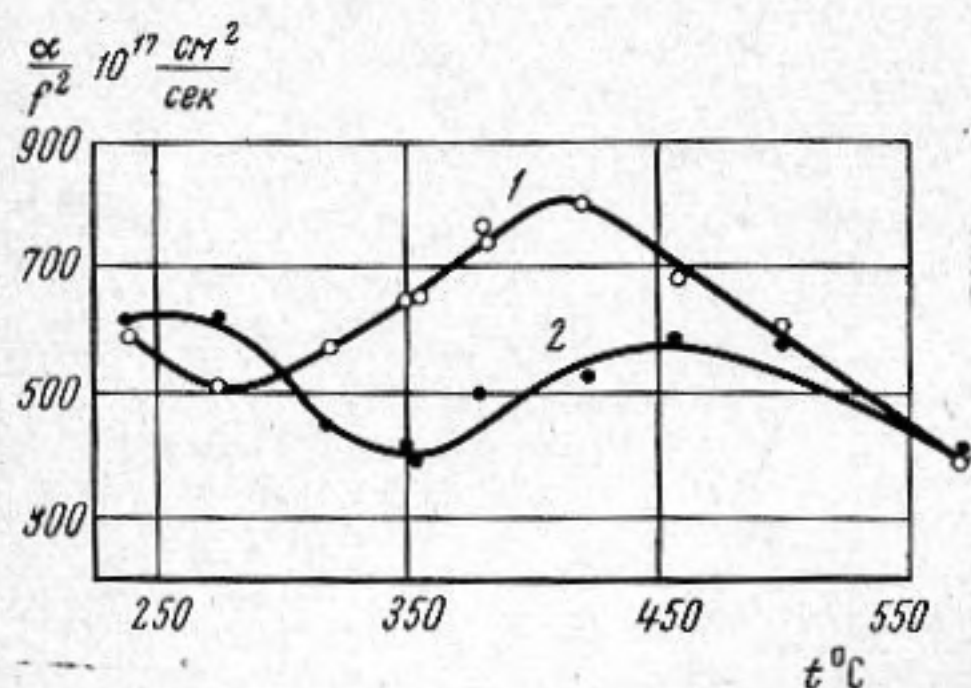


ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В РАСПЛАВЛЕННОМ СЕЛЕНЕ

М. Б. Гитис, И. Г. Михайлов, С. Ниязов

При исследовании поглощения ультразвука наибольший интерес представляют измерения в области релаксационных частот. Как правило, в жидкостях проявляется несколько релаксационных механизмов с весьма близкими характерными временами. Это, разумеется, сильно затрудняет интерпретацию полученных данных. Поэтому весьма интересны исследования поглощения звука в жидкостях, состоящих из достаточно простых молекул и одноименных атомов. В них отсутствуют практически все релаксационные механизмы, за исключением структурных. Однако частоты структурной релаксации в большинстве жидкостей находятся в области 10^9 — 10^{11} гц, достижение которых связано со значительными экспериментальными трудностями. В этом отношении весьма интересны сильно вязкие жидкости, поскольку большая



вязкость связана всегда с большими значениями времен релаксации перестройки структуры, что позволяет проводить измерения на не слишком высоких частотах. Кроме того, выдвинутая в работе [1] гипотеза о микронеоднородном строении вязких жидкостей также нуждается в дальнейшей экспериментальной проверке, не говоря уже о выяснении соотношений между диффузионными и релаксационными процессами в вязких жидкостях, представляющих принципиальный интерес.

Так как сдвиговая вязкость у жидкостей такого типа сильно зависит от температуры, то измерения поглощения звука в широком интервале температур эквивалентны измерениям на разных частотах при фиксированной температуре. Поэтому для исследования структурного механизма поглощения звука наибольший интерес представляют жидкости,

имеющие область существования в широком интервале температур. С этой точки зрения представляют интерес измерения поглощения звука в расплавленном селене, который состоит из одноименных атомов и имеет интервал температур существования жидкой фазы (до кипения) 400° ($T_{пл} = 220^\circ$, $T_{кип} = 657^\circ$). При этом вязкость, а значит приблизительно и время релаксации, изменяется на 2—3 порядка [2].

Нами были выполнены измерения поглощения звука в жидком селене на установке, описанной в работе [3], на частотах 30 и 60 Мгц при температурах от 250 до 600° . Результаты измерений приведены на фигуре, где кривая 1 соответствует данным на частоте $f = 30$ Мгц, а 2 — на 60 Мгц. Из приведенных графиков видно, что α/f^2 на обеих частотах имеет отчетливый максимум, причем, как и следовало ожидать, максимум коэффициента поглощения, измеренного на частоте 30 Мгц, смещен в сторону более низких температур по сравнению с таковыми на 60 Мгц. Интересно отметить, что в работе [4], где исследовалась скорость звука в жидком селене, в этой области температур были также отмечены особенности в температурном ходе кривой. Поскольку максимум коэффициента поглощения достигается при температуре, для которой выполняется условие $\omega \approx 1/\tau$ (где τ — характерное время, например, диффузионного процесса [1] либо структурной релаксации [5]), то нетрудно найти, что при $T = 400^\circ$ $\tau = 5 \cdot 10^{-9}$ сек, а при $T = 475^\circ$ $\tau = 2,5 \cdot 10^{-9}$, что хорошо согласуется с утверждением $\tau \sim \eta$. Необходимо подчеркнуть, что в области низких температур, т. е. $\omega \tau \gg 1$, величина α/f^2 не остается постоянной, как это следует из релаксационной теории [5], а оказывается зависящей от частоты f . Однако при этом зависимость $\alpha \sim \sqrt{f}$ [1] также не выполняется вполне строго, хотя и гораздо лучше, чем $\alpha \sim f^2$. Это, вероятно, свидетельствует о том, что распространение звука в расплавленном селене сопровождается и структурной релаксацией. В пользу такого предположения говорят и результаты измерений скорости звука в работе [4], так как отмеченные там особенности в температурной зависимости не описываются дисперсионными соотношениями, полученными в работе [1]. Об этом же, вероятно, свидетельствуют данные о коэффициенте поглощения в селене, полученные при высоких температурах, при которых уже произошло разрушение упорядоченных областей [1].

Из приведенного графика видно, что при температуре $\sim 550^\circ$ коэффициент поглощения звука оказывается пропорциональным квадрату частоты, однако его абсолютное значение сильно превышает стоксовское. Так, при этой температуре α/f^2 измеренное равно $400 \cdot 10^{-17}$ сек²/см, в то время как рассчитанная по формуле Стокса величина составляет всего $50 \cdot 10^{-17}$ сек²/см (значения для сдвиговой вязкости и плотности взяты из работы [2]). Следовательно, если отнести обнаруженный максимум в коэффициенте поглощения звука к диффузионному механизму, то в области более высоких частот следует ожидать и наличия структурной релаксации.

В заключение отметим, что в области низких температур (250—350°) наблюдаются довольно отчетливые минимумы коэффициента поглощения звука, причем минимум, найденный на 30 Мгц (как и максимум), смещен в сторону более низких температур по сравнению с минимумом, полученным на 60 Мгц. Это, вероятно, связано с тем, что в этой области температур при охлаждении начинается очень быстрое возрастание модулей упругости. Действительно, согласно работе [1],

$$\frac{\alpha}{\omega} = \frac{3}{8} \frac{v_{\infty}^2 - v_0^2}{v_0^2 v_{\infty}^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega \tau}}$$

где v_{∞} и v_0 — значения скорости звука при стремлении частоты к бесконечности и нулю соответственно.

Поскольку охлаждение не вызывает заметного изменения v_0 , (для нулевых частот условие $\omega \tau \ll 1$ продолжает выполняться), разность $v_{\infty}^2 - v_0^2$ в соответствии с результатами измерений в работе [4] увеличивается в этой области низких температур быстрее, чем $\sqrt{\eta}$ ($\tau \sim \eta$), что и приводит к появлению минимума на температурной зависимости коэффициента поглощения звука. Этим же, понятно, объясняется и смещение низкочастотного (на 30 Мгц) минимума в сторону более низких температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Исакович, И. А. Чабан. Распространение волн в сильновязких жидкостях. Ж. эксп. и теор. физ., 1966, 50, 5, 1343—1363.
2. А. И. Блум, А. Р. Регель. Исследование электропроводности и вязкости в расплавах Те — Se. Ж. эксп. и теор. физ., 1953, 23, 6, 964—975.
3. М. Б. Гитис, И. Г. Михайлов, С. Ниязов. Поглощение звука в некоторых жидких металлах. Акуст. ж., 1968, 14, 1, 57—62.
4. М. Б. Гитис, И. Г. Михайлов. Скорость звука и сжимаемость в расплавленных сере и селене. Акуст. ж., 1967, 13, 2, 294—296.
5. И. Г. Михайлов, В. А. Соловьев, Ю. П. Сырников. Основы молекулярной акустики. М., «Наука» 1964.

Ленинградский государственный
университет

Поступило в редакцию
5 сентября 1968 г.

УДК 534.222:532.526.5

О СПЕКТРЕ ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОТРЫВНОМ ОБТЕКАНИИ ПРЯМОГО УСТУПА

Е. М. Грешилов, А. В. Евтушенко

Отрывное обтекание выступов на стенке сопровождается резким повышением пристеночных пульсаций давления, причем характер этих пульсаций сильно зависит от геометрии срывного течения, определяемой формой препятствия. В работе [1] нами исследовалось пространственное распределение спектральных характеристик пульсаций давления, возникающих при обтекании обратного уступа (выступ с острой задней кромкой).

В настоящей работе мы приводим результаты экспериментального изучения спектральных характеристик пульсаций давления, возникающих при обтекании прямого уступа. Опыты проводились в напорном гидроканале с сечением рабочей части 20×70 мм; средняя скорость потока воды $U_{\text{ср}}$ изменялась от 5 до 10 м/сек. Выступы высотой 2 и 4 мм устанавливались на верхнюю стенку канала на расстоянии 1,5 м от входа в рабочую часть последнего, где имелось полностью установившееся течение. Форма выступов приведена в правом углу фиг. 1. Здесь же изображено взаимное расположение выступа и восьми идентичных приемников, регистрирующих пульсации давления. Приемники диаметром 2,5 мм располагались так, что их центры находились на расстоянии 4 мм друг от друга, а центр первого приемника отстоял на расстоянии 2 мм от передней кромки уступа. Сигнал с приемников анализировался полуоктавным фильтром в диапазоне частот от 50 гц до 6 кгц. Аналогичные экспериментальная установка и измерительный тракт использовались в работе [1].

В процессе опытов измерялись сначала спектральные уровни на гладкой поверхности, а затем спектральные уровни перед уступом. Рассмотрим пространственное распределение пульсаций давления перед уступом и сравним характерные спектральные уровни с соответственными уровнями у гладкой стенки.

На фиг. 1 результаты измерений для выступа высотой $k = 4$ мм при средней скорости потока $U_{\text{ср}} = 10$ м/сек представлены в виде превышения спектральных