

После элементарного интегрирования в (7) по $\zeta = z l^{-1}$ и таких же вычислений, как в [1, 2], находим интенсивность дифрагированного света $|E_1|^2 = |(E_1)_+|^2 + |(E_1)_-|^2$,

$$|(E_1)_\pm|^2 = |A_4|^2 \exp \left\{ -k^2 \omega_0^2 \left[\left(\beta_1 \mp \frac{K}{k} \right)^2 + \beta_2^2 \right] \right\} \times \\ \times \frac{\sin^2 \frac{k l}{2} \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\beta_1 \mp \frac{K}{k} \right)^2 + \beta_2^2 \right] + (\beta_3 - 1) \right\}}{\left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\beta_1 \mp \frac{K}{k} \right)^2 + \beta_2^2 \right] + (\beta_3 - 1) \right\}^2}. \quad (8)$$

Исследуем поле $|(E_1)_+|^2$ в плоскости xoz , когда $\beta_1 = \sin \theta$, $\beta_3 = \cos \theta$, $\beta_2 = 0$, где θ — угол дифракции. Второй множитель в (8) имеет острый максимум при $\sin \theta = K/k$, причем угловое распределение интенсивности подчиняется гауссовому закону с угловой шириной $(k \omega_0)^{-1}$. Третий множитель, характеризующий объемные эффекты, имеет широкий максимум и в основном сказывается на абсолютном значении максимума интенсивности при $\sin \theta = K/k$. В плоскости yoz , когда $\beta_2 = \sin \theta$, $\beta_3 = \cos \theta$, $\beta_1 = 0$, положение максимумов интенсивности определяется третьим множителем в (8), но их абсолютные значения много меньше, чем для максимумов в плоскости xoz . Исследование поля $|(E_1)_-|^2$ проводится таким же путем. Может быть также детально исследовано распределение интенсивности в направлениях R_0 , не лежащих в плоскостях xoz , yoz .

Литература

- [1] С. М. Рытов. Изв. АН СССР, сер. физ., 2, 222, 1937.
 [2] А. А. Глинский. В сб.: Применение ультразвуки к исследованию вещества. 205. Изд. МОН, М., 1960.
 [3] Г. С. Ландсберг. Оптика, 187. «Наука», М., 1976.
 [4] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, 498. «Наука», М., 1971.

Поступило в Редакцию 6 января 1978 г.

УДК 535.36

ИЗУЧЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ КРЫЛА ЛИНИИ РАССЕЯНИЯ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

А. К. Атаходжаев, Ф. Х. Тухватуллин,
Ф. С. Ганиев и И. П. Клейнер

Благодаря ряду теоретических и экспериментальных работ происхождение тонкой структуры крыла линии рассеяния в значительной степени выяснено. Определены условия, при которых рассеянный свет в жидкостях имеет тонкую структуру в I_{VH} -компоненте крыла (V, H определяют поляризацию падающего и рассеянного света). Вид спектра зависит от величины безразмерного параметра $k^2 \eta / \rho \Gamma_0$, в котором η — вязкость, ρ — плотность жидкости, Γ_0 — полуширина I_{HH} -компоненты, k — волновой вектор. Дублетную структуру в крыле следует ожидать только при условии $k^2 \eta / \rho \Gamma_0 \ll 1$. Распределение интенсивности в спектре I_{VH} -компоненты должно описываться формулами работы Кейса и Кивельсона [1]

$$I_{VH}(\omega) = \Delta \alpha^2 I_{yz}(\omega) \sin^2 \frac{\theta}{2} + \Delta \alpha^2 I_{xz}(\omega) \cos^2 \frac{\theta}{2}, \quad (1)$$

$$I_{yz}(\omega) = \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0 + \omega^2}, \quad (2)$$

$$I_{xz}(\omega) = \Gamma_0 \frac{(k^4 \eta^2 / \rho^2) (1 - R) + \omega^2}{(\Gamma_0 \eta k^2 / \rho^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\Gamma_0 + [1 - R] k^2 \eta / \rho)^2}, \quad (3)$$

где $\Delta \alpha$ — разность поляризуемостей молекул вдоль и перпендикулярно оси симметрии; θ — угол рассеяния.

В одной из последних своих статей Цей и Кивельсон несколько уточнили теоретически предсказываемый вид спектра при значениях параметра $k^2\eta/\rho\Gamma_0 \gg 1$, учтя зависимость вида спектра от волнового вектора k . Вид спектра, по расчетам Цей и Кивельсона, должен определяться соотношениями (1), (2), (10) работы [2].

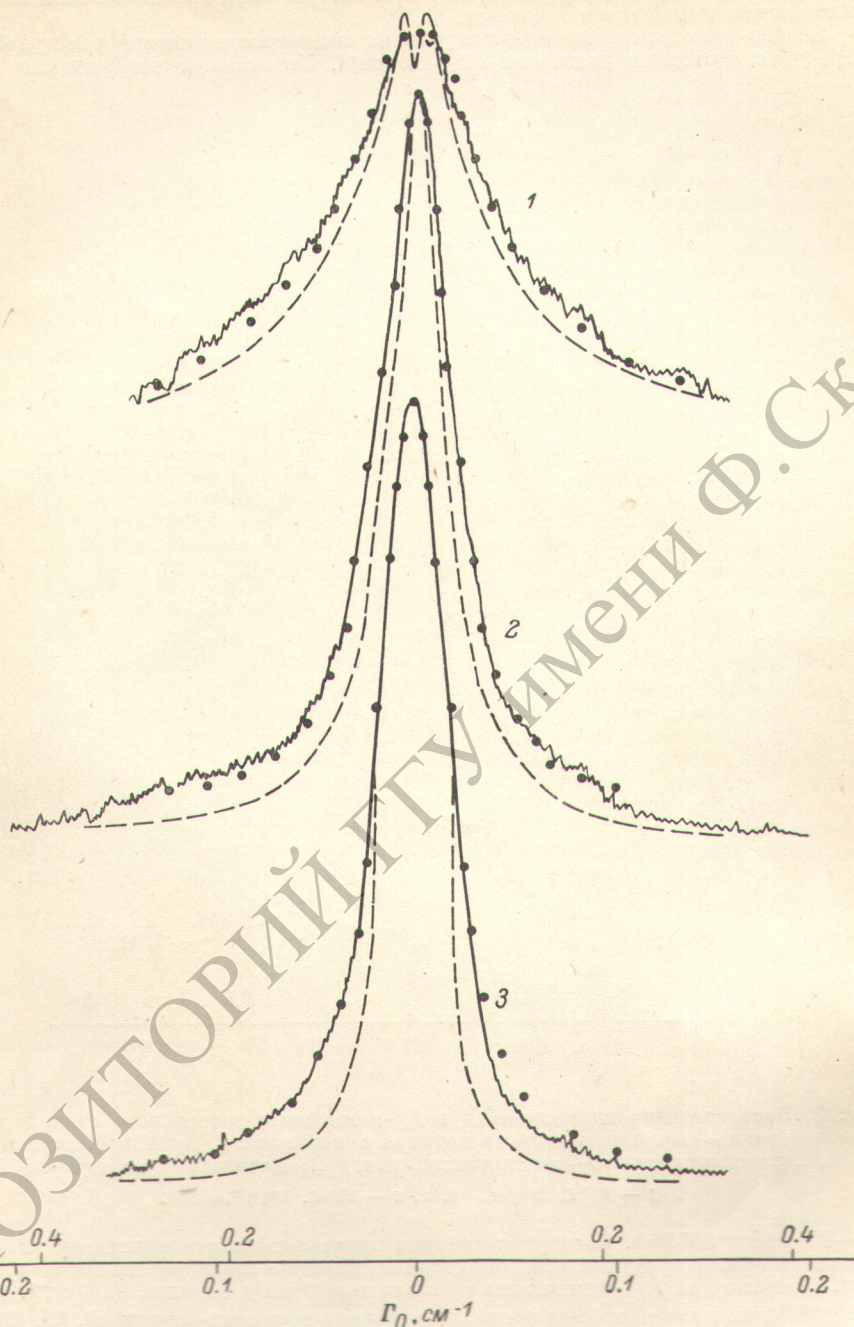


Рис. 1. Распределение интенсивности в I_{zx} -компоненте рассеянного света трикрезил-фосфата (точки — свертка истинного контура с аппаратной функцией, рассчитанная на ЭВМ, штриховая линия — теоретический контур, рассчитанный по формулам (1), (2) и (10) [2]).

В контуре при 20° С штриховая линия, рассчитанная по формулам (1), (2) и (3) [1]. 1 — 100° С, $k^2\eta/\rho\Gamma_0=0.37$, 2 — 50° С, $k^2\eta/\rho\Gamma_0=48.6$, 3 — 20° С, $k^2\eta/\rho\Gamma_0=108$.

Условие $k^2\eta/\rho\Gamma_0 \gg 1$ может быть достигнуто переохлаждением жидкостей, когда их вязкость сильно растет. К сожалению, переохлаждаемых жидкостей сравнительно немного. В связи с этим крыло линии рассеяния в области температур, при которых выполняется вышеприведенное условие, изучены недостаточно полно [2, 3].

В данном сообщении мы приводим результаты исследования низкочастотной области крыла линии рассеяния $I_{\nu H}$ и I_{HH} трикрезилфосфата и парабромфенола. Перевая жидкость при температуре 20°C имеет большое значение вязкости $\eta=80.26$ спз, при этом параметр $k^2\eta/\rho\Gamma_0$ равен 108. Нас интересовала кинетика изменения крыла с изменением температуры жидкости.

Спектр рассеянного света был и учен на сканирующем интерферометре Фабри—Перо [4] с областями дисперсии $0.5\div 1.0\text{ см}^{-1}$. Источником возбуждения служил

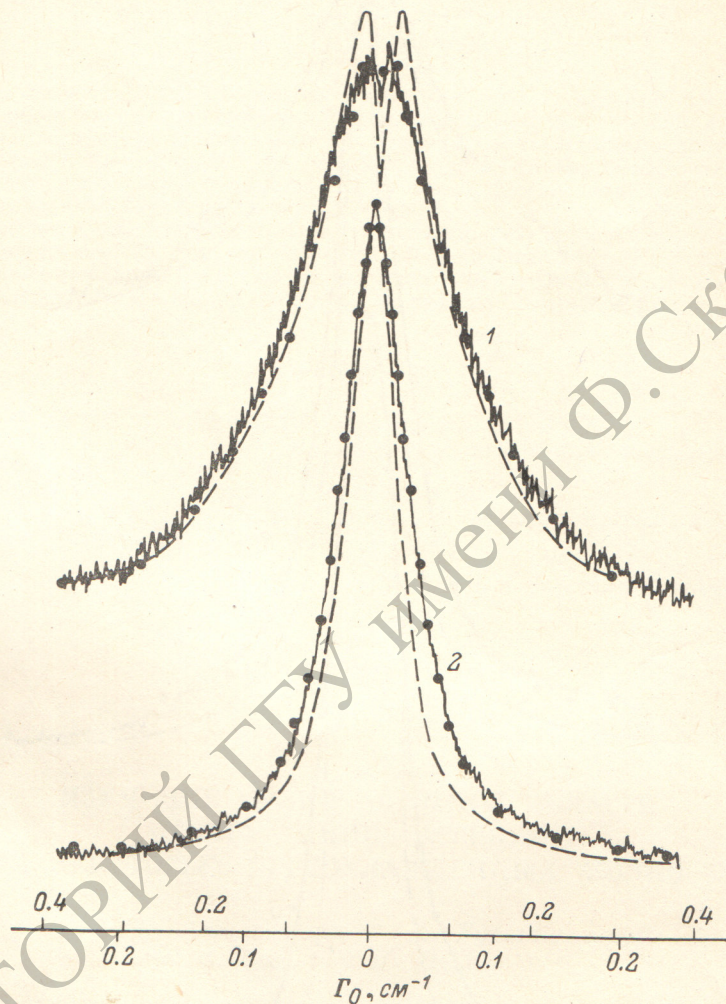


Рис. 2. Распределение интенсивности в I_{zx} -компоненте рассеянного света парабромфенола (точки — свертка истинного контура с аппаратной функцией, рассчитанная на ЭВМ, штриховая линия — теоретический контур, рассчитанный по формуле (10) [2])
 1 — 60°C , $k^2\eta/\rho\Gamma_0=0.61$, 2 — 20°C , $k^2\eta/\rho\Gamma_0=15.0$.

He—Ne лазер ЛГ-36А. Спектры рассеяния трикрезилфосфата приведены на рис. 1. Как видно из этого рисунка, при комнатной температуре линия рассеяния чрезвычайно узка. Полуширина I_{HH} -компоненты составляет величину порядка 0.02 см^{-1} . Форма контура линии рассеяния была проанализирована в терминах формул (1), (2), (3) и (10) теории Цей и Кивельсона [2]. Анализ проводился с использованием электронной вычислительной машины. Программа вычислений была построена следующим образом: вычисленные по формулам (1), (2), (3) и (1), (2), (10) работы [2] спектры с экспериментально определенными параметрами η , ρ , n , k , Γ_0 свергивались с аппаратным контуром прибора. Результаты сравнивались с наблюдаемым контуром. Расчет проводился вариацией параметра R до наилучшего соответствия свертки с наблюдаемым контуром. На рис. 1 точками приведен вид рассчитанных таким образом спектров, а штриховыми кривыми — соответствующие этим спектрам истинные контуры линии рассеяния, рассчитанные по формулам (1), (2) и (10).

Расчеты по формулам (1), (2) и (3) не дали соответствия с наблюдаемым контуром. На рис. 1 для сравнения дан вид рассчитанного спектра по этим формулам при таком значении R , когда достигается хорошее соответствие с опытом. Как видно из рис. 1,

соответствие формул (1), (2) и (3) с опытом достигается лишь для центральной части линии рассеяния, однако по мере удаления от центра расчет и опыт все больше и больше различаются. В дальнейшем расчеты проводились только по формулам (1), (2) и (10). Из рис. 1 видно, что спектр рассеяния (истинный контур) представляет собой линию без тонкой структуры, она и не наблюдается в экспериментальном контуре линии рассеяния.

С повышением температуры линия рассеяния претерпевает уширение. Уширяются I_{VH} и I_{HH} -компоненты. При 50°C полуширина линии I_{HH} -компоненты составляет величину 0.04 см^{-1} , при 100°C — 0.12 см^{-1} . Видоизменяется и форма контура линии рассеяния I_{VH} -компоненты. Для всех изученных температур были проведены расчеты I_{VH} -компонент и во всех случаях наблюдается удовлетворительное согласие между наблюдаемым контуром и сверткой. На рис. 1 приведен вид истинного контура при температурах 50 и 100°C , рассчитанный для случая наилучшего соответствия свертки и наблюдаемого контура. Из этого рисунка видно, что по мере уменьшения $k^2\eta/\rho\Gamma_0$ все более и более четко выявляется тонкая структура в крыле линии рассеяния. Однако аппаратный контур оказывает сильное влияние на разрешение тонкой структуры крыла. В нашем случае ширина аппаратной функции была достаточно большой (0.03 см^{-1}), и поэтому даже при 100°C , когда в истинном контуре существует довольно сильный провал, тонкая структура в видимом контуре отчетливо не проявляется.

По уширению I_{HH} -компоненты нами определены времена релаксации анизотропии для молекулы трикрезилфосфата при 20°C $\tau=550$ пс, при 50°C $\tau=260$ пс и при 100°C $\tau=90$ пс. Температурная зависимость времени релаксации дает для энергии активации значение 4.7 ккал/моль. Любопытно привести сравнение этих величин с данными дисперсии электромагнитных волн при комнатной температуре. $\tau_2=800$ пс, $U_2=8$ ккал/моль.¹ Сложное строение жидкости и сложная форма молекул является, по-видимому, причиной плохого соответствия результатов двух методов.

К числу переохлаждаемых жидкостей относится также парабромфенол. Для этого вещества форма контура линии рассеяния также была изучена в переохлажденном состоянии в интервале температур от 20 до 60°C . Для данного вещества параметр $k^2\eta/\rho\Gamma_0$ в этом интервале температур меняется в пределах от 15.0 до 0.61 . Результаты опыта для этой жидкости были проанализированы в терминах теории Цей и Кивельсона с помощью ЭВМ. Как и в случае трикрезилфосфата, наблюдается постепенное видоизменение формы крыла линии рассеяния (компоненты I_{VH}) от узкой линии без провала в центре до сложной формы крыла с провалом в центре линии рассеяния.

Кинетика изменения формы крыла с изменением температуры представлена на рис. 2. В случае парабромфенола расстояние между компонентами дублета крыла при 60°C достаточно большое и при использованной ширине аппаратного контура компоненты структуры в видимом контуре разрешаются. На рис. 2 приведен вид контура линии рассеяния парабромфенола при 60°C , где точками нанесен рассчитанный спектр рассеяния. Как видно, наблюдается хорошее соответствие свертки и наблюдаемого контура. По уширению I_{HH} -компоненты определены величины времени релаксации анизотропии и энергии активации. Значение энергии активации $U_2=5.2$ ккал/моль.

Литература

- [1] D. Kivelson, T. Keyes. J. Chem. Phys., 56, 1876, 1972.
- [2] S.-J. Tsay, D. I. Kivelson. J. Mol. Phys., 29, 1, 1975.
- [3] А. Ф. Костко, Н. Б. Рождественская. В сб. докл. I Всесоюз. симп. по акустооптической спектроскопии, 80. Ташкент, 1976.
- [4] И. П. Клейнер, Ф. Х. Тухватуллин, А. К. Атаходжаев. ДАН УзССР, 8, 28, 1975.

Поступило в Редакцию 1 сентября 1977 г.

УДК 535.34.01

КОЭФФИЦИЕНТ ЭКСТИНКЦИИ В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ

Н. А. Немов

Согласно оценке, произведенной в работах Кузьмина [1], эффекты многократного рассеяния вблизи критической точки становятся существенными при $\tau \lesssim 10^{-9}$, где $\tau=(T-T_c)/T_c$.

Нами показано, что учет затухания электромагнитных волн меняет поведение рассеивающей среды в области малых τ . Получено выражение для предельного значения коэффициента экстинкции h в критической точке.

¹ Значения τ_d и U_d получены Х. Т. Туракуловым.