

Кубичные эффекты самовоздействия в фотонно-кристаллических микрорезонаторах

И. Э. Раздольский, Р. В. Капра, Т. В. Мурзина,¹⁾ О. А. Акципетров, М. Иноуэ⁺²⁾

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

⁺ Toyohashi University of Technology, 441-8580 Toyohashi, Japan

Поступила в редакцию 14 сентября 2006 г.

Исследованы кубичные нелинейно-оптические эффекты самовоздействия в фотонно-кристаллических микрорезонаторах. Наблюдалась значительная дефокусировка в нелинейном микрорезонаторном слое с толщиной, существенно меньшей длины волны. Обнаружен эффект поляризационного самовоздействия, заключающийся в значительном повороте плоскости поляризации лазерного излучения, резонансного моде микрорезонатора. Показано, что угол поворота плоскости поляризации является линейной функцией плотности мощности излучения.

PACS: 7.57.Lm, 76.60.–k

Фотонные кристаллы и фотонно-кристаллические микрорезонаторы (МР): микроструктуры с периодической модуляцией показателя преломления, обладающие фотонной запрещенной зоной (ФЗЗ), являются в последнее время объектом интенсивных исследований [1–3]. Фотонно-кристаллические МР имеют в спектре оптического пропускания узкую полосу внутри ФЗЗ: микрорезонаторную моду, на частоте которой излучение внутри структуры может распространяться без затухания. Фотонно-кристаллические МР с нелинейным микрорезонаторным слоем являются перспективными структурами для нелинейной оптики, поскольку в них можно ожидать значительного увеличения эффективности нелинейно-оптических явлений вследствие локализации света и многопроходного характера его распространения через структуру. Локализация света в микрорезонаторном слое приводит к значительному возрастанию амплитуды оптического поля, а многопроходность системы аналогична увеличению толщины нелинейного слоя. Для параметрических нелинейных процессов такое увеличение эффективности в МР наблюдалось при генерации второй [4, 5] и третьей [6] оптических гармоник.

В данной работе в нелинейных микрорезонаторах исследованы непараметрические кубичные нелинейно-оптические эффекты – эффекты самовоздействия, связанные с зависимостью показателя преломления нелинейного слоя от величины напряженности оптического поля. В нелинейном

диэлектрическом слое с толщиной, существенно меньшей длины волны, наблюдалась значительная дефокусировка и самоиндуцированный поворот плоскости поляризации зондирующего лазерного излучения.

Исследуемые образцы МР изготавливались методом магнетронного напыления. На подложку из плавного кварца наносилось фотонно-кристаллическое зеркало, представляющее собой одномерный фотонный кристалл из пяти бислоев ($\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$). Оптическая толщина каждой компоненты бислоя соответствует $\lambda/4$, где λ – длина волны, соответствующая моде МР при нормальном падении излучения. Затем напылялся $\lambda/2$ -слой поликристаллического железо-иттриевого граната, легированного висмутом (Bi:YIG). Толщина МР слоя составляет 225 нм, что соответствует $\lambda \simeq 890$ нм. Затем на микрорезонаторный слой наносился второй фотонный кристалл, идентичный первому.

На рис.1 представлен спектр коэффициента пропускания МР при угле падения излучения 45° . Провал в спектре пропускания в диапазоне 650–900 нм ($\simeq 0.05$) соответствует ФЗЗ фотонно-кристаллических зеркал МР. Узкий пик в спектре коэффициента пропускания на длине волны $\simeq 830$ нм соответствует микрорезонаторной моде с добротностью $Q_{\text{MR}} \simeq 75$ [7].

При исследовании кубичных нелинейно-оптических эффектов образец МР зондировался излучением фемтосекундного титан-сапфирового (Ti:Sap)-лазера с длительностью импульса 80 фс, частотой повторения 86 МГц, энергией в импульсе 1 нДж и с длиной волны 830 нм. Угол падения

¹⁾ e-mail: mur@shg.ru

²⁾ M. Inoue.

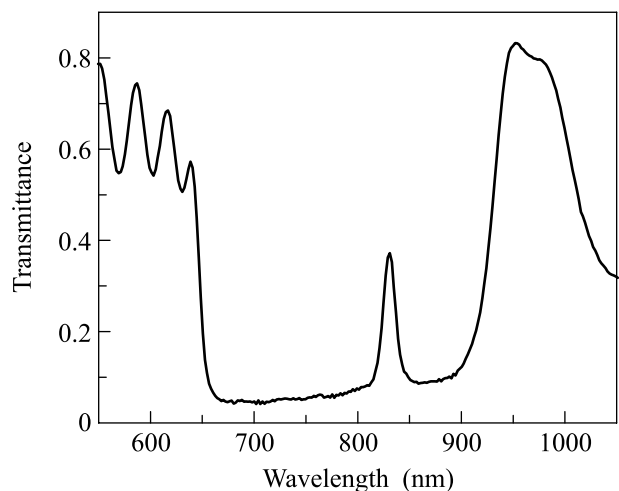


Рис.1. Спектр коэффициента пропускания МР, угол падения излучения 45°

излучения составлял около 45° . При этих условиях излучение лазера возбуждало микрорезонаторную моду образца.

Для изучения кубических эффектов самовоздействия на длине волны зондирующего излучения был использован апертурный метод z -сканирования. Схема метода, предложенного в работе [8], приведена на рис.2а. Излучение Ti:Sap-лазера проходило через поляризатор (призму Глана-Тэйлора) и фокусировалось на образец линзой с фокусным расстоянием 6 см. Образец перемещался вдоль направления распространения луча с помощью транслятора, приводимого в движение шаговым двигателем. Перемещение образца в направлении, параллельном лучу зондирующего излучения, осуществлялось в области фокальной плоскости линзы, что позволяло контролировать величину плотности мощности излучения на образце.

При исследовании эффекта самофокусировки прошедшее через МР излучение попадало на ограничивающую диафрагму, фильтр КС-19 и регистрировалось фотодиодом ФД24-К. Измерялась зависимость эффективного коэффициента пропускания апертурного приемника от положения образца относительно фокуса линзы $T(z)$, где значение $z = 0$ соответствует фокальной плоскости линзы, за 1 принято значение T вдали от фокуса линзы.

Зависимость $T(z)$ при апертурном z -сканировании, соответствующая эффекту дефокусировки и определяемая зависимостью показателя преломления от интенсивности излучения $n(I) = n_0 + n_2^{\text{eff}} I = n_0 + n_2 Q_{MP}^2 I$, приведена на рис.2б, где n_0 – показатель преломления нелинейного слоя и n_2^{eff} – эффективная нелинейная добавка к показателю преломления. Величина n_2^{eff} определяется вещественной час-

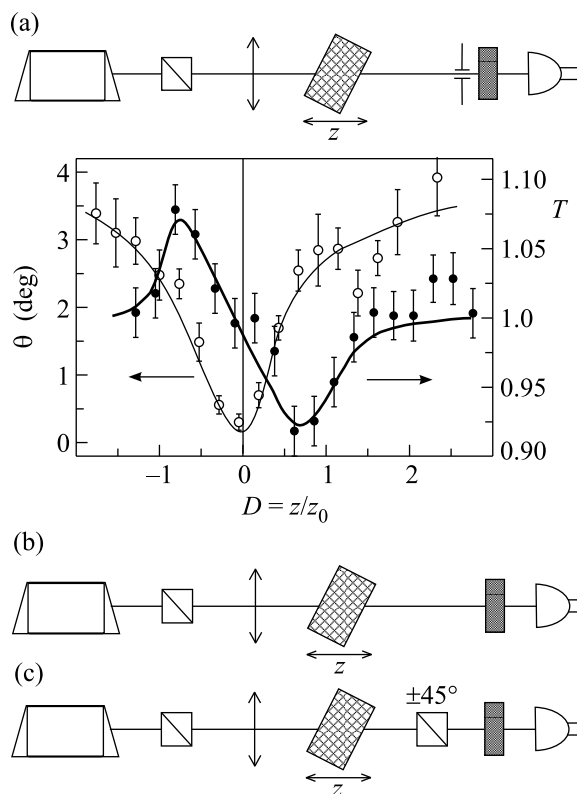


Рис.2. (а) Схема апертурного метода z -сканирования; (б) темные точки – зависимость эффективного коэффициента пропускания МР $T(z)$ от положения образца вблизи фокальной плоскости линзы в методе апертурного z -сканирования; параметр z_0 является дифракционной длиной пучка и в нашем эксперименте составляет 0.7 см. Светлые точки – зависимость угла поворота плоскости поляризации θ от положения образца вблизи фокальной плоскости линзы; (с) схема поляризационно-безапертурного метода z -сканирования

тью кубической нелинейности $\chi^{(3)} = n_0 n_2 / 3\pi$ и добротностью МР, которая определяет возрастание интенсивности света в нелинейном микрорезонаторном слое вследствие многолучевой интерференции и увеличение эффективной толщины слоя вследствие многопроходности. Величина эффективной нелинейной добавки из данных по z -сканированию составляет $n_2^{\text{eff}} = -(3.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и существенно превышает типичную величину n_2 – нелинейную добавку, определяемую только нелинейной восприимчивостью. Отношение n_2^{eff}/n_2 пропорционально Q^2 и может достигать четырех порядков в наших образцах.

Для исследования зависимости угла поворота плоскости поляризации от плотности мощности падающего излучения была предложена поляризационно-чувствительная модификация без-

апертурного метода z -сканирования. В этой схеме (рис.2с) на первом этапе измерялась нормировочная зависимость коэффициента пропускания МР от его положения на трансляторе относительно фокуса линзы $I_0(z)$. При этом регистрировалась полная интенсивность прошедшего через МР излучения. На втором и третьем этапах излучение, прошедшее через МР, направлялось на вторую призму Глана-Тэйлора, ориентированную под углом $+45^\circ$ и -45° относительно первой, соответственно, и измерялись зависимости $I_+(z)$ и $I_-(z)$. Величина угла поворота плоскости поляризации $\theta(z)$ относительно падающего излучения определялась по формуле

$$\sin 2\theta(z) = \frac{I_-(z) - I_+(z)}{I_0(z)}. \quad (1)$$

По аналогичной методике был измерен спектр линейного угла поворота плоскости поляризации излучения в образце при интенсивностях света, когда кубическими эффектами можно пренебречь. В качестве источника излучения использовалась лампа накаливания. При этом в формулу (1) вместо положения образца относительно собирающей линзы z входит длина волны зондирующего излучения λ . Таким образом был получен спектр линейного угла поворота плоскости поляризации излучения $\theta(\lambda)$, приведенный на вставке на рис.3. Для излучения с длиной волны, со-

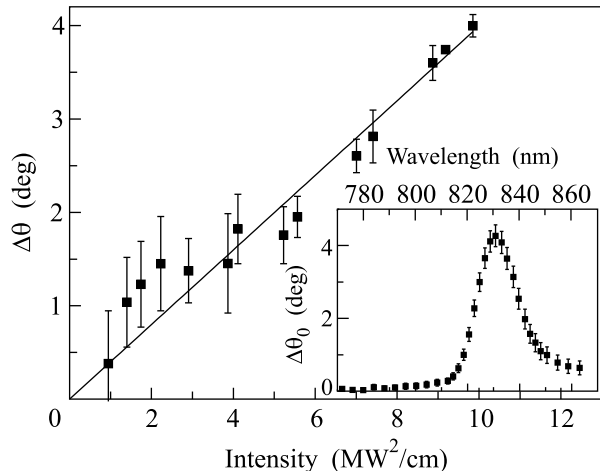


Рис.3. Зависимость нелинейной добавки к углу поворота плоскости поляризации $|\Delta\theta(z)|$ от интенсивности падающего излучения. На вставке – спектр линейного угла поворота плоскости поляризации излучения в области моды МР

ответствующей центру моды МР, значение линейного угла поворота плоскости поляризации излучения θ_0 , вызванного, по-видимому, линейным двулучепреломлением образца, при названных условиях экспе-

римента составило $(4.3 \pm 0.3)^\circ$. На рис.3 представлена зависимость нелинейной добавки к углу поворота плоскости поляризации $|\Delta\theta(z)| = \theta(z) - \theta_0$ от интенсивности излучения. Полученная зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией, что говорит о том, что наблюдаемый эффект действительно является кубическим и за него отвечает нелинейность третьего порядка $\chi^{(3)}$.

Механизмом эффекта поляризационного самовоздействия может являться нелинейное двулучепреломление, которое ожидается в МР слое. Как указано в [7], методика изготовления образца приводит к появлению анизотропии показателя преломления в направлении нормали к МР слою, что, в свою очередь, обуславливает одноосность нелинейного слоя и соответствующее двулучепреломление. В этом случае величина двулучепреломления должна зависеть от угла падения и поляризации излучения. Были измерены спектры пропускания МР при различных углах падения для двух поляризаций излучения. На рис.4 приведена зависимость спектрального положе-

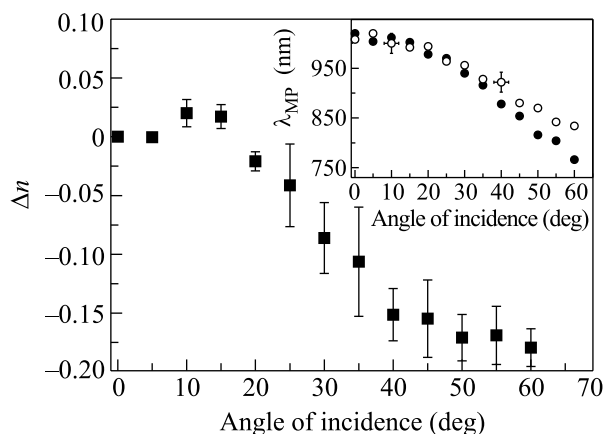


Рис.4. Зависимость величины двулучепреломления МР $\Delta n = n_s - n_p$ от угла падения излучения. На вставке – зависимость спектрального положения моды МР λ_{MP} от угла падения для s - и p -поляризованного излучения. Темные точки относятся к p -поляризованному излучению, светлые – к s -поляризованному излучению

ния моды МР от угла падения излучения на образец. На вставке показана угловая зависимость эффективной величины двулучепреломления МР $\Delta n = n_p - n_s$, где n_p и n_s – показатели преломления для p - и s -поляризованного излучения.

Согласно [9], двулучепреломление приводит к эффективному повороту плоскости поляризации излучения, при этом угол поворота плоскости поляризации прямо пропорционален величине двулучепреломления. Описывая в низшем порядке зависимость ве-

личин n_s и n_p от интенсивности зондирующего излучения I формулой $n = n_0 + n_2 I$, для двулучепреломления получаем

$$\theta \propto \Delta n = (n_{s0} - n_{p0}) + (n_{s2} - n_{p2})I. \quad (2)$$

Как и в случае дефокусировки, обращает на себя внимание сравнительно большая величина эффективной нелинейной добавки в поляризационном эффекте самовоздействия, что связано с микрорезонаторной структурой образца. Пусть для однородной пленки Bi:YIG той же толщины, что и МР слой в исследуемом образце, угол поворота плоскости поляризации θ в линейном случае составляет θ_0 . Тогда в нелинейном случае появляется зависимость θ от интенсивности падающего излучения I , которая в низшем порядке по I описывается выражением $\theta = \theta_0 + \theta_2 I_0$. Здесь I_0 – это интенсивность излучения внутри пленки, которая равна интенсивности падающего излучения, а θ_2 характеризует нелинейную добавку к углу поворота плоскости поляризации. В МР структуре естественно ожидать, что за счет многократного прохождения излучения в МР слое эффект будет больше в Q раз. Таким образом, в итоге получаем $\theta_{MP} = Q(\theta_0 + \theta_2 I_{MP}) = Q(\theta_0 + Q\theta_2 I)$, поскольку интенсивность поля в МР слое также возрастает в Q раз. Следовательно, за счет МР структуры образца угол поворота плоскости поляризации в линейном случае возрастает в Q раз, то есть приблизительно на два порядка. В то же время эффективная нелинейная добавка возрастает в Q^2 раз, аналогично эффективной нелинейной добавке для показателя преломления n в эффекте дефокусировки.

Таким образом, в работе методом апертурного z -сканирования наблюдался эффект дефокусировки и было определено эффективное значение нелинейной добавки к коэффициенту преломления на длине волны излучения 830 нм, которая составила $n_2^{(830)} = -(3.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{Вт}$. Обнаружена нелинейная (зависящая от плотности мощности зондирующе-

го излучения) составляющая угла поворота плоскости поляризации излучения, проходящего через МР в спектральной области микрорезонаторной моды. Показано, что поляризационный эффект самовоздействия определяется нелинейным двулучепреломлением.

В заключение нужно отметить, что в исследуемых образцах нелинейный МР слой изготовлен из оптомагнитного материала. Можно ожидать, что в такой магнитной структуре может наблюдаться магнитное самовоздействие – нелинейный эффект Фарадея [10] за счет нелинейной добавки к мнимой недиагональной компоненте тензора диэлектрической проницаемости, усиленный за счет локализации света в МР.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты ## 04-02-16847, 04-02-17059, 05-02-19886, 06-02-91201).

1. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
2. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, and M. Abe, J. Appl. Phys. **85**, 5768 (1999).
3. A. Fainstein, B. Jusserand, and V. Thierry-Mieg, Phys. Rev. Lett. **74**, 3764 (2003).
4. V. Pellegrini, R. Colombelli, I. Carusotto et al., Appl. Phys. Lett. **74**, 1945 (1999).
5. T. V. Dolgova, A. I. Maidykovsky, M. G. Martemyanov et al., Appl. Phys. Lett. **81**, 2725 (2002).
6. Т. В. Долгова, А. И. Майдыковский, М. Г. Мартемьянов и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 17 (2002).
7. O. A. Aktsipetrov, T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin et al., J. Opt. Soc. Am. B **22**, 176 (2005).
8. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, Optics Letters **14**, 955 (1989).
9. И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, М.: Наука, 1989.
10. A. B. Granovsky, M. V. Kuzmichov, J.-P. Clerc, and M. Inoue, JMMM **258**, 103 (2003).