

В. С. Горелик, А. Д. Кудряцева,
М. В. Тареева, Н. В. Чернега

О ГЕНЕРАЦИИ ПУЛЬСИРУЮЩИХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Приведены сведения о генерации нового типа акустических волн, сопровождающихся пульсирующим изменением плотности материальной среды — глобулярного фотонного кристалла. Генерация таких волн происходит в результате процесса вынужденного глобулярного рассеяния света в искусственных опалах. В качестве источника возбуждающего излучения были использованы гигантские импульсы лазера на рубине длительностью ~ 10 нс с плотностью мощности на поверхности образца до 10^8 Вт/см².

В процессе вынужденного глобулярного рассеяния света происходит возбуждение скалярных акустических волн гигагерцового диапазона и возникновение стоковых компонент вынужденного рассеяния, сдвинутых по частоте на $0,3 - 0,4$ см⁻¹ относительно длины волны (694,3 нм) возбуждающего излучения.

Максимальная эффективность преобразования излучения рубинового лазера в стоково вынужденное глобулярное рассеяние света при помехении исследуемого образца в жидкий азот ($T = 78$ К) составила 60 %. Соответственно интенсивность генерируемых при вынужденном глобулярном рассеянии направленных скалярных акустических волн составила $\sim 10^3$ Вт/см².

E-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

Ключевые слова: фотонные кристаллы, акустические волны, лазерное излучение, рассеяние света.

Наноструктурированные объекты, в частности фотонные кристаллы, являются в настоящее время объектом интенсивных исследований в самых разных областях — фотонике, химии, биологии и т.д. Присутствие в фотонных кристаллах запрещенных фотонных зон [1–3] привело к проявлению в них неизвестных ранее оптических свойств и к наблюдению новых фундаментальных закономерностей. В частности, в фотонных кристаллах для определенных дисперсионных ветвей электромагнитных волн показатель преломления становится отрицательной величиной, а групповая скорость вблизи краев запрещенных зон — предельно малой, т.е. реализуется задержка (локализация) электромагнитного излучения в фотонном кристалле. Это должно приводить к значительному увеличению нелинейного взаимодействия поля с веществом по сравнению с обычными средами, что свидетельствует о возможности существенного увеличения эффективности известных

и реализации новых нелинейных эффектов. Одновременная локализация фотонов и фононов в периодических наноструктурах приводит к возрастанию эффективности фотон-фононного взаимодействия и открывает перспективы для использования фотонных кристаллов при создании акустооптических устройств.

Особое место среди фотонных кристаллов занимают опаловые синтетические матрицы, обладающие фотонной запрещенной зоной в видимой области спектра. Эти матрицы представляют собой структуры фрактального типа, образованные из плотно упакованных сфер аморфного диоксида кремния с характерным диаметром от 200 до 700 нм, образующих гранцентрированную кубическую решетку. Пустоты в таких структурах представляют собой октаэдрические и тетраэдрические полости (40...80 нм), соединенные друг с другом посредством каналов диаметром в несколько нанометров. Характерной особенностью синтетических опаловых матриц является отсутствие в них полной запрещенной зоны. В то же время для заданного кристаллографического направления в них присутствуют так называемые стоп-зоны (запрещенные фотонные зоны в определенном направлении). Возможность эффективного изменения параметров стоп-зон опаловых матриц путем заполнения пустот между кварцевыми сферами средами с различными значениями показателя преломления делает глобулярные фотонные кристаллы, создаваемые на основе синтетических опаловых матриц, перспективным материалом для управления характеристиками когерентного электромагнитного излучения.

При взаимодействии мощного лазерного излучения с синтетическими опаловыми матрицами ранее наблюдалось низкороговое вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР) и вынужденное глобулярное рассеяние света (ВГР) в искусственных опалах [4–7].

В настоящей работе сообщается о некоторых характерных свойствах вынужденного глобулярного рассеяния света, наблюдаемого в исходных опаловых матрицах и нанокompозитах на их основе (опаловых матрицах, поры которых заполнены различными жидкостями).

Для заполнения пустот матрицы использовали различные жидкости: воду, ацетон, этанол, глицерин, толуол, бензол, нитробензол. Исследовались нанокompозиты с контрастом показателя преломления (n/n_{SiO_2}) от 0,91 до 1,06. Следует отметить, что при заполнении матриц жидкостями с показателем преломления, близким к показателю преломления кремнезема, образцы становились практически прозрачными. Это позволяло в случае нанокompозитов исследовать рассеянное излучение как в обратном (рассеяние “назад”), так и в прямом (рассеяние “вперед”) направлениях. Образцы опаловых матриц и нанокompозитов имели размеры порядка нескольких миллиметров с рабочей

поверхностью (111), соответствующей плоскости роста. В исследованных образцах опалов диаметры сфер, образующих опаловые матрицы, составляли 245, 270, 290 и 315 нм.

Методика эксперимента для наблюдения ВГР. Принципиальная схема экспериментальной установки для наблюдения ВГР в искусственных опалах при геометриях рассеяния “вперед” и “назад” приведена на рис. 1, *а* и *б* соответственно. В качестве источника возбуждающего излучения использован лазер на рубине 1 с длиной волны генерации 694,3 нм. Спектральная ширина линии генерации лазера составляла $0,015 \text{ см}^{-1}$, длительность импульса генерации 20 нс, максимальная энергия в импульсе 0,4 Дж. Излучение лазера фокусировалось линзой 4 (рис. 1, *а*) или 6 (рис. 1, *б*) на образец фотонного кристалла,

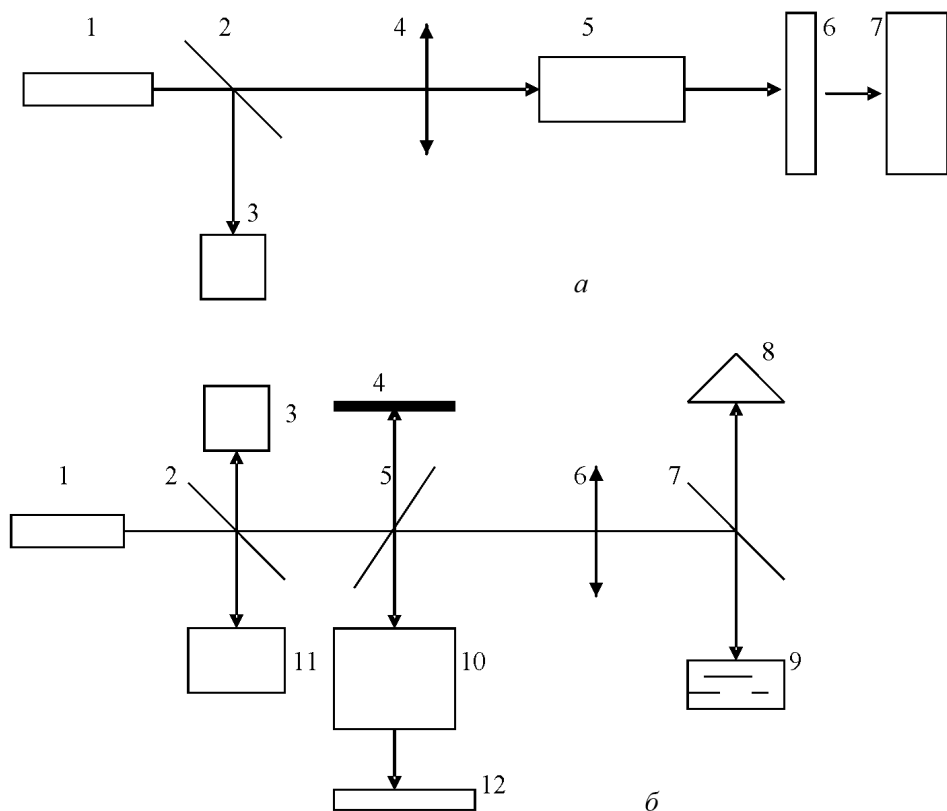


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента для наблюдения ВГР:

а – при геометрии рассеяния “вперед”: 1 – рубиновый лазер; 2 – поворотная пластина; 3 – измеритель энергии возбуждающего излучения; 4 – линза; 5 – исследуемый образец фотонного кристалла; 6 – интерферометр Фабри–Перо; 7 – устройство для регистрации спектров;

б – при геометрии рассеяния “назад”: 1 – рубиновый лазер; 2, 5, 7 – поворотные полупрозрачные пластины; 3, 8, 11 – измерители энергии возбуждающего и вынужденного излучений; 4 – съемное зеркало; 6 – линза; 9 – исследуемый образец фотонного кристалла; 10 – интерферометр Фабри–Перо; 12 – устройство для регистрации спектров

расположенный на медном хладопроводе, помещаемом в пенопластовую кювету.

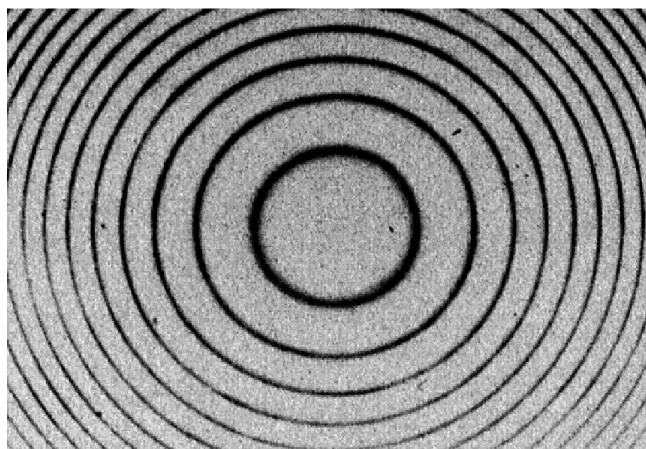
Измерения проводились с использованием линз 4 (рис. 1, *a*) и 6 (рис. 1, *б*) с фокусными расстояниями 50, 90 и 150 мм. Это позволило провести измерения для различных плотностей мощности на входе в исследуемый образец и для различных распределений поля внутри образца.

Исследуемые образцы фотонных кристаллов представляли собой тонкие (2–4 мм) плоскопараллельные пластины опаловых матриц с рабочей гранью, параллельной кристаллографической плоскости (111). Лазерное излучение фокусировалось на образце в направлении [111] фотонного кристалла. Рассеянное излучение при геометрии рассеяния “вперед” (рис. 1, *a*) анализировалось в этом же направлении с помощью интерферометра Фабри–Перо 6 и цифровой камеры или фотопластинки 7. При геометрии рассеяния “назад” (рис. 1, *б*) рассеянное излучение анализировалось в обратном направлении путем использования полупрозрачной пластины 5, интерферометра 10 и цифровой камеры или фотопластинки 12. Зеркало 4 (рис. 1, *б*) устанавливалось для сравнения спектров рассеянного излучения со спектром генерации используемого лазера на рубине.

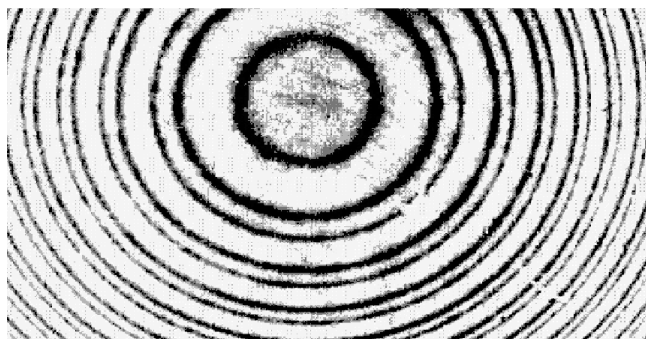
Регистрация спектров рассеянного излучения проводилась при комнатной температуре образцов, а также при их охлаждении до температуры кипения жидкого азота (78 К). В последнем случае медный хладопровод с образцами помещался в пенопластовую кювету с жидким азотом таким образом, чтобы участок рабочей грани (111) искусственного опала находился над поверхностью жидкого азота.

Для исследования спектров возбуждающего и рассеянного излучений использовались интерферометры Фабри–Перо с различными базами, что позволяло изменять область дисперсии от 0,42 до 1,67 см⁻¹. Детекторы 3 (рис. 1, *a*), и 3, 8, 11 (рис. 1, *б*) служили для измерения энергии лазерного излучения и ВГР, рассеянного в прямом (“вперед”) и обратном (“назад”) направлениях.

Экспериментальные результаты. На рис. 2 приведен пример интерферограмм спектров, зарегистрированных на установке, представленной на рис. 1, *б*. Интерферограмма на рис. 2, *a* соответствует спектру возбуждающего излучения рубинового лазера, получаемому при перекрытии рассеянного излучения от искусственного опала за счет использования заслонки перед линзой 6 (рис. 1, *б*). В этом случае в спектре присутствует лишь набор одиночных интерференционных колец, спектральная ширина которых определяется степенью монохроматизации используемого возбуждающего излучения (0,015 см⁻¹).



a



б

Рис. 2. Интерферограммы, соответствующие спектру возбуждающего излучения ($\lambda=694,3$ нм) рубинового лазера (одиночные кольца) (*a*) и спектру в исходном опале при геометрии рассеяния “назад” (двойные кольца) (*б*). Область дисперсии интерферометра составляет $0,833$ см⁻¹. Среди двойных колец (*б*) кольца меньшего диаметра соответствуют возбуждающему излучению, кольца большего диаметра — стоксовой компоненте ВГР

На рис. 2, *б* и 3 приведены результаты опыта, при котором на образец исходного искусственного опала фокусировалось излучение рубинового лазера, а рассеянное излучение наблюдалось при геометрии рассеяния “назад”. На этих рисунках присутствуют двойные интерференционные кольца, соответствующие возбуждающему излучению (кольца меньшего диаметра) и стоксовой компоненте ВГР (кольца большего диаметра), наблюдаемой при геометрии рассеяния “назад”.

Частотный сдвиг в этом случае составлял $0,44$ см⁻¹. Интенсивность стоксовой компоненты рассеянного излучения оказалась сравнимой с интенсивностью возбуждающего излучения. Если убирали зеркало 4 (см. рис. 2, *a*), то в спектре проявлялись только одиночные кольца, обусловленные процессом ВГР, так как в этом случае сигнал возбуждающего излучения вследствие большой расходимости отраженного от опала образца не попадает на детектор 12. Была построена

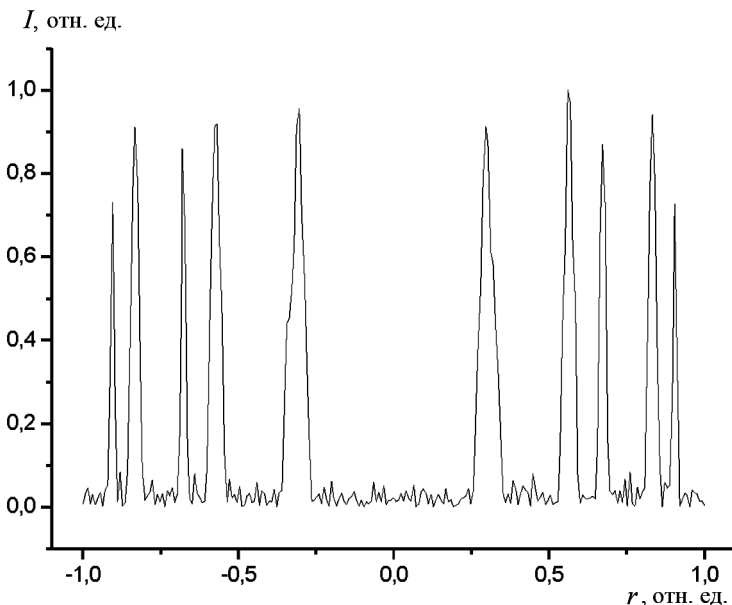


Рис. 3. Спектр ВГР в исходном опале в направлении “назад”. Область дисперсии интерферометра Фабри–Перо $0,833 \text{ см}^{-1}$. Более широкие линии соответствуют возбуждающему излучению, тонкие — стоксовым спутникам ВГР

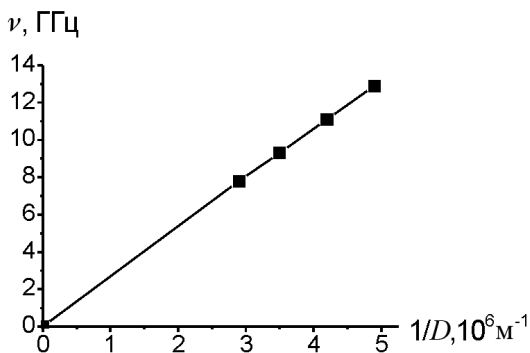


Рис. 4. Зависимость сдвига частоты первой стоксовой компоненты ВГР от обратного диаметра глобул

ными показателями преломления n : водой ($n = 1,333$), ацетоном ($n = 1,359$), этанолом ($n = 1,362$), глицерином ($n = 1,470$), толуолом ($n = 1,497$), бензолом ($n = 1,501$) и нитробензолом ($n = 1,553$). Таким образом, контраст ($\eta = n/n_{\text{SiO}_2}$) по отношению к аморфному кварцу изменялся в диапазоне от 0,91 до 1,06.

На рис. 5 приведена интерферограмма, полученная при возбуждении вынужденного рассеяния в искусственном опале, пропитанном ацетоном при геометрии рассеяния “вперед”. Пропитывание опала ацетоном резко понижает контраст присутствующих в опале оптических неоднородностей: образец становится почти прозрачным. Это

зависимость частотного сдвига ν первой стоксовой компоненты ВГР от обратного диаметра ($1/D$) глобул, из которых был сформирован искусственный опал (рис. 4). Как выяснилось, такая зависимость оказалась близкой к линейной.

Исследования спектров ВГР были выполнены для опаловых матриц, заполненных жидкостями с различными

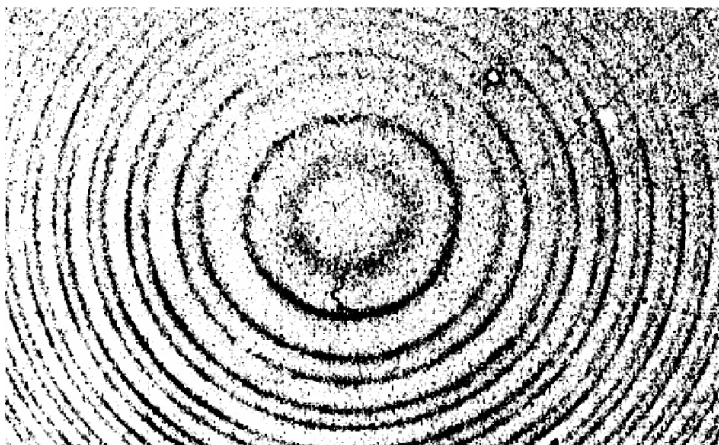


Рис. 5. Интерферограмма, соответствующая спектру возбуждающего излучения ($\lambda = 694,3$ нм) рубинового лазера (кольца меньшего диаметра) и спектру стоксова ВГР (кольца большего диаметра) в опале, заполненном ацетоном, при геометрии рассеяния “вперед”. Область дисперсии интерферометра составляет $1,67 \text{ см}^{-1}$

открывает возможность наблюдать ВГР при геометрии рассеяния “вперед”. Как и в случае геометрии “назад” (см. рис. 2, б), при геометрии рассеяния “вперед” на интерферограмме наблюдались (см. рис. 5) двойные кольца, соответствующие возбуждающему излучению (кольцо меньшего диаметра) и стоксову вынужденному рассеянию света (кольцо большего диаметра).

Прозрачность заполненного ацетоном образца позволила наблюдать достаточно интенсивный сигнал стоксова рассеяния (кольцо большего диаметра) в направлении, совпадающим с направлением распространения возбуждающего излучения (рассеяние “вперед”). Стоксов сдвиг в этом случае составлял $0,4 \text{ см}^{-1}$. В опалах, заполненных упомянутыми жидкостями, ВГР наблюдалось как для рассеяния “вперед”, так и для 180-градусной геометрии рассеяния (рассеяние “назад”). В направлении “назад” при плотности мощности накачки более $0,12 \text{ ГВт/см}^2$ для опалов, заполненных как этанолом, так и ацетоном, наблюдалась одна стоксова компонента со сдвигом частоты $0,4 \text{ см}^{-1}$. Увеличение плотности мощности накачки до $0,21 \text{ ГВт/см}^2$ приводило к появлению второй стоксовой компоненты с частотным сдвигом $0,65 \text{ см}^{-1}$ для ацетона и $0,63 \text{ см}^{-1}$ для этанола. В направлении “вперед” при комнатной температуре наблюдалась только одна стоксова компонента с частотным сдвигом $0,4 \text{ см}^{-1}$ как для ацетона, так и для этанола. При понижении температуры до 78 К порог ВГР понижался в три раза, а число наблюдаемых стоксовых компонент увеличивалось; при этом происходило перераспределение интенсивности от низших компонент к высшим.

В таблице приведены характерные параметры спектров наблюдаемых стоксовых сдвигов для различных типов образцов и соответствующих геометрий рассеяния.

Значения стоксовых сдвигов наблюдаемого вынужденного рассеяния для различных геометрий рассеяния

Геометрия рассеяния	Δ , см ⁻¹	Число стоксовых компонент
ВГР — “назад” в исходном опале	0,44	1
ВГР — “назад” в опале, заполненном ацетоном	0,40 0,65	2
ВГР — “вперед” в опале, заполненном ацетоном	0,40	1
ВГР — “назад” в опале, заполненном этанолом	0,39 0,63	2
ВГР — “вперед” в опале, заполненном этанолом	0,37	1

Как следует из таблицы, значения наблюдаемых стоксовых сдвигов частот ВГР в опалах, заполненных жидкостями, близки к соответствующим сдвигам частот вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, наблюдаемых ранее в этих же жидкостях. Таким образом, эффект ВГР наблюдался как для незаполненных искусственных опалов, так и для опаловых нанокмозитов, в которых пустоты между глобулами заполнены молекулярными жидкостями: ацетоном или этиловым спиртом.

Порог возникновения эффекта ВГР и число наблюдаемых стоксовых спутников зависели от размера глобул, типа вещества внутри глобулы, энергии возбуждения и температуры исследуемых опалов. На рис. 6 приведена зависимость энергии импульсов ВГР от энергии импульсов накачки при температуре жидкого азота для образца опала с диаметром глобул, равным 245 нм, при геометрии рассеяния “назад”. Как видно, при увеличении интенсивности накачки происходит насыщение сигнала ВГР. Аналогичный эффект наблюдался ранее для ВКР; его проявление можно объяснить возрастанием эффективности конкурирующих нелинейных процессов при увеличении плотности мощности возбуждающего излучения. Наибольший коэффициент преобразования возбуждающего излучения в сигнал ВГР в проведенных экспериментах составлял 60 %.

Так как энергия квантов возбуждающего излучения на четыре порядка больше энергии соответствующих акустических квантов, интенсивность генерируемых направленных скалярных акустических волн составила $\sim 10^3$ Вт/см².

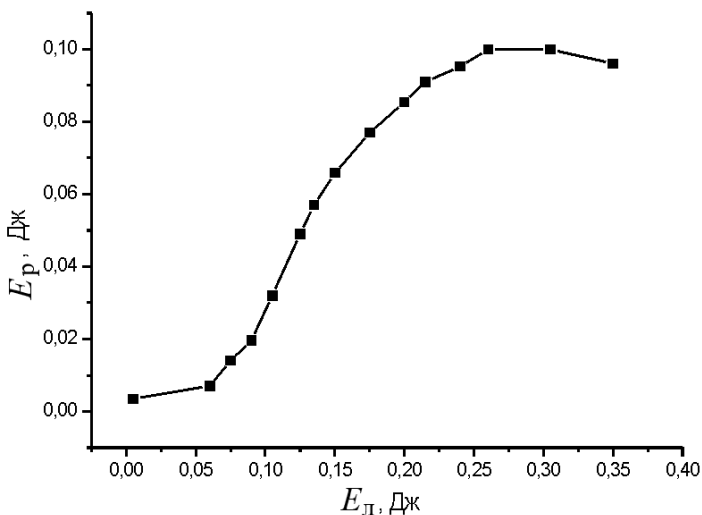


Рис. 6. Зависимость энергии ВГР E_p от энергии накачки E_L для искусственного опала с диаметром глобул, равным 245 нм

Обсуждение результатов. В работе [8] была развита теория собственных колебаний (мод) изолированных изотропных сферических глобул, основанная на классической теории Лэмба. Было предсказано существование двух видов глобулярных осцилляций (мод), характеризуемых значениями (числами) l и n . Введены безразмерные величины

$$\xi_{nl} = \frac{\pi \nu_{nl} d}{V_L};$$

$$\eta_{nl} = \frac{\pi \nu_{nl} d}{V_T}.$$
(1)

Здесь V_L , V_T — скорости распространения продольных и поперечных акустических волн соответственно; d — диаметр глобул; ν_{nl} — частоты, Гц. Уравнение для собственных значений ξ_{nl} и η_{nl} , соответствующих модам, возбуждаемым в шаре, имеет вид

$$2 \left[\eta^2 + (l-1)(l+2) \left(\frac{\eta j_{l+1}(\eta)}{j_l(\eta)} - (l+1) \right) \right] \frac{\xi j_{l+1}(\xi)}{j_l(\xi)} - \frac{1}{2} \eta^4 +$$

$$+ (l-1)(2l+1) \eta^2 + [\eta^2 - 2l(l-1)(l+2)] \frac{\eta j_{l+1}(\eta)}{j_l(\eta)} = 0, \quad (2)$$

где η и ξ — собственные значения, а $j_l(\eta)$ — сферическая функция Бесселя первого рода. В результате решения этого уравнения было получено соотношение для частот

$$\nu_{nl} = \frac{\nu_0(n, l)}{d}, \quad (3)$$

где $\nu_0(n, l)$ — некоторая функция, зависящая от чисел n и l .

Моды четного типа являются комбинационно-активными и могут давать вклад в спектры двухфотонного рассеяния света (в отличие от либрационных мод, проявление которых для двухфотонных процессов запрещено правилами отбора).

Уравнение (3) было проанализировано в работе [8] для кварцевых сферических глобул с учетом значений для скорости распространения продольных и поперечных волн в аморфном кварце $V_L = 5279$ м/с и $V_T = 3344$ м/с соответственно. Вычисленные значения частот в гигагерцах для некоторых мод глобулы составили

$$\nu_{10} = 2,617/d, \quad \nu_{12} = 2,796/d, \quad \nu_{20} = 4,017/d, \quad \nu_{30} = 6,343/d, \quad (4)$$

где d — диаметр глобул (в 10^{-6} м). Для рассматриваемого случая ($d = 200$ нм) получаем $\nu_{10} = 13,085$ ГГц = $0,44$ см $^{-1}$, $\nu_{20} = 0,68$ см $^{-1}$, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными (см. таблицу).

Таким образом, в случае опаловых матриц роль колеблющихся “молекул” выполняют наноразмерные сферические глобулы.

В каждой глобуле фотонного кристалла возникают стоячие волны. В одномерном случае частота резонаторной моды стержня длиной d находится по формуле

$$\nu = V \frac{1}{2d}, \quad (5)$$

где V — скорость звука в стержне. Учитывая, что компоненты скорости звука в аморфном кварце составляют $V_L = 5279$ м/с и $V_T = 3344$ м/с, приходим к выводу, что соотношение (5) удовлетворительно согласуется с точными выражениями (3) для частот собственных колебаний глобулы.

Пульсирующие моды в глобулах фотонного кристалла соответствуют движениям, в результате которых происходит изменение плотности глобул. В фотонном кристалле возбуждение от одной глобулы может передаваться к другой глобуле; поэтому в кристалле может распространяться волна возбуждений глобул — глобулярная волна. Соответственно неупругое рассеяние света с возбуждениями глобулярных волн может быть названо глобулярным рассеянием (ГР) света. При малых интенсивностях накачки такое рассеяние носит спонтанный характер. В отличие от рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, ГР может наблюдаться как для геометрии “вперед”, так и для 180-градусной геометрии (рассеяние “назад”). Частотный сдвиг для ГР оказывается существенно меньшим, чем при комбинационном рассеянии, обусловленном возбуждением колебаний молекул вещества, и составляет десятые доли см $^{-1}$.

В работе [8] впервые были получены спектры спонтанного ГР в искусственном опале при возбуждении излучением аргонового лазера с длиной волны генерации 514,5 нм в оптической схеме обратного рассеяния на 180° . Для измерений были использованы синтетические опалы с диаметром шаров 204, 237, 284 и 340 нм.

В зарегистрированном в этой работе спектре ГР присутствовали шесть хорошо разрешаемых пиков рассеяния в стоксовой и антистоксовой областях на частотах резонаторных мод в диапазоне 7...27 ГГц (1 см^{-1} соответствует $3 \cdot 10^{10}$ Гц). Присутствие антистоксовых спутников объясняется большой “заселенностью” низких энергетических уровней при комнатной температуре. Как выяснилось, положение в спектре и относительная интенсивность спутников не зависят от поляризации и угла падения возбуждающего излучения. Кроме того, параметры пиков рассеяния не изменялись при вращении образцов вокруг нормали к их поверхности в точке падения возбуждающего излучения. В работе [8] установлена зависимость частоты различных типов акустических мод от диаметра шаров. Как выяснилось, такая зависимость находится в хорошем согласии с соотношениями (3) и (5).

Наиболее низкий порог ВГР следует ожидать для возбуждения пульсирующих мод, сопровождающихся осцилляциями плотности глобул фотонного кристалла, вследствие высокой добротности колебаний такого типа. Соответствующие акустические волны характеризуются скалярной поляризацией и по своей природе существенным образом отличаются от акустических волн векторного типа — поперечных или продольных акустических волн. Волновое уравнение, задающее закон распространения скалярных акустических волн, является аналогом известного в теории поля уравнения Клейна–Гордона, описывающего закон движения частиц с отличной от нуля массой покоя:

$$\left(\Delta - \frac{1}{S^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) u(\vec{r}, t) = \frac{\omega_0^2}{S^2} u(\vec{r}, t), \quad (6)$$

где константа S имеет смысл групповой скорости распространения волны при больших значениях волнового числа k ; $\omega_0 = 2\pi c\nu_0$, ν_0 — соответствующее значение частоты пульсирующей моды; $u(\vec{r}, t) = u_0 \exp(i\vec{k}\vec{r} - \omega t)$ — вид скалярной волновой функции, задающей распространение пульсирующего возмущения в пространстве. В соответствии с (6) закон дисперсии для скалярной акустической волны имеет вид

$$\omega^2 = \omega_0^2 + S^2 k^2. \quad (7)$$

Как установлено в результате выполненных экспериментов (см. рис. 2), частотный сдвиг первой стоксовой компоненты ВГР обратно пропорционален диаметру соответствующих глобул, что согласуется

с соотношением (5) для частот пульсирующих колебаний глобул. При геометрии рассеяния “вперед” волновой вектор возбуждаемой скалярной акустической волны равен

$$\vec{k} = \vec{k}_0 - \vec{k}', \quad (8)$$

где \vec{k}_0 и \vec{k}' — волновые векторы возбуждающего излучения и волны ВГР соответственно. При геометрии рассеяния “назад” имеет место соотношение

$$\vec{k} = \vec{k}_0 + \vec{k}'. \quad (9)$$

Заключение. При анализе спектров рассеянного излучения, возбуждаемого гигантским импульсом рубинового лазера в искусственных опалах, с использованием интерферометра Фабри–Перо обнаружено, что в этих спектрах вблизи интерференционных колец, соответствующих возбуждающему излучению рубинового лазера, присутствуют интенсивные стоксовы спутники, сдвинутые по частоте относительно колец, соответствующих рубиновому лазеру, на нескольких десятых долей см^{-1} . Стоксовы спутники наблюдались как в спектрах рассеянного излучения, прошедшего через образец искусственного опала (рассеяние “вперед”), так и в спектрах рассеянного излучения, распространяющегося в обратном направлении (рассеяние “назад”). Интенсивность стоксовых спутников сравнима с интенсивностью возбуждающего излучения. Это свидетельствует о том, что соответствующее стоксово неупругое рассеяние в данном случае носит вынужденный (индуцированный) характер.

Наблюдаемый стоксов сдвиг в спектрах ВГР можно объяснить как результат возбуждения пульсирующих колебаний гигагерцового диапазона глобул искусственных опалов под действием импульсов возбуждающего лазерного излучения. Таким образом, в процессе ВГР происходила генерация интенсивных ($\sim 10^3 \text{ Вт/см}^2$) направленных акустических волн гигагерцового диапазона — скалярных акустических волн, характеризующихся распространением пульсаций плотности глобул искусственного опала в направлении, коллинеарном с направлением возбуждающего излучения. Отметим, что по типу поляризации скалярные акустические волны аналогичны соответствующим гравитационным волнам, характеризующимся пульсирующим изменением метрического тензора в физическом вакууме. В связи с этим представляет интерес установление взаимосвязи характеристик скалярных акустических волн с гравитационными характеристиками материальных объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y a b l o n o v i t c h E. // Phys. Rev. Lett. – 1987. – No. 58. – P. 2059.

2. John S. // Phys Rev. Lett. – 1987. – No. 58(2). – P. 486.
3. Astratov V. N., Bogomolov V. N., Kaplyanskii A. A., Prokofiev A. V., Samoiloich L. A., Samoilovich S. M., Vlasov Yu. A. // Nuovo Cimento. – 1995. D 17, 1349.
4. Gorelik V. S., Zlobina L. I., Sverbil P. P., Fadyushin A. B., Chervyakov A. V. // J. of Russian Laser Research. – 2005. – No. 26. – P. 211.
5. Vladimir S. Gorelik, Anna D. Kudryavtseva and Nikolay V. Chernega. Stimulated Raman scattering in three-dimensional photonic crystals // J. of Russian Laser Research. – 2008. – Vol. 29. – No. 6. – P. 551–557.
6. Gorelik V. S. Optics of globular photonic crystals // Laser Physics. – 2008. – Vol. 18. – No 12. – P. 1479–1500.
7. Gorelik V. S. Linear and nonlinear optical phenomena in nanostructured photonic crystals, filled by dielectrics or metals // J. Applied Phys. – 2010. – Vol. 49. – P. 33007.
8. Kuk M. H., Lim H. S., Ng S. C., Liu N. N., Wang Z. K. Brillouine study of the quantization of acoustic modes in nanospheres // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – P. 255502.

Статья поступила в редакцию 7.06.2010

Владимир Семенович Горелик окончил Московский физико-технический институт в 1965 г. Д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Заслуженный деятель науки Российской Федерации. Заведующий лабораторией “Комбинационное рассеяние” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

V.S. Gorelik graduated from the Moscow Institute of Physics and Technology in 1965. D. Sc. (Phys.-Math.), professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Honored Scientist of the Russian Federation. Head of “Combinational Scattering” laboratory of the Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences.

Анна Дмитриевна Кудрявцева — канд. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник лаборатории “Когерентная оптика” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

A.D. Kudryavtseva — Ph. D. (Phys.-Math.), leading researcher of “Coherent Optics” laboratory of the Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences.

Николай Владимирович Чернега — канд. физ.-мат. наук, заведующий лабораторией “Когерентная оптика” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

N.V. Chernega — Ph. D. (Phys.-Math.), head of “Coherent Optics” laboratory of the Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences.

Мария Вячеславовна Тареева — аспирант лаборатории “Когерентная оптика” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

M.V. Tareeva — post-graduate of “Coherent Optics” laboratory of the Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences.