

АППАРАТУРА И МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 535.4, 535.016, 535.361, 535.393

Связанные оптические резонансы в диэлектрической микросфере. Физический концепт миниатюрного оптического датчика давления

Ю.Э. Гейнц^{✉ 1}, И.В. Минин^{2,3}, О.В. Минин^{2,3*}

¹ *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

² *Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, ул. Ленина, 30*

³ *Сибирский государственный университет геосистем и технологий
630108, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10*

Поступила в редакцию 31.03.2022 г.;
после доработки 25.04.2022 г.;
принята к печати 15.05.2022 г.

Оптический резонанс внутреннего поля диэлектрической микрочастицы возникает при настройке частоты падающей световой волны на частоту одной из собственных мод частицы и приводит к резкому подъему интенсивности и локализации поля вблизи поверхности с образованием кольцевых периодических структур в форме стоячих волн, так называемых мод «шепчущей галереи» (МШГ).

В работе теоретически рассмотрен случай помещения микросферы вблизи гибкой отражающей мембраны, которая выполняет функцию датчика внешнего давления. При этом за счет отражения от зеркальной мембраны происходит двойное возбуждение МШГ сферы прямым и отраженным назад излучением, которое затем интерферирует в объеме микрочастицы. Оптическая интенсивность результирующего поля МШГ несет информацию о положении гибкой нагруженной мембраны, что позволило нам разработать физический концепт нового миниатюрного полностью оптического датчика давления. Показано, что чувствительность такого датчика зависит от добротности возбуждающихся резонансных мод, геометрических и механических параметров гибкой мембраны. Важные преимущества предлагаемого датчика – миниатюрность дизайна (размеры датчика определяются диаметром гибкой мембраны), а также бесконтактный тип размещения сенсора давления.

Ключевые слова: оптический резонанс, оптический сенсор давления, моды «шепчущей галереи», отражение волн, интерференция волн, мезоволновая частица; optical resonance, optical pressure sensor, whispering gallery modes, wave reflection, optical wave interference, mesowavelength particle.

Введение

Классический датчик давления по физической сути является преобразователем приложенного на его чувствительный элемент давления в измеряемый с помощью соответствующего прибора электрический, акустический, микроволновой или оптический сигнал. Датчики давления активно изучаются из-за их широкого применения в механической, электротехнической и биомедицинской инженерии [1]. Отдельную подгруппу составляют оптические датчики, использующие высокодобротные собственные резонансы – моды «шепчущей галереи» (МШГ), возбуждаемые в симметричных диэлектрических структурах [2–5]. Внутреннее оптическое

поле МШГ характеризуется множеством пиков с перепадом интенсивности в несколько порядков величины и сконцентрировано вблизи поверхности диэлектрического микрорезонатора [6]. МШГ обычно имеют высокую добротность ($> 10^3$) и, следовательно, узкую спектральную ширину. Существование МШГ было подтверждено экспериментально по наличию пиков в спектре упругого и вынужденного рассеяния от сферических микрочастиц [7, 8].

Принцип действия сенсоров давления на эффекте МШГ, как правило, заключается в изменении пропускания специальной оптической линии (оптического волокна круглого или прямоугольного сечения), использующейся для возбуждения и приема сигнала резонатора МШГ, при сканировании частоты возбуждения перестраиваемым лазером. В пределах спектрального контура МШГ пропускание волокна резко падает, что является индикатором настройки на резонанс. Любое механическое

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Игорь Владиленович Минин (prof.minin@gmail.com); Олег Владиленович Минин (oleg.minin@ngs.ru).

или тепловое воздействие на резонатор изменяет его характеристики и рабочую частоту МШГ, что детектируется с помощью спектрометра. По величине спектрального смещения МШГ можно судить об уровне механической нагрузки на резонатор. Оптические датчики на МШГ в принципе невосприимчивы к электромагнитным помехам и, следовательно, могут иметь более низкий уровень паразитных колебаний (по сравнению с широко распространенными MEMS аналогами). Наличие механического контакта чувствительного к внешней нагрузке датчика (мембраны) и оптического резонатора (микросферы), что характерно для конструкций традиционных датчиков давления на МШГ, ограничивает сферу их применения.

В практических приложениях возбуждение МШГ в микрочастицах различных геометрических форм осуществляется затухающими электромагнитными полями с помощью сопряженного с микроструктурой конического волокна или призмы. Однако МШГ также могут эффективно возбуждаться и при освещении микрочастицы прямым излучением [9]. Преимущество такого способа в том, что он не требует точного позиционирования элемента, передающего оптическое излучение (волокно, призма), и резонатора МШГ. Важно, что эффективность возбуждения МШГ в микрочастице прямым излучением можно существенно повысить, используя различные приемы, например боковое освещение структурированным сфокусированным пучком [10] или эффект рассеяния Ми при размещении резонатора около отражающей подложки [11].

В [12] путем численного моделирования было показано, что возбуждение МШГ в диэлектрической сфере, расположенной вблизи плоской диэлектрической подложки, характеризуется заметным уширением резонансов, снижением их интенсивности и смещением по частоте при приближении частицы к подложке. При этом ТМ-резонансные моды всегда имеют красное смещение, а ТЕ-моды могут смещаться в красную и синюю области спектра при повышении оптического контраста подложки. В [13] численно исследованы закономерности рассеяния света сферической частицей вблизи диэлектрической подложки и установлена сильная зависимость амплитуды и фазовой диаграммы рассеяния от величины промежутка между сферой и подложкой. С использованием теории виртуальных изображений и зеркальных токов в [14] представлено экспериментальное доказательство фотонного взаимодействия между диэлектрическим кварцевым (Si) нанорезонатором и его изображением за плоским золотым зеркалом. Показано, что сечение рассеяния кремниевой резонансной полости усиливается при расположении рядом с металлическим зеркалом. Аналогичные результаты приведены в экспериментальной работе [15] по флуоресценции красителя (Nile blue) полем МШГ в SiO₂-микросфере диаметром 3 мкм. Сфера размещалась на золотой подложке (зеркале), на которую и был нанесен флуорофор. Показано, что за счет контакта с металлом происходит рас-

щепление азимутальных мод и многократный подъем интенсивности МШГ. Интересно, что эффект отражающей подложки также проявляется в нелинейно-оптических взаимодействиях, например при генерации третьей гармоники из Si-нанодиска [16].

В настоящей работе мы предлагаем новый концептуальный дизайн миниатюрного сенсора давления, основанного на эффекте возбуждения МШГ в диэлектрической микросфере размером порядка длины волны излучения (мезоволновая частица). Особенности предлагаемого дизайна — это сам способ возбуждения высокодобротных собственных резонансов (прямое освещение) и бесконтактный тип размещения чувствительного к давлению элемента — гибкой зеркальной мембраны. При этом за счет наличия у мембраны оптического отражения происходит двойное возбуждение МШГ сферы сначала прямым, а затем отраженным излучением. Оптическая интенсивность результирующего поля МШГ определяется результатом интерференции прямой и отраженной МШГ и зависит от положения гибкой нагруженной мембраны. С использованием FEM-моделирования (Finite element method) мы произвели расчет такого датчика для сферы из окиси титана радиусом 2 мкм при возбуждении в ней МШГ и показали высокую чувствительность предложенного концепта к давлению на отражающую мембрану.

1. Компьютерное моделирование возбуждения связанных МШГ в диэлектрической микросфере

Для возбуждения в микросфере интерферирующих (в дальнейшем — связанных) резонансных МШГ рассмотрим следующую геометрию (рис. 1, *a*). Диэлектрическая микрочастица, представляющая собой микросферу радиусом R в несколько оптических длин волн λ и показателем преломления n , помещается вблизи отражающей металлической пластинки, играющей роль глухого зеркала, и освещается с обратной стороны плоской электромагнитной волной. Заметим, что в качестве плоского зеркала может использоваться также диэлектрик с высоким показателем преломления в ближнем ИК-диапазоне, например кристаллический кремний (Si) [17] с $n \approx 4,5$ в видимой части спектра при достаточно низком уровне поглощения [18] (при таком показателе преломления коэффициент отражения близок к коэффициенту отражения от металлического зеркала в видимой области спектра).

Электродинамическая задача о дифракции оптической волны на диэлектрической частице моделировалась с помощью пакета COMSOL Multiphysics (ver. 5.2a) в осесимметричной пространственной геометрии. Циркулярно поляризованная плоская оптическая волна, освещающая микрочастицу, имела начальную амплитуду E_0 и распространялась в направлении волнового вектора \mathbf{k} по нормали к плоскости зеркала. Вся фотонная структура для определенности располагалась в воздухе и окружа-

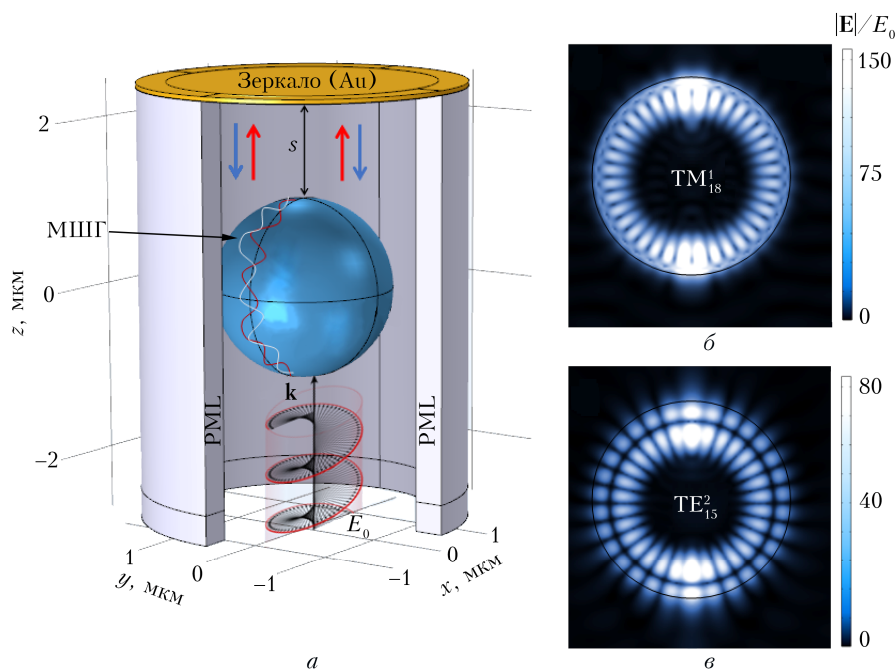


Рис. 1. Численная модель (COMSOL) двойного возбуждения МШГ в диэлектрической (TiO_2) микросфере (R , n), помещенной в воздухе вблизи плоской золотой мембраны и освещенной плоской оптической волной (\mathbf{k}) с круговой поляризацией (а). Показана область идеально поглощающих слоев (PML), синие и красные стрелки обозначают рассеянные и отраженные волны соответственно. Норма электрического поля $|\mathbf{E}|/E_0$ в главном сечении микросферы при возбуждении различных МШГ (б, в) (цв. рисунок см. <http://iao.ru/ru/content/vol.35-2022/iss.08>)

лась системой поглощающих цилиндрических слоев (PML) для реализации условий свободного излучения на внешних границах домена. Для дискретизации области расчета использовалась адаптивная пространственная сетка из тетраэдральных элементов с минимальным и максимальным размерами $\lambda/50$ и $\lambda/15$ соответственно, обеспечивающая автоматическое сгущение сеточных ячеек в областях с большим градиентом диэлектрической постоянной. При этом суммарное число степеней свободы, для которых производился расчет по всему моделируемому пространству, было порядка $5 \cdot 10^5$.

При выполнении условий резонанса с одной из высокооборотных МШГ в микрочастице возбуждалась резонансная конфигурация оптического поля в пространственной форме эквидистантно расположенных вдоль поверхности пиков амплитуды. Благодаря наличию зеркала рассеянная на частице оптическая волна не покидала область моделирования, а из-за отражения от зеркала распространялась назад к микрочастице и вторично возбуждала ту же собственную моду. Интерференция полей прямой и зеркально отраженной резонансных мод, в зависимости от соотношения их фаз, приводила к усилению или подавлению связанных МШГ.

Для примера на рис. 1, б, в показано распределение нормы электрического поля $|\mathbf{E}|/E_0$ двух МШГ диэлектрической сферы, отличающихся поляризацией поля, а также азимутальным m и радиальным индексами l (TM_m^l , TE_m^l). Для возбуждения собственных мод была взята сфера из диоксида титана

(TiO_2) с показателем преломления $n = 2,45$ в ближней спектральной ИК-области и радиусом $R = 2$ мкм. При этом резонансные длины волн составляли $\lambda_{ml} = 1,3078562$ мкм (TM_{18}^1) и $1,30902$ мкм (TE_{15}^2) соответственно, что давало значение безразмерного параметра Ми $\rho = 2\pi R/\lambda_{ml} \approx 10 \approx 3\pi$. Расчет проводился без учета зеркала.

Как отмечено выше, резонанс внутреннего поля частицы возникает при настройке частоты падающей световой волны на частоту одной из собственных мод частицы. В этом случае происходит перестройка пространственной структуры внутреннего поля, приводящая к резкому подъему интенсивности и локализации поля вблизи поверхности сферической частицы с образованием кольцевых периодических структур в форме стоячих волн. С точки зрения геометрической оптики эти приповерхностные резонансные моды соответствуют устойчивым конгруэнциям преломленных сферической поверхностью световых лучей при выполнении для них условия полного внутреннего отражения [19]. Эти лучи как бы захватываются частицей и, распространяясь вдоль ее поверхности, образуют замкнутую область, ограниченную с одной стороны внутренней каустикой, а с другой — поверхностью частицы.

Если обратиться к рис. 1, б, в, то становится ясен физический смысл модовых индексов. Так, номер моды m равен деленному пополам числу максимумов внутреннего поля по азимутальному углу φ , а порядок моды l соответствует числу колец

в радиальном направлении. Подобный вид поля МШГ является также прямым следствием теории рассеяния Ми, в рамках которой внутреннее и внешнее электромагнитные поля представляются в форме бесконечного разложения по системе собственных мод частицы – рядов Ми [20]. В рамках теории Ми выражение, например, для поля внутри сферической частицы, освещенной плоской оптической волной, имеет вид

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{E_0}{2kr} \sum_{m=1}^{\infty} \{c_m \mathbf{M}_{1m}(\theta, \varphi) \psi_m(kr) + d_m \nabla[\mathbf{M}_{1m}(\theta, \varphi) \psi_m(kr)]\} + \text{к.с.} \quad (1)$$

Здесь k – волновое число внутри частицы; \mathbf{M}_{1m} – сферические вектор-гармоники, заданные в сферической системе координат $\mathbf{r} = \{r, \theta, \varphi\}$; ψ_m – сферические функции Рикатти–Бесселя; c_m, d_m – амплитуды парциальных гармоник; к.с. – комплексно-сопряженный член.

При собственном резонансе $\lambda = \lambda_{ml}$ из всего ряда Ми (1) начинает доминировать только одно слагаемое с соответствующей поляризацией и номером моды [8]. При этом основная энергия поля внутри частицы сосредотачивается в объеме резонансной моды и в областях фокусировки падающей световой волны, связанных между собой кольцевой структурой моды. Пространственная форма этой структурной моды поля полностью определяется угловым профилем соответствующей вектор-гармоники, т.е. $|\mathbf{E}_m(\theta)| \propto |\mathbf{M}_{1m}(\theta)|$ для ТМ-мод и $|\mathbf{E}_m(\theta)| \propto |\partial_\theta \mathbf{M}_{1m}(\theta)|$ для мод ТЕ-поляризации. Согласно определению сферические вектор-гармоники выражаются через присоединенные полиномы Лежандра, которые на поверхности единичной сферы дают семейство эквидистантных пиков амплитуды поля, подобных тем, что показаны на рис. 1. Причем локализация поля МШГ в радиальном направлении обеспечивается сферической функцией Бесселя соответствующего азимутального индекса m или ее производной по r .

Рассмотрим ситуацию с возбуждением в сферической микрочастице связанных МШГ при помещении ее вблизи плоского зеркала. В этом случае происходит интерференция резонансных мод, возбуждающихся в частице оптической волной при распространении в прямом и обратном направлениях (красные и синие стрелки на рис. 1, а). Для нескольких выбранных резонансных мод рис. 2, а показывает зависимость максимальной интенсивности МШГ E_{\max}^2 от нормированного расстояния s/R между поверхностью зеркала и частицы. Во всех рассмотренных случаях интенсивность результирующей двукратно возбужденной резонансной моды независимо от ее модовых индексов вдали от зеркала демонстрирует периодическую последовательность максимумов и минимумов при изменении промежутка s . Поскольку для каждой из рассмотренных МШГ резонансная длина волны λ_{ml} имеет разное значение, пространственные координаты экстремумов интенсивности также будут различными.

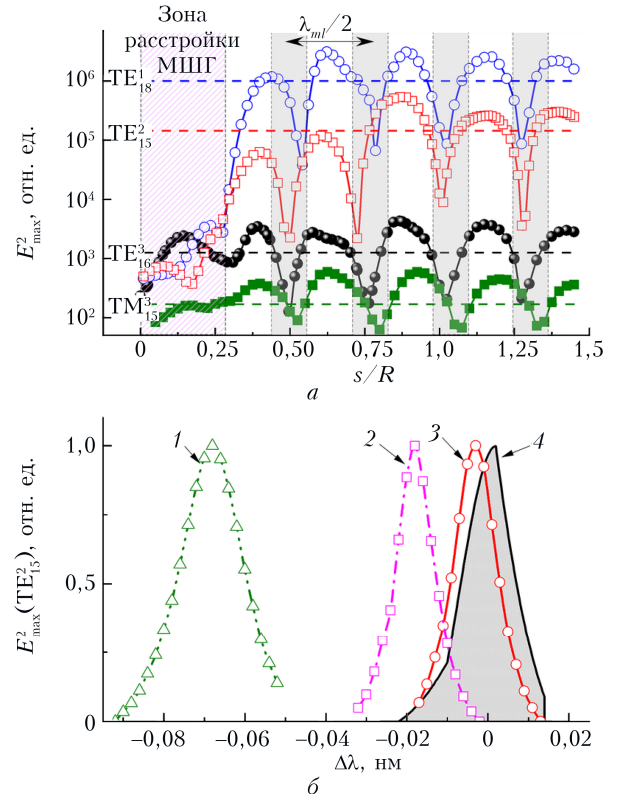


Рис. 2. Пиковая интенсивность E_{\max}^2 в МШГ, возбуждающихся в TiO_2 -микрофере с $R = 2$ мкм, в зависимости от расстояния s до золотого плоского зеркала (а). Интенсивность МШГ без зеркала показана штриховыми линиями соответствующего цвета. Резонансный контур TE_{15}^2 -моды ($\lambda = 1,30902$ мкм) на различном удалении от металлического зеркала: $s = 0,3$ (1); $0,5$ (2); $1,1$ (3) и $1,6$ мкм (4) (б)

Однако всегда соблюдается условие стоячей волны, задающее чередование максимумов и минимумов на промежутке полуволны $\lambda_{ml}/2$ (показан на рис. 2 затонированными областями).

Важно, что при синхронизации фаз между «встречными» МШГ возбуждение результирующей собственной моды происходит скратно большей интенсивностью, чем в классической ситуации однонаправленного освещения частицы плоской волной или широким пучком. Величина E_{\max}^2 в этом случае показана на рис. 2, а горизонтальными штриховыми линиями для каждой МШГ. Поскольку структура отраженной от зеркала оптической волны, которая возбуждает «отраженную» резонансную моду, будет искажена рассеянным на частице полем (уже не плоская волна), интерференционное усиление интенсивности МШГ при синхронизации фаз попутной и отраженной МШГ оказывается сниженным в 2,5–3 раза, а не в 4, как в классической стоячей волне. Аналогично деструктивная интерференция связанных МШГ также не приводит к полному гашению поля собственной моды ($E_{\max}^2 > 0$).

Непосредственно вблизи зеркала, на расстояниях $s - \lambda_{ml}/2$, наблюдается резкое снижение амплитуды возбуждаемых резонансов в частице, особенно заметное для высокодобротных МШГ. Как было

показано в [12], здесь работает эффект смещения резонансной линии при возбуждении связанной моды около отражающей подложки. Этот эффект иллюстрирует рис. 2, б, на котором показаны результаты расчета спектрального контура собственного резонанса TE_{15}^2 -моды при приближении микросферы к золотому зеркалу. По оси абсцисс отложена частотная расстройка $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{ml}$ от частоты «невозмущенной» МШГ λ_{ml} , а сами значения интенсивности резонанса для наглядности нормированы на свой максимум. Как следует из рис. 2, б, в случае высокоотражающей металлической подложки реализуется не только синее смещение резонансной линии, но и уширение резонансного контура собственной моды. Следовательно, если предположить, что регистрация эмиссии МШГ производится на длине волны λ_{ml} , то интенсивность сигнала будет постепенно ослабевать вследствие ухода резонанса в коротковолновую область спектра. В следующем разделе мы покажем, как можно использовать этот эффект для конструирования миниатюрного датчика давления исследуемой среды.

2. Физический концепт датчика давления на эффекте связанных МШГ

Принцип работы прототипа датчика давления показан на рис. 3. Он основан на эффекте интерференции резонансных МШГ, возбуждаемых в диэлектрической сферической микрочастице (или микроцилиндре) прямым и отраженным от гибкого зеркала (отражающей мембраны) оптическим излучением. При этом, как следует из предыдущего раздела, интерференция МШГ может носить конструктивный или деструктивный характер в зависимости от разности фаз возбуждающих МШГ волн, что приведет к изменению амплитуды результирующего резонансного поля в частице. В свою очередь, разность фаз прямой и отраженной волн зависит от величины прогиба зеркальной мембраны, возникающей под действием избыточного давления анализируемого вещества, находящегося с обратной стороны зеркала датчика.

Если внутри частицы, в объеме, занятом резонансной модой, поместить квантовые излучатели (КИ) типа квантовой точки [21], спайзера [22] или наночастиц с флуоресцирующим веществом [23–25], то интенсивность их свечения, принимаемая фотоприемником, также будет изменяться в зависимости от прогиба чувствительной зеркальной мембраны. Можно выбрать такой диапазон прогиба мембраны, чтобы функциональная связь между интенсивностью эмиссии КИ и прогибом зеркала была однозначной, что позволит восстановить измеряемое избыточное давление. Другой способ регистрации оптического сигнала – прием рассеянного излучения непосредственно из МШГ с помощью системы конических зеркал [26].

Рассмотрим следующий возможный дизайн датчика давления на эффекте связанных МШГ. Датчик (см. рис. 1, а) состоит из диэлектрической мик-

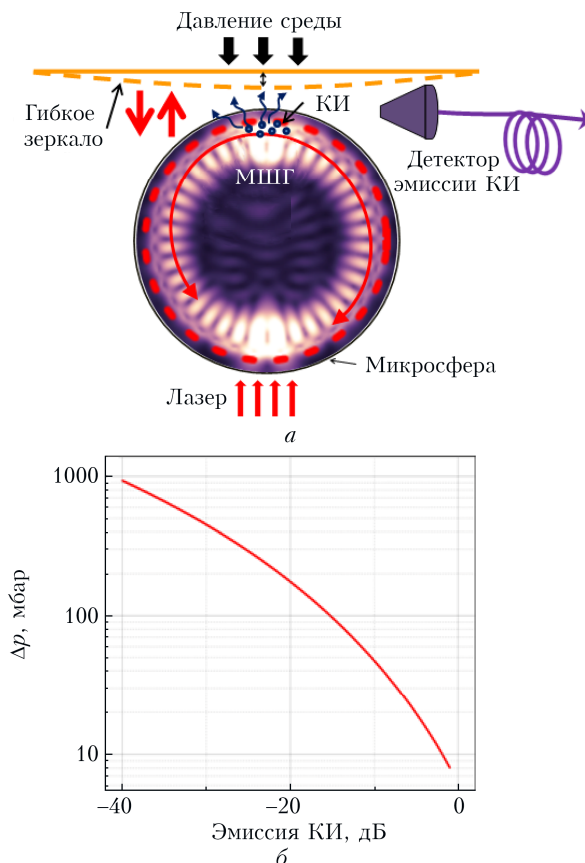


Рис. 3. Принципиальная схема (а) и рабочая характеристика (б) оптического датчика давления на основе двойного возбуждения МШГ

росферы, жестко закрепленной внутри цилиндра, один из торцов которого имеет оптическое окно, а другой закрыт гибкой (металлической) мембраной с высоким коэффициентом отражения излучения в рабочем диапазоне длин волн (оптический, терагерцовый и т.д.). Микросфера может быть изготовлена из любого диэлектрического материала и легирована каким-либо излучающим наноагентом, например квантовыми точками, который преобразует высоколокализованное поле МШГ в уходящее излучение, принимаемое на фотодетектор посредством сенсора с использованием конического оптоволокна. Сам цилиндрический датчик может быть смонтирован в микроканал, по которому подается исследуемое вещество.

Через оптическое окно микросфера освещается излучением на длине волны одного из ее собственных резонансов. В нормальных условиях при отсутствии разности давлений внутри цилиндра с микросферой и микроканалом с анализируемым веществом ($\Delta p = 0$) гибкая отражающая мембрана датчика имеет плоскую форму, и сигнал эмиссии квантовых излучателей из зоны МШГ будет максимальным (рис. 4, а). При избыточном давлении в канале ($\Delta p > 0$) мембрана будет прогибаться внутрь датчика, что приведет к падению интенсивности связанной МШГ и аналогичному снижению эмиссии

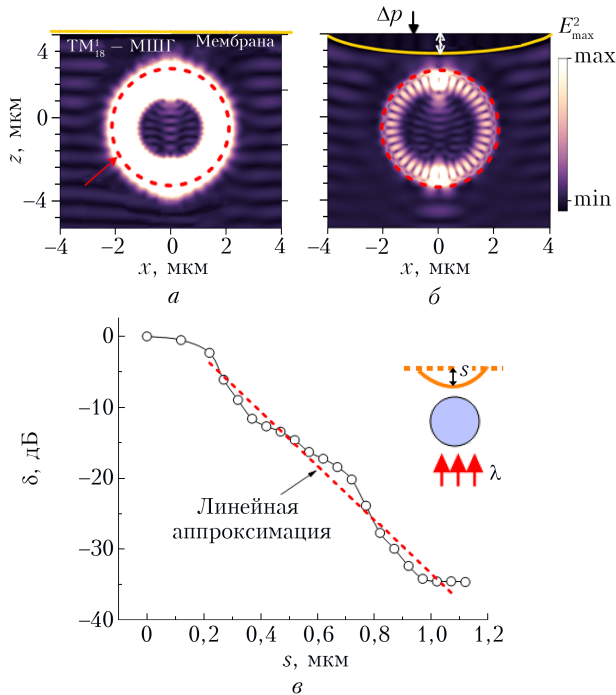


Рис. 4. Пример действия предлагаемого датчика давления на основе МШГ. Пространственный профиль интенсивности МШГ TM_{18}^1 в TiO_2 -микросфере (радиус 2 мкм, $n = 2,45$) при $s = 0$ (а) и 0,8 мкм (б); зависимость интенсивности МШГ от s (в)

квантовых излучателей, принимаемой фотодетектором (рис. 4, б). По полученной из численных расчетов зависимости интенсивности МШГ от стрелки прогиба зеркала s (см. рис. 4, в) можно рассчитать избыточное давление на мембрану. Здесь приведена относительная величина максимальной интенсивности результирующей МШГ $\delta = E_{\max}^2(s)/E_{\max}^2(s=0)$, показывающая ослабление поля собственной моды при прогибе зеркальной мембраны.

Следует отметить, что изменение интенсивности МШГ при обратном прогибе отражающей мембраны (в сторону микроканала), возникающем при дефиците давления ($\Delta p < 0$), оказывается менее чувствительным к величине s по причине осцилляционного характера зависимости E_{\max}^2 от расстояния до зеркальной подложки с периодом полуволны собственной моды (см. рис. 2, а). Это ограничивает использование предлагаемого конструктива только случаем избыточного давления в микроканале.

Можно также предложить использовать в качестве индикатора прогиба мембраны не интенсивность, а $\Delta\lambda$ (см. рис. 2, б). Однако обычно добротность МШГ, возбуждающихся в сферической частице, достаточно высока и составляет более 10^3 (см. рис. 1). Вследствие этого спектральная ширина резонанса и величина его смещения составляют доли нанометра, что требуется для регистрации аппаратуры с высоким спектральным разрешением.

Для расчета прогиба центра плоской мембраны, закрепленной по контуру цилиндра, под действием на нее избыточного давления воспользуемся результатами нелинейной теории изгиба гибких пласти-

нок [27, 28]. Согласно этой теории для круглой мембраны диаметром D и толщиной h связь между s и Δp вычисляется из решения кубического уравнения

$$\frac{(\Delta p)D^4}{16\epsilon h^4} = \frac{16}{3(1-\mu^2)} \frac{s}{h} + \frac{6}{7} \left(\frac{s}{h}\right)^3. \quad (2)$$

Здесь ϵ , μ – модуль упругости Юнга и коэффициент Пуассона материала мембраны. Результаты расчета по выражению (2) при условии $h = 100$ нм и мембраны, изготовленной из золотой фольги ($\epsilon = 80$ ГПа, $\mu = 0,44$), приведен на рис. 5, а. Теперь, используя полученную из численного моделирования зависимость интенсивности МШГ от прогиба зеркала (рис. 5, в), можно построить рабочую характеристику предлагаемого датчика давления. Такая характеристика для TM_{18}^1 -моды сферы показана на рис. 5, б для трех различных диаметров сенсора. Как видно, изменением параметра D возможно существенно сдвинуть диапазон регистрируемых величин давления.

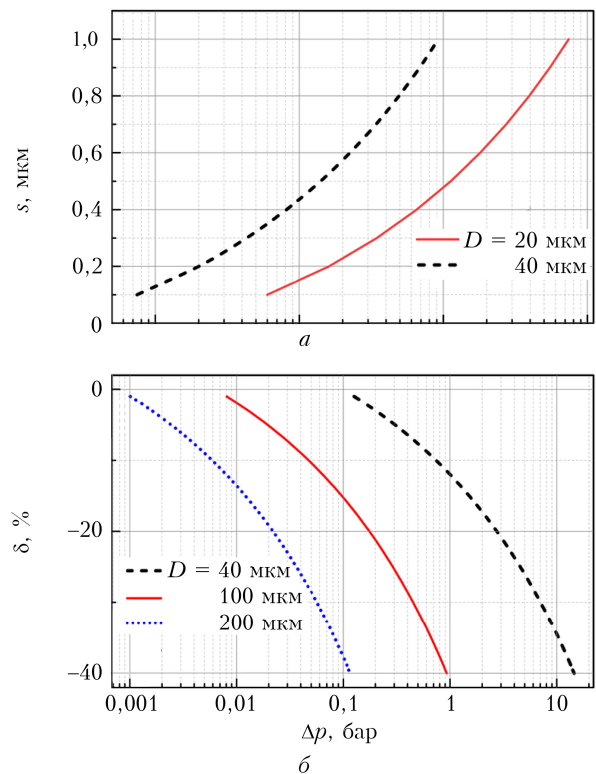


Рис. 5. Рабочие характеристики датчика давления на TM_{18}^1 МШГ с различным диаметром D отражающей мембраны: прогиб мембраны s ($h = 100$ нм) (а) и расчетное падение интенсивности δ возбуждающейся МШГ в зависимости от избыточного давления Δp среды (б)

Следует отметить, что чувствительность предлагаемого датчика давления, помимо механических свойств гибкой мембраны, будет определяться типом собственного резонанса, возбуждаемого в частице. Как видно из сравнения профилей интенсивности собственных мод на рис. 1, б и в, с повышением

порядка l моды происходит снижение поля МШГ в объеме сферы. Последний эффект кардинально влияет на чувствительность связанных МШГ к расстоянию от зеркала. Как показывает моделирование, при возбуждении в микросфере TE_{15}^2 -моды заметные (> 2 дБ) изменения в интенсивности МШГ появляются только при стрелке прогиба мембраны $s > 0,3$ мкм. Для сравнения: для более высокочастотной моды TE_{18}^1 этот порог составляет $s > 0,15$ мкм (см. рис. 2).

При работе с высокочастотными МШГ (добротность $\sim 10^5$) оцененная чувствительность предлагаемого датчика по избыточному давлению составляет от 3,2 дБ/кПа для $D = 200$ мкм и 25 дБ/кПа для $D = 40$ мкм. Заметим, что конфигурация датчика специально не оптимизировалась, и его чувствительность можнократно улучшить, если выбрать более крупную микросферу с более высокочастотной «рабочей» МШГ, а также использовать более оптимальный материал для отражающей мембраны, например коммерческий пластик с металлическим напылением, имеющий на порядок меньшие значения модуля Юнга.

Заключение

Рассмотрены закономерности возбуждения собственных высокочастотных оптических резонансов в диэлектрической микросфере, помещенной вблизи отражающей поверхности. Установлено, что за счет отражения от зеркала происходит двойное возбуждение связанных резонансных мод частицы прямым и отраженным назад излучением, которое интерферирует в объеме микрочастицы, приводя к модуляции интенсивности результирующей собственной моды. Представлен физический концепт миниатюрного полностью оптического датчика давления, основанного на возбуждении связанных МШГ в диэлектрической микрочастице. В отличие от известных аналогов принцип работы предлагаемого датчика основан на регистрации амплитуды (интенсивности) МШГ, а не ее спектрального положения. Чувствительным к давлению элементом датчика является гибкая зеркальная мембрана, которая отражает падающее оптическое излучение назад к частице, способствуя интерференции прямой и отраженной резонансных мод в ее объеме. По изменению амплитуды результирующего поля МШГ можно определить прогиб зеркальной мембраны и рассчитать давление анализируемого вещества. Чувствительность датчика зависит от добротности возбуждающихся резонансных мод, радиуса гибкой мембраны и ее упругих характеристик. Важное преимущество предлагаемого сенсора — его миниатюрность, поскольку его максимальные размеры определяются главным образом диаметром чувствительной мембраны. Это позволяет использовать предлагаемый концепт в устройствах микрофотоники, микрофлюидики, «лабораториях на чипе», оптических микрофонах [29] и т.д.

Следует отметить, что достаточно узкая спектральная ширина линии рабочей МШГ предлагаемо-

го датчика на практике может усложнить настройку на оптический резонанс при использовании в качестве источника непрерывных лазеров. Для возбуждения целевой МШГ в микрочастице можно использовать импульсное лазерное излучение, например пикосекундное или фемтосекундное, имеющее достаточно большую ширину линии генерации, чтобы захватить резонансный контур собственной моды [30, 31].

Финансирование. Исследования проведены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН и при поддержке программы развития ТПУ.

Список литературы

1. Boyd R.W., Heebner J.E. Sensitive disk resonator photonic biosensor // *Appl. Opt.* 2001. V. 40. P. 5742–5747.
2. Ward J., Benson O. WGM microresonators: sensing, lasing and fundamental optics with microspheres // *Laser Photon. Rev.* 2011. V. 5. P. 553–570. DOI: 10.1002/lpor.201000025.
3. Foreman M.R., Swaim J.D., Vollmer F. Whispering gallery mode sensors // *Adv. Opt. Photon.* 2015. V. 7. P. 168–240. DOI: 10.1364/AOP.7.000168.
4. Zheng Y., Wu Z.F., Shum P.P., Xu Z.L., Keiser G., Humbert G., Zhang H., Zeng Sh., Dinh X.Q. Sensing and lasing applications of whispering gallery mode microresonators // *Opt.-Electron. Adv.* 2018. V. 1. P. 180015.
5. Ali A.R. Micro-optical vibrometer/accelerometer using dielectric microspheres // *Appl. Opt.* 2019. V. 58. P. 4211–4219. DOI: 10.1364/AO.58.004211.
6. Conwell P.R., Barber P.W., Rushforth C.K. Resonant spectra of dielectric spheres // *J. Opt. Soc. Am.* 1984. V. A 1. P. 62–67.
7. Benner R.E., Barber P.W., Owen J.F., Chang R.K. Observation of structure resonances in the fluorescence spectra from microspheres // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44. P. 475–478.
8. Chylek P. Resonance structure of Mie scattering: Distance between resonances // *J. Opt. Soc. Am.* 1990. V. A 7. P. 1609–1613.
9. Cai L., Pan J., Hu S. Overview of the coupling methods used in whispering gallery mode resonator systems for sensing // *Opt. Lasers Engin.* 2020. V. 127. P. 105968. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2019.105968.
10. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Эффективность возбуждения резонансных пространственных конфигураций внутреннего оптического поля сферических микрочастиц фокусированными лазерными пучками // *Оптика атмосф. и океана.* 2000. Т. 13, № 5. С. 447–456.
11. Bobbert P.A., Vlieger J. Light scattering by a sphere on a substrate // *Physica.* 1986. V. 137A. P. 209–242.
12. Liu C., Wiegel T., Schweiger G. Structural resonances in a dielectric sphere on a dielectric surface illuminated by an evanescent wave // *Opt. Commun.* 2000. V. 185. P. 249–261.
13. Luk'yanchuk B.S., Zheng Y.W., Lu Y.F. Laser cleaning of solid surface: Optical resonance and near-field effects // *Proc. SPIE.* 2000. V. 4065. P. 576–587.
14. Xifre-Perez E., Shi L., Tuzer U., Fenollosa R., Ramiro-Manzano F., Quidant R., Meseguer F. Mirror-image-induced magnetic modes // *ACS Nano.* 2012. V. 7, N 1. P. 664–668. DOI: 10.1021/nn304855t.

15. Vasista A.B., Tiwari S., Sharma D.K., Chaubey Sh.K., Pavan Kumar G.V. Vectorial fluorescence emission from microsphere coupled to gold mirror // *Adv. Opt. Mater.* 2018. V. 6. P. 1801025.
16. Yao J., Yin Y., Ye L., Cai G., Liu Q.H. Enhancing third-harmonic generation by mirror-induced electric quadrupole resonance in a metal–dielectric nanostructure // *Opt. Lett.* 2020. V. 45, N 20. P. 5864–5867. DOI: 10.1364/OL.400593.
17. Yue L., Yan B., Monks J., Dhama R., Wan Z., Minin O.V., Minin I.V. Photonic jet by a near-unity-refractive-index sphere on a dielectric substrate with high index contrast // *Ann. Phys.* 2018. V. 530, N 6. P. 1800032.
18. Aspnes D.E., Studna A.A. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV // *Phys. Rev.* 1983. V. B 27. P. 985–1009.
19. Roll G., Schweiger G. Geometrical optics model of Mie resonances // *J. Opt. Soc. Am.* 2000. V. A17. P. 1301–1311.
20. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
21. Huber T., Davanco M., Müller M., Shuai Y., Gazzano O., Solomon G.S. Filter-free single-photon quantum dot resonance fluorescence in an integrated cavity-waveguide device // *Optica*. 2020. V. 7. P. 380–385. DOI: 10.1364/OPTICA.382273.
22. Noginov M.A., Zhu G., Belgrave A., Bakker R., Shalaev V.M., Narimanov E.E., Stout S., Herz E., Suteewong T., Wiesner U. Demonstration of a spaser-based nanolaser // *Nature*. 2009. V. 460. P. 1110–1112. DOI: 10.1038/nature08318.
23. Lu D., Pedroni M., Labrador-Páez L., Marqués M.I., Jaque D., Haro-González P. Nanojet trapping of a single sub-10 nm upconverting nanoparticle in the full liquid water temperature range // *Small*. 2021. V. 17. P. 2006764. DOI: 10.1002/smll.202006764.
24. Sarkar A., Venkataraj R., Nampoore V.P.N., Kailasnath M. Silver nanoparticle assisted enhanced WGM lasing by silica microresonator // *Opt. Commun.* 2021. V. 494. P. 127045. DOI: 10.1016/j.optcom.2021.127045.
25. Grudinkin S.A., Dontsov A.A., Feoktistov N.A., Baranov M.A., Bogdanov K.V., Averkiev N.S., Golubev V.G. Whispering gallery modes in a spherical microcavity with a photoluminescent shell // *Semiconductors*. 2015. V. 49. P. 1369–1374. DOI: 10.1134/S1063782615100085.
26. Wienhold T., Kraemmer S., Bacher A., Kalt H., Koos C., Koeber S., Mappes T. Efficient free-space read-out of WGM lasers using circular micromirrors // *Opt. Express*. 2015. V. 23. P. 1025–1034. DOI: 10.1364/OE.23.001025.
27. Slezinger I.N. On the theory of flexible elastic plates // *Sov. Appl. Mech.* 1972. V. 8. P. 732–737. DOI: 10.1007/BF00886279.
28. Reddy J.N. *Theory and Analysis of Elastic Plates and Shells*. Florida: CRC Press, 2006. 568 p. DOI: 10.1201/9780849384165.
29. Li M., Wang Y., Tian M., Cheng J., Jiang X., Tan Y. A compact and highly sensitive voice-eavesdropping microresonator // *J. Lightwave Technol.* 2021. V. 39. P. 6327–6333.
30. Zemlyanov A.A., Geints Yu.E. Intensity of optical field inside a weakly absorbing spherical particle irradiated by a femtosecond laser pulse // *Opt. Spectrosc.* 2004. V. 96. P. 298–304.
31. Козлова Е.С., Котляр В.В. Моделирование резонансной фокусировки пикосекундного и фемтосекундного импульсов диэлектрическим микроцилиндром // *Компьютерная оптика*. 2015. Т. 39, № 3. С. 319–323.

Yu.E. Geints, I.V. Minin, O.V. Minin. Coupled optical resonances in a dielectric microsphere: physical concept of miniature optical pressure sensor.

Optical resonance of the internal field of a dielectric microparticle occurs when the frequency of the incident light is tuned to the frequency of one of the particle spatial eigenmodes which leads to a sharp increase in optical intensity and higher field localization near the particle rim providing the formation of annularly-periodic structures in the form of standing waves, the so-called “whispering gallery” modes (WGM). We theoretically consider the case where a dielectric microsphere is placed near a flexible light reflecting membrane, which acts as an external pressure sensor. In this case, due to reflection from the reflecting membrane, the WGMs of the sphere are excited twice by direct and reflected backward radiation, which then couples within the microparticle volume. The optical intensity of the resulting WGM carries enough information about the position of the flexible loaded membrane. This allows one to propose a physical concept of a new miniature all-optical pressure sensor. We show that the pressure sensitivity of such a sensor depends on the quality factor of the excited resonant mode, as well as the geometrical and mechanical parameters of the flexible membrane. Important advantages of the sensor proposed are the miniature design (the size of the sensor is determined by the diameter of the flexible membrane) and the non-contact type of the pressure sensor placement.