

# Амплитудно-фазовые спектры отражения света от брэгговских структур на основе аморфного кремния

© В.Г. Голубев, А.А. Дукин, А.В. Медведев, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, Н.А. Феоктистов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: dookin@gvg.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 9 февраля 2004 г.)

Исследованы амплитудно-фазовые спектры отражения света от распределенных брэгговских отражателей и микрорезонаторов Фабри–Перо, выращенных на основе тонких пленок  $a\text{-Si:H}/a\text{-SiO}_x\text{:H}$ . Измерена частотная зависимость разности фаз амплитудных  $p$ - и  $s$ -коэффициентов отражения света в пределах фотонной запрещенной зоны. Фазовый спектр в основном характеризуется плавной зависимостью от частоты (близкой к линейной), за исключением спектральных участков в области краев фотонной запрещенной зоны и особенностей, связанных с собственными модами микрорезонатора. Экспериментальные спектры сравниваются с результатами теоретических расчетов, выполненных с использованием метода матриц переноса и приближенных аналитических выражений. Предложен способ структурной характеристики многослойной микрорезонаторной системы, основанный на анализе амплитудно-фазовых спектров отражения.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Минпромнауки „Физика твердотельных наноструктур“ (проект 01.40.01.09.03) и гранта NATO PST.CLG 980399.

## 1. Введение

Распространение электромагнитного поля в слоистых периодических средах, к которым относятся брэгговские структуры, сопровождается рядом фундаментальных оптических явлений, широко используемых в современной оптоэлектронике [1]. Особый интерес представляют твердотельные структуры, состоящие из распределенных брэгговских отражателей (РБО) и активного слоя, помещенного между ними — так называемые микрорезонаторы (МР) Фабри–Перо. В МР управляемым образом может осуществляться квантование фотонного поля с длиной волны порядка толщины активной области резонатора. С повышением добротности МР возможно наблюдение целого ряда новых квантово-электродинамических эффектов, в частности усиления или подавления полос спонтанной эмиссии [2,3] с соответствующими энергетическими сдвигами [4] и расщепления Раби [5,6]. В прикладном аспекте использование МР перспективно для создания нового поколения оптоэлектронных приборов, включая низкопороговые лазеры и светодиоды, функционирующие как в видимой, так и инфракрасной областях спектра [7,8].

Оптические свойства МР исследовались во многих работах, однако основное внимание уделялось измерению энергетических параметров светового потока, взаимодействующего с исследуемыми структурами [9–11]. Вместе с тем электромагнитная волна помимо энергетических обладает фазовыми характеристиками, измерение которых позволяет получить дополнительную информацию о свойствах изучаемого объекта. При отражении света от РБО, входящих в состав микрорезонаторной структуры, происходит изменение фазы отраженной волны по отношению к падающей, обусловленное специфическими свойствами периодической системы в спектральной области, где распространяющиеся фотон-

ные моды в РБО не возбуждаются (область фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ)). При этом спектр фазы амплитудного коэффициента отражения тесно связан с геометрическими и оптическими параметрами системы, в частности с добротностью [12].

На важность спектрально-эллипсометрических исследований МР и РБО обращалось внимание в работах [13–17]. Однако до настоящего времени систематические измерения амплитудно-фазовых спектров отражения от РБО и МР в области ФЗЗ, включающие сравнение теории с экспериментом, не проводились.

В этой связи представляются актуальными прямые экспериментальные измерения фазовых характеристик коэффициентов отражения света как от отдельных РБО, так и от МР, развитие теоретических подходов к анализу таких систем и разработка методов их структурной характеристики с учетом особенностей амплитудно-фазовых спектров.

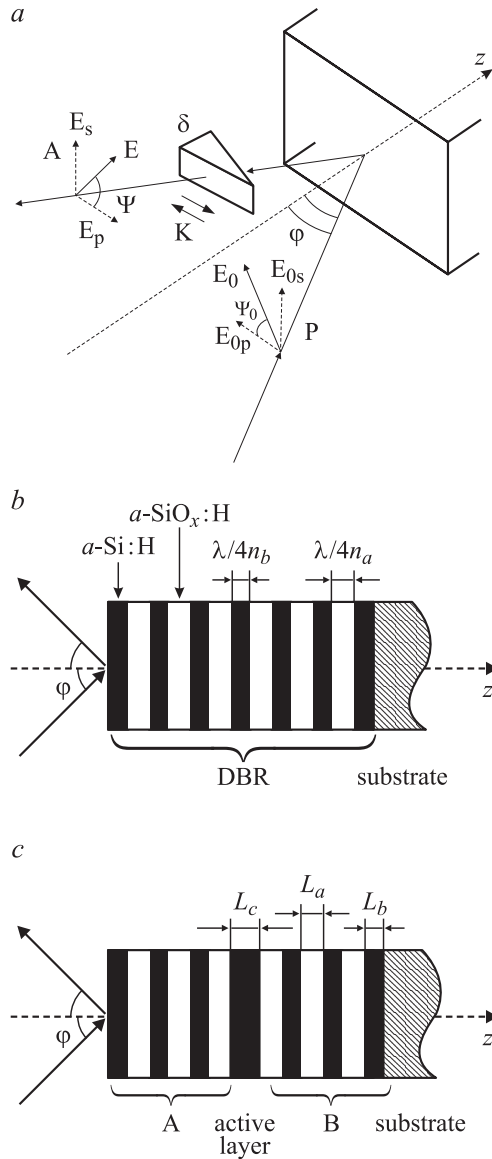
## 2. Эксперимент

В качестве объектов исследования в настоящей работе использовались многослойные планарные системы, выращенные на стеклянных подложках. Образцы состояли из чередующихся слоев  $a\text{-Si:H}$  и  $a\text{-SiO}_x\text{:H}$  и представляли собой в одном случае только РБО, а в другом — МР. Технология получения и результаты исследований энергетических спектров отражения и пропускания таких систем описаны в работах [18–20].

Важной особенностью РБО на основе тонких пленок  $a\text{-SiO}_x\text{:H}$  и  $a\text{-Si:H}$  является большой оптический контраст (отношение показателей преломления (большого к меньшему) слоев, составляющих РБО), который значительно выше, чем в структурах, изготовленных на основе полупроводников  $A_3B_5$  [21]. Поэтому использова-

ние аморфного кремния в качестве базового материала позволяет получать РБО с высоким коэффициентом отражения и большой спектральной шириной ФЗЗ при осаждении сравнительно небольшого числа слоев в каждом

отражателе. Последнее делает технологию выращивания РБО на основе тонких пленок  $a\text{-SiO}_x\text{:H}$  и  $a\text{-Si:H}$  более привлекательной по сравнению с соответствующей технологией на основе полупроводников  $A_3B_5$ .



**Рис. 1.** *a* — геометрия эксперимента при фазометрических исследованиях спектров отражения от микрорезонатора.  $\varphi$  — угол падения света,  $\Psi_0$  и  $\Psi$  — азимуты поляризатора  $P$  и анализатора  $A$ , отсчитываемые от плоскости падения,  $K$  — фазосдвигающий клин, вносящий дополнительный фазовый сдвиг  $\delta$  между  $p$ - и  $s$ -компонентами амплитуд отраженного света, ось  $Z$  перпендикулярна поверхности образца и слоям структуры. *b* — схема распределенного брэгговского отражателя РБО. Образец выращен на стеклянной подложке и состоит из 13 четвертьволновых слоев  $a\text{-SiO}_x\text{:H}$  и  $a\text{-Si:H}$  с показателями преломления  $n_a$  и  $n_b$  соответственно. *c* — схема микрорезонатора. Образец состоит из двух РБО („верхнего“ ( $A$ ) и „нижнего“ ( $B$ ), содержащих по шесть слоев каждый) с полуволновым активным слоем между ними;  $L_a$  и  $L_b$  — толщины четвертьволновых слоев РБО с низким ( $n_a$ ) и высоким ( $n_b$ ) показателями преломления.  $L_c$  — толщина активного слоя.

Исследованный в настоящей работе РБО состоял из тринадцати чередующихся четвертьволновых слоев  $a\text{-Si:H}$  и  $a\text{-SiO}_x\text{:H}$ . Толщины слоев были подобраны так, чтобы ФЗЗ целиком лежала в полосе чувствительности использованного фотоприемника (фотодиод на основе  $\text{InGaAs}$ ) и была полностью доступна для измерения. Микрорезонаторная структура содержала два РБО — верхний ( $A$ ) и нижний ( $B$ ), между которыми находился полуволновой ( $\lambda/2n_c$ ) активный слой из  $a\text{-Si:H}$  толщиной  $L_c$ , с показателем преломления  $n_c = 3.31$  (рис. 1). Верхний ( $A$ ) и нижний ( $B$ ) РБО одинаковы и включают по три пары четвертьволновых ( $\lambda/4n_{a,b}$ ) слоев  $a\text{-SiO}_x\text{:H}$  (толщина  $L_a$ , показатель преломления  $n_a = 1.46$ ) и  $a\text{-Si:H}$  (толщина  $L_b$ , показатель преломления  $n_b = 3.31$ ). Величины  $n_a$  и  $n_b$  были предварительно определены с помощью эллипсометра ЛЭФ-3М на длине волны 632.8 nm и пересчитаны на область  $1.5\ \mu\text{m}$  с учетом дисперсии показателей преломления пленок  $a\text{-SiO}_x\text{:H}$  и  $a\text{-Si:H}$ .

Контроль значений геометрических параметров структур осуществлялся интерферометрическим способом непосредственно в процессе роста и позволял оценивать толщины отдельных слоев с точностью около 10%. Параметры резонатора подбирались таким образом, чтобы спектральное положение собственной моды МР при нормальном падении света находилось в районе  $1.5\ \mu\text{m}$ , что соответствует Телеком-стандарту волоконно-оптических линий связи.

Фазометрические измерения проводились с использованием методики, развитой нами ранее [22], которая позволяет находить разность фаз  $\Delta = \Delta^p - \Delta^s$  комплексных амплитудных коэффициентов отражения  $r^p = |r^p| \exp(i\Delta^p)$  и  $r^s = |r^s| \exp(i\Delta^s)$  для  $p$ - и  $s$ -компонент поляризации света соответственно. Для получения частотной зависимости  $\Delta(\omega)$  использовалась оптическая схема (рис. 1, *a*), позволяющая измерять спектры энергетических коэффициентов отражения  $R_\delta(\Psi_0, \varphi, \Psi)$  при наклонном падении света под углом  $\varphi$  относительно нормали (ось  $Z$  на рис. 1) к поверхности.  $\Psi_0$  и  $\Psi$  — азимуты поляризатора  $P$  и анализатора  $A$  соответственно, отсчитываемые от плоскости падения по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления распространения луча;  $\delta$  — дополнительный регулируемый фазовый сдвиг между  $p$ - и  $s$ -компонентами амплитуд электрического поля отраженного света, вносимый фазосдвигающим кварцевым клином  $K$ . На выходе регистрирующей системы записывался сигнал, пропорциональный энергетическому коэффициенту отражения, зависящему от свойств исследуемой структуры и параметров  $\delta, \Psi_0, \Psi$ ,

$$R_\delta(\Psi_0, \varphi, \Psi) = |r^p \exp(i\delta) \cos(\Psi) \cos(\Psi_0) + r^s \sin(\Psi) \sin(\Psi_0)|^2.$$

Измерения спектров  $R_\delta(\Psi_0, \varphi, \Psi)$  проводились при  $\Psi_0 = 45^\circ$  в четырех конфигурациях, соответствующих значениям  $\Psi = \pm 45^\circ$ ,  $\delta = 0, -\pi/2$ , и на основании соотношения [22]

$$\Delta(\omega) = \text{arctg} \frac{R_{-\pi/2}(45^\circ, \varphi, 45^\circ) - R_{-\pi/2}(45^\circ, \varphi, -45^\circ)}{R_0(45^\circ, \varphi, 45^\circ) - R_0(45^\circ, \varphi, -45^\circ)} \quad (1)$$

определялась спектральная зависимость относительной фазы  $\Delta(\omega)$ .

Для исключения влияния дисперсии показателей преломления оптических элементов установки в процессе измерений производилась подстройка фазосдвигающего клина таким образом, чтобы значения  $\delta = 0, -\pi/2$  оставались неизменными в пределах изучаемого спектрального интервала.

### 3. Теория

Прежде чем переходить к анализу микрорезонаторной структуры, рассмотрим отражение света от одиночного РБО (distributed Bragg reflector (DBR)), ограниченного с одной стороны воздухом, а с другой — полубесконечной подложкой. При заданном угле падения  $\varphi$  (рис. 1, *b*), источник излучения находится в воздухе слева от РБО) в спектральной области вблизи центра ФЗЗ частотную зависимость фазы  $\Delta_{\text{DBR}}^\sigma$  амплитудного коэффициента отражения  $r_{\text{DBR}}^\sigma = \sqrt{R_{\text{DBR}}^\sigma} \exp(i\Delta_{\text{DBR}}^\sigma)$  для РБО можно аппроксимировать линейной функцией [23,24]

$$\Delta_{\text{DBR}}^\sigma = \alpha_{\text{DBR}}^\sigma(\omega - \omega_{\text{DBR}}^\sigma), \quad (2)$$

где  $\sigma = p, s$  — индекс, указывающий поляризацию падающего света;  $R_{\text{DBR}}^\sigma$  — энергетический коэффициент отражения;  $\alpha_{\text{DBR}}^\sigma$  — коэффициент, не зависящий от частоты  $\omega$ ;  $\omega_{\text{DBR}}^\sigma$  — частота фазовой компенсации ( $\Delta_{\text{DBR}}^\sigma = 0$ , когда  $\omega = \omega_{\text{DBR}}^\sigma$ ), которая при наклонном падении света принимает разные значения для разных состояний поляризации  $\sigma$ .

Разность фаз (относительная фаза)  $\Delta_{\text{DBR}} = \Delta_{\text{DBR}}^p - \Delta_{\text{DBR}}^s$   $p$ - и  $s$ -коэффициентов отражения от РБО также может рассматриваться как линейная функция частоты в центральной части ФЗЗ

$$\Delta_{\text{DBR}} = \alpha_{\text{DBR}}(\omega - \omega_{\text{DBR}}), \quad (3)$$

где  $\alpha_{\text{DBR}} = \alpha_{\text{DBR}}^p - \alpha_{\text{DBR}}^s$ , а  $\omega_{\text{DBR}}$  — частота фазовой компенсации для относительной фазы ( $\Delta_{\text{DBR}} = 0$ , когда  $\omega = \omega_{\text{DBR}}$ ).

Как показывают прямые численные расчеты, выполненные методом матриц переноса, для исследованных в настоящей работе РБО в случае не очень больших углов падения ( $\varphi < 40^\circ$ )  $\omega_{\text{DBR}} \approx \omega_{\text{DBR}}^p \approx \omega_{\text{DBR}}^s$ . Поэтому в дальнейших приближенных аналитических оценках не будем делать различий между частотами фазовой компенсации  $\omega_{\text{DBR}}$  и  $\omega_{\text{DBR}}^\sigma$ .

Переходя к анализу отражения света от МР (micro-cavity (MC)), отметим, что амплитудный коэффициент отражения  $r_{\text{MC}}^\sigma$  от всей микрорезонаторной структуры (рис. 1, *c*, свет падает на структуру из воздуха слева) выражается через амплитудные коэффициенты отражения  $\tilde{r}_A^\sigma$  и  $\tilde{r}_B^\sigma$  для света, падающего изнутри активного слоя на РБО  $A$  и  $B$  соответственно,

$$r_{\text{MC}}^\sigma = \frac{r_A^\sigma [1 - r_B^\sigma \Phi^2 / \tilde{r}_A^{\sigma*}]}{1 - \tilde{r}_A^\sigma r_B^\sigma \Phi^2}, \quad (4)$$

$r_A^\sigma$  — амплитудный коэффициент отражения от РБО  $A$  при падении света со стороны внешней среды (воздуха),  $\Phi = \exp(ik_0 n_{cz} L_c)$  определяет набег фазы световой волны при прохождении через активный слой толщиной  $L_c$ ;  $k_0 = \omega/c$ ,  $n_{cz} = \sqrt{n_c^2 - n_x^2}$ ,  $n_x = \sqrt{\varepsilon_V} \sin \varphi$ ;  $\varepsilon_V$  — диэлектрическая проницаемость внешней среды,  $c$  — скорость света в вакууме. Знак тильда соответствует отрицательной проекции на ось  $Z$  волнового вектора падающего света. С учетом приближений (2) фаза коэффициента отражения от МР в области ФЗЗ (как и в случае одиночного РБО) практически линейно зависит от частоты, за исключением узкой области резонансных особенностей, обусловленных собственными модами МР.

Используя (2) и (4), можно показать, что спектральная зависимость комплексного амплитудного коэффициента отражения от МР в окрестности частоты  $\omega_m^\sigma$  собственной моды может быть записана в виде

$$r_{\text{MC}}^\sigma \approx \exp[i\alpha_A^\sigma(\omega - \omega_A^\sigma)] \frac{\omega - (\omega_m^\sigma + iC^\sigma \Gamma^\sigma \sqrt{R_{\text{min}}^\sigma}/2)}{\omega - (\omega_m^\sigma - i\Gamma^\sigma/2)}, \quad (5)$$

где  $\Gamma^\sigma$  — параметр уширения собственной моды, обусловленный конечным излучательным временем жизни моды из-за ограниченности числа слоев РБО и поглощения в слоях МР,  $R_{\text{min}}^\sigma$  — значение энергетического коэффициента отражения МР в точке минимума резонансной линии отражения,  $C^\sigma = \text{sign}(R_B^\sigma - \tilde{R}_A^\sigma |\Phi(\omega_m^\sigma)|^4)$ ,  $R_B^\sigma = |r_B^\sigma|^2$ ,  $\tilde{R}_A^\sigma = |\tilde{r}_A^\sigma|^2$ . Форма резонансной линии в виде провала в спектре отражения приближенно описывается лоренцевским контуром

$$R_{\text{MC}}^\sigma \equiv |r_{\text{MC}}^\sigma|^2 \approx 1 - \frac{1 - R_{\text{min}}^\sigma}{1 + (x^\sigma)^2}, \quad (6)$$

где  $x^\sigma = 2(\omega - \omega_m^\sigma)/\Gamma^\sigma$ , а фаза  $\Delta_{\text{MC}}^\sigma = \arg r_{\text{MC}}^\sigma$  амплитудного коэффициента отражения выражается следующей формулой:

$$\Delta_{\text{MC}}^\sigma \approx \alpha_A^\sigma(\omega - \omega_A^\sigma) + \text{arctg} \frac{(\sqrt{R_{\text{min}}^\sigma} C^\sigma + 1)x^\sigma}{\sqrt{R_{\text{min}}^\sigma} C^\sigma - (x^\sigma)^2}. \quad (7)$$

Частотная зависимость  $\Delta_{\text{MC}}^\sigma$  содержит фоновый линейный вклад, определяемый только фазой коэффициента отражения от РБО  $A$ . Влияние РБО  $B$  сказывается в последнем, нелинейном по частоте, слагаемом выражения (7).

Параметры  $\Gamma^\sigma$  и  $R_{\min}^\sigma$  определяются коэффициентами отражения света для отдельных РБО  $A$  и  $B$ , коэффициентами экстинкции в активном слое, а также зависят от значений  $\tilde{\alpha}_A^\sigma$ ,  $\alpha_B^\sigma$  и  $\alpha_c \equiv 2L_c \operatorname{Re}(n_{cz})/c$

$$\Gamma^\sigma = \frac{1 - \sqrt{\tilde{R}_A^\sigma R_B^\sigma} |\Phi(\omega_m^\sigma)|^2}{\sqrt[4]{\tilde{R}_A^\sigma R_B^\sigma} |\Phi(\omega_m^\sigma)|} \cdot \frac{2}{(\alpha_c + \tilde{\alpha}_A^\sigma + \alpha_B^\sigma)}, \quad (8)$$

$$R_{\min}^\sigma = \left( \frac{\sqrt{\tilde{R}_A^\sigma} - \sqrt{R_B^\sigma} |\Phi(\omega_m^\sigma)|^2}{1 - \sqrt{\tilde{R}_A^\sigma R_B^\sigma} |\Phi(\omega_m^\sigma)|^2} \right)^2. \quad (9)$$

Если материал активного слоя прозрачен (что характерно для исследуемого МР), то в приведенных выше формулах следует полагать  $|\Phi(\omega_m^\sigma)| = 1$ .

Из полученных соотношений ясно видно, какие факторы и каким образом влияют на формирование резонансных особенностей модовых состояний МР. Сопоставление экспериментальных спектров с результатами расчета по формулам (5)–(9) дает возможность установить дополнительные ограничения на параметры РБО в структуре, которые определяют значения внутренних коэффициентов отражения  $\tilde{R}_A^\sigma$  и  $R_B^\sigma$ .

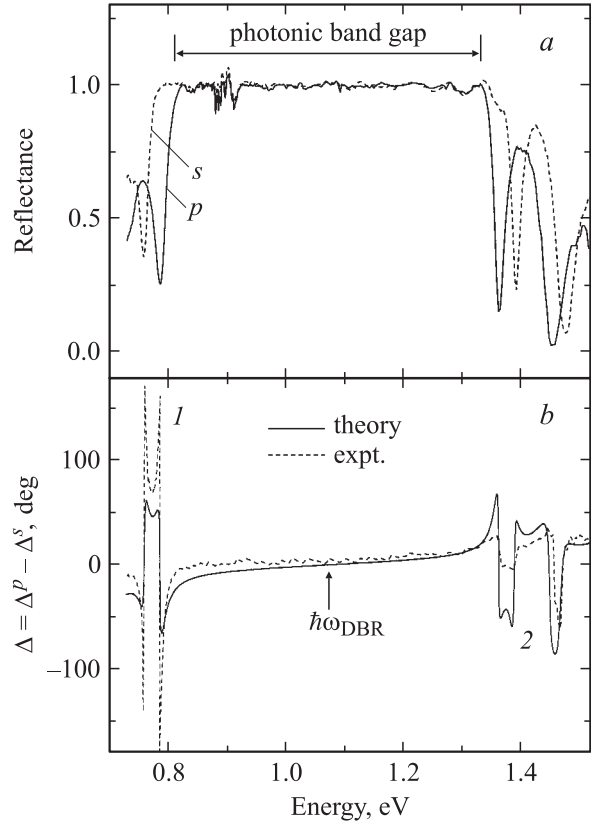
В эксперименте измеряется относительная фаза отражения от МР  $\Delta_{\text{МС}} = \Delta_{\text{МС}}^p - \Delta_{\text{МС}}^s$ . В области ФЗЗ вне модовых особенностей она является линейной функцией частоты

$$\Delta_{\text{МС}} \approx \Delta_b \equiv (\alpha_A^p - \alpha_A^s)(\omega - \omega_{\text{МС}}), \quad (10)$$

где  $\omega_{\text{МС}} = (\alpha_A^p \omega_A^p - \alpha_A^s \omega_A^s) / (\alpha_A^p - \alpha_A^s)$  — частота фазовой компенсации для МР.

## 4. Результаты и обсуждение

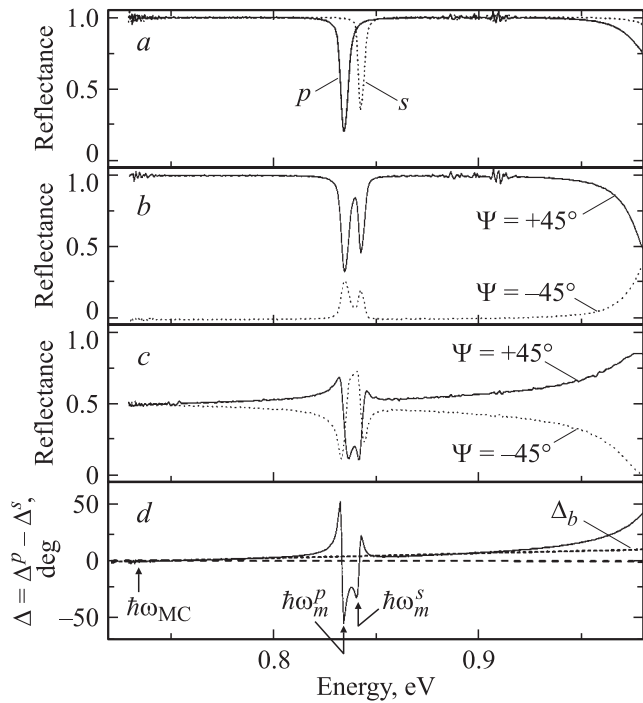
Спектры отражения  $R_\delta(\Psi_0, \varphi, \Psi)$  от РБО были измерены при угле падения  $\varphi = 30^\circ$  в шести экспериментальных конфигурациях  $R_0(45^\circ, \varphi, \pm 45^\circ)$ ,  $R_{-\pi/2}(45^\circ, \varphi, \pm 45^\circ)$ ,  $R_0(0^\circ, \varphi, 0^\circ) \equiv R^p$ ,  $R_0(90^\circ, \varphi, 90^\circ) \equiv R^s$ . В спектрах для  $p$ - и  $s$ -поляризованного света, представленных на рис. 2,  $a$ , хорошо проявляется полоса почти полного отражения, обусловленная ФЗЗ, на длинноволновом ( $\sim 0.8$  eV) и коротковолновом ( $\sim 1.35$  eV) краях которой наблюдается резкое падение коэффициента отражения. Серия узких линий в районе 0.9 eV связана с поглощением света парами воды в воздухе. Спектральная зависимость разности фаз  $\Delta(\omega)$  (рис. 2,  $b$ ) была получена с помощью соотношения (1) с использованием экспериментальных спектров  $R_\delta(\Psi_0, \varphi, \Psi)$ . В широкой области частот внутри ФЗЗ эта зависимость близка к линейной. При  $\hbar\omega_{\text{DBR}} = 1.08$  eV фазы коэффициентов отражения для  $p$ - и  $s$ -поляризацій совпадают и приближенно равны нулю. За пределами ФЗЗ в спектрах отражения РБО наблюдается сложная интерференционная структура (рис. 2,  $a$ ).



**Рис. 2.**  $a$  — экспериментальные спектры отражения света от распределенного брэгговского отражателя в области фотонной запрещенной зоны для  $p$ - и  $s$ -поляризацій при угле падения света  $\varphi = 30^\circ$ .  $b$  — экспериментальный (1) и теоретический (2) спектры относительного фазового сдвига  $\Delta$  в области фотонной запрещенной зоны для угла падения  $\varphi = 30^\circ$ ;  $\omega_{\text{DBR}}$  — частота, на которой фазы  $p$ - и  $s$ -коэффициентов отражения света совпадают.

Для сопоставления теории и эксперимента спектральная зависимость  $\Delta(\omega)$  для РБО была рассчитана методом матриц переноса [25]. Теоретический спектр в основном хорошо воспроизводит данные эксперимента в области ФЗЗ и спектральные положения особенностей на ее краях, если в качестве значений толщин слоев РБО использовать  $L_a = 208$  и  $L_b = 88$  nm. Некоторые количественные отличия в значениях фазы (особенно на краях ФЗЗ) могут быть обусловлены пренебрежением в расчете эффектов, связанных с флуктуациями толщин слоев РБО.

На рис. 3 представлены измеренные амплитудно-фазовые спектры отражения от МР, необходимые для построения спектральной зависимости  $\Delta$ : а)  $R^p$  и  $R^s$ , б)  $R_0(45^\circ, 30^\circ, \pm 45^\circ)$  и в)  $R_{-\pi/2}(45^\circ, 30^\circ, \pm 45^\circ)$ . В области  $\hbar\omega < 0.95$  eV наблюдается полоса почти полного отражения, соответствующая ФЗЗ (рис. 3,  $a, b$ ). Коротковолновый край ФЗЗ хорошо проявляется в районе  $\hbar\omega > 0.95$  eV в виде заметного уменьшения коэффициента отражения в коротковолновую сторону. Часть спектра отражения для МР, обусловленная длинновол-



**Рис. 3.** Экспериментальные спектры отражения света ( $a, b, c$  —  $R_\delta(\Psi_0, \varphi, \Psi)$ ) и относительного фазового сдвига для микрорезонаторной структуры ( $d$  —  $\Delta$ ) в области фотонной запрещенной зоны при угле падения  $\varphi = 30^\circ$ :  $a$  —  $\Psi_0 = \Psi = 0^\circ$ , ( $p$ -поляризация),  $\Psi_0 = \Psi = 90^\circ$  ( $s$ -поляризация);  $b$  —  $\delta = 0$ ,  $\Psi_0 = \Psi = 45^\circ$ ;  $\delta = 0$ ,  $\Psi_0 = 45^\circ$ ,  $\Psi = -45^\circ$ ;  $c$  —  $\delta = -\pi/2$ ,  $\Psi_0 = \Psi = 45^\circ$ ;  $\delta = -\pi/2$ ,  $\Psi_0 = 45^\circ$ ,  $\Psi = -45^\circ$ ;  $d$  — спектр  $\Delta$ , рассчитанный по формуле (1) с использованием амплитудно-фазовых спектров  $b$  и  $c$ ,  $\omega_{MC}$  — частота фазовой компенсации (фазы  $p$ - и  $s$ -коэффициентов отражения равны нулю),  $\omega_m^p$  и  $\omega_m^s$  — частоты собственных мод микрорезонатора в  $p$ - и  $s$ -поляризациях соответственно, прямая  $\Delta_b$  — линейная аппроксимация относительного фазового сдвига в области фотонной запрещенной зоны.

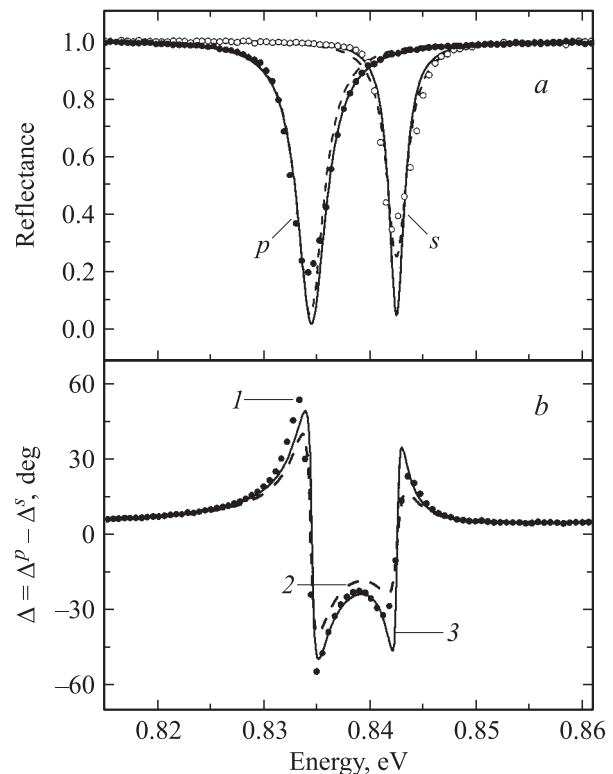
новым краем ФЗЗ (в отличие от спектра для РБО на рис. 2), находится за пределами спектральной области чувствительности использованного фотоприемника и поэтому не представлена на рис. 3. Следует отметить, что ФЗЗ для изготовленного нами МР (рис. 3) сдвинута в длинноволновую сторону относительно соответствующей ФЗЗ для одиночного РБО (рис. 2), что связано с различием в толщинах слоев РБО выращенных структур. В отличие от спектров для одиночного РБО (рис. 2) в спектрах МР ярко проявляются резонансные особенности при энергиях  $\hbar\omega_m^p = 0.834$  и  $\hbar\omega_m^s = 0.843$  эВ, которые соответствуют возбуждению собственных мод МР в  $p$ - и  $s$ -поляризациях и демонстрируют заметное поляризационное расщепление мод [12].

Спектральная зависимость относительного фазового сдвига  $\Delta$ , рассчитанная по формуле (1) с использованием экспериментальных спектров (рис. 3,  $b, c$ ), приведена на рис. 3,  $d$ . Экспериментальная зависимость  $\Delta(\omega)$  близка к линейной в спектральном диапазоне ФЗЗ (0.72–0.92 эВ)

за исключением области резонансных особенностей модовых состояний. В пределах большей части ФЗЗ эта зависимость может быть аппроксимирована прямой (штриховая линия  $\Delta_b$  на рис. 3,  $d$ ), тангенс угла наклона которой связан с толщинами слоев микрорезонаторной структуры. При энергии 0.736 эВ (частота фазовой компенсации  $\omega_{MC}$  на рис. 3,  $d$ ) фазы коэффициентов отражения  $p$ - и  $s$ -поляризованного света одинаковы. В спектральной области, соответствующей возбуждению собственных мод МР, фаза  $\Delta(\omega)$  испытывает резкое изменение.

Следует отметить, что для исследуемого МР величина поляризационного расщепления модовых состояний для  $p$ - и  $s$ -поляризаций света больше ширины резонансных линий (рис. 3,  $a$ ). Это дает возможность наблюдать резонансный характер изменения каждой из фаз  $\Delta^p$  и  $\Delta^s$  в разностном спектре  $\Delta = \Delta^p - \Delta^s$  в районе частот  $\omega_m^p$  и  $\omega_m^s$ .

На рис. 4 представлены спектры отражения от МР для  $p$ - и  $s$ -поляризаций (рис. 4,  $a$ ) и спектры относительного фазового сдвига  $\Delta$  (рис. 4,  $b$ ) непосредственно в резонансной области собственных модовых состояний. Экспериментальные спектры изображены в виде кривых,



**Рис. 4.**  $a$  — спектры отражения света от микрорезонаторной структуры в области модовых состояний для  $p$ - и  $s$ -поляризаций: точки — экспериментальные данные, штриховые кривые — расчет в приближении лоренцевских контуров по формуле (6), сплошные линии — расчет методом матриц переноса.  $b$  — спектр относительного фазового сдвига  $\Delta$ : 1 — экспериментальные данные, 2 — расчет по формуле (7), 3 — расчет методом матриц переноса.

состоящих из точек. Сплошные кривые соответствуют результатам численного расчета методом матриц переноса, штриховые кривые построены с использованием приближенных аналитических формул для  $R_{MC}^\sigma$  ((6) — рис. 4, а) и  $\Delta_{MC} = \Delta_{MC}^p - \Delta_{MC}^s$  ((7) — рис. 4, б).

В расчетах по аналитическим формулам (6) и (7) варьировались значения резонансных частот, параметров уширения и  $R_{min}^\sigma$  таким образом, чтобы обеспечить наилучшее совпадение между экспериментальными и теоретическими кривыми. Параметры линейного фонового вклада  $\Delta_b$  (10) в относительную фазу  $\Delta$  коэффициента отражения света от МР были определены из эксперимента:  $d\Delta_b/d(\hbar\omega) = (\alpha_A^p - \alpha_A^s)/\hbar = 0.8 \text{ rad/eV}$  и  $\hbar\omega_{MC} = 0.736 \text{ eV}$ . Теоретический расчет хорошо воспроизводит принципиальные качественные особенности как в энергетических спектрах отражения, так и в спектральной зависимости фазового сдвига, если использовать следующие численные значения параметров:  $\hbar\Gamma^p = 3.1 \text{ meV}$ ,  $\hbar\Gamma^s = 2.4 \text{ meV}$ ,  $R_{min}^p = 0.05$  и  $R_{min}^s = 0.25$ . Расхождение между экспериментом и теорией (так же, как и в случае рис. 2 для одиночного РБО), по-видимому, определяется неучтенным в теоретической модели неоднородным уширением модовых состояний, возникающим за счет микроскопических флуктуаций толщины слоев, в особенности толщины активного слоя [12].

Как отмечалось выше, интерферометрический метод, применяемый нами для измерения толщин слоев периодических структур в процессе их роста, обладает ограниченной точностью. Использование в расчетах измеренных таким способом значений толщин приводит к заметному отличию теоретических кривых от экспериментальных амплитудно-фазовых спектров отражения для МР. Вместе с тем анализ показывает, что имеется возможность независимого определения толщин слоев МР ( $L_c$ ,  $L_a$  и  $L_b$ ) с учетом экспериментального графика  $\Delta(\omega)$ . Для этой цели можно воспользоваться тремя независимыми уравнениями, связывающими между собой эти параметры. Производные по частоте от выражений (7) ( $\sigma = p, s$ ) в области линейной зависимости  $\Delta(\omega)$  определяют первое уравнение

$$\alpha_A^p(L_a, L_b) - \alpha_A^s(L_a, L_b) = \frac{d\Delta_b(\omega)}{d\omega}. \quad (11)$$

Выражения для частот собственных мод в  $p$  и  $s$ -поляризациях дают еще два уравнения

$$\omega_m^\sigma = \frac{2\pi + \tilde{\alpha}_A^\sigma(L_a, L_b)\tilde{\omega}_A^\sigma(L_a, L_b) + \alpha_B^\sigma(L_a, L_b)\omega_B^\sigma(L_a, L_b)}{\alpha_c(L_c) + \tilde{\alpha}_A^\sigma(L_a, L_b) + \alpha_B^\sigma(L_a, L_b)}. \quad (12)$$

Экспериментальные значения для  $\hbar\omega_m^p$  и  $\hbar\omega_m^s$ , определенные из спектра рис. 3, а, указывались выше. Поскольку исследуемый нами МР состоит из двух близких по значениям параметров РБО ( $A$  и  $B$ ), то  $\tilde{\alpha}_A^\sigma \approx \alpha_B^\sigma$  и  $\tilde{\omega}_A^\sigma \approx \omega_B^\sigma$ . Поэтому для практических оценок можно полагать  $\alpha_{DBR}^\sigma = \tilde{\alpha}_A^\sigma = \alpha_B^\sigma$ ,  $\omega_{DBR}^\sigma = \tilde{\omega}_A^\sigma = \omega_B^\sigma$ . Величины

$\omega_{DBR}^\sigma$  и  $\alpha_{DBR}^\sigma$  аналитически выражаются через толщины  $L_a$ ,  $L_b$  слоев РБО и показатели преломления этих слоев [23]. Решая систему уравнений (11), (12) относительно параметров  $L_a$ ,  $L_b$  и  $L_c$ , находим для них значения  $L_a = 296$ ,  $L_b = 130$  и  $L_c = 205 \text{ nm}$  с относительной погрешностью, не превышающей 2%.

Найденные численные значения  $L_a$ ,  $L_b$  и  $L_c$  были использованы при расчете резонансных спектров отражения  $R^p$ ,  $R^s$  и относительного фазового сдвига  $\Delta$  методом матриц переноса (сплошные кривые на рис. 4). Как видно из рис. 4, подход, основанный на более точном методе матриц переноса, дает результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными и близкие к тем, которые получены с помощью приближенных аналитических формул (6) и (7).

Важной характеристикой качества МР является его добротность  $Q$ , которая экспериментально определяется как отношение частоты резонансной линии к ее полуширине  $\omega_m/\Delta\omega$ . Учет спектральных зависимостей фаз коэффициентов отражения РБО необходим для расчета добротности МР. В соответствии с работой [18] величина добротности рассчитывается по формуле

$$Q_{\text{theor}}^\sigma = \frac{\sqrt[4]{\tilde{R}_A^\sigma R_B^\sigma} |\Phi(\omega_m^\sigma)|}{1 - \sqrt{\tilde{R}_A^\sigma R_B^\sigma} |\Phi(\omega_m^\sigma)|^2} \cdot \frac{(\alpha_c + \tilde{\alpha}_A^\sigma + \alpha_B^\sigma)\omega_m^\sigma}{2}. \quad (13)$$

В рассматриваемом нами случае прозрачного активного слоя можно считать, что  $|\Phi(\omega_m^\sigma)| = 1$ . Используя численные значения  $L_a$ ,  $L_b$  и  $L_c$ , полученные путем решения системы уравнений (11), (12), можно определить остальные величины, входящие в (13), и найти значение добротности при любом угле падения и поляризации света. Для  $p$ -поляризации и угла падения  $\varphi = 30^\circ$  экспериментально найденная добротность  $Q_{\text{exp}}^p$  равна 245, а добротность  $Q_{\text{theor}}^p$ , рассчитанная по формуле (13), принимает значение 257. Таким образом, достигается хорошее соответствие между  $Q_{\text{exp}}^p$  и  $Q_{\text{theor}}^p$ , что дополнительно подтверждает правильность выбора значений параметров, характеризующих исследованный в настоящей работе МР.

## 5. Заключение

Исследованы амплитудно-фазовые спектры отражения света от распределенных брэгговских отражателей и микрорезонаторов Фабри–Перо на основе тонких пленок  $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ . Впервые измерены спектральные зависимости фазы коэффициентов отражения световой волны для распределенного брэгговского отражателя и микрорезонаторной планарной структуры. Показано, что частотная зависимость фазы близка к линейной в широком спектральном интервале в пределах фотонной запрещенной зоны за исключением ее краев и особенностей, связанных с собственными модами микрорезонатора. Получены приближенные аналитические выражения,



описывающие спектральную зависимость фазы отражения от микрорезонатора в области его собственных модовых состояний. Предложен метод определения толщин слоев брэгговских зеркал и активного слоя микрорезонатора, основанный на анализе экспериментальных амплитудно-фазовых спектров отражения. Результаты выполненных теоретических расчетов хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными. Разработанный в работе подход к исследованию брэгговских структур, основанный на анализе амплитудно-фазовых спектров отражения света, демонстрирует новые эффективные возможности спектрально-оптической характеристики слоистых периодических сред.

## Список литературы

- [1] А. Ярив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах. Мир, М. (1987). [Пер. с англ.: A. Yariv, P. Yeh. Optical waves in crystals. Wiley, N.Y. (1984)].
- [2] P. Goy, J.M. Raimond, M. Gross, S. Haroche. Phys. Rev. Lett. **50**, 24, 1903 (1983).
- [3] R.G. Hulet, E.S. Hilfer, D. Kleppner. Phys. Rev. Lett. **55**, 20, 2137 (1985).
- [4] V. Sandoghdar, C. Sukenik, E. Hinds, S. Haroche. Phys. Rev. Lett. **68**, 23, 3432 (1992).
- [5] F. Bernardot, P. Nussenzveig, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche. Euro. Phys. Lett. **17**, 1, 33 (1991).
- [6] M. Lipson, L.C. Kimerling. Appl. Phys. Lett. **77**, 8, 1150 (2000).
- [7] Y. Yamamoto, R. Slusher. Physics Today **46**, 6, 66 (1993).
- [8] M.S. Skolnick, T.A. Fisher, D.M. Whittaker. Semicond. Sci. Technol. **13**, 7, 645 (1998).
- [9] H. Benisty, C. Weisbuch, V.M. Agranovich. Physica E **2**, 1–4, 909 (1998).
- [10] W. Heiss, T. Schwarzl, G. Springholz. Phys. Stat. Sol. A **188**, 3, 929 (2001).
- [11] M.S. Skolnick, V.N. Astratov, D.M. Whittaker, A. Armitage, M. Emam-Ismael, R.M. Stevenson, J.J. Baumberg, J.S. Roberts, D.G. Lidzey, T. Virgili, D.D.C. Bradley. J. Lumin. **87–89**, 25 (2000).
- [12] A.A. Dukin, N.A. Feoktistov, V.G. Golubev, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin. Phys. Rev. E **67**, 4, 046 602 (2003).
- [13] G. Jungk. Thin Solid Films **313**, 594 (1998).
- [14] G. Jungk, M. Ramsteiner, R. Hey. Nuovo Cimento D **17**, 11–12, 1519 (1995).
- [15] B. Rheinlander, J. Kovac, J.-D. Hecht, J. Borgulova, F. Uherek, J. Waclawek, V. Gottschalch, P. Barna. Thin Solid Films **313**, 599 (1998).
- [16] M. Patrini, M. Galli, M. Belotti, L.C. Andreani, G. Guizzetti, G. Pucker, A. Lui, P. Bellutti, L. Pavesi. J. Appl. Phys. **92**, 4, 1816 (2002).
- [17] G. Jungk. Philosophical Magazine B **70**, 3, 493 (1994).
- [18] В.Г. Голубев, А.А. Дукин, А.В. Медведев, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, Н.А. Феоктистов. ФТП **35**, 10, 1266 (2001).
- [19] A.A. Dukin, N.A. Feoktistov, V.G. Golubev, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin. Appl. Phys. Lett. **77**, 19, 3009 (2000).
- [20] A.A. Dukin, N.A. Feoktistov, V.G. Golubev, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin. J. Non-Cryst. Solids **299–302**, Part 1, 694 (2002).
- [21] Semiconductor quantum optoelectronics: from quantum physics to smart devices. Proc. 50th Scottish Universities Summer School in Physics (St. Andrews, 1998) / Ed. by A. Miller, M. Ebrahimzadeh, D.M. Finlayson. Institute of Physics Publishing, Bristol–Philadelphia (1999).
- [22] А.Б. Певцов, А.В. Селькин. ФТП **23**, 9, 2814 (1981).
- [23] G. Panzarini, L.C. Andreani, A. Armitage, D. Baxter, M.S. Skolnick, V.N. Astratov, J.S. Roberts, A.V. Kavokin, M.R. Vladimirova, M.A. Kaliteevski. ФТП **41**, 8, 1337 (1999).
- [24] V. Savona, L.C. Andreani, P. Schwendimann, A. Quattropani. Solid State Commun. **93**, 9, 733 (1995).
- [25] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1970).