

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 535.345.6

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов

УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ВКР ОТ ПРОЗРАЧНЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрен эффект ВКР в сферических прозрачных каплях. Проведено сравнение с известными экспериментальными данными. Для стационарного распределения поля ВКР в капле проведено численное моделирование угловой структуры ВКР в дальней зоне излучения. Показано, что угловое распределение комбинационного излучения имеет максимум в направлениях вперед и назад по отношению к направлению воздействующего излучения и минимум в перпендикулярном направлении. Диаграмма направленности ВКР более однородна, чем диаграмма упругого рассеяния, что связано с отсутствием дифрагированной на контуре частицы составляющей поля на комбинационной частоте. Угловая структура ВКР при поддержке его одной резонансной модой капли симметрична с периодом, кратным $\pi/2$. При многомодовом режиме генерации ВКР данная симметрия не наблюдается.

Нелинейно-оптические эффекты в прозрачных каплях микронных размеров (вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ), вынужденная флюоресценция) являются в последнее время предметом многочисленных научных исследований. Возможность проявления данных эффектов в малых объемах, которыми являются капли, обусловлена свойством сферической частицы концентрировать в своем объеме энергию воздействующего электромагнитного поля, что, в свою очередь, связано с наличием в ней собственных высокодобротных ($Q \sim 10^8$) резонансных мод с пространственной структурой, подобной структуре мод типа «шепчущей галереи» в акустике. С этой точки зрения частицу можно рассматривать как оптический резонатор, в котором сферическая поверхность играет роль зеркал. Спектр собственных мод такого резонатора, как известно, определяется величиной параметра дифракции капли и значением показателя преломления жидкости.

Физический механизм процесса возникновения ВКР в микронной сферической частице, значение параметра дифракции которой значительно превышает единицу, представляется к настоящему времени достаточно ясным. В таких частицах, как известно, падающее поле в основном фокусируется передней поверхностью капли в область, находящуюся недалеко от задней поверхности. Спонтанное комбинационное рассеяние происходит повсюду в капле, но наибольшее усиление оно получает именно в этой области фокального объема. Часть волн из спектра спонтанного комбинационного рассеяния покидает каплю, другая часть распространяется вдоль сферической поверхности по окружности за счет полного внутреннего отражения. Распространяясь вдоль поверхности частицы, эти волны испытывают как усиление за счет постоянного обмена энергией с полем накачки (воздействующее на каплю лазерное излучение), так и ослабление вследствие поглощения энергии веществом капли и радиационных потерь через поверхность. Если какая-либо из частот спектра рамановского шума попадает в резонанс с собственной колебательной модой капли, то усиление начинает доминировать над поглощением и возникает вынужденное рассеяние. В экспериментах ВКР наблюдается, как правило, в виде двух светящихся пятен либо двух дуг на поверхности капли в направлениях вперед и назад вдоль главного диаметра капли. В связи с этим представляется важным рассмотреть угловую структуру поля ВКР вдали от капли и проследить ее зависимость от пространственной структуры поля ВКР внутри частицы. В настоящей статье представлены результаты теоретических исследований угловых характеристик поля ВКР, возникающего в сферической капле при облучении ее лазерным излучением.

Математическая формулировка задачи об излучении сферического объема с заданным пространственным распределением электромагнитного поля, соответствующим реализующейся резонансной моде в окружающее каплю пространство, базируется на системе неоднородных уравнений Максвелла для составляющих поля (поля считаются квазимонохроматическими):

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_s(\mathbf{r}, t) - i \omega_s \varepsilon \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{J}_a; \quad \operatorname{div} \mathbf{H}_s(\mathbf{r}, t) = 0; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) + i \omega_s \mathbf{H}_s(\mathbf{r}, t) &= 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ω_s – стоксова частота; ε – диэлектрическая постоянная; $\mathbf{J}_a = \varepsilon_a \partial \mathbf{E}_a(\mathbf{r}, t) / \partial t$ – плотность токов поляризации, индуцированных внутренним полем; $\mathbf{E}_a(\mathbf{r}, t)$ – вектор напряженности электрического стоксова поля в капле; \mathbf{r} – радиус-вектор.

После введения стандартным образом векторного потенциала $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}, t) = \operatorname{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t); \quad \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = -\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) / \partial t,$$

система (1) преобразуется в уравнение Гельмгольца:

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + (\omega_s^2 / \varepsilon) \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{J}_a(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

при условии $\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$.

Решение уравнения (2) известно:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = i \omega_s \varepsilon \int_{V_a} \frac{\mathbf{E}_a(\mathbf{r}', t)}{4\pi R} \exp(-i \mathbf{k}_s \mathbf{R}) d\mathbf{r}'.$$

Здесь $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$; \mathbf{k}_s – волновой вектор стоксовой волны. Интеграл берется по объему капли V_a .

Таким образом, поле ВКР в точке наблюдения с радиусом-вектором \mathbf{r} записывается в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \approx \operatorname{rot} \operatorname{rot} \int_{V_a} \frac{\mathbf{E}_a(\mathbf{r}', t)}{4\pi R} \exp(-i \mathbf{k}_s \mathbf{R}) d\mathbf{r}'. \quad (3)$$

Под знаком интеграла в (3), как видно, стоит величина напряженности электрического стоксова поля $\mathbf{E}_a(\mathbf{r}, t)$ в капле, пространственная конфигурация которого соответствует одной из резонансных мод $TE_n(TH_n)$. Она, как известно [1, 2], может быть представлена в виде стоячей волны, локализованной у поверхности капли и образованной интерференцией двух распространяющихся навстречу друг другу волн с выполнением условия фазового синхронизма между ними.

Тогда, используя известное решение Ми, например для TE_n -резонансной моды сферического резонатора, имеем выражение

$$\mathbf{E}_a(\mathbf{r}, t) = A_E(t) B_n(\omega_s) \psi_n(k_s r) [\mathbf{Y}_{nm}(\theta, \varphi) + \mathbf{Y}_{nm}^*(\theta, \varphi)] / 2, \quad (4)$$

где A_E – амплитуда волны ВКР; B_n – коэффициент Ми [2] на комбинационной частоте ω_s , имеющий смысл амплитуды парциальной волны в резонаторе; \mathbf{Y}_{nm} – сферические вектор-гармоники; ψ_n – сферическая функция Бесселя; θ, φ – сферические координаты. Аналогичное выражение может быть записано и для TH_n -мод.

После подстановки выражения (4) в (3) и разложения подынтегральной функции в ряд по сферическим гармоникам окончательно получаем

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cong \frac{k_s^2}{4\pi r} A_E(t) B_n(\omega_s) \int_{V_a} \sum_{l,m} \frac{2l+1}{l(l+1)} \psi_n(k_s r') \psi_l(k_s r) Y_{ll}(\theta, \varphi) [\mathbf{Y}_{lm}(\theta', \varphi') + \mathbf{Y}_{lm}^*(\theta', \varphi')] d\mathbf{r}'. \quad (5)$$

Результаты численного решения (5) представлены ниже.

На рис. 1 и 2 показана угловая зависимость относительной интенсивности ВКР в дальней зоне от капли радиусом $a_0 = 6,3$ мкм. Здесь и далее считается, что капли воды освещаются излучением второй гармоники Nd-YAG-лазера ($\lambda = 0,53$ мкм). При этом возникающее стоксово излучение имеет длину волны $\lambda_s \sim 0,65$ мкм. Расчет проведен для случая, когда ВКР поддерживается TE_{90}^1 - и TE_{90}^3 -резонансными модами капли. Здесь же приведено угловое распределение упругого рассеяния. Из рисунков видно, что, во-первых, угловая структура ВКР становится более однородной при увеличении порядка моды, возбуждающей вынужденное

рассеяние. Во-вторых, по сравнению с упругим рассеянием диаграмма направленности ВКР практически симметрична в направлениях вперед и назад, что может быть объяснено соответствующей симметрией внутреннего излучающего поля ВКР в капле (рис. 3).

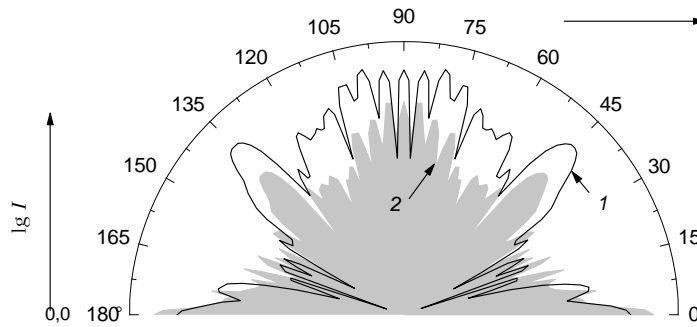


Рис. 1. Угловая зависимость относительной интенсивности ВКР I от водной капли для TE_{90}^1 и TE_{90}^3 -резонансных мод (1), (2). Горизонтальной стрелкой показано направление воздействующего излучения

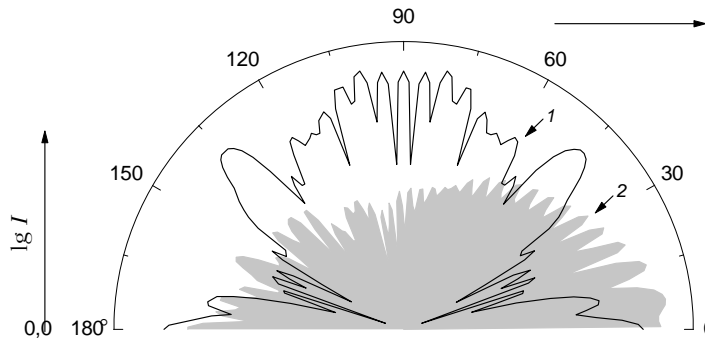


Рис. 2. Угловая зависимость относительной интенсивности ВКР I (1) и упругого рассеяния (2) от водной капли для TE_{90}^1 -резонансной моды. Горизонтальная стрелка – направление действия излучения

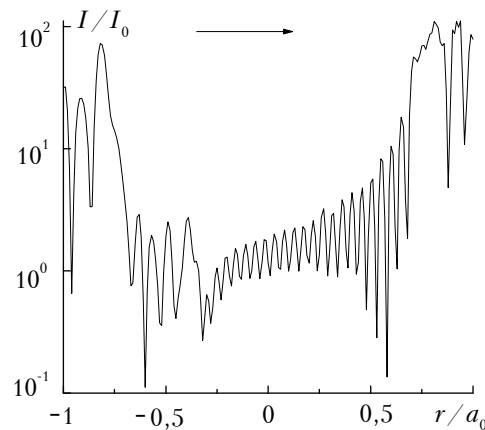


Рис. 3. Распределение интенсивности внутреннего оптического поля в капле для TE_{90}^3 -резонансной моды. Горизонтальная стрелка – направление действия излучения накачки

Отметим, что симметрия рассеянного стока поля возникает лишь в том случае, когда процесс ВКР поддерживается только одной собственной модой капли. В то же время вследствие высокой спектральной плотности собственных мод в капле [2] возможны ситуации, когда одновременно несколько мод имеют собственные частоты, близкие к стоковой частоте ω_s . В этом случае все они дадут вклад в процесс развития ВКР внутри капли. При подобном «многомодовом» режиме генерации ВКР угловое распределение стока поля вдали от частицы становится асимметричным (см. рис. 4).

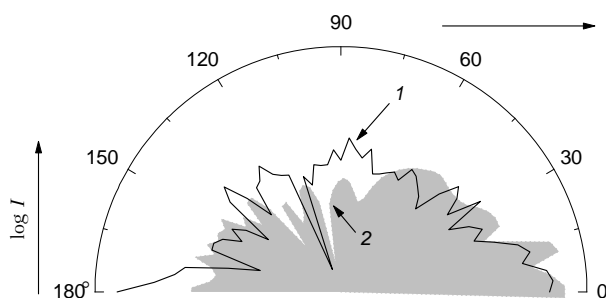


Рис. 4. Сравнение угловых зависимостей относительной интенсивности ВКР при многомодовом режиме генерации (1) и упругого рассеяния (2) от водной капли с $a_0 = 6,3$ мкм

Рис. 5 показывает сравнение результатов численных расчетов угловой структуры ВКР от капли этанола с соответствующими экспериментальными данными, приведенными в [3]. Отчетливо видна типичная V-образная форма угловой зависимости сигнала ВКР, наблюдавшаяся также и в [4]. Анализ данных зависимостей показывает, что теоретическая модель ВКР верно отражает закономерности формирования поля вынужденного рассеяния в дальней зоне.

Таким образом, можно сделать вывод, что в целом диаграмма направленности ВКР более однородна, чем диаграмма упругого рассеяния. Это связано с отсутствием дифрагированной на контуре частицы составляющей поля на комбинационной частоте. Угловая структура одномодового ВКР, в отличие от упругого рассеяния, симметрична с периодом, кратным $\pi/2$. Это является следствием угловой симметрии внутреннего стокова поля, находящегося в резонансе с собственной колебательной модой капли. При многомодовом режиме генерации ВКР в частице данная симметрия нарушается.

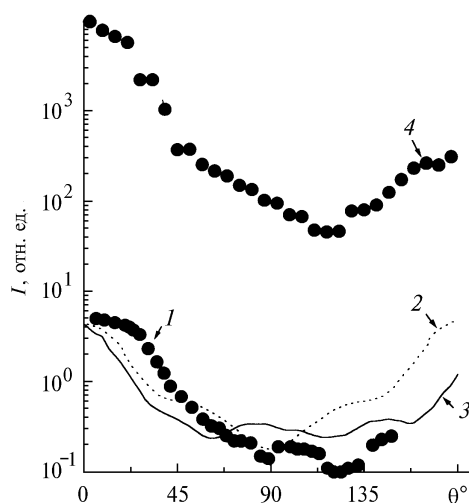


Рис. 5. Экспериментальные данные [3] по угловой структуре ВКР (1) и упругого рассеяния (4) от капли этанола с радиусом 15,1 мкм в дальней зоне. Сплошные кривые – теоретический расчет угловой зависимости ВКР при одномодовом (2) и многомодовом (3) режимах генерации ВКР в капле; точки – экспериментальные данные

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ N 93-05-9378).

1. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Чистякова Е.К. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 7. С. 914–928.
2. Hill S., Leach D.H., Chang R.K. // JOSA. 1993. B10. N 1. P. 16–33.
3. Pinnick R.G., Biswas A., Armstrong R.L. et al. // Opt. Lett. 1988. V. 13. N 12. P. 1099–1101.
4. Chen C., Acker W.P., Chang R.K. // Opt. Lett. 1991. V. 16. N 3. P. 117–119.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
5 декабря 1995 г.

J u . E . G e i n t s , A . A . Z e m l y a n o v . **Angular Characteristics of Transparent Particles IRS Field.**

The IRS effect within a spherical transparent drop is treated. The comparison with the available experimental data is performed. The numerical simulation of the IRS angular structure within the far zone of radiation was conducted for the stationary distribution of the IRS field in the drop. The angular distribution of the Raman radiation is shown to be maximal in the back and forth directions relative to the acting radiation direction, and minimal in the perpendicular direction. The IRS polar diagram is more homogeneous than the elastic scattering diagram, that is connected with the absence of the field component diffracted on the particle contour at the Raman frequency. The IRS angular structure supported by one resonance mode of the drop is symmetric about the period divisible by $\pi/2$. In the case of multimode regime of the IRS generation, the pointed symmetry is not observed.