

в случае граничных условий 1 и 2 и

$$f_n(x, y) = 1 + x^2 - y^2 + \frac{2y^3}{\pi n} \times$$

$$\frac{x(y^2 + x^2 - 1)(y^2 + x^2 + 1) + 2x(y^2 - x^2 - 1) + \frac{\alpha}{n} [2x^2(y^2 + x^2 + 1) - (y^2 + x^2 - 1)(y^2 - x^2 - 1)]}{\left(1 + \frac{\alpha^2}{n^2}\right) [(y^2 + x^2 - 1)^2 + 4x^2]}$$

(9)

в случае граничных условий 3. В формулах (7)

$$x = \alpha \left(\frac{1}{n} + \frac{n}{\beta} \right), \quad y = v_0/s, \quad \alpha = \frac{\omega_c L}{\pi s},$$
$$\beta = \frac{\omega_c \omega_D L^2}{\pi^2 s^2}.$$

На фиг. 1 и 2 приведены кривые $f_n(x, y) = 0$, разделяющие области с различными знаками для различных мод колебаний и значений параметра α . Заштрихованные области соответствуют $\omega_n'' < 0$, т. е. генерации.

Если не учитывать волн пространственного заряда и граничных условий (3), то для функции $f_n(x, y)$ получается формула

$$f_n(x, y) = 1 + x^2 - y^2 \quad (10)$$

и условие самовозбуждения будет иметь такой же вид, как и в работах [1-3] $y \geq \sqrt{1 + x^2}$ (штриховая кривая на фиг. 1 и 2). Формулы (3) и (9) переходят в формулу (10) только при $n \rightarrow \infty$.

Следовательно, учет волн пространственного заряда и тип граничных условий существенно влияют на условия самовозбуждения акустического генератора практически при любых значениях параметров системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гуревич, Б. Д. Лайхтман, ЖТФ, 49, 960, 1965.
2. В. Л. Гуревич, Б. Д. Лайхтман, ФТТ, 7, 3218, 1965.
3. С. А. Бидихов, П. С. Ланда, Вестник МГУ, серия «Физика, астрономия», № 2, 158, 1971.
4. А. М. Федорченко, А. К. Шарков, УФЖ, 16, 1292, 1971.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступила
27 декабря 1971 г.

УДК 534.286

УЛЬТРА- И ГИПЕРАКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСТВОРОВ ТРИЭТИЛАМИН — ВОДА, ИМЕЮЩИХ НИЖНЮЮ КРИТИЧЕСКУЮ ТОЧКУ РАССЛАИВАНИЯ

Л. А. Давидович, Б. Избасаров, П. Е. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин

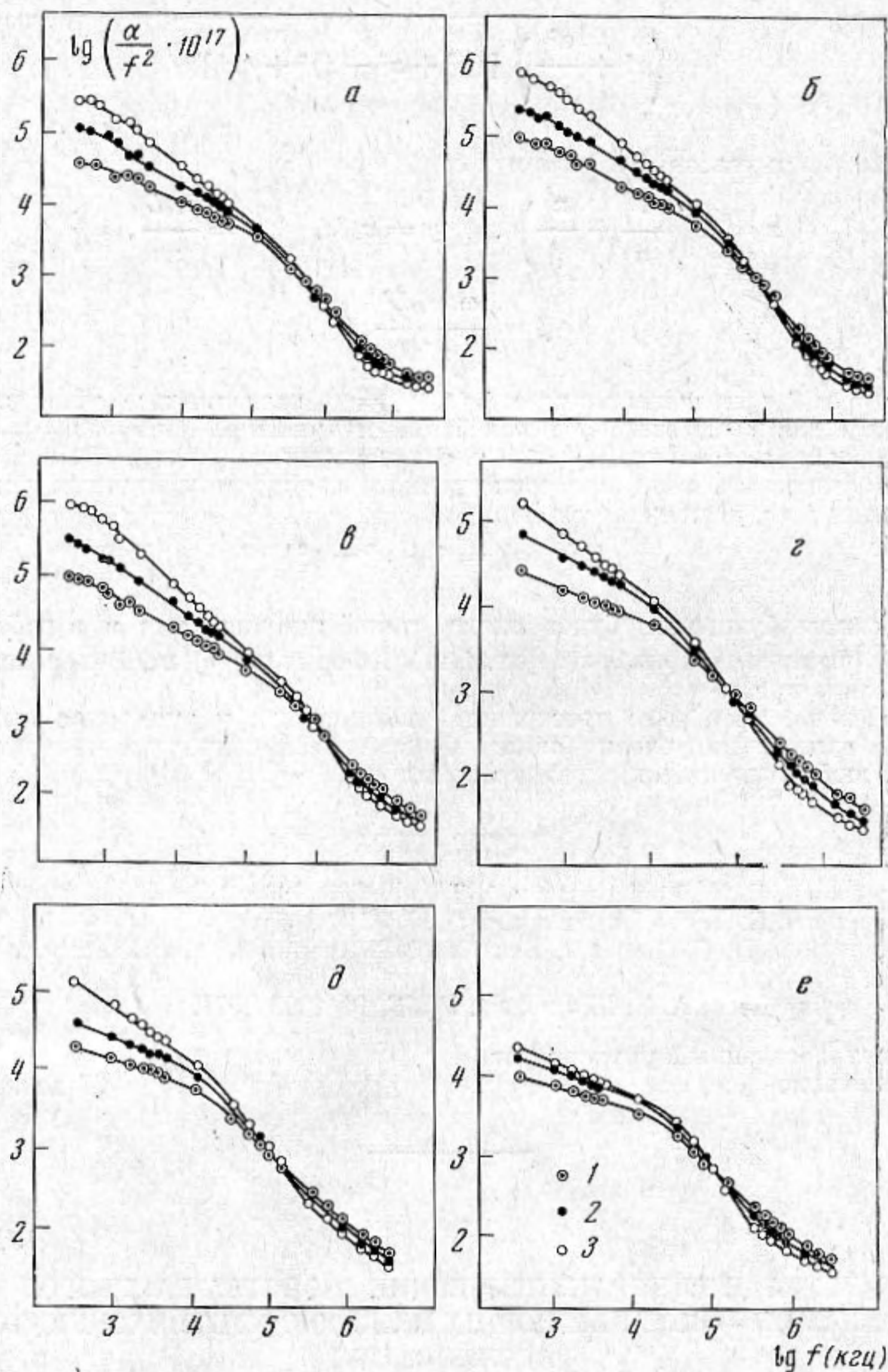
Известно, что дисперсия скорости и коэффициента поглощения звука в растворах могут быть вызваны процессом образования и разрушения флуктуаций концентрации. Следовательно, дисперсия звука должна быть заметной в таких растворах, где средняя амплитуда флуктуаций концентрации велика.

В связи с этим растворы с критической точкой расслаивания являются наиболее подходящим объектом исследования релаксационных механизмов, обусловленных процессом образования и разрушения флуктуаций концентрации.

С этой целью нами были изучены ультра- и гипер акустические свойства растворов триэтиламин — вода, имеющих нижнюю критическую температуру расслаивания (критическая концентрация $X_k \approx 0,072$ мольных долей триэтиламина в воде, критическая температура $T_k \approx 17,6^\circ \text{C}$). Скорость звука измерялась фазовым методом на двух установках при частотах от 285 кгц до 5 Мгц с точностью 0,1% и от 10 до 300 Мгц с точностью 0,5% [1-2]. Поглощение звука в диапазоне частот от 30 до 300 кгц измерялось реверберационным методом, от 285 кгц до 5 Мгц — методом за-

мещения с использованием эхо-сигналов и от 10 Мгц до 3 Ггц — импульсным методом. Точность измерения коэффициента поглощения составляла 5—10% [1—3]. Точность термостатирования была около 0,01° [3—4].

Для исследования коэффициента поглощения звука были приготовлены шесть концентраций, содержащих 0,03; 0,05; 0,072; 0,100; 0,125; 0,300 мольных долей триэтиламина в воде. Результаты исследования приведены на фигуре.



На фигуре приведены кривые зависимости величины $\lg \alpha / f^2$ от логарифма частоты f ; буквами *a*, *б*, *в*, *г*, *д*, *е* обозначены кривые, соответствующие выше указанным концентрациям, а цифрами 1, 2, 3 соответственно обозначены температуры 10, 15, 17° С.

Мы видим, что частотная зависимость поглощения в области акустической дисперсии не может быть описана при помощи формул, содержащих одно время релаксации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Давидович, А. А. Иванов, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин. О дисперсии скорости звука в растворах триэтиламин — вода с критической точкой расслаивания. Акуст. ж., 1972, 3, 470—472.
2. Л. А. Давидович, М. Г. Халиулин, П. К. Хабибуллаев. Исследование акустических свойств некоторых жидкостей на частотах 0,3—5 Мгц. Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат., 1972, 4, 69, 70.

3. П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин. Высокочастотная импульсная установка для исследования акустических свойств жидкостей на частотах 300—950 Мгц. Ультразвук. техн., 1967, 3, 47—50.
4. К. Парпиев, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин. Измерение поглощения гиперзвука в ряде жидкостей при частотах 1—2 Ггц. Акуст. ж., 1969, 15, 3, 466—468.

Ташкентский государственный педагогический институт
им. Низами
Кафедра общей физики

Поступила
23 июля 1971 г.

УДК 534.26

РАССЕИВАТЕЛЬ В ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

А. А. Клещев

При изучении рассеяния и отражения звука различными телами часто ставится условие, чтобы падающая от источника волна была близка к плоской, а приемник рассеянной волны находился в зоне Фраунгофера. В дифракционных задачах минимальное расстояние, на котором эти требования удовлетворяются, может быть найдено с помощью таблиц радиальных волновых функций. Будем исходить из разложения давления P_i в сферической волне, создаваемой точечным источником по собственным функциям скалярного уравнения Гельмгольца (рассеиватель примем в форме вытянутого сфероида):

$$P_i = \frac{e^{ikR}}{R} = 2ik \sum_{l \geq m} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m \bar{S}_{m,l}(c, \eta_1) \bar{S}_{m,l}(c, \eta') \cos m\varphi R_{m,l}^{(3)}(c, \xi_1) R_{m,l}^{(1)}(c, \xi), \quad (1)$$

где R — расстояние между источником и точкой наблюдения, ξ_1, η_1 — сфероидальные координаты источника; ξ, η' — сфероидальные координаты точки наблюдения, $\bar{S}_{m,l}(c, \eta')$ — нормированная сфероидальная угловая функция 1-го рода; $C = 2\pi h_0 / \lambda$ — волновой размер, h_0 — половина межфокусного расстояния, $R_{m,l}^{(1)}(c, \xi)$ и $R_{m,l}^{(3)}(c, \xi_1)$ — радиальные функции первого и третьего родов соответственно; φ — угловая координата вращения,

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 1 & \text{при } m = 0, \\ 2 & \text{при } m > 0, \end{cases}$$

λ — длина звуковой волны в среде.

Выражение для давления в плоской волне получается из формулы (1), если ξ_1 устремить к бесконечности и вместо радиальной функции третьего рода воспользоваться ее асимптотическим значением [1]:

$$R_{m,l}^{(3)}(c, \xi_1) \underset{c\xi_1 \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{i^{-l-1}}{c\xi_1} e^{ic\xi_1}. \quad (2)$$

Поскольку на практике нас интересуют конечные значения ξ_1 , мы должны потребовать выполнения условия (2) для радиальных функций $R_{m,l}^{(3)}(c, \xi_1)$ учитываемых членов ряда (1), сходимость которого определяется произведением $R_{m,l}^{(3)}(c, \xi_1) \cdot R_{m,l}^{(1)}(c, \xi)$ (в нашем случае ξ — координата внешней поверхности рассеивателя ξ_0). При этом достаточно ограничиться членами, у которых модуль этого произведения на 3—4 порядка меньше наибольшего из модулей произведения этих функций. На фиг. 1 сравниваются индикатрисы рассеяния плоской волны (кривая 1) идеальным мягким сфероидом ($\xi_0 = 1,005$; $C = 10$; $\theta_1 = 90^\circ$) в облученной области ($\varphi = 0^\circ$) и сферических волн от точечных источников (кривые 2, 3, 4) с радиальными координатами $\xi_1 = 10$; 2,4; 1,1 соответственно. При $\xi_1 = 10$ модули функций 3-го рода $|R_{m,l}^{(3)}(c, \xi_1)|$ учитываемых членов отличаются от асимптотических значений не более чем на 1,6%. Подобным же образом может быть установлена граница зоны Фраунгофера рассеянной волны для идеального рассеивателя, но сходимость ряда по собственным функциям (давления рассеянной волны P_s) будет теперь определяться бо-