

- [1] E. E. Salpeter. Phys. Rev., 120, 1528, 1960.  
 [2] J. Ward, R. E. Pechacer, A. W. Triveliece. Phys. Rev. A, 3, 1721, 1971.  
 [3] В. А. Журавлев, Г. Д. Петров. Опт. и спектр., 33, 36, 1972.  
 [4] Н. Б. Нарожный, А. И. Никишов, В. И. Ритус. ЖЭТФ, 47, 931, 1964.  
 [5] Н. Г. Басов, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин. ЖЭТФ, 57, 1175, 1969.  
 [6] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика, М., 1964.

Поступило в Редакцию 23 июня 1972 г.

УДК 535.33+535.36

## ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ КОМПОНЕНТ ДЕПОЛЯРИЗОВАННОГО РАССЕЯННОГО СВЕТА В ХИНОЛИНЕ

Л. А. Зубков и Н. Б. Рождественская

В последние годы деполаризованное рассеяние света от неассоциированных молекулярных жидкостей с сильно анизотропными молекулами стало предметом широкого обсуждения. При изучении формы линии деполаризованного рассеяния было обнаружено, что контур линии может быть представлен двумя дисперсионными контурами: узким (с острым максимумом), так называемым диффузионным, и широким (с пологим максимумом), которые характеризуют различные релаксационные процессы с временами  $\tau_d$  и  $\tau_b$  [1, 2].

Если плоскости поляризации падающего и рассеянного света совпадают с плоскостью рассеяния ( $I_{xy}$ -компонента), в деполаризованном рассеянии наблюдаются два небольших пика на частоте Мандельштама—Бриллюэна [4]. В случае, когда плоскость поляризации падающего света перпендикулярна, а плоскость поляризации рассеянного света параллельна плоскости рассеяния ( $I_{xz}$ -компонента), было обнаружено экспериментально [3, 4] предсказанное Леонтовичем [6] расщепление  $I_{xz}$ -компоненты, т. е. провал на нулевой частоте.

В литературе существует много попыток теоретического объяснения тонкой структуры деполаризованной компоненты  $I_{xz}$ . Наряду с феноменологическими теориями [5-8], появились много работ, где развиваются молекулярные теории деполаризованного рассеяния с использованием временно зависящих авто-корреляционных функций для описания кинетики флуктуаций в жидкости [9-12]. Причина возникновения широкого фона (с временем релаксации  $\tau_b$ ) до сих пор остается невыясненной.

Определение времени релаксации по полуширине диффузионного контура в  $I_{xz}$  и  $I_{xy}$ -компонентах приводит к разным величинам для  $\tau_d$ . Различие между спектрами  $I_{xz}$  и  $I_{xy}$ -компонент должно выражаться только в существовании провала на нулевой частоте в первой компоненте; величина  $\tau_d$ , определяемая из полуширины, должна быть одной и той же, так как за появление  $I_{xz}$  и  $I_{xy}$ -компонент ответствен один и тот же релаксационный процесс. Поэтому представляло интерес исследовать подробно особенности контура линии  $I_{xz}$  ( $\omega$ ).

Для этой цели была собрана установка высокой разрешающей силы с фотоэлектрической регистрацией методом сканирования давлением спектров эталона Фабри—Перо.

Измерения были проведены в хинолине, где отчетливо наблюдается тонкая структура. Типичный спектр представлен на рис. 1. Данные по измерению полуширины  $I_{xz}$  и  $I_{xy}$ -компонент при различных температурах приведены в таблице. Измерения относятся к области дисперсии  $1.66 \text{ см}^{-1}$ . Полуширина определялась методом последовательных приближений [13], полуширина аппаратной функции, представляющей свертку контуров возбуждающей линии и спектрального прибора, описывается функцией Фойгта [14], в нашем случае  $\Delta\nu=0.016 \text{ см}^{-1}$ .

Из таблицы видно, что для всех температур  $\Delta\nu_{xz} > \Delta\nu_{xy}$ . Для того чтобы правильно определить величину  $\Delta\nu_{xz}$ , необходимо проверить, в какой области частот экспериментальный контур  $I_{xz}$ -компоненты отличается от лорентциана. График зависимости  $1/I$  от  $(\Delta\nu)^2$  показывает, что в  $I_{xz}$  ( $\nu$ )-компоненте отклонение от дисперсионного закона ока-

$t, \text{ }^\circ\text{C}$	$\Delta\nu_{xz}, \text{ см}^{-1}$	$\Delta\nu_{xy}, \text{ см}^{-1}$	$\tau_{yx} \cdot 10^{11}, \text{ сек.}$
11	0.124	0.108	54
26	0.171	0.155	35
49.5	0.260	0.240	23
69	0.380	0.360	15



залось значительным для частот, не примыкающих непосредственно к нулевой частоте, в то время как в  $I_{yx}$ -компоненте разброс точек на дисперсионной кривой лежит в пределах ошибок опыта (рис. 3). Экспериментально наблюдаемый контур  $I_{zx}$ -компоненты может быть представлен суммой двух лорентцианов; положительным  $I'_{zx}$  с полушириной  $\Delta\nu'_{zx}$  и отрицательным с полушириной  $\Delta\nu''_{zx}$  (рис. 2). Время релаксации  $\tau_d$  должно определяться по полуширине положительного контура  $\Delta\nu'_{zx}$ , которая в пределах по-

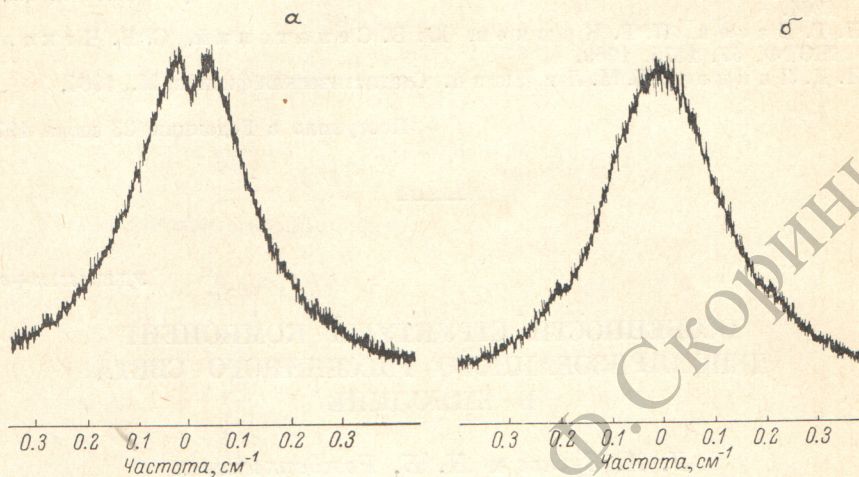


Рис. 1. Спектр  $I_{xz}$  — компоненты (а) и  $I_{xy}$  — компоненты (б) в хинолине.

решности опыта совпадает с  $\Delta\nu_{yx}$ . Для хинолина (при 22° С)  $\Theta=90^\circ$  истинная полуширина отрицательного лорентциана с учетом аппаратной функции при области дисперсии  $1 \text{ см}^{-1}$   $\Delta\nu''_{zx}=(0.008 \pm 0.002) \text{ см}^{-1}$ .

В работах [8, 9, 12] дается оценка полуширины  $\Delta\nu''_{zx}$ . Как в феноменологических, так и молекулярных теориях  $\Delta\nu''_{zx}$  выражается через сдвиговую вязкость, волновое

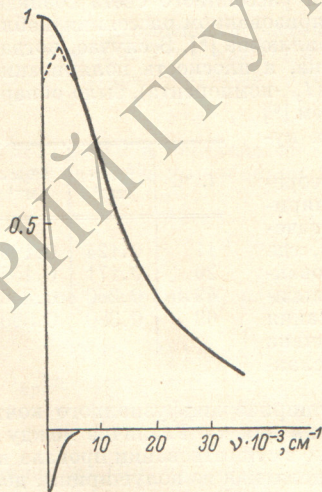


Рис. 2. Распределение интенсивности в  $I_{xz}$ -компоненте.

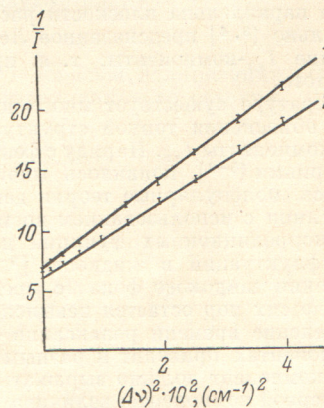


Рис. 3. График зависимости  $1/I$  от  $(\Delta\nu)^2$  для  $I_{xy}$  (1) и  $I_{xz}$  компонент (2).

Соотношение интенсивностей обеих компонент произвольно.

число и массовую плотность следующим образом:  $\Delta\nu''_{zx} \sim k^2 \eta / \rho$ . По расчетам работ [8, 9] при выбранных определенным образом параметрах  $\Delta\nu''_{zx}=0.010 \text{ см}^{-1}$  для  $\eta=4 \cdot 10^{-2}$  сп и  $k=2.24 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

Наличие провала, определяемое полушириной и интенсивностью отрицательного лорентциана, объясняется в работах [9, 12] степенью взаимодействия молекулярной переориентации с затухающими сдвиговыми модами движения в жидкости, причем предполагается, что молекулярная переориентация осуществляется путем вращательной диффузии анизотропных молекул.

Очевидно, что, определяя  $\tau_d$  из полуширины  $\Delta\nu_{zx}$  и  $\Delta\nu_{yx}$ , мы определяем время релаксации, связанное с переориентацией индивидуальных молекул.



- [1] H. G. Craddock, D. A. Jackson, J. G. Powles. *Mol. Phys.*, **14**, 373, 1968.  
 [2] Л. А. Зубков, Н. Б. Рождественская, А. С. Хромов. Письма в ЖЭТФ, **11**, 473, 1970.  
 [3] В. С. Старунов, Е. В. Тичанов, И. Л. Фабелинский. Письма в ЖЭТФ, **5**, 317, 1967.  
 [4] G. J. A. Stegman, B. P. Stoicheff. *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 202, 1968.  
 [5] М. А. Леонтович. *J. Phys. USSR*, **4**, 499, 1941.  
 [6] С. М. Рытов. ЖЭТФ, **33**, 106, 514, 671, 1957; ЖЭТФ, **58**, 2154, 1970.  
 [7] V. Volterra. *Phys. Rev.*, **180**, 156, 1969.  
 [8] В. П. Романов, В. А. Соловьев. *Опт. и спектр.*, **29**, 884, 1970.  
 [9] T. Keyes, D. Kivelson. *J. Chem. Phys.*, **54**, 1786, 1971; **54**, 1876, 1971.  
 [10] H. D. Geshon, E. Zamir, A. Ben Reuven. *J. Chem. Phys.*, **53**, 3397, 1971; *Ber. Buns. physik Chem.*, **75**, 116, 1971.  
 [11] H. Andersen. R. Pescora. *J. Chem. Phys.*, **54**, 2584, 1971.  
 [12] N. K. Ailawadi. *J. Chem. Phys.*, **56**, 2106, 1972; *Phys. Rev.*, **A3**, 1472, 1971.  
 [13] D. A. Pinnow, S. Y. Candau, T. A. Litovits, *J. Chem. Phys.*, **49**, 347, 1968.  
 [14] H. W. Leidecker, J. T. Lamacchia, *J. Acoustical Soc.*, **143**, 12, 1967.

Поступило в Редакцию 23 июня 1972 г.

УДК 539.184

## РЕЗОНАНСНОЕ УШИРЕНИЕ ЛИНИИ ТАЛЛИЯ 377.6 нм И ВРЕМЯ ЖИЗНИ УРОВНЯ $7^2S_{1/2}$

Н. П. Пенкин, В. П. Рузов и Л. Н. Шабанова

Настоящая работа продолжает эксперименты по исследованию резонансного уширения спектральных линий атомов металлов и определению времен жизни первых возбужденных состояний этих атомов. Исследование резонансного уширения линии таллия 377.6 нм (переход  $6^2P_{1/2}^0 - 7^2S_{1/2}$ ) и определение времени жизни уровня  $7^2S_{1/2}$  проводилось, как и в предыдущих работах [1-3], методом одновременного измерения эквивалентной ширины линии поглощения и кроков Рождественского.

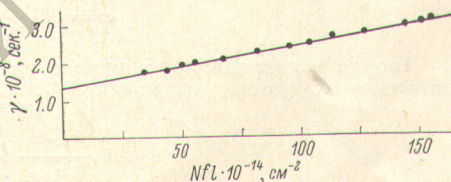
Этот метод благодаря своей высокой чувствительности к малым изменениям ширины дисперсионного контура позволяет исследовать ударное уширение резонансных линий малыми давлениями возмущающих газов (десятые доли, единицы тор), что в свою очередь дает возможность провести корректное сравнение результатов эксперимента и теории.

Исследование резонансного уширения комбинированным методом сводится к изучению зависимости ударной ширины линии поглощения от величины  $Nfl$  в условиях, когда эквивалентная ширина линии превышает более чем в десять раз доплеровскую ширину. Типичный график, выражающий эту зависимость для линии таллия 377.6 нм, приведен на рисунке.

Естественная ширина линии, найденная экстраполированием прямой  $\gamma = \gamma_{ki} + 2(\omega_0/fl)Nfl$  к значениям величины  $Nfl$ , при которых столкновениями с атомами собственного газа можно пренебречь, оказалась равной

$$\gamma_{ki} = (1.36 \pm 0.07) \cdot 10^8 \text{ сек.}^{-1}.$$

Определенное по этому значению время жизни уровня  $7^2S_{1/2}$  хорошо согласуется, как это видно из данных таблицы, с результатами измерений, выполненных методами пересечения уровней [7, 10, 11] двойного резонанса [7] и сдвига фаз [9]. Эффективное сечение резонансного уширения линии 377.6 нм определялось при температуре 960° К. В этих условиях концентрация атомов таллия в состоянии  $6^2P_{1/2}^0$  столь незначительна, что возмущение уровня  $7^2S_{1/2}$  столкновениями с атомами в этом состоянии пренебрежимо



Зависимость ширины суммарного дисперсионного контура линии 377.6 нм TlI, обусловленного независимым действием естественного и ударного уширений, от величины  $Nfl$ , в условиях поглощающего слоя большой оптической плотности.