

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГИПЕРЗВУКА В БЕНЗОЛЕ  
В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР ПО СПЕКТРАМ РАССЕЯНИЯ  
МАНДЕЛЫШТАМА-БРИЛЛОУНА

Г. И. Колесняков, О. А. Нязов, В. С. Старунов, В. Я. Шрейнер

УДК 535.36; 534.2

По смещению и ширине компонент Манделыштама-Бриллоуна изучена температурная зависимость скорости и коэффициента поглощения гиперзвука в бензоле в температурном интервале 20-250°С. Показано, что релаксационная теория распространения гиперзвука с учетом лишь одного релаксационного процесса применима для бензола в широком температурном интервале.

Рассеяние Манделыштама-Бриллоуна уже давно и успешно применяется для исследования распространения гиперзвука (звука высокой частоты  $f \sim 10^9 \div 10^{10}$  гц) в различных средах, в том числе и в жидкостях [1-8].

Измеряя смещение  $\Delta\lambda$  (см<sup>-1</sup>) и ширину  $\delta\lambda$  (см<sup>-1</sup>) компонент Манделыштама-Бриллоуна (КМБ), мы определяли скорость  $v$  и амплитудный коэффициент поглощения  $\alpha$  гиперзвука частоты  $f = \Delta\lambda c$  из соотношений  $v = \Delta\lambda c (2\pi n_0 \sin\theta/2)^{-1}$  и  $\alpha = \kappa \delta\lambda c / v$ , где  $c$ ,  $n_0$  - скорость и частота света,  $n$  - показатель преломления рассеивающей среды,  $\theta$  - угол рассеяния. Такие измерения в жидкостях на высоких частотах ( $f \sim 5 \cdot 10^9$  гц), представляя самостоятельный интерес, позволяют также проверить применимость формул релаксационной теории распространения звука [9]. Как следует из гидродинамики и релаксационной теории, коэффициент поглощения звука  $\alpha$  определяется сдвиговым  $\eta$  и объемным  $\eta'$  коэффициентами вязкости. Основные формулы релаксационной теории, которые нам понадобятся в дальнейшем, следующие:

$$\alpha = \alpha_\eta + \alpha_{\eta'} = \frac{\rho^2}{2V_0^2 \rho} ((4/3)\eta + \eta'). \quad (I)$$

$$\alpha \eta' = \frac{\Omega^2}{2V_0^2 \rho} \frac{\eta_0'}{1 + \Omega^2 \tau^2} = \frac{\Omega^2 \tau (V_\infty^2 - V_0^2)}{2V_0^2 (1 + \Omega^2 \tau^2)}, \quad (2)$$

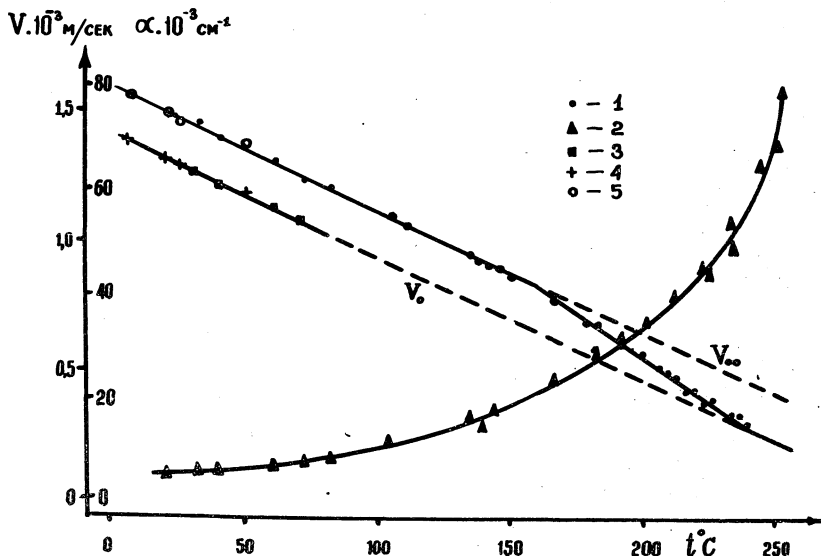
$$\frac{V^2 - V_0^2}{V_\infty^2 - V_0^2} = \frac{\Omega^2 \tau^2}{1 + \Omega^2 \tau^2}. \quad (3)$$

В (1)–(3)  $\Omega$  – частота звука;  $V$ ,  $V_0$ ,  $V_\infty$  – скорости гиперзвука на частоте  $\Omega$ , при  $\Omega = 0$  и  $\Omega \rightarrow \infty$ ,  $\eta'$ ,  $\eta_0'$  – коэффициент объемной вязкости на частоте  $\Omega$  и при  $\Omega \rightarrow 0$  соответственно. Формулы относятся к варианту теории с одним временем релаксации  $\tau$  коэффициента объемной вязкости. Ранее проверка релаксационной теории для нескольких жидкостей была выполнена путем сопоставления результатов гипер акустических (метод рассеяния света) и ультразвуковых исследований при комнатной температуре или при изменении температуры в не очень широком диапазоне ( $\sim 50^\circ$ ). При этом было установлено, что для некоторых жидкостей, в том числе и для бензола, достаточно ввести лишь одно  $\tau$ , чтобы описать релаксационный процесс от ультразвуковых частот до гиперзвуковых. При этом осталось не ясным, связано ли это с тем, что при данной температуре существенную роль играет лишь один релаксационный процесс, а другие могут проявиться в другой температурной области, или практически во всей области существования жидкого состояния хотя бы для некоторых жидкостей можно использовать вариант релаксационной теории с одним  $\tau$ .

Результаты наших измерений  $\nu$  и  $\alpha$  по смещению и ширине КМБ в бензоле в интервале температур  $t = 20 \div 250^\circ\text{C}$  показывают, что для этой жидкости достаточно одного  $\tau$ , чтобы описать релаксационный процесс в широком температурном интервале.

Рассеяние света возбуждалось излучением He-Ne газового лазера ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) и наблюдалось под углом  $\vartheta = 90^\circ$ . Рассеянный свет анализировался интерферометром Фабри-Перо, спектр рассеянного света сканировался изменением давления внутри интерферометра и регистрировался методом счета фотонов. Схема и более подробное описание экспериментальной установки приведены в работе /10/. Исследовался тщательно очищенный бензол (посредством вакуумной перегонки), находившийся в отпаянной толстостенной стеклянной ампуле; объем жидкости был приблизительно равен критическому объему.

На рис. I представлена температурная зависимость  $\nu$  и  $\alpha$  в интервале температур  $5 + 250^{\circ}\text{C}$ , где, наряду с нашими измерениями, представлены также измерения скорости гиперзвука /8/ и ультра-



Р и с. I. Температурная зависимость скорости  $\nu$  и коэффициента поглощения  $\alpha$  в бензоле. 1,2 - результаты наших измерений  $\nu$  и  $\alpha$ ; 3,4,5 - ультразвуковые и гиперзвуковые данные для  $\nu$  из работ /8-II/

звука /8,II/, выполненные другими авторами. Как видно из рис. I, в исследуемом температурном интервале нам удалось провести измерение  $\nu$  и  $\alpha$  во всей области релаксации: от температур, где  $\nu \approx \nu_{\infty}$  ( $\Omega\tau \gg 1$ ) до температур, где  $\nu \approx \nu_0$  ( $\Omega\tau \ll 1$ ). Действительно, в области температур  $t = 5 \div 150^{\circ}\text{C}$   $\nu$  линейно зависит от  $t$  и  $d\nu/dt = d\nu_0/dt$ . С другой стороны, приняв на основании результатов /4,7/ и наших (см. ниже) при  $t = 20^{\circ}\text{C}$  значение  $\tau = (2 + 3) \cdot 10^{-9}$  сек, из (3) найдем, что дисперсия  $(\nu - \nu_0)$  на частоте КМБ отличается от дисперсии при  $\Omega \rightarrow \infty$  ( $\nu_{\infty} - \nu_0$ ) на  $1 + 2,5\%$  и, следовательно,  $\nu$  отличается от  $\nu_{\infty}$  на  $0,2 + 0,3\%$ , что находится в пределах ошибок

опыта. Таким образом, с точностью до ошибок опыта мы можем считать, что  $v \approx v_{\infty}$  при  $t = 5 \pm 150^{\circ}\text{C}$ . Значения  $v$  в области  $t = 240 \pm 250^{\circ}\text{C}$  совпадают с значениями  $v_0$  в этой области температур, полученными в результате экстраполяции ультразвуковых измерений в температурном интервале  $20 \pm 70^{\circ}\text{C}$  к  $t = 250^{\circ}\text{C}$ . Таким образом, в бензоле нам удалось изучить всю область релаксации посредством изменения температуры жидкости ж).

Полученные данные позволяют проверить самосогласованность релаксационной теории с одним временем релаксации для бензола.

Действительно, как следует из (1)-(3), времена релаксации могут быть рассчитаны по следующим четырем формулам, где  $\tau$  по разному зависит от различных параметров:

$$\tau = \sqrt{\frac{d}{\Omega^2(1-d)}}, \quad \left( d = \frac{v^2 - v_0^2}{v_{\infty}^2 - v_0^2} \right) \quad (4)$$

$$\tau = \frac{v^2 - v_0^2}{2v_0^2 \alpha \eta'} \quad (5)$$

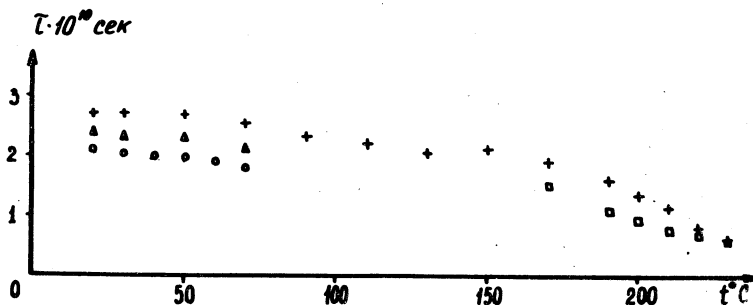
$$\tau = \frac{\eta_0'}{\rho(v_{\infty}^2 - v_0^2)} \quad (6)$$

$$\tau = \sqrt{\frac{\eta_0'}{2v_0^2 \rho \alpha \eta'} - \frac{1}{\Omega^2}} \quad (7)$$

Выражение (4) позволяет вычислить время релаксации в температурном интервале от  $170^{\circ}\text{C}$  до  $230^{\circ}\text{C}$ , используя лишь наши гиперзвуковые данные о  $v$ ,  $v_0$ ,  $v_{\infty}$  и  $\Omega$ . Из выражения (5) мы можем вычислить  $\tau$  во всем изучаемом температурном интервале, также используя лишь данные наших измерений  $v$ ,  $v_0$  и  $\alpha \eta' = \alpha - \alpha \eta'$ . Для вычисления  $\tau$  по (6) и (7) необходимо еще знать температурную зависимость  $\eta_0'$ . Эти данные можно взять из [12] и по формулам (6), (7) вычислить  $\tau$  в температурном интервале от  $20^{\circ}\text{C}$  до  $70^{\circ}\text{C}$ . Результаты этих

ж) Следует отметить, что при этом изменялась и частота гиперзвука, ответственного за появление КМБ, от  $f = 5 \cdot 10^9$  гц при  $t = 20^{\circ}\text{C}$  до  $f = 7 \cdot 10^8$  гц при  $t = 250^{\circ}\text{C}$ .

вычислений приведены на рис. 2. Оцениваемая нами точность вычисленных значений  $\tau$  по (4)+(7) не хуже 30%. С учетом этой точности можно сделать вывод, что характер распространения гиперзвука в широком интервале температур и частот вполне удовлетво-



Р и с. 2. Температурная зависимость времени релаксации коэффициента объемной вязкости, +,  $\Delta$ , O,  $\square$  - значения  $\tau$ , вычисленные соответственно по формулам (5), (7), (6), (4)

рительно можно описать формулами релаксационной теории с одним временем релаксации.

В литературе часто обсуждают различные молекулярные механизмы релаксации коэффициента объемной вязкости; в частности, для бензола с теми или иными ограничениями используется теория термической релаксации /II, I3, I4/. Вычисленные нами значения  $\tau$  по формулам этой теории меняются от  $\tau = 2 \cdot 10^{-10}$  сек при  $t = 20^\circ\text{C}$  до  $\tau = 1,7 \cdot 10^{-10}$  сек при  $t = 72^\circ\text{C}$ , что вполне удовлетворительно согласуется с значениями  $\tau$ , определенными в наших опытах (см. рис. 2). Однако, это совпадение, возможно случайное, еще не может служить основанием для использования теории термической релаксации для широкого круга жидкостей.

В заключение авторы выражают благодарность И. Л. Фабелинскому за обсуждение результатов и В. П. Зайцену за помощь в работе.

Поступила в редакцию  
5 августа 1976 г.

## Л и т е р а т у р а

1. И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., "Наука", 1965 г.
2. Д. И. Мам, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский. ЭТФ, 47, 783 (1964).
3. R. Y. Chiao, B. P. Stoicheff. J. Opt. Soc. Amer., 61, 1286 (1964).
4. Д. И. Мам, В. С. Старунов, Е. В. Тиганов, И. Л. Фабелинский. ЭТФ, 49, 1764 (1965).
5. G. B. Benedek, T. Greytak. Proc. JEEE, 35, 1623 (1965).
6. I. L. Fabelinski, V. S. Starunov. Appl. Optics, 6, 1793 (1967).
7. Е. В. Тиганов. Труды ФИАН, 58, 42 (1972).
8. M. Caloin, S. Camblau. J. de Phys. 33, C1-7 (1972).
9. Л. Н. Мандельштам, М. А. Леситович. ЭТФ, 7, 438 (1937).
10. I. L. Fabelinski, G. I. Kolesnikov, V. S. Starunov. Opt. Commun. в печати.
11. В. В. Ланкин. Диссертация. Алма-Ата, ФТИ АН ТССР, 1970 г.
12. П. А. Бакулин. Труды ФИАН, 5, 261 (1950).
13. М. С. Песин. Труды ФИАН, 30, 158 (1964).
14. В. С. Старунов. Труды ФИАН, 39, 151 (1967).