

Генерация третьей оптической гармоники в связанных микрорезонаторах на основе пористого кремния

Д. Г. Гусев¹⁾, М. Г. Мартемьянов, И. В. Соболева, Т. В. Долгова, А. А. Федянин¹⁾, О. А. Акципетров

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 июля 2004 г.

После переработки 11 октября 2004 г.

Наблюдались резонансные особенности генерации третьей оптической гармоники в одномерных связанных микрорезонаторах, состоящих из трех брэгговских зеркал и двух одинаковых полуволновых слоев мезопористого кремния. В области резонанса излучения накачки с каждой из мод связанных микрорезонаторов интенсивность третьей гармоники возрастает примерно в 10^3 раз. Показано, что положения резонансов в угловых спектрах интенсивности третьей гармоники зависят от величины связи между микрорезонаторами, определяемой пропусканием промежуточного брэгговского зеркала. В рамках формализма матриц распространения с нелинейными источниками показано, что основным механизмом усиления генерации третьей гармоники в связанных микрорезонаторах на основе пористого кремния является конструктивная интерференция парциальных волн третьей гармоники, генерируемых ближайшими к поверхности слоями.

PACS: 42.65.Ky, 42.70.Qs, 78.67.–n, 78.67.Pt

Одним из направлений современной оптики является нелинейная оптика микроструктур с фотонной запрещенной зоной [1]. Наиболее простым объектом этого класса является брэгговское зеркало, состоящее из слоев с толщиной порядка оптической длины волны и периодически чередующимися показателями преломления. Спектр отражения брэгговского зеркала имеет область частот с высоким коэффициентом отражения, соответствующую фотонной запрещенной зоне. Микрорезонатор получается удвоением оптической толщины одного из центральных слоев брэгговского зеркала (одномерного фотонного кристалла) и имеет резонансное состояние электромагнитного поля, моду, частота которой лежит в центре фотонной запрещенной зоны. Если в брэгговском зеркале изменить оптическую толщину нескольких слоев, то образуются связанные микрорезонаторы с несколькими собственными модами [2]. Наиболее простые связанные микрорезонаторы имеют два одинаковых микрорезонаторных слоя (МС), разделенных промежуточным брэгговским зеркалом. Обмен энергией электромагнитного поля между микрорезонаторами, определяемый коэффициентом отражения промежуточного зеркала, снимает вырождение мод и приводит к их частотно-угловому расщеплению, являющемуся мерой связи между микрорезонаторами [3]. Спектр отражения таких связанных микрорезонаторов имеет два провала в области частот фотонной

запрещенной зоны, соответствующих резонансам падающего света с модами связанных микрорезонаторов [4].

В связанных микрорезонаторах возможно усиление кубичных нелинейно-оптических процессов, например, генерации третьей гармоники (ТГ). Механизмом такого усиления, как и в случае обнаруженного недавно эффекта усиления генерации второй гармоники [5], является увеличение плотности энергии поля накачки внутри микрорезонаторов вследствие пространственной локализации излучения накачки при ее резонансе с одной из мод связанных микрорезонаторов. Этот механизм является определяющим в случае одиночных микрорезонаторов [6], в которых вклад в поле третьей гармоники от резонаторного слоя существенно превосходит вклады от слоев брэгговских зеркал [7]. В связанных микрорезонаторах может проявляться еще один механизм усиления генерации третьей гармоники – конструктивная интерференция волн третьей гармоники от областей вблизи резонаторных слоев. При этом максимум интенсивности третьей гармоники достигается в частотно-угловом положении, сдвинутом относительно максимальной локализации поля накачки в образце.

В данной работе представлены результаты наблюдения резонансного усиления генерации третьей оптической гармоники в одномерных связанных микрорезонаторах на основе мезопористого кремния при угловой перестройке излучения накачки в окрестнос-

¹⁾e-mail: denis@shg.ru, fedyanin@shg.ru

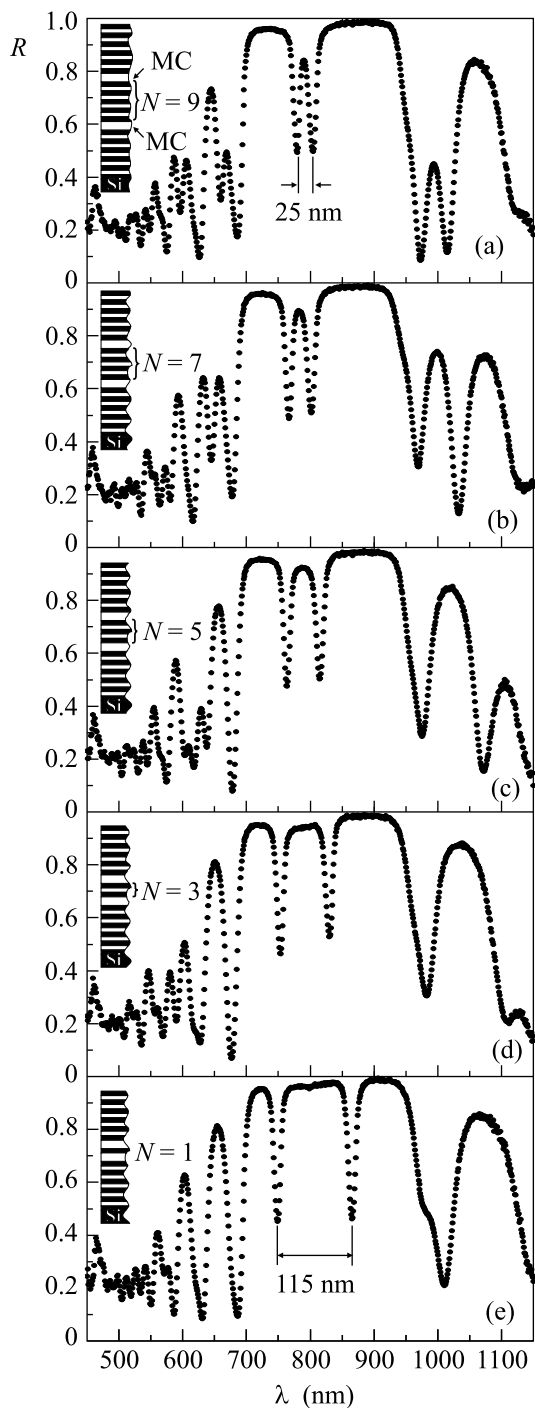


Рис.1. Спектры коэффициента отражения s -поляризованного излучения от образцов серии связанных микрорезонаторов с $N = 9$ (a), $N = 7$ (b), $N = 5$ (c), $N = 3$ (d) и $N = 1$ (e). Угол падения 40° . На вставках схематично изображена структура связанных микрорезонаторов. Светлые слои соответствуют пористому кремнию с показателем преломления n_L . Микрорезонаторные слои обозначены как MC

ти расщепленных мод связанных микрорезонаторов. Показана зависимость углового спектра интенсивности

третьей гармоники от величины связи микрорезонаторов (коэффициента отражения промежуточного брэгговского зеркала). Квадратичная восприимчивость мезопористого кремния мала вследствие centrosymmetry исходного кристалла кремния. Это исключает каскадный характер генерации ТГ в связанных микрорезонаторах и позволяет связать регистрируемое излучение с прямой генерацией на кубичной восприимчивости $\chi^{(3)}$ мезопористого кремния. Предложен механизм усиления генерации ТГ в области собственных мод микрорезонаторов – конструктивная интерференция вкладов в поле третьей гармоники от верхних слоев. Экспериментальные угловые спектры интенсивности ТГ аппроксимированы в рамках формализма матриц распространения с нелинейными источниками в приближении заданного поля накачки.

Связанные микрорезонаторы получены электрохимическим травлением пластин высоколегированного кремния (001) p -типа с удельным сопротивлением $\rho \sim 6$ мОм·см в растворе плавиковой кислоты и этилового спирта по технологии, аналогичной описанной в работе [8]. Образцы состоят из трех распределенных зеркал, разделенных полуволновыми резонаторными слоями (вставки на рис.1). Внешние зеркала микрорезонаторов состоят из четырех пар четвертьволновых (оптическая длина равна $\lambda_0/4$) слоев мезопористого кремния. Длина волны λ_0 является центром фотонной запрещенной зоны при нормальном падении света. Слои пористого кремния с высоким показателем преломления $n_H \simeq 1.78$ формируются травлением при плотности тока 6.2 мА/см², слои с низким показателем преломления $n_L \simeq 1.42$ – при плотности тока 20.7 мА/см². Эффективные пористости слоев оцениваются по спектрам отражения одиночных слоев мезопористого кремния и составляют $f_H \simeq 0.64$ и $f_L \simeq 0.77$ для слоев с высоким и низким показателем преломления, соответственно. Резонаторные слои имеют показатель преломления $n_{MC} = n_L$. Серия связанных микрорезонаторов состоит из пяти образцов, в которых число четвертьволновых слоев N в промежуточном зеркале изменяется от 1 до 9 с шагом в два слоя.

На рис.1 представлены спектры отражения связанных микрорезонаторов с $\lambda_0 \simeq 850$ нм. Спектры демонстрируют фотонную запрещенную зону в диапазоне длин волн от 700 до 950 нм с коэффициентом отражения до 0.97. При изменении количества слоев в промежуточном зеркале наблюдается монотонное изменение спектрального положения собственных мод микрорезонаторов. При уменьшении N от 9 до 1, т.е. при увеличении связи между микрорезона-

торами, спектральное расщепление мод Δ возрастает от 25 до 115 нм. Зависимость Δ от коэффициента отражения промежуточного зеркала R_0 , определяемого числом слоев N , описывается выражением [4]

$$\Delta = \frac{\lambda_0^2}{\alpha n_{MC} \cos \theta_{MC}} \arcsin \sqrt{1 - R_0(\theta_{MC})}, \quad (1)$$

в котором α – константа размерности длины, определяемая структурой микрорезонаторов, и θ_{MC} – угол прохождения излучения внутри резонаторных слоев. При больших значениях R_0 спектральное расщепление мод становится корневой функцией, $\Delta \propto (1 - R_0)^{1/2}$.

Эксперименты по угловой спектроскопии ТГ проводились с использованием излучения импульсного АИГ:Nd³⁺-лазера, генерирующего импульсы на длине волны 1064 нм, длительностью около 15 нс и энергией в импульсе порядка 1 мДж. Излучение накачки, поляризованное в плоскости образца (*s*-поляризация), направляется под углом падения θ к нормали образца. Гониометр обеспечивает согласованный поворот образца и приемной системы в диапазоне углов падения от 15° до 80°. Отраженное в зеркальном направлении излучение проходит через набор фильтров УФС-2 общей толщиной 12 мм, приемную диафрагму с угловой апертурой 2.5° и призму Глана, выделяющую *s*-поляризованную компоненту излучения ТГ. Сигнал ТГ детектируется фотоэлектронным умножителем, соединенным с электронной стробируемой системой регистрации. Угловой спектр коэффициента отражения излучения накачки измеряется в аналогичной юстировке.

На рис.2 показаны угловые спектры отражения излучения накачки R (рис.2а) и интенсивности ТГ $I_{3\omega}$ (рис.2б) связанных микрорезонаторов с $N = 3$. Угловая зависимость $I_{3\omega}(\theta)$ имеет два резонансных пика при углах падения $\theta_2 \simeq 47^\circ$ и $\theta_3 \simeq 69^\circ$, а также возрастание на малых углах падения, обозначенное как θ_1 . Значение интенсивности ТГ в максимумах примерно одинаковое и превышает величину $I_{3\omega}$ в остальной части спектра примерно в 550 раз. Коэффициент отражения достигает минимума при углах падения 24° и 63°, соответствующих резонансу падающего излучения с каждой из мод связанных микрорезонаторов. Для использованных показателей преломления слоев пористого кремния диапазон изменения угла падения θ находится полностью внутри фотонной запрещенной зоны. Общим для всех образцов связанных микрорезонаторов является смещение углового положения резонансов ТГ относительно мод микрорезонаторов. Для образца с $N = 3$ угловое положение θ_3 правого резонанса ТГ

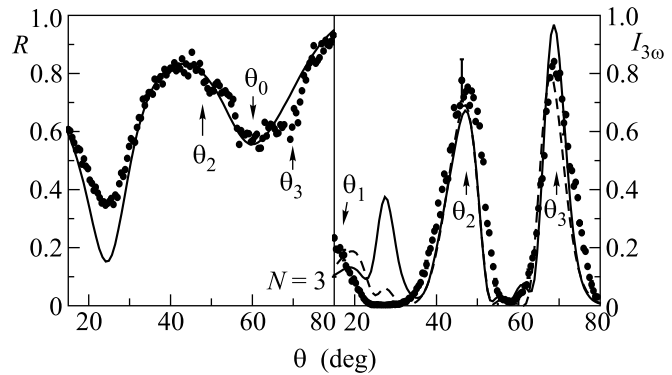


Рис.2. Угловые спектры коэффициента отражения (а) и интенсивности третьей гармоники (б) связанных микрорезонаторов с $N = 3$ и $\lambda_0 \simeq 1200$ нм. Стрелками показаны углы падения θ_1 , θ_2 и θ_3 , в которых $I_{3\omega}$ достигает максимума. Сплошные линии – результат аппроксимации с одинаковым набором подгоночных параметров для всей серии связанных микрорезонаторов. Серая кривая – результат аппроксимации только образца с $N = 3$

смещено на 6° относительно правого провала коэффициента отражения, соответствующего длинноволновой моде микрорезонаторов и обозначенного как θ_0 . Пик $I_{3\omega}$ при $\theta = \theta_3$ находится в угловом диапазоне между провалами в спектре отражения на расстоянии 16° от θ_0 . Подобное расхождение положений резонансов ТГ и мод связанных микрорезонаторов обнаружено для всех образцов серии. Так, в угловом спектре интенсивности ТГ связанных микрорезонаторов с $N = 7$ (рис.3) наблюдаются два пика при

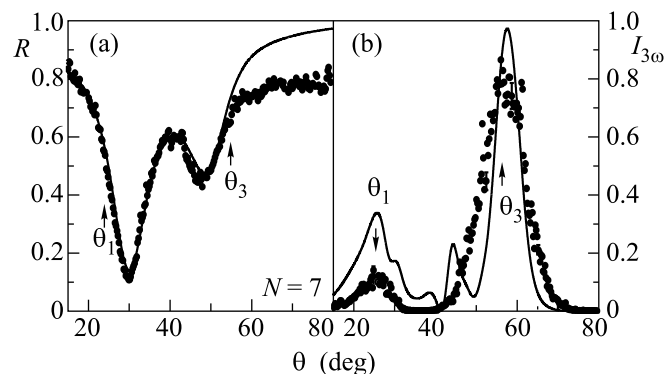


Рис.3. Угловые спектры коэффициента отражения (а) и интенсивности третьей гармоники (б) связанных микрорезонаторов с $N = 7$ и $\lambda_0 \simeq 1200$ нм. Сплошные линии показывают результат аппроксимации

$\theta_1 \simeq 25^\circ$ и $\theta_3 \simeq 56^\circ$. Амплитуда правого резонанса в 7 раз больше левого, при этом возрастание $I_{3\omega}$ относительно остальной части спектра составляет примерно 200 и 1500 раз для левого и правого резонан-

сов, соответственно. Пики $I_{3\omega}$ находятся на внешних склонах провалов в угловом спектре коэффициента отражения излучения накачки. Сдвиги угловых положений θ_1 и θ_3 относительно минимумов коэффициента отражения составляют 4.5° и 9° , соответственно.

Амплитуда поля накачки в связанных микрорезонаторах достигает максимума при углах падения, соответствующих минимумам в спектрах коэффициента отражения, то есть при резонансе излучения накачки с модами микрорезонаторов. Если единственным механизмом усиления генерации ТГ является локализация поля накачки внутри микрорезонаторов, то угловые положения пиков интенсивности ТГ должны совпадать с положениями мод микрорезонаторов. Однако в эксперименте положения резонансов ТГ не совпадают с модами связанных микрорезонаторов, но коррелируют с изменением их углового положения при увеличении связи между микрорезонаторами. Поэтому при интерпретации природы усиления генерации ТГ необходимо также рассмотреть и поведение относительных фаз полей ТГ от отдельных слоев микрорезонаторов в области резонансов. Совместная аппроксимация экспериментальных угловых спектров отражения и интенсивности ТГ была проведена с использованием метода матриц распространения с нелинейными источниками [7, 9]. Электромагнитное поле накачки в каждом j -м слое связанных микрорезонаторов является суперпозицией двух плоских волн, бегущих в положительном и отрицательном направлениях оси z , совпадающей с нормалью к микрорезонаторам:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_j^\omega(z, t) = & \mathbf{E}_j^+ \exp[+ik_{z,j}^\omega z + (ik_{x,j}^\omega x - i\omega t)] + \\ & + \mathbf{E}_j^- \exp[-ik_{z,j}^\omega z + (ik_{x,j}^\omega x - i\omega t)], \end{aligned} \quad (2)$$

где ω – частота излучения накачки, $k_{z,j}^\omega = |\mathbf{k}_j| \cos \theta_j$, $k_{x,j}^\omega = |\mathbf{k}_j| \sin \theta_j$, \mathbf{k}_j – волновой вектор и θ_j – угол прохождения волны накачки в j -м слое, отсчитываемый от нормали к поверхности. Амплитуды волн \mathbf{E}_j^+ и \mathbf{E}_j^- связаны с амплитудой падающей на образец волны накачки произведением матриц распространения [10], отражающих граничные условия для волн накачки на каждой из границ раздела многослойной структуры связанных микрорезонаторов. Дипольная кубическая поляризация на частоте ТГ, индуцированная в j -м слое, задается сверткой ненулевых компонент дипольной кубической восприимчивости слоя $\hat{\chi}^{(3),j}$ с полем накачки:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_j^{3\omega} = & \hat{\chi}^{(3),j} : (\mathbf{E}_j^+ \exp(ik_{z,j}^\omega z) + \mathbf{E}_j^- \exp(-ik_{z,j}^\omega z))^3 = \\ = & \mathbf{P}_j^{I+} \exp(ik_{z,j}^{s,I} z) + \mathbf{P}_j^{I-} \exp(-ik_{z,j}^{s,I} z) + \\ + & \mathbf{P}_j^{II+} \exp(ik_{z,j}^{s,II} z) + \mathbf{P}_j^{II-} \exp(-ik_{z,j}^{s,II} z). \end{aligned} \quad (3)$$

Кубическая поляризация (3) состоит из слагаемых двух типов. Компоненты типа I получаются сверткой трех волн накачки, бегущих в одном направлении, и имеют z -компоненту волнового вектора $k_{z,j}^{s,I} = 3k_{z,j}^\omega$. Компоненты типа II индуцированы тремя волнами накачки, одна из которых имеет z -компоненту волнового вектора, противоположную проекциям волновых векторов двух других волн, и имеют $k_{z,j}^{s,II} = k_{z,j}^\omega$. Распространение волн кубической поляризации и связанных с ними волн ТГ определяется эффективной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_j^{I,II}$, вычисляемой из выражения $k_j^{s,I,II} = \frac{3\omega}{c} \sqrt{\epsilon_j^{I,II}}$. Для волн типа I $k_j^{s,I} = 3k_{z,j}^\omega = \frac{3\omega}{c} \sqrt{\epsilon_j(\omega)}$, где ϵ_j – диэлектрическая проницаемость j -го слоя на частоте накачки. Тогда $\epsilon_j^I = \epsilon_j(\omega)$ и волна поляризации распространяется в среде коллинеарно волне накачки под углом $\theta^I = \theta_j$. Аналогичные вычисления для волны поляризации типа II дают выражение $\epsilon_j^{II} = \epsilon_j(\omega)(1 + 8 \sin^2 \theta_j)/9$. Угол с осью z , под которым распространяется волна поляризации типа II , отличен от θ_j и определяется как $\theta^{II} = \arctan(3k_x^\omega/k_z^\omega)$. Компоненты вектора кубической поляризации $\mathbf{P}_j^{I,II} = \mathbf{P}_{x,j}^{I,II} + \mathbf{P}_{y,j}^{I,II} + \mathbf{P}_{z,j}^{I,II}$ удобно сгруппировать следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{\parallel,j}^{I,II} = & \mathbf{P}_{x,j}^{I,II} \sin(\theta^{I,II}) + \mathbf{P}_{z,j}^{I,II} \cos(\theta^{I,II}), \\ \mathbf{P}_{\perp,j}^{I,II} = & \mathbf{P}_{x,j}^{I,II} \cos(\theta^{I,II}) - \mathbf{P}_{z,j}^{I,II} \sin(\theta^{I,II}), \\ & \mathbf{P}_{y,j}^{I,II}. \end{aligned} \quad (4)$$

Ось y лежит в плоскости поверхности слоя и перпендикулярна плоскости падения, а ось x параллельна плоскости падения. Первые две компоненты в выражении (4), \mathbf{P}_{\parallel} и \mathbf{P}_{\perp} , поляризованы соответственно перпендикулярно и параллельно волновому вектору кубической поляризации и определяют генерацию p -поляризованной волны ТГ. Компонента \mathbf{P}_y ответственна за генерацию s -поляризованной волны ТГ. Амплитуда связанной волны ТГ задается в виде [11]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{3\omega,j}^{(s),II} = & \frac{4\pi}{\epsilon_j^{I,II} - \epsilon_j(3\omega)} \left(\mathbf{P}_{y,j}^{I,II} + \mathbf{P}_{\perp,j}^{I,II} \right) - \\ & - \frac{4\pi}{\epsilon_j(3\omega)} \mathbf{P}_{\parallel,j}^{I,II}. \end{aligned} \quad (5)$$

Выражения для связанных волн (5) подставляются затем в модифицированные матрицы прохождения,

выражающие граничные условия для волн ТГ на границе раздела слоев и учитывающие интерференцию связанных и свободных волн [9], что позволяет найти парциальное поле ТГ $E_{3\omega}^{(j)}$ от j -го нелинейного слоя на выходе из многослойной структуры. Полное поле ТГ находится суммированием полей $E_{3\omega}^{(j)}$ на выходе из образца с учетом их фаз, а интенсивность ТГ определяется как $I_{3\omega} = |\sum_j E_{3\omega}^{(j)}|^2$. Каждый слой мезопористого кремния внутри микрорезонаторов полагается изотропным в плоскости слоя. Тогда из соображений симметрии кубическая поляризация, генерирующая s -поляризованное излучение ТГ при s -поляризованном излучении накачки, определяется единственной компонентой $\hat{\chi}_{yyyy}^{(3)}$ [7]. Подгоночными параметрами при аппроксимации экспериментальных спектров $R(\theta)$ и $I_{3\omega}(\theta)$ являются значения показателей преломления слоев пористого кремния на частоте 3ω , начальные значения которых вычисляются на основе модели эффективной среды. Показатели преломления на частоте накачки и оптические толщины слоев задаются на основе калибровки одиночных слоев пористого кремния. Кроме того, вводится небольшая линейная модуляция оптических толщин слоев с глубиной: оптическая толщина самого глубокого слоя отличается от толщины первого на величину около 5%. Эта модуляция отражает зависимость скорости травления кремния от глубины [12]. Вследствие большого числа подгоночных параметров совместная аппроксимация угловых спектров отражения и интенсивности ТГ проводилась с одинаковыми значениями подгоночных параметров для всех образцов связанных микрорезонаторов. Метрой качества аппроксимации служило минимальное значение суммарного квадратичного отклонения для всей серии спектров. Такая аппроксимация показала хорошее согласие модельных и экспериментальных угловых зависимостей. Модельные зависимости, показанные на рис.2 и 3 для образцов с $N = 3$ и $N = 7$, подтверждают характерные особенности в угловых спектрах ТГ. Резонансы ТГ при θ_1 и θ_3 находятся на внешних склонах провалов в угловом спектре отражения, а угловое положение резонанса ТГ при θ_2 находится между модами микрорезонаторов. Для образца с $N = 7$ резонансы при θ_2 и θ_3 оказываются неразрешимыми в эксперименте вследствие малого расщепления мод и недостаточной добротности микрорезонаторов. Отклонения модельных зависимостей от экспериментальных данных, например, сдвиг резонанса ТГ при θ_1 для образца с $N = 3$ и существенная, почти в два раза, разница в амплитудах резонанса при θ_1 для образца с $N = 7$ связаны с выбранной процедурой аппроксимации с одинако-

выми значениями подгоночных параметров для всех образцов. Аппроксимация углового спектра ТГ только образца с $N = 3$ (рис.2, пунктирная кривая) дает существенно лучшее согласие модельной зависимости с экспериментальными данными.

Природа резонансов ТГ может быть продемонстрирована на полярных диаграммах комплексных амплитуд $E_{3\omega}^{(j)} \equiv |E_{3\omega}^{(j)}|$ парциальных полей ТГ от каждого j -го слоя связанных микрорезонаторов. На рис.4 показаны парциальные вклады в поле ТГ для образ-

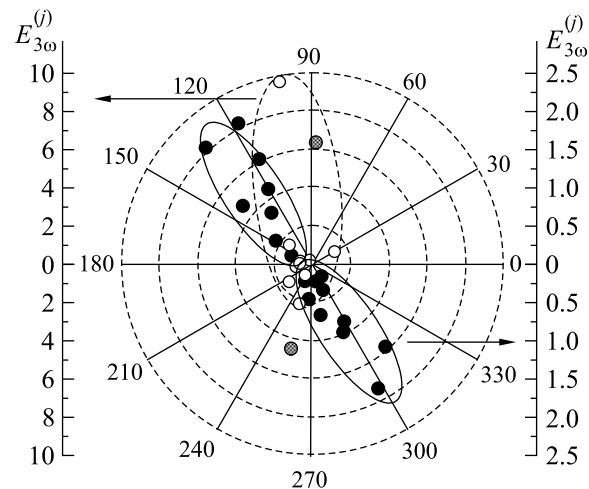


Рис.4. Парциальные вклады отдельных слоев связанных микрорезонаторов в поле третьей гармоники, вычисленные при углах падения, соответствующих моде связанных микрорезонаторов (черные кружки) и резонансу ТГ (светлые кружки). Вклады резонаторных слоев при $\theta = \theta_0$ показаны заштрихованными кружками. Овалы указывают области полярных диаграмм, в которых сконцентрированы фазы парциальных полей третьей гармоники

ца с $N = 3$, вычисленные в минимуме коэффициента отражения при $\theta = \theta_0$ и в максимуме ТГ при $\theta = \theta_3$. При точном резонансе излучения накачки с модой микрорезонаторов фазы парциальных полей ТГ от соседних слоев оказываются противоположными. Таким образом, происходит их деструктивная интерференция и амплитуда полного поля ТГ на выходе из микрорезонаторов оказывается малой. В некоторой угловой окрестности резонанса накачки с модой, где локализация поля накачки еще значительна, но распределение фаз парциальных полей асимметрично, парциальные вклады соседних слоев не компенсируют друг друга. При минимуме фазовой расстройки между парциальными полями $E_{3\omega}^{(j)}$ происходит их конструктивная интерференция и интенсивность ТГ достигает максимального значения. При этом значе-

ния $E_{3\omega}^{(j)}$ максимальны для слоев пористого кремния, ближайших к поверхности образца.

Таким образом, обнаружено возрастание интенсивности третьей оптической гармоники при подстройке излучения накачки в частотно-угловую окрестность собственных мод одномерных связанных микрорезонаторов на основе пористого кремния. В рамках формализма матриц распространения с нелинейными источниками показано, что основным механизмом усиления является конструктивная интерференция парциальных полей третьей гармоники от верхних слоев микрорезонаторов. Такие соотношения между фазами волн третьей гармоники от слоев связанных микрорезонаторов определяются эффективным законом дисперсии на частоте поля накачки и имеют смысл выполнения условий квазисинхронизма при генерации третьей гармоники в связанных микрорезонаторах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранта для поддержки ведущих научных школ (НШ # 1604.2003.2), грантов DFG 436 RUS # 113/640/0-1, NATO # PST.CLG.979406 и INTAS # 03-51-3784.

1. R. E. Slusher, B. J. Eggleton et al., Eds., *Nonlinear Photonic Crystals*, Springer, Berlin, 2003.
2. R. P. Stanley, R. Houdre, U. Oesterle, and M. Pelegems, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 2093 (1994).
3. M. Bayindir, C. Kural, and E. Ozbay, *J. Opt.* **A3**, S184 (2001).
4. L. Pavesi, G. Panzarini, and L. C. Andreani, *Phys. Rev.* **B58**, 15794 (1998).
5. D. G. Gusev, I. V. Soboleva, M. G. Martemyanov et al., *Phys. Rev.* **B68**, 233303 (2003).
6. Т. В. Долгова, А. И. Майдыковский, М. Г. Мартемьянов и др., *Письма в ЖЭТФ* **75**, 17 (2002).
7. М. Г. Мартемьянов, Т. В. Долгова, А. А. Федянин, *ЖЭТФ* **98**, 463 (2004).
8. O. Bisi, S. Ossicini, and L. Pavesi, *Surf. Sci. Rep.* **38**, 1 (2000).
9. D. S. Bethune, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 910 (1989).
10. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, М.: Мир, 1989 [A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Wiley New York, 1984].
11. N. Bloembergen and P. S. Pershan, *Phys. Rev.* **128**, 606 (1962).
12. M. Ghulinyan, C. J. Oton, Z. Gaburro et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1550 (2003).