

УДК 535.34

## ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА В РАСТВОРЕ ГВАЯКОЛ-ГЛИЦЕРИН С ДВОЙНОЙ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКОЙ

А. И. Ерохин, С. В. Кривохижа, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Л. Л. Чайков

*В растворе гваякол-глицерин с двойной критической точкой по спектрам вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) изучена температурная зависимость скорости распространения гиперзвука  $V$  в окрестности нижней ( $T^L$ ) и верхней ( $T^U$ ) критических точек. Температурный коэффициент скорости  $\frac{dV}{dT}$  в окрестности  $T^L$  оказался больше (примерно в два раза), чем в окрестности  $T^U$ . Установлено, что значения  $V$ , определенные по спектрам ВРМБ, больше определенных из спектров теплового рассеяния в тех же условиях. Приводится возможное объяснение наблюдавшегося различия скоростей.*

В настоящей работе изучались спектры ВРМБ в жидком растворе гваякол-глицерин (с малым содержанием воды). Этот раствор на фазовой диаграмме  $C$  (концентрация),  $T$  (температура) имеет замкнутую область, внутри которой компоненты раствора расслаиваются, а в остальной области раствор гомогенен. Он довольно детально исследовался в работах [1, 2] (см. также [3]), где по спектрам теплового рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ТРМБ) были определены температурные зависимости скорости и коэффициента поглощения в окрестности нижней ( $T^L$ ) и верхней ( $T^U$ ) температур расслаивания. Результатом этого исследования было обнаружение максимума коэффициента поглощения гиперзвука ниже  $T^L$  ( $30 - 50^\circ C$ ) и уменьшения температурного коэффициента скорости  $\frac{dV}{dT}$  в два раза при переходе от  $T^L$  к  $T^U$  (область перехода  $58 - 67^\circ C$ ). Природа такого скачка  $\frac{dV}{dT}$  не ясна, и возможно объясняется перестройкой структуры

раствора при переходе от  $T^L$  к  $T^U$ , в том числе с образованием кластеров или устойчивых групп малого числа молекул.

В таком же растворе нами изучалась температурная зависимость скорости гиперзвука ниже  $T^L$  и выше  $T^U$  по спектрам ВРМБ с целью определения влияния экспериментальных условий опыта (высокие значения напряженности поля, давления и энергосодержания). ВРМБ возбуждалось сфокусированным ( $f = 100$  см) излучением второй гармоники ( $\lambda = 503$  нм) одномодового неодимового лазера в растворе, заключенном в стеклянную термостатированную кювету ( $l = 10$  см). Максимальная энергия излучения  $\sim 20$  мДж, длительность импульса (по полувысоте)  $\sim 20$  нс. Излучение ВРМБ, рассеянное назад и отраженное от разделительной пластинки, вместе с излучением лазера направлялось в интерферометр Фабри–Перо (область дисперсии от 0,17 до 0,25 см) через расфокусирующую линзу или через матовую пластинку. Большая толщина интерферометра с двух- или трехкратным перекрытием порядков интерференции увеличивала точность измерений, и спектры падающего и отраженного излучения одновременно фотографировались. По смещению компонент ВРМБ относительно линии накачки традиционным способом определялась скорость гиперзвука  $V$ .

На рис.1 представлена полученная по спектрам ВРМБ температурная зависимость скорости гиперзвука и для сравнения – данные работы [1], полученные из спектров теплового рассеяния. Видно, что в обоих случаях  $\frac{dV}{dT}$  испытывает приблизительно одинаковый скачок при переходе от  $T^L$  к  $T^U$  и, следовательно, ни напряженность электрического поля световой волны  $E = \left(\frac{8\pi I}{cn}\right)^{1/2} \approx 7 \cdot 10^5$  В/см, ни электрострикционное давление  $P \sim 0,5$  атм, ни выделяемое вследствие поглощения света тепло  $Q \approx 2$  кал/см<sup>3</sup> (см. ниже), возникающее при ВРМБ ( $I \sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> – интенсивность накачки), не влияют на эффект изменения  $\frac{dV}{dT}$  и на его величину при переходе от нижней  $T^L$  к верхней критической точке  $T^U$ .

Спектральное смещение линий ВРМБ относительно возбуждающей линии оказалось больше значений, полученных из спектров теплового (спонтанного) рассеяния (см. рис. 1). Это можно объяснить спецификой ВРМБ, возникающей вследствие сильного взаимодействия упругих и температурных возбуждений при нелинейном взаимодействии. Для коэффициента усиления ВРМБ теория [4 – 6] дает  $g_{ВРМБ} = g_{ВРМБ}^0 + g_{ТВРМБ}$ , где  $g_{ВРМБ}^0$  относится к усилению чисто стрикционного характера, а  $g_{ТВРМБ}$  возникает вследствие взаимодействия упругих и температурных волн и пропорционален коэффициенту поглощения света  $2k_\omega$ , так что в некотором [4, 5], приближении

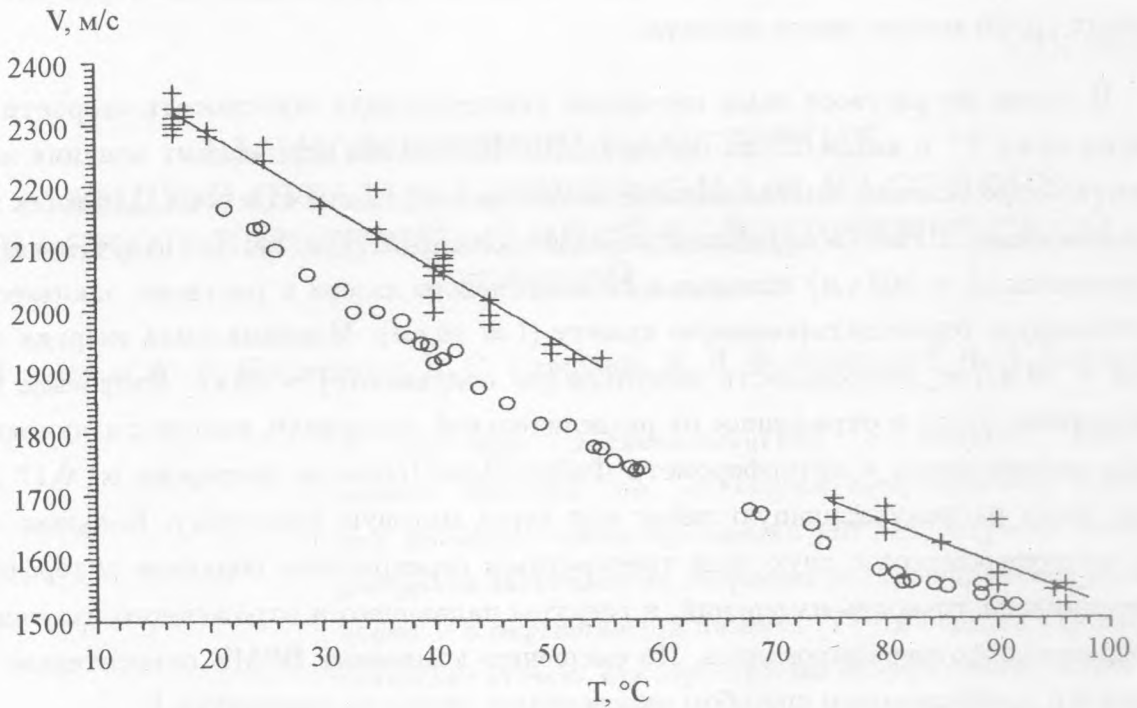


Рис. 1. Зависимость скорости гиперзвука  $V$  от температуры по данным из спектров ВРМБ (+) и из спектров теплового рассеяния (O) [1, 2].

$$g_{ВРМБ}^0 / g_{ТВРМБ} \approx (\gamma - 1) \frac{k_\omega n}{\pi \Delta \nu \left( T_0 \frac{d\epsilon}{dT} \right)_p}, \quad (1)$$

где  $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ ,  $C_p$ ,  $C_V$  – теплоемкости при постоянном давлении и объеме,  $\delta\nu$  – смещение СТРМБ,  $T_0$  и  $\left( \frac{d\epsilon}{dT} \right)_p$  – температура и температурный коэффициент диэлектрической проницаемости. Коэффициент  $g_{ВРМБ}^0$  имеет максимум на частоте  $\Omega_{МБ}$  (совпадающей с частотой теплового рассеяния), коэффициент  $g_{ТВРМБ}$  для жидкости имеет максимум, смещенный относительно  $\Omega_{МБ}$  в стоксову сторону на  $\delta\Omega_{МБ}$ , так что  $\Omega_{ТВРМБ} = \Omega_{МБ} + \delta\Omega_{МБ}$ , где  $\delta\Omega_{МБ}$  – 0,5 полуширины компонент теплового рассеяния. Обычно компоненты ВРМБ и ТВРМБ спектрально не разрешаются, и суммарный контур имеет максимум между  $\Omega_1 = \Omega_{МБ}$  и  $\Omega_2 = (\Omega_{МБ} + \delta\Omega_{МБ})$ , ближе к  $\Omega_1$  при малых  $k_\omega$  и ближе к  $\Omega_2$  при больших  $k_\omega$ .

Если считать, что для заметного вклада ТВРМБ необходимо иметь  $g_{ВРМБ}^0 / g_{ТВРМБ} \approx 2$ , то получим значение  $2k_\omega \sim 0,5 \text{ см}^{-1}$  (откуда и следует выше приведенная оценка

выделяемой энергии  $Q$  на длине 2 см.

В нашем эксперименте линия ВРМБ + ТВРМБ смещена относительно линии спонтанного расстояния на  $\sim \frac{1}{2}\delta\Omega_{MB}$  (а не на  $\delta\Omega_{MB}$ , как было бы для чистого ТВРМБ, что также согласуется с положением максимума суммарного контура  $g_{ВРМБ} = g_{ВРМБ}^0 + g_{ТВРМБ}$ , при  $2k_\omega \sim 0,5 \text{ см}^{-1}$ . Это смещение больше в области максимума поглощения вблизи нижней критической точки ( $\sim 30 - 50^\circ \text{C}$ ,  $\sim 0,8 \text{ ГГц}$ ) и меньше в два раза при высоких температурах в области верхней критической точки, где поглощение мало. Эти особенности свидетельствуют о том, что наблюдаемая линия обусловлена двумя типами рассеяния, ВРМБ и ТВРМБ.

Изучаемый раствор прозрачен в видимой области спектра, и оценка коэффициента поглощения света  $2k_\omega \sim 0,5 \text{ см}^{-1}$ , полученная из формулы (1), означает, что при используемых здесь интенсивностях  $I$  существенную роль играет двухфотонное или даже многофотонное поглощение света. При этом  $2k_\omega$  должно расти при увеличении  $I$ . В выражении для суммарной интенсивности рассеянного света должен стоять множитель  $\exp(-2k_\omega l)$  ( $l$  – длина взаимодействия), что должно приводить к заметному уменьшению интенсивности ВРМБ, а также ТВРМБ (вследствие быстрого истощения накачки), при увеличении  $2k_\omega$ . Действительно, в эксперименте линия вынужденного рассеяния наблюдалась при определенных оптимальных значениях энергий накачки ( $\sim 10 - 15 \text{ мДж}$ ) и не наблюдалась при меньших и больших значениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 95-02-05505а).

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Коваленко К. В., Кривохижа С. В., Фабелинский И. Л., Чайков Л. Л. Письма в ЖЭТФ, **58**, 395 (1993).
- [2] Кривохижа С. В., Фабелинский И. Л., Чайков Л. Л., Шубин А. А. Письма в ЖЭТФ, **64**, 166 (1996).
- [3] Фабелинский И. Л. УФН, **164**, 897 (1994).
- [4] Негман Р. М., Грау М. А. Phys. Rev. Lett., **19**, 824 (1967).
- [5] Старунов В. С., Фабелинский И. Л. УФН, **98**, 441 (1969).
- [6] Старунов В. С. ЖЭТФ, **67**, 9 (1969).

Поступила в редакцию 31 декабря 1997 г.