

## АНИЗОТРОПИЯ ГИПЕРЗВУКОВОЙ РЕШЕТКИ И СПЕКТРЫ ЧЕТЫРЕХФОТОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КРЫЛА ЛИНИИ РЭЛЕЯ В ВОДЕ

Н.П.Андреева

Самаркандский государственный университет имени А.Навои  
703061 Самарканд, Узбекистан

Поступила в редакцию 9 января 1997 г.

Предложена модель описания спектров крыла линии Рэля в воде, полученных методом четырехфотонной поляризационной спектроскопии.

PACS: 77.65.-j

Изучение спектров крыла линии Рэля в воде, полученных методом четырехфотонной поляризационной спектроскопии (ЧСКЛР), показало, что в них наблюдаются максимумы, смещенные друг относительно друга на манделъштам-бриллюеновскую частоту  $\Omega$  в области частотных отстроек до  $2 \text{ см}^{-1}$  в обе стороны от рэлеевской частоты (рис.1).

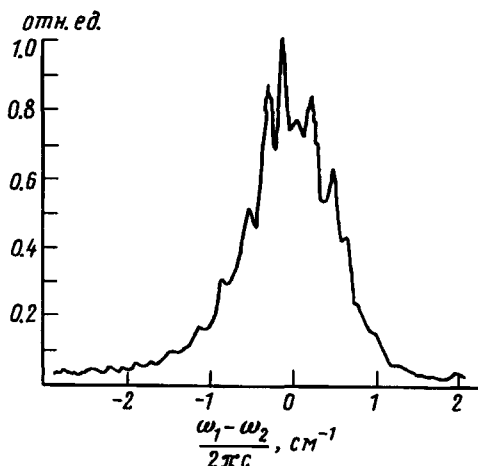


Рис.1. Спектр ЧСКЛР в воде при температуре  $34^\circ\text{C}$

Как известно [1], спонтанное рассеяние Манделъштама–Бриллюена является изотропным процессом. В данном же эксперименте в деполаризованной компоненте проявляется свойство манделъштам-бриллюеновского рассеяния (смещение частоты  $\Omega$ ), которое и требует объяснения. Одним из вероятных механизмов, приводящих к возникновению наблюдаемых максимумов, является анизотропия гиперзвуковой решетки, возникшей в результате развития процесса вынужденного рассеяния Манделъштама–Бриллюена (ВРМБ) при взаимодействии излучения накачки  $\omega_1$  с исследуемой средой [2].

В общем случае электрострикция не имеет изотропного характера. Даже в изотропных диэлектриках при достаточно большой напряженности электрического поля она приводит к анизотропии среды [3]. При этом нелинейная

восприимчивость анизотропии, связанная с электрострикцией, определяется следующим образом [4]:

$$\Delta X^{AB}(\omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \Delta \rho, \quad \Delta \rho = (\gamma/2\pi v^2) |E|^2, \quad \gamma = \left( \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right), \quad (1)$$

где  $v$  – скорость гиперзвука,  $E$  – напряженность электрического поля излучения, вызывающего электрострикцию. Таким образом, гиперзвуковая решетка, образованная в результате процесса электрострикции, является не только решеткой флуктуаций плотности, но и флуктуаций анизотропии.

Известно [5], что резонансное поведение нелинейной восприимчивости будет наблюдаться только при,  $(\omega_1 - \omega_2) = \Omega$ . Тогда для интенсивности ЧСКЛР можно записать:

$$I_s \sim \left| \frac{X^{AB}}{i \pm (\omega_1 - \omega_2 \mp \Omega) / \delta \nu_{AB}} \right|^2 I_1^2 I_2 l; \quad (2)$$

здесь  $I_1$  – интенсивность излучения накачки  $\omega_1$ ,  $I_2$  – интенсивность излучения пробного луча  $\omega_2$ ,  $l$  – длина нелинейного взаимодействия  $\delta \nu_{AB} = 10 \text{ см}^{-1}$  – полуширина крыла линии Рэля при температуре воды  $34^\circ \text{C}$  [6]. Тогда спектр анизотропного рассеяния должен иметь вид, приведенный на рис.2, в котором отсутствуют наблюдаемые в эксперименте максимумы.

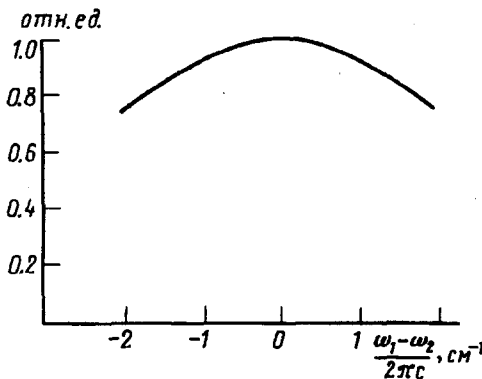


Рис.2. Теоретически рассчитанный спектр ЧСКЛР в воде без учета анизотропии гиперзвуковой решетки

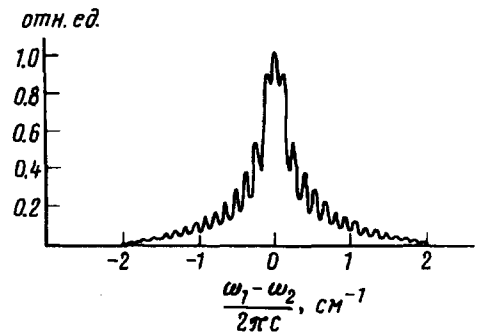


Рис.3. Теоретически рассчитанный спектр ЧСКЛР в воде с учетом анизотропии гиперзвуковой решетки

В процессе проведения экспериментов [5,6] проводился строгий контроль за отсутствием излучения ВРМБ при взаимодействии излучения накачки  $\omega_1$  с исследуемой средой, то есть исследования проводились в допороговом режиме. Однако можно утверждать, что при этом в среде существует гиперзвуковая решетка, хотя излучение ВРМБ не регистрируется приборами.

Известно [7], что экспоненциальная зависимость интенсивности ВРМБ  $I_{MB}$  от интенсивности накачки  $I_1$  приводит к уменьшению  $I_{MB}$  в 400 раз, то есть к полному исчезновению при уменьшении интенсивности в 1.2 раза ниже порогового значения. Интенсивность гиперзвуковой решетки зависит прямо пропорционально от  $I_1$  и  $I_{MB}$  [1]:

$$P = \left[ \frac{GI_1}{2\alpha} \right] \left[ \frac{\Omega}{\omega_1} I_{MB} \right], \quad (3)$$

где  $G$  – коэффициент ВРМБ-усиления,  $\alpha$  – коэффициент поглощения гиперзвука. Уменьшение  $I_1$  в 400 раз, а  $I_{MB}$  в 1.2 раза дает общее уменьшение  $P$  в 500 раз. При этом интенсивность сигнала  $I_{MB}$  в  $10^3$  выше интенсивности сигнала ЧСКЛР, который обычно в  $10^3 - 10^6$  раз ниже сигнала ВРМБ, что говорит об интенсивности гиперзвуковой решетки, образованной в результате взаимодействия  $\omega_1$  со средой. Таким образом, при описании спектров ЧСКЛР, полученных в данной серии экспериментов, необходимо учитывать анизотропию гиперзвуковой решетки, вызванной взаимодействием накачки  $\omega_1$  со средой.

Перестройка разностной частоты  $\omega_1 - \omega_2$  приводит к наибольшему усилению существующей в среде гиперзвуковой решетки в том случае, когда  $\omega_1 - \omega_2 = \Omega_n$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$ , определяется отношением величины отстройки в  $\text{см}^{-1}$  к смещению и показывает, что при данном значении происходит усиление только каждого  $n$ -го максимума гиперзвуковой решетки. В этом случае выражение (2) можно заменить на следующее:

$$I_s \sim \left| \frac{X_{AB}}{i \pm (\omega_1 - \omega_2 + n\Omega)\delta\nu_{AB}} \right|; \quad (4)$$

здесь  $\Omega = 0.13 \text{ см}^{-1}$ ,  $\delta\nu_{AB}$  подбиралось при расчетах и оказалось равным  $0.075 \text{ см}^{-1}$ . Как видно, даже такой элементарный учет взаимодействия гиперзвуковой решетки с перестраиваемой частотой  $\omega_1 - \omega_2$  позволяет получать зависимости интенсивности анизотропного рассеяния, близкие к экспериментальным. На основании этого можно утверждать, что в данной схеме эксперимента в ближней области крыло линии Рэля в основном формируется анизотропным рассеянием, связанным с гиперзвуковой решеткой, образованной в результате взаимодействия волны накачки  $\omega_1$  с исследуемой средой. Конечно, для более адекватного описания данного процесса необходимо проведение расчетов с учетом зависимости  $X_{AB}$  от напряженности электрического поля по формуле (1), но это является темой дальнейшей работы.

В заключение хочу выразить благодарность А.Ф.Бункину и А.А.Нурматову за предоставленные для обсуждения данные.

- 
1. И.Л.Фабелинский, *Молекулярное рассеяние света*, М.: Наука, 1965.
  2. А.Ф.Бункин, Д.В.Мальцев, К.О.Сурский, Письма в ЖЭТФ **47**, 565 (1988).
  3. С.Келих, *Молекулярная нелинейная оптика*, М.: Наука, 1981.
  4. И.Р.Шен, *Принципы нелинейной оптики*, М.: Наука, 1989.
  5. С.А.Ахманов, Н.И.Коротеев, *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеянного света*, М.: Наука, 1981.
  6. С.Г.Монтросе, Ж.А.Бучаро, Ж.Маршалл-Коакли, и Т.А.Литовитц, *J.Chem. Phys.* **60**, 5025 (1974).
  7. Б.Я.Зельдович, Н.Ф.Пилипецкий, В.В.Шкунов, *Обращение волнового фронта*, М.: Наука, 1985.