta')$  рассеянного света к плотности  $S_0$  падающего (под углом  $\theta$ ) потока электромагнитной энергии

$$\sigma(\theta, \theta') = \frac{1}{S_0} I'_\sigma(\theta, \theta') \cos \theta'. \quad (9)$$

С использованием соотношений (3), (8) и фурье-образа  $\tilde{g}_j(\mathbf{Q}' - \mathbf{Q})$  в гауссовской форме (5) интенсивность рассеяния на  $j$ -м интерфейсе определяется безразмерным множителем [4]

$$I'_\sigma(\theta, \theta') \sim \frac{h_j^2 \Lambda_j^2}{\lambda^4} \cos \theta \times \exp \left[ -\pi^2 \varepsilon_v \frac{\Lambda_j^2}{\lambda^4} (\sin \theta - \sin \theta')^2 \right], \quad (10)$$

зависящим от статистических параметров шероховатостей  $h_j$  и  $\Lambda_j$ .

Заметим, что сечение рассеяния в форме (9), (10) инвариантно относительно перестановки аргументов  $\theta$  и  $\theta'$ :  $\sigma(\theta, \theta') = \sigma(\theta', \theta)$ . Это следует из общих свойств симметрии по отношению к обращению времени и подтверждается численными расчетами, результаты которых обсуждаются ниже.

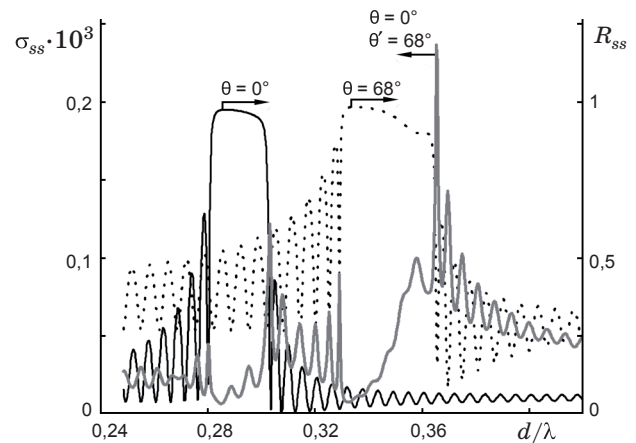
### Численные расчеты и обсуждение

В рамках представленной выше теории численно исследовались спектры диффузного отражения света от брэгговской структуры со случайно шероховатыми интерфейсами. Основ-

ное внимание обращалось на угловые зависимости интенсивности рассеяния, содержащие основную информацию о статистических свойствах среды, обладающей структурным разупорядочением, ответственным за диффузную составляющую отраженного света.

Расчеты выполнялись при использовании гауссовской статистики (4) с  $\Lambda_j = 300$  нм для корреляционной функции (2). В уравнениях (2) и (3) среднеквадратичная высота шероховатостей полагалась равной  $h_j = 2$  нм, если все интерфейсы структуры  $j = 1, 2, \dots, N$  считались шероховатыми, и  $h_j = 20$  нм, если учитывалась шероховатость только одного выбранного интерфейса. В нулевом приближении (при отсутствии шероховатостей) считалось, что брэгговская структура с периодом  $d = 220$  нм и числом элементарных ячеек  $(N - 1)/2 = 50$  образована чередующимися плоскопараллельными слоями толщиной  $a = 140$  нм и  $b = 80$  нм. Диэлектрические постоянные элементов структуры (рис. 1) полагались равными  $\varepsilon_s = 2,25$  (для подложки),  $\varepsilon_a = 3,2 + i0,02$  и  $\varepsilon_b = 2,5 + i0,02$  (для слоев).

Типичный рассчитанный спектр  $\sigma_{ss}(\theta, \theta')$  упругого рассеяния света брэгговской структурой в геометрии  $s \rightarrow s$ , когда излучение регистрируется в вакууме ( $\varepsilon_v = 1$ ), представлен на рис. 2. Спектр рассчитан для углов падения

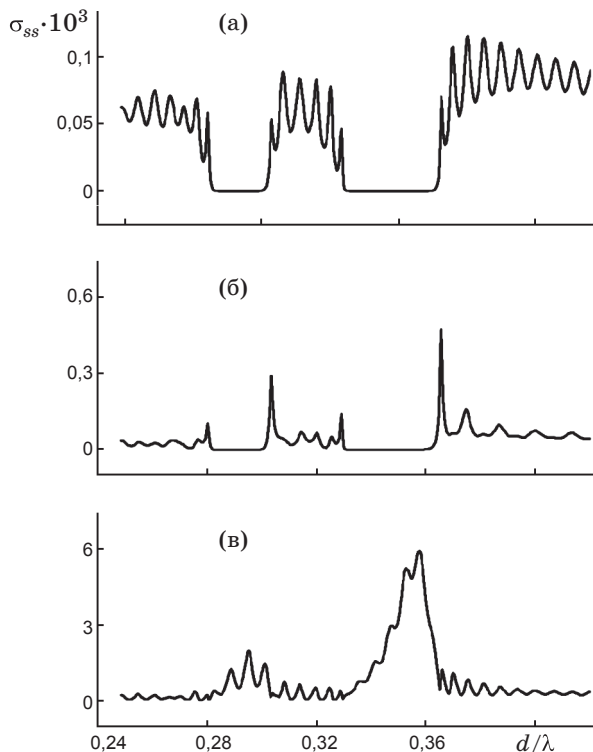


**Рис. 2.** Зависимости от приведенной частоты  $\omega d/(2\pi c) = d/\lambda$  сечения рассеяния  $\sigma_{ss}(\theta, \theta')$  и коэффициентов зеркального отражения  $R_{ss}(\theta)$  при падении  $s$ -поляризованной волны на брэгговскую структуру из вакуума ( $\varepsilon_v = 1$ ). Вычислено при углах падения  $\theta$  и рассеяния  $\theta'$ :  $\sigma_{ss}(0^\circ, 68^\circ)$ ,  $R_{ss}(0^\circ)$  и  $R_{ss}(68^\circ)$ . Структура с периодом  $d = 220$  нм включает  $N = 101$  интерфейс со среднеквадратичной высотой шероховатостей  $h_j = 2$  нм и корреляционной длиной  $\Lambda_j = 300$  нм.



$\theta = 0^\circ$  и рассеяния  $\theta' = 68^\circ$  в предположении, что все интерфейсы являются шероховатыми. Для сравнения на рис. 2 изображены спектры  $R_{ss}(\theta)$  брэгговского зеркального отражения от структуры с плоскими интерфейсами при углах падения  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 68^\circ$ . Видно, что в спектре  $R_{ss}$  имеются области почти полного отражения, которые связаны с наличием фотонных стоп-зон. Спектральное положение стоп-зоны заметно зависит от угла падения  $\theta$  ( $Q$ -компоненты волнового вектора). В спектральной зависимости сечения рассеяния  $\sigma_{ss}$  привлекает внимание существенное усиление рассеяния на краях стоп-зон. Оценки  $\sigma_{ss}$  показывают, что сигнал в рассеянном свете имеет величину, доступную для надежной экспериментальной регистрации даже для слабошероховатых интерфейсов ( $h_j \approx 2$  нм).

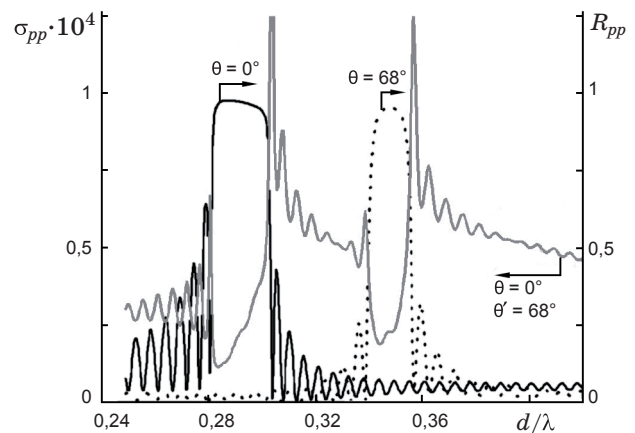
На рис. 3 показаны спектры  $\sigma_{ss}(\theta, \theta')$ , вычисленные при  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta' = 68^\circ$  при условии,



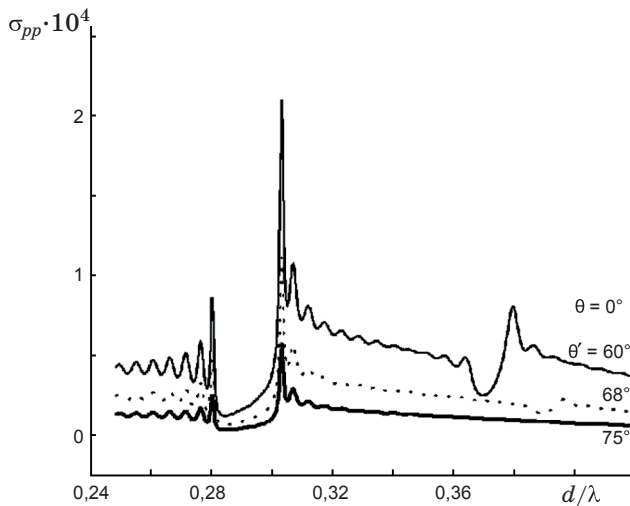
**Рис. 3.** Спектры  $\sigma_{ss}(\theta, \theta')$  рассеяния света в вакуум ( $\epsilon_v = 1$ ) от брэгговской структуры с периодом  $d = 220$  нм и одним шероховатым интерфейсом, которому соответствуют следующие  $j$ :  $j = 1$  (а),  $j = 50$  (б) и  $j = 101$  (в). Вычислено для корреляционной длины  $\Lambda_j = 300$  нм и значений  $h_1 = h_{50} = h_{101} = 20$  нм среднеквадратичной высоты  $h_j$  шероховатостей при углах падения  $\theta = 0^\circ$  и рассеяния  $\theta' = 68^\circ$ .

что рассеяние обусловлено только одной  $j$ -й шероховатой границей раздела, а остальные интерфейсы плоские. Спектры демонстрируют качественные и количественные изменения в зависимости от номера рассеивающего  $j$ -го шероховатого интерфейса, т. е. от глубины  $|\bar{z}_j - \bar{z}_N|$  его залегания в брэгговской структуре (рис. 1). Зависимость спектра рассеяния от координаты  $\bar{z}_j$  шероховатого интерфейса позволяет детально проанализировать практически важную ситуацию, когда источник излучения помещен внутрь брэгговской структуры и находится на определенном расстоянии от ее границ.

Спектры рассеяния света  $\sigma_{pp}(\theta, \theta')$  и зеркального отражения  $R_{pp}(\theta)$  в геометрии  $p \rightarrow p$ , представленные на рис. 4, обсудим в сравнении с аналогичными спектрами в геометрии  $s \rightarrow s$ . Спектры отражения  $R_{pp}$  от идеальной структуры, рассчитанные для углов падения  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 68^\circ$ , имеют резонансные пики, спектральные положения которых совпадают с положениями соответствующих стоп-зон. Однако, в отличие от геометрии  $s \rightarrow s$  (рис. 2), пик в геометрии  $p \rightarrow p$  (рис. 4) сужается по мере увеличения угла падения  $\theta$ . Что касается рассеяния, то сечение  $\sigma_{pp}$  существенно возрастает



**Рис. 4.** Сечение рассеяния  $\sigma_{pp}(\theta, \theta')$  и коэффициенты зеркального отражения  $R_{pp}(\theta)$  в зависимости от приведенной частоты  $\omega d/(2\pi c) = d/\lambda$  при возбуждении брэгговской структуры  $p$ -поляризованным светом из вакуума ( $\epsilon_v = 1$ ). Вычислено при следующих углах падения  $\theta$  и рассеяния  $\theta'$ :  $\sigma_{pp}(0^\circ, 68^\circ)$ ,  $R_{pp}(0^\circ)$  и  $R_{pp}(68^\circ)$  для структуры с периодом  $d = 220$  нм, числом интерфейсов  $N = 101$ , высотой  $h_j = 2$  нм шероховатостей и их корреляционной длиной  $\Lambda_j = 300$  нм.



**Рис. 5.** Спектры  $\sigma_{pp}(\theta, \theta')$  рассеяния при возбуждении брэгговской структуры  $p$ -поляризованным светом из среды с диэлектрической постоянной  $\varepsilon_v = 1,5$  при углах падения  $\theta = 0^\circ$  и рассеяния  $\theta' = 60^\circ, 68^\circ, 75^\circ$ . Структура с периодом  $d = 220$  нм включает в себя  $N = 101$  интерфейс со среднеквадратичной высотой шероховатостей  $h_j = 2$  нм и корреляционной длиной  $\Lambda_j = 300$  нм.

на краях соответствующих стоп-зон аналогично сечению рассеяния  $\sigma_{ss}$  в канале  $s \rightarrow s$ .

Интересный новый эффект демонстрирует рис. 5, на котором представлены спектры  $\sigma_{pp}(\theta, \theta')$  при нормальном ( $\theta = 0$ ) падении возбуждающего света для углов рассеяния  $\theta' = 60^\circ, 68^\circ, 75^\circ$ , когда свет падает из внешней среды с диэлектрической постоянной  $\varepsilon_v = 1,5$ . Спектральные особенности, связанные с низкоэнергетической стоп-зоной ( $\theta = 0^\circ$ ), испытывают относительно небольшие изменения с увеличением  $\theta'$ . В то же время высокоэнергетическая структура, ярко проявляющаяся при  $\theta' = 60^\circ$ , постепенно исчезает по мере приближения  $\theta'$  к критическому значению  $\theta'_c$  вблизи  $\theta' = 75^\circ$ . Этот эффект непосредственно связан с поляризационным подавлением фотонных стоп-зон в брэгговских структурах [11, 13] и опалоподобных фотонных кристаллах [19]. Эффект возможен для  $p$ -поляризованного света при определенных соотношениях между параметрами пространственно-периодической системы, определяющими критический угол падения. В рассматриваемой нами ситуации рассеяния резонансный высокоэнергетический вклад в сечение  $\sigma_{pp}(\theta, \theta')$  исчезает (фотонная

\* \* \* \* \*

стоп-зона “схлопывается”), когда  $\theta'$  принимает значение  $\theta'_c$ , удовлетворяющее условию

$$\sin^2 \theta'_c = \frac{1}{\varepsilon_v} \frac{\varepsilon_a \varepsilon_b}{\varepsilon_a + \varepsilon_b}, \quad (11)$$

где диэлектрические проницаемости считаются вещественными. Подставляя в формулу (11) вещественные части постоянных  $\varepsilon_a$  и  $\varepsilon_b$ , использованных нами в численных расчетах спектров (рис. 2–5), при  $\varepsilon_v = 1,5$  получаем  $\theta'_c = 75,3^\circ$  (рис. 5). Полученная оценка находится в хорошем согласии со значением  $\theta'_c$ , которое соответствует подавлению высокоэнергетической стоп-зоны в случае нижней спектральной кривой, изображенной на рис. 5.

### Заклучение

Представлены результаты общей теории резонансного упругого рассеяния света от брэгговских структур (одномерных фотонных кристаллов), образованных диэлектрическими слоями со случайно шероховатыми интерфейсами. Для световых волн с линейными  $s$ - и  $p$ -поляризациями исследованы спектры рассеяния на брэгговских структурах в зависимости от статистических параметров шероховатых интерфейсов. Спектры рассеяния сопоставлены со спектрами зеркального отражения света, которые обусловлены брэгговской дифракцией в одномерном фотонном кристалле. Установлено, что интенсивность рассеяния резонансно усиливается в окрестности краев фотонных стоп-зон, что позволяет надежно регистрировать свет, рассеянный на относительно слабых шероховатостях границ раздела (с минимальной среднеквадратичной высотой шероховатости порядка 1–2 нм). Интенсивность и форма спектров рассеяния света отдельным шероховатым интерфейсом сильно зависят от его пространственного положения в брэгговской структуре. Обнаружен и исследован новый эффект подавления резонансного диффузного рассеяния света, который проявляется в  $p$ -поляризации при условии “схлопывания” фотонной стоп-зоны.

Работа выполнена в рамках Программы развития СПбГУ (НИР 11.37.23.2011), ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” (госконтракт № 02.740.11.0384) и Программы ОФН РАН на 2011 г. “Фундаментальные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов”.

1. *Maradudin A.A., Mills D.L.* Scattering and absorption of electromagnetic radiation by a semi-infinite medium in the presence of surface roughness // 1975. Phys. Rev. V. B 11. P. 1392–1415.
2. *Kosobukin V.A., Sel'kin A.V.* Elastic scattering of light from a rough crystal surface in spectral region of exciton resonance // Solid State Commun. 1988. V. 66. P. 313–318.
3. *Кособукин В.А., Селькин А.А.* Метод возмущений в теории экситонного отражения света от статистически шероховатых поверхностей полупроводников. Препринт ФТИ № 1732. 2000. 65 с.
4. *Kosobukin V.A., Sel'kin A.V.* Resonant elastic scattering of light from single quantum wells in semiconductor multilayers // Physica E. 2003. V. 18. P. 452–468.
5. *Giorgiel J., Reed C.E., Hemminger J.C., Ushioda S.* Surface-plasmon-polariton mode conversion on rough interfaces // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 3052–3058.
6. *Vlasov Yu.A., Kaliteevski M.A., Nikolaev V.V.* Different regimes of light localization in a disordered photonic crystal // Phys. Rev. 1999. V. B 60. P. 1555–1562.
7. *Wang Z.L., Chan C.T., Zhang W.Y., Chen Z., Ming N.B., Sheng P.* Optical properties of inverted opal photonic band gap crystals with stacking disorder // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. 016612. P. 1–10.
8. *Baryshev A.V., Kosobukin V.A., Samusev K.B., Usuyat D.V., Limonov M F.* Light diffraction from opal-based photonic crystals with growth-induced disorder. Experiment and theory // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. 215118. P. 1–17.
9. *Dukin A.A., Feoktistov N.A., Golubev V.G., Medvedev A.V., Pevtsov A.B., Sel'kin A.V.* Polarization splitting of optical resonant modes in  $a\text{-Si:H}/a\text{-SiO}_2\text{:H}$  microcavities // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. 046602. P. 1–7.
10. *Кособукин В.А., Поддубный А.Н.* Экситон-поляритонное поглощение в периодических и разупорядоченных цепочках квантовых ям // Физика твердого тела. 2007. Т. 49. № 10. С. 1883–1892.
11. *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
12. *Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D.* Photonic Crystals. Molding the Flow of Light. 2<sup>nd</sup> ed. Princeton: Princeton Univ. Press, 2008. 304 p.
13. *Dukin A.A., Feoktistov N.A., Medvedev A.V., Pevtsov A.B., Golubev V.G., Sel'kin A.V.* Polarization inhibition of the stop-band in distributed Bragg reflectors // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2006. V. 8. P. 625–629.
14. *Asher S.A., Weissman J.M., Tikhonov A., Coalson R.D., Kesavamoorthy R.* Diffraction in crystalline colloidal-array photonic crystals // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. 066619. P. 1–14.
15. *Rengarajan R., Mittleman D., Rich C., Colvin V.* Effect of disorder on the optical properties of colloidal crystals // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. 016615. P. 1–11.
16. *Romanov S.G., Ye J., Zentel R., Sotomayor Torres C.M.* Characterization of opal photonic hetero-crystals by light scattering // Proc. SPIE. 2006. V. 6182. 61820G. P. 1–12.
17. *Селькин А.В., Уклеев Т.А., Меньшикова А.Ю., Шевченко Н.Н.* Резонансное диффузное рассеяние света на статистических неоднородностях трехмерных фотонных кристаллов // Сб. трудов VI Межд. конф. “Фундаментальные проблемы оптики”. С.-Петербург, 2010. Т. 3. С. 437–440.
18. *Rarity J.G., Weisbuch C., eds.* Microcavities and photonic bandgaps: physics and applications // NATO Science Series E. Springer, 1996.
19. *Баженова А.Г., Селькин А.В., Меньшикова А.Ю., Шевченко Н.Н.* Поляризационное подавление брэгговских рефлексов при отражении света от фотонных кристаллов // Физика твердого тела. 2007. Т. 49. № 11. С. 2010–2021.
20. *Займан Дж.* Модели беспорядка. Теоретическая физика однородно неупорядоченных систем. М.: Мир, 1982. 591 с.