

03; 07; 08

© 1991

РЕЗОНАНСНОЕ СТРИКЦИОННОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В КАПЛЯХ

Г.В. Б е л о к о п ы т о в, Н.П. П у ш е ч к и н

Цель настоящей работы – обратить внимание на то, что стрикционное параметрическое возбуждение акустических колебаний в каплях микронных размеров возможно в световом поле весьма умеренной интенсивности (10^{-1} – 10^3 Вт/см²).

Малые капли воды представляют собой высокодобротные сферические диэлектрические резонаторы для электромагнитных колебаний оптического диапазона, селективные свойства которых оказывают влияние на процессы рассеяния света и нелинейно-оптические явления, в частности – вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ) [1, 2]. Знание специфики этих процессов существенно при исследовании распространения световых пучков в аэрозоле и может служить источником ценной информации при лазерном зондировании атмосферы [3].

Из разнообразных мод сферического резонатора (капли воды) наименьшими потерями обладают колебания типа „шепчущей галереи“, т.е. моды E_{lnm} или H_{lnm} , у которых радиальный индекс l много меньше углового индекса n . Расчет для случая $l=1$, выполненный с использованием соотношений для добротности [4] и данных о затухании света в воде [5], показал, что при $n < 100$ добротность лимитируется потерями на излучение, но уже при $n \approx 70$ превосходит величину $Q=10^6$. При $n > 100$ она приближается к пределу, определяемому собственным затуханием ($Q=6 \cdot 10^8$ при $\lambda=0.53$ мкм и $Q=3 \cdot 10^7$ при $\lambda=0.69$ мкм).

В то же время и акустические колебания в каплях микронных размеров обладают сравнительно малым затуханием: добротность нижней радиальной моды S_{100} у капель с радиусами, лежащими в пределах от 2 до 6 мкм, изменяется от $2 \cdot 10^2$ ($\Omega_a=7.5 \cdot 10^8 \cdot 2\pi$ Гц) до $7 \cdot 10^2$ ($\Omega_a=2 \cdot 10^8 \cdot 2\pi$ Гц). При этом основной вклад в потери вносит собственное затухание [6], а потери на излучение в окружающее пространство (воздух при атмосферном давлении) по крайней мере на порядок ниже.

В таких условиях представляется адекватным рассматривать нелинейное взаимодействие света и ультразвука в терминах стоячих волн. Колебания накачки с частотой ω_H , возбуждаемые на одной из мод диэлектрической сферы, в результате фотоупругого (стрикционного) взаимодействия преобразуются в колебания на одной из собственных акустических частот капли Ω_a и в электромагнитные

колебания разностной частоты ω_k ($\omega_k = \omega_n - \Omega_a$). Последние могут возбуждаться либо на той же моде, что и накачка (двухмодовый режим), либо на другой электромагнитной моде капли (трехмодовый режим). При этом комбинационные компоненты будут присутствовать в спектре рассеянного излучения.

Взаимодействие описанного выше типа было теоретически исследовано в [7] применительно к экспериментам в другом частотном диапазоне (рассеяние СВЧ-волн на диэлектрических резонаторах из виртуального сегнетоэлектрика танталата калия [8]). Согласно [7], порогу параметрической генерации соответствует запас энергии электрического поля вынужденных колебаний на частоте накачки в резонаторе, равный:

$$W_{\text{пор}} = \frac{F}{8\pi Q_k Q_a K_{\text{эф}}^2}, \quad (1)$$

где Q_a и Q_k - добротности мод акустической и разностной комбинационной частот, F - функция настройки, зависящая от степени близости ω_k , ω_n и Ω_a к собственным частотам капли, $K_{\text{эф}}^2$ - коэффициент, зависящий от параметров среды и пространственного перекрытия взаимодействующих полей. Для оценок по порядку величины можно принять:

$$K_{\text{эф}}^2 \approx G^2 \epsilon^2 / C a^3, \quad (2)$$

где $G = -4\pi\rho_n$, ρ_n - фотоупругая константа (для воды $G = -3.9$), ϵ - диэлектрическая проницаемость ($\epsilon = 1.78$), C - модуль объемного сжатия воды ($C = 2.25 \cdot 10^{10}$ дин/см²), a - радиус капли. Пороговая интенсивность связана с запасом энергии соотношением $I_{\text{пор}} = W_{\text{пор}} / \tau_n S_{\text{ЭК}}$, где $\tau_n = 2\pi Q_n / \omega_n$ - время затухания на моде накачки и $S_{\text{ЭК}} \approx 2\pi a^2$ - сечение экстинкции капли. В результате для $I_{\text{пор}}$ имеем:

$$I_{\text{пор}} = \frac{F \omega_n C a}{32\pi Q_k Q_a Q_n G^2 \epsilon^2}. \quad (3)$$

Прежде всего оценим порог ВРМБ в каплях для условий эксперимента [1] ($a = 50$ мкм). В указанной работе не производилось непосредственного определения добротности, однако, используя данные [2, 6], можно принять: $Q_n \approx Q_k \approx 3 \cdot 10^3$, $Q_a \approx 10^2$. При оптимальной настройке в резонанс ($F \approx 4$) получим: $I_{\text{пор}} \approx 10^7$ Вт/см².

Сравнивая добротности, соответствующие эксперименту [1], с приведенными в начале статьи величинами, можно сделать вывод о том, что порог накачки удастся значительно понизить, если подобрать для реализации взаимодействия сильно связанные высокодобротные моды. С этой целью был проведен расчет интегральных коэффициентов $K_{\text{эф}}^2$ и пороговых интенсивностей, исходя из точных

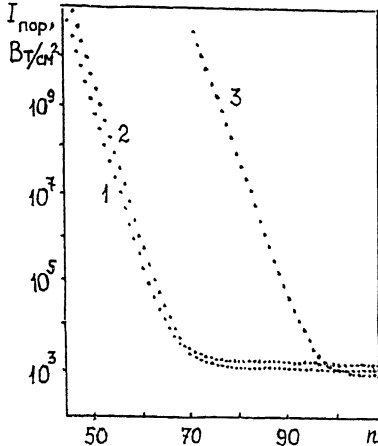


Рис. 1. Зависимость $I_{пор}(n)$ при оптимальной настройке для двухмодового режима стрикционного параметрического возбуждения. Акустическая мода — S_{100} . Электромагнитные моды: 1 — H_{1n1} , 2 — E_{1n1} , 3 — H_{2n1} .

формул для $K_{эф}^2$ [7, 9] и аналитических выражений для собственных электромагнитных и акустических колебаний шара [10, 11]. Установлено, что в двухмодовом режиме могут эффективно возбуждаться только радиальные акустические моды. Результаты расчета порога параметрической генерации для случая возбуждения основной радиальной акустической моды светом с $\lambda = 0.53$ мкм представлены на рис. 1. Зависимость пороговой интенсивности от радиуса капли представляет собой ряд узких долин (с относительной шириной Q_H^{-1}), минимумы которых отвечают резонансным условиям возбуждения комбинационной частоты. Точки на рисунке соответствуют оптимальным условиям настройки.

Для трехмодового режима условия резонансного взаимодействия с акустическими модами (собственные частоты которых на 5 порядков ниже, чем у электромагнитных) могут быть выполнены лишь в случае, когда колебания накачки и комбинационной частоты возбуждаются на модах, близких к вырождению. В силу симметрии собственные колебания диэлектрической сферы вырождены по азимутальному индексу m . Оценки показывают, что движение капель относительно воздуха со скоростью в несколько см/с приводит к отклонению их формы от сферической и снятию вырождения, причем при $a \sim 10$ мкм получим $\delta a/a \approx \delta \omega/\omega \sim 10^{-5}$, что позволяет реализовать трехмодовое взаимодействие. Анализ интегральных коэффициентов показал, что в трехмодовом случае $K_{эф}^2 \neq 0$ только при условии

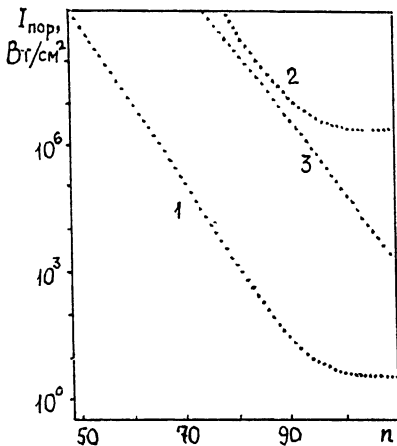


Рис. 2. Зависимость $I_{пор}(n)$ для трехмодового режима. Акустическая мода - S_{121} . Электромагнитные моды накачки и комбинационной частоты: 1 - (H_{1n1}, H'_{1n1}) , 2 - (H_{1n0}, H'_{1n1}) , 3 - (H_{2n1}, H'_{2n1}) .

$$|m_a \mp m_k \mp m_H| = 0, \quad (4)$$

где m_a , m_k и m_H - азимутальные индексы соответствующих мод. Результаты расчета пороговой интенсивности для некоторых вариантов трехмодового взаимодействия с участием акустической моды S_{121} представлены на рис. 2.

При оптимальных условиях настройки и перекрытия полей взаимодействующих мод порог параметрической генерации может составлять в двухмодовом режиме $\sim 10^3$ Вт/см², а в трехмодовом режиме - даже порядка 1 Вт/см². Столь малые пороговые интенсивности оказываются возможными благодаря тому, что амплитуды взаимодействующих волн при резонансе возрастают в Q раз, соответственно увеличивается и время их эффективного взаимодействия.

Наблюдение ВРМБ в каплях при столь низких порогах весьма привлекательно. Его, в частности, можно производить, применяя непрерывную накачку вместо импульсной. Однако при постановке соответствующих экспериментов следует иметь в виду ряд трудностей. Прежде всего, из-за остро резонансного характера эффекта существенное влияние на условия его реализации оказывают нелинейные расстройки. Даже небольшой уход резонансных частот из-за изменения показателя преломления, скорости звука или частичного испарения капли при нагреве способны привести к резкому росту $I_{пор}$. Для условий, соответствующих рис. 1, 2, оценки показали, что тепловые расстройки препятствуют наблюдению стрикционного параметрического возбуждения в двухмодовом режиме. Они ограничивают

времени, при которых преобразование $\omega_H \rightarrow \omega_K + \Omega_a$ происходит в резонансных условиях, величинами $\approx 10^{-7}$ с. Это значительно меньше, чем время релаксации акустических колебаний ($\tau_a = 2\pi Q_a / \Omega_a$). Для заметного нарастания амплитуд колебаний ω_K и Ω_a над шумовым фоном следует применять накачку, интенсивность которой много выше $I_{пор}$, а длительность τ много меньше τ_a . В работе [1] было $\tau = 10$ нс, $I = 8$ ГВт/см², что на три порядка выше $I_{пор}$. Вместе с тем оценки показали, что тепловые расстройки не препятствуют осуществлению трехмодового варианта взаимодействия, в том числе и при непрерывной накачке.

Эксперименты в полидисперсном аэрозоле осложняются тем, что лишь небольшая часть капель имеет размеры, отвечающие высокочастотным резонансам. Однако следует отметить, что в лабораторных условиях разработана методика приготовления капель со строго контролируемыми размерами и проведены эксперименты по наблюдению вынужденного комбинационного рассеяния на каплях в условиях двойного резонанса [12], которые по своей постановке весьма близки к рассмотренной нами ситуации.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Zhang J.Z., Chang R.K. // JOSA B. 1989. V. 6. N 2. P. 151.
- [2] Chitanvis S.M., Cantrell C.D. // JOSA B. 1989. V. 6. N 7. P. 1326.
- [3] Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат. 1989.
- [4] Affolter P., Eliasson B. // IEEE Trans. 1973. V. MTT-21, N 9. P. 573.
- [5] Smithsonian physical tables / Prep. W.E. Forsythe, Washington. 1954.
- [6] Fleury P.A., Chiao R.X. // JASA. 1966. V. 39. N 6. P. 751.
- [7] Белокопытов Г.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 9. С. 1121.
- [8] Белокопытов Г.В., Иванов И.В., Чистяев В.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 7. С. 1381.
- [9] Белокопытов Г.В., Пушечкин Н.П. Рукопись депонирована в ВИНТИ. 13.12.1989, № 7404-В89.
- [10] Страттон Дж. Теория электромагнетизма. М.-Л.: Гостехиздат. 1948.
- [11] Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. М.: Мир. 1983, Т. 1.
- [12] Lin H.-B., Huston A.L., Eversole J.D., Sampillio A.J. // JOSA B. 1990. V. 7. N 10. P. 2075.