

Д.В. Апексимов, Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов

Частотно-импульсный режим возбуждения сферического микрорезонатора чирпированным ультракоротким лазерным излучением

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 29.08.2007 г.

Приведены результаты численного моделирования резонансного возбуждения внутреннего оптического поля прозрачных сферических микрочастиц при их облучении цугом ультракоротких лазерных импульсов. Установлено, что наиболее оптимальная настройка падающего излучения на заданный высокочастотный собственный резонанс частицы может быть осуществлена с помощью варьирования скважности следования импульсов в цуге в комбинации с линейной частотной модуляцией каждого импульса в цуге (чирпирование). Получены аналитические выражения, позволяющие рассчитать данные параметры в зависимости от длительности лазерного импульса и частотного положения возбуждаемого резонанса.

Введение

В последние годы активно развиваются миниатюрные высокочувствительные оптические устройства (оптические биодатчики [1], полимерное оптическое волокно [2], наноструктурные полупроводники [3], фотонные кристаллы [4], микролазеры [5]), основным элементом которых является оптический микрорезонатор, служащий для усиления и контролируемого преобразования электромагнитного излучения. Такой резонатор обычно исполняется в виде оптически прозрачной диэлектрической микрочастицы в форме сферы или цилиндра и имеет размеры много больше длины волны рабочего излучения. Принцип его действия основан на резонансном возбуждении так называемых мод «шепчущей галереи» (МШГ).

Моды «шепчущей галереи» являются подсемейством собственных электромагнитных колебательных мод резонатора и характеризуются чрезвычайно высокой добротностью ($> 10^5$), узким спектральным контуром, достаточно большими временами жизни (порядка наносекунд) и высокой степенью локализации оптического поля вблизи поверхности резонатора. Именно эти качества МШГ нашли применение в устройствах оптической микроэлектроники для частотной фильтрации, амплитудной модуляции лазерного излучения, оптической связи элементов, а также генерации лазерного излучения на новых длинах волн за счет нелинейных эффектов вынужденного комбинационного рассеяния, вынужденной флуоресценции, генерации гармоник. Собственные частоты МШГ определяются размером микрочастицы и ее оптическими свойствами.

При совпадении частоты падающей на частицу световой волны с частотой одной из ее собственных мод происходит резонансное возбуждение внутреннего оптического поля, причем его пространственно-временное распределение целиком определяется полем возбужденной моды.

Ключевым моментом для повышения эффективности работы микрорезонатора является достижение оптимального режима возбуждения МШГ оптическим излучением, что заключается в необходимости достаточно точной настройки на резонанс. Осуществить это требование при заданной геометрии резонатора варьированием частоты падающего излучения представляется не всегда возможным и удобным. Применение для этих целей ультракоротких лазерных импульсов с длительностью, лежащей в пико- и фемтосекундной временной шкале, позволяет использовать изначально широкий спектральный состав такого излучения и, следовательно, может облегчить настройку на резонанс выбранных МШГ [6].

Ранее теоретически было показано, что использование частотно-импульсного режима возбуждения сферического микрорезонатора цугом ультракоротких лазерных импульсов взамен освещения его одиночными моноимпульсами позволяет управлять данным процессом [7]. При соответствующем подборе скважности следования импульсов внутри частицы происходит синфазное сложение оптических полей от каждого импульса и появляется возможность проводить селективное возбуждение резонансных мод микрочастицы, собственные частоты которых попадают в спектральный контур излучения.

В настоящей статье предлагается дальнейшее развитие данной методики с точки зрения повышения эффективности резонансного возбуждения МШГ путем варьирования скважности следования световых импульсов в цуге в комбинации с линейной частотной модуляцией каждого импульса (чирпирование). Изменение глубины чирпирования приводит к перераспределению спектральной энергии внутри контура излучения, и, таким образом, появляется возможность сконцентрировать энергию вблизи нужных частотных интервалов (собственных частот МШГ).

Основные соотношения

Идея, лежащая в основе предлагаемой методики частотно-импульсного модулированного оптического возбуждения сферического микрорезонатора, качественно пояснена на рис. 1. Здесь приведены три спектральных контура плотности мощности падающего на микрорезонатор лазерного излучения $|S_{\omega}(\omega)|^2$, соответствующие одиночному гауссовскому (по времени) импульсу и цугу из десяти импульсов такой же длительности в отсутствие и при наложенной линейной частотной модуляции на каждый импульс.

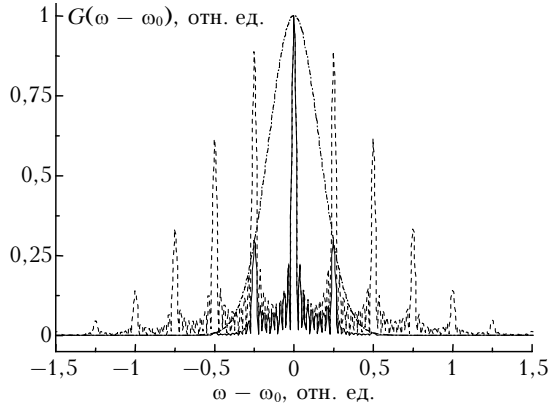


Рис. 1. Спектральные контуры гауссовского моноимпульса (штрихпунктирная кривая), цуга из 10 импульсов с частотной модуляцией (пунктирная) и без нее (сплошная)

Как видно, в отличие от гладкого гауссовского контура одиночного импульса спектральный контур цуга представляет собой функцию, состоящую из множества локализованных пиков (лепестков), частотное расстояние между которыми постоянно и определяется соотношением временного интервала следования импульсов и их длительности (скважность следования). Далее допустим, что реализуется ситуация нерезонансного возбуждения микрочастицы: $\omega_0 \neq \omega_n$, где ω_0 , ω_n — соответственно частоты падающего излучения и выбранной моды ШГ. Тогда, если скважность следования импульсов в цуге выбрать так, чтобы частота какого-либо из боковых лепестков спектра ω_j совпала с резонансной частотой микрочастицы ω_n , то передача световой энергии в эту моду будет происходить более оптимально, чем для моноимпульса.

Эффективность этого процесса напрямую зависит от величины спектральной энергии, заключенной в боковом лепестке спектра излучения, возбуждающем МШГ. Для немодулированного цуга импульсов, как следует из рис. 1, перепад максимумов спектральной интенсивности на центральной частоте $|S_{\omega}(\omega_0)|^2$ и на частоте, допустим, первого лепестка $|S_{\omega}(\omega_1)|^2$ достаточно большой и характеризуется величиной $\eta_1 = |S_{\omega}(\omega_0)|^2 / |S_{\omega}(\omega_1)|^2 \approx 3,8$. Если рассмотреть цуг из chirпированных импульсов при той же скважности следования, то данное отношение может быть существенно снижено и для показанных на рис. 1 контуров составит уже $\eta_1 \approx 1,2$. Следовательно, в этом случае можно говорить о более плав-

ном распределении максимумов спектральной энергии излучения по спектру и ожидать более эффективного возбуждения микрорезонатора.

Далее, получим функциональную связь параметра η с частотно-временными характеристиками падающего на частицу излучения и, прежде всего, с параметром глубины chirпирования. Для этого зададим временной профиль каждого импульса в цуге гауссовским контуром с длительностью t_p (по уровню e^{-1} по максимуму интенсивности):

$$f_j(t) = e^{-\frac{(t-t_j)^2}{2t_p^2}(1-ib)} e^{i\omega_0 t}, \quad j = 1, \dots, N_p.$$

Временная зависимость всего цуга из N_p равноотстоящих импульсов имеет вид

$$f(t) = \sum_{j=1}^{N_p} f_j(t). \quad (1)$$

Здесь $t_j = t_0 + (j-1)T$, T — интервал следования импульсов; b — параметр глубины линейной частотной модуляции, а параметр t_0 задает положение максимума первого импульса в цуге по шкале времен. Частота такого излучения в пределах каждого импульса линейно изменяется с течением времени по закону $\omega(t) = \omega_0 + bt/2t_p^2$.

Фурье-спектр зависимости (1), описывающий спектральный контур излучения, задается следующей функцией:

$$S_{\omega}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt = S_{\omega_0}(\omega - \omega_0) \sum_{j=1}^{N_p} e^{-i(\omega - \omega_0)t_j}, \quad (2)$$

где

$$S_{\omega_0}(\omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f_0(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{(2\pi)^{3/2} \sqrt{1+ib}}{\omega_p} \exp\left[-\frac{4\pi^2(\omega - \omega_0)^2}{2\omega_p^2}\right]$$

— огибающая спектрального контура всего цуга, с полушириной $\omega_p = 2\pi\sqrt{1+b^2}/t_p$.

Выражение для спектральной интенсивности излучения следует из (2) и записывается как

$$|S_{\omega}(\omega)|^2 = |S_{\omega_0}(\omega - \omega_0)|^2 \frac{\sin^2(N_p K / 2)}{\sin^2(K / 2)}, \quad (3)$$

где $K = (\omega - \omega_0)T = (\omega - \omega_0)s_p t_p$, параметр $s_p = T/t_p$ задает скважность следования импульсов. Согласно (3) спектральный контур цуга представляет собой пульсирующую по частоте функцию и имеет эквидистантно расположенные по оси частот главные максимумы, возникающие при конструктивном сложении экспонент в (2). Координаты данных максимумов находятся из соотношения

$$|(\omega - \omega_0)| = \frac{2\pi m}{s_p t_p}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Следовательно, искомое отношение максимумов спектральной интенсивности для первого бокового лепестка η_1 определяется как $\eta_1 = \exp\{-4\pi^2/[s_p^2(1+b^2)]\}$ и растет с увеличением глубины модуляции b .

С другой стороны, chirпирование импульсов имеет и негативный эффект, поскольку при общем уширении спектра одновременно снижается и абсолютное значение максимума интенсивности лепестков. Действительно, из (3) получим

$$|S_\omega(\omega_1)|^2 \sim \frac{1}{\sqrt{1+b^2}} \exp\left[-\frac{t_p^2(\omega_1 - \omega_0)^2}{(1+b^2)}\right].$$

Данная функция имеет максимум для значения параметра $b_m = \sqrt{|2(\omega_1 - \omega_0)^2 t_p^2 - 1|}$, которое при использовании условия (4) на оптимальную скважность принимает вид

$$b_m = |(2\pi/s_p) - 1|^{1/2}. \quad (5)$$

Таким образом, при условии $\omega = \omega_n$ соотношение (4) определяет правило, согласно которому происходит подбор скважности следования импульсов s_p для совмещения частотного положения бокового максимума спектральной интенсивности излучения с частотой выбранной резонансной моды частицы ω_n , а выражение (5) дает необходимую для более эффективного возбуждения данной моды глубину частотной модуляции импульсов b .

Численный пример

Проиллюстрируем полученные выводы на примере. Для этого рассмотрим ситуацию падения лазерного излучения, представляющего собой цуг из десяти импульсов ($N_p = 10$) пикосекундной длительности ($t_p = 1$ пс) с длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм, на прозрачную сферическую частицу воды (комплексный показатель преломления $m_a = n_a + ik_a = 1,33 - i \cdot 0$) радиусом $a_0 = 10$ мкм.

Пространственный профиль интенсивности оптического поля внутри такой частицы $I(\mathbf{r}_b)$ может быть рассчитан по теории Ми с учетом конечной ширины спектрального контура излучения [6, 8] и характеризуется наличием двух основных максимумов, расположенных вблизи освещенной и теневой полусфер. За меру эффективности оптического возбуждения частицы примем значение так называемого фактора неоднородности светового поля $B(\mathbf{r}_b) = I(\mathbf{r}_b)/I_0$ (где I_0 – пиковая интенсивность падающего излучения), вычисленное для определенности в точке максимума интенсивности в задней полусфере частицы \mathbf{r}_b . Для выбранных условий расчета эта точка соответствует сферическим координатам: $\mathbf{r}_b = (r, \theta, \varphi)|_b = (0,845; 0,0; 0,0)$.

Спектральный контур пикосекундного излучения достаточно широк ($\omega_p \approx 6,3 \cdot 10^{12}$ Гц) и в принципе может охватить несколько резонансных мод частицы. Это видно на рис. 2, где приведена функция спектрального отклика частицы в виде зависимости $B(\mathbf{r}_b)$ от нормированной частотной расстройки $\Delta\bar{\omega} = (\omega - \omega_0)/\omega_0$ вблизи центральной частоты излучения ω_0 .

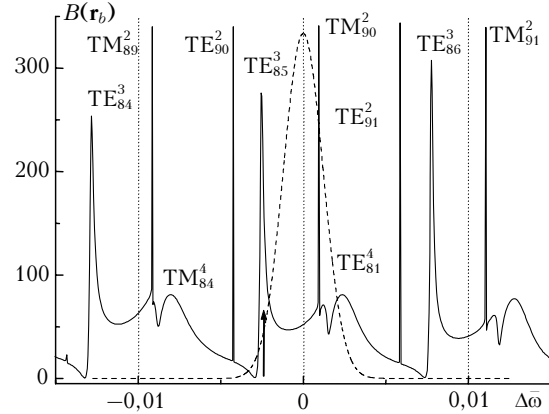


Рис. 2. Функция спектрального отклика $B(\mathbf{r}_b)$ водной капли с $a_0 = 10$ мкм в зависимости от нормированной частотной расстройки $\Delta\bar{\omega}$ для излучения с $\lambda_0 = 800$ нм. Показаны положение собственных резонансных мод частицы и спектральный контур лазерного импульса (отн. ед.) длительно-стью $t_p = 1$ пс

Буквенные обозначения на данном рисунке показывают положение резонансных контуров МШГ, возбуждающихся в пространственных конфигурациях TE_n^m - и TM_n^m -полей, где числовые индексы соответствуют номеру n и порядку m собственного резонанса. Чем выше номер и чем ниже порядок резонанса, тем уже его спектральный контур и выше резонансное значение интенсивности $B(\mathbf{r}_b)$ [9].

Из рис. 2 следует, что при выбранных параметрах численного эксперимента возбуждение оптического поля частицы моноимпульсом происходит нерезонансно, поскольку центральной частоте излучения ω_0 ($\Delta\bar{\omega} = 0$) не соответствует ни один собственный резонанс. В то же время по крайней мере три резонансные моды, а именно TE_{85}^3 , TM_{90}^2 и TE_{81}^4 , расположены вблизи частотного центра импульса и могут являться кандидатами для селективного возбуждения. Для определенности выберем настройку на собственную частоту TE_{85}^3 -моды (показано стрелкой на рис. 2), поскольку она обладает достаточно высокой добротностью при широком спектральном контуре, что облегчает ее возбуждение.

Сначала, следуя (4), найдем величину скважности импульсов в цуге, при которой частота первого бокового максимума спектральной интенсивности излучения равна собственной частоте выбранной моды $\omega_{85,3}$. Получим следующее значение скважности:

$$s_p = 2\pi/|(\omega_{85,3} - \omega_0)t_p| \approx 2,05.$$

Далее определим оптимальное значение глубины chirпирования по выражению (5) с учетом полученной на предыдущем шаге скважности, что дает $b \approx 4,6$. При этом максимальное значение фактора $B(\mathbf{r}_b)$ (и, следовательно, оптимальный режим возбуждения выбранной МШГ) достигается при воздействии на частицу цугом chirпированных лазерных импульсов и составляет 143, в отличие от значений для одиночного импульса 59,6 и непрерывного излучения 49,2.

Заключение

В статье рассмотрена задача наиболее эффективного возбуждения резонансных пространственных конфигураций внутреннего оптического поля (МШГ) прозрачных сферических микрочастиц лазерным излучением.

Наши исследования показали, что наиболее оптимальная передача энергии падающего излучения в заданный высокочастотный собственный резонанс частицы может быть осуществлена при использовании частотно-импульсного режима облучения в комбинации с линейной частотной модуляцией каждого импульса в цуге. Варьированием скважности следования импульсов производится настройка на резонанс, а изменение глубины chirpирования позволяет концентрировать энергию в нужных спектральных интервалах.

В микронных водных каплях данный эффект наиболее выражен для излучения, состоящего из импульсов пикосекундной длительности, по сравнению с излучением, состоящим из цуга фемтосекундных импульсов. Получен более чем двукратный прирост в интенсивности оптического поля возбуждаемой МШГ.

Предполагается, что в более крупных частицах, в которых высока плотность собственных колебательных мод на единицу частотного интервала, для получения наилучшего режима возбуждения резонатора требуется переход к субпикосекундному частотно-модулированному излучению, а фемтосекундный диапазон облучения даст наилучшие результаты для возбуждения субмикронных частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексного интеграционного проекта 3.13, гранта

РФФИ № 06-05-64799, Лаврентьевского гранта СО РАН.

1. Vollmer F., Braun D., Libchaber A., Khoshima M., Teraoka I., Arnold S. Protein detection by optical shift of a resonant microcavity // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. N 21. P. 4057–4059.
2. Etourneau K., Marcou J. Characterization of the core-cladding interface of a polymer optical fibre by excitation of whispering gallery modes // Pure Appl. Opt. 1997. V. 6. N 6. P. 707–715.
3. Pokropivny V. Nanostructured superconductors: from granular through wire towards high-Tc nanotubular 2D composites // Int. J. of Nanotechnol. 2004. V. 1. N 1–2. P. 170–192.
4. Fu J., Fhe S., Xiao S. Analysis of channel-dropping tunnelling processes in photonic crystals with multiple vertical multi-mode cavities // J. Phys. A. 2000. V. 33. N 37. P. 7761–7771.
5. Волощенко Ю.И., Джамалов А.Ш., Коваль А.И., Руттов А.Т. Автоволны в многозвенной оптической линии передачи на основе связанных двухсекционных лазеров // Изв. вузов. Радиоэлектрон. 1991. Т. 34. № 7. С. 6–12.
6. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Резонансное возбуждение светового поля в слабопоглощающих сферических частицах фемтосекундным лазерным импульсом. Особенности нелинейно-оптических взаимодействий // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 5. С. 349–359.
7. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э., Апексимов Д.В. Рассеяние цуга фемтосекундных лазерных импульсов сферической микрочастицей: временная динамика внутреннего оптического поля // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 12. С. 1075–1079.
8. Shifrin K.S., Zolotov I.G. Quasi-stationary scattering of electromagnetic pulses by spherical particles // Appl. Opt. 1994. V. 33. N 9. P. 7798–7804.
9. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.

D. V. Apeksimov, Yu. E. Geints, A. A. Zemlyanov. Frequency-pulsed regime of excitation of spherical microcavity by chirp ultra-short laser radiation.

The numerical simulations results of resonance excitation of internal optical field of transparent spherical microparticles under irradiation by ultra-short laser pulse train are presented. It was determined that the most optimal tuning of incident radiation to assigned high-Q eigenresonance of a particle might be realized using varying a porousness of pulse in a train with linear frequency modulation of each pulse in a train (chirping). Analytical expressions were found for calculation of these parameters depending on laser pulse duration and frequency location of excited resonance.