

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В КИСЛОРОДЕ

И. Исмаилов, А. А. Сенкевич

Обычно при изучении колебательной релаксации в двухатомных газах время релаксации определяется по формуле Ландау и Теллера [1]:

$$\tau = \frac{1}{P_{10}Z(1 - e^{-h\nu/kT})}, \quad (1)$$

где Z — число столкновений молекул в секунду, P_{10} — вероятность перехода одной молекулы при столкновении, $h\nu$ — энергия возбуждения, k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура.

Вероятность перехода P_{10} может быть вычислена по следующей формуле [1]:

$$P_{10} \approx \exp \left\{ -\frac{3}{2} \left[\frac{\mu(2\pi l\nu)^2}{kT} \right]^{1/3} \right\},$$

или по уточненной формуле [2]:

$$\frac{1}{P_{10}} = \pi^2 \cdot \sqrt{\frac{3}{2\pi} \left(\frac{h\nu}{\epsilon'} \right)^2 \left(\frac{kT}{\epsilon'} \right)^{1/6}} \exp \left[\frac{3}{2} \left(\frac{\epsilon'}{kT} \right)^{1/3} - \frac{h\nu}{2kT} - \frac{\epsilon}{kT} \right], \quad (2)$$

где $\alpha = 1/l$ — мера эффективной протяженности силового поля отталкивания, $\epsilon' = \mu(2\pi\nu l/l)^2$, ϵ — постоянная в потенциале Леннарда — Джонса, μ — приведенная масса сталкивающихся молекул.

Согласно формуле (1) основное изменение времени релаксации с температурой изображается на графике в координатах $\ln \tau - T^{-1/3}$

$$\ln \tau \approx \text{const } T^{-1/3}. \quad (3)$$

На фигуре 1 — экспериментальные данные для кислорода [3], 2 — данные работы [4], 3 — данные по формуле (1) *, 4 — по формуле (4) с учетом C_i/C_{v_a} , 5 — данные работы [5] в указанных координатах. Из фигуры видно, что в широком интервале температур линейная зависимость (3), изображенная штриховой прямой, не выполняется, причем отклонения оказываются значительными. Поэтому необходимо более подробно рассмотреть влияние температуры на время колебательной релаксации в кислороде. Во-первых, при опытах всегда измеряется адиабатическое время релаксации τ_a , которое связано с изотермическим временем τ из формулы (1) соотношением [6]

$$\tau_a = \tau \frac{1}{1 + C_i/C_{v_a}}, \quad (4)$$

где C_i — колебательная теплоемкость внутренних степеней свободы, $-C_{v_a}$ — остальная часть теплоемкости.

Отношение теплоемкостей C_i/C_{v_a} изменяется с температурой и влияет на время релаксации и его температурную зависимость. Величина времени колебательной релаксации изменяется при этом до 30% для высоких температур.

Во-вторых, при подсчете числа столкновений в газе обычно не учитывается постоянная Сатерленда, учет которой также изменяет температурную зависимость времени релаксации. Число столкновений с учетом постоянной Сатерленда будет,

согласно работе [7], $Z = AT^{-1/2}(1 + C/T)$, где $A = \sigma_0^2 \frac{4P}{k} \left(\frac{\pi k}{m} \right)^{1/2}$ и $C = 411^\circ \text{K}$

для кислорода.

Здесь m — масса молекулы, P — давление газа, $\sigma_0 = 2r_0$ — диаметр молекулы.

При комнатной температуре учет постоянной Сатерленда может дать значительное изменение величины времени релаксации (до 100%). Эта поправка становится несущественной лишь при температурах порядка 2000°K .

В-третьих, согласно работе [8], постоянная α зависит от начальной относительной скорости молекул, а следовательно, и от температуры,

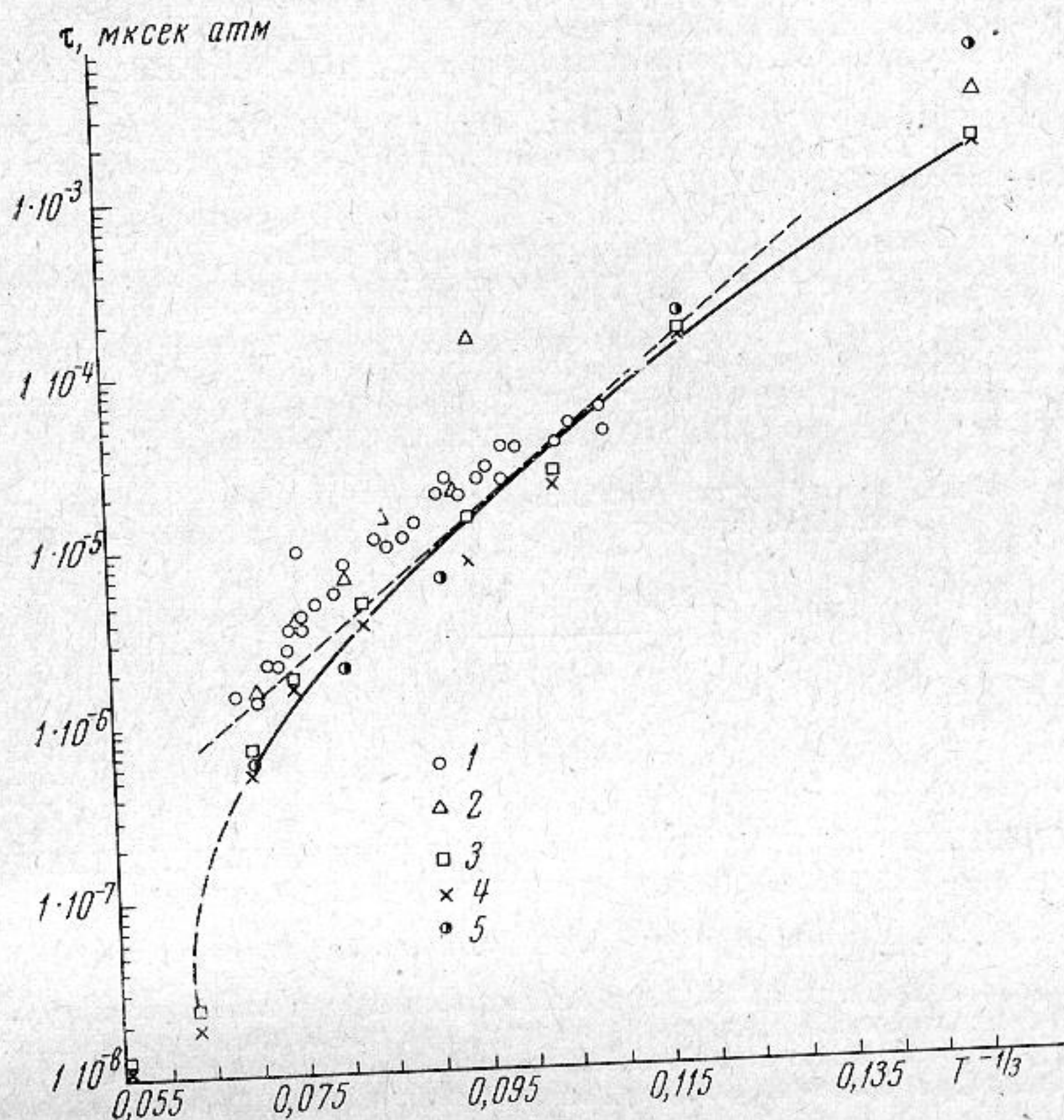
$$\alpha = \frac{1}{r_0} \frac{\ln y_1 \sqrt{1/2 + 1/2 y_1^{1/2}}}{\sqrt{1/2 + 1/2 y_1^{1/2}} - 1},$$

* При вычислениях была использована постоянная Сатерленда.

где $y_1 = \frac{\mu_0}{\mu} \cdot \frac{kT}{\epsilon}$, μ_0 — приведенная масса осциллятора,

$$\chi = \mu(v_0^{*2}) / 2kT.$$

Здесь y_1 получено из выражения $y = \mu_0 v_0^2 / 2\epsilon$ после замены начальной относительной скорости наиболее эффективной скоростью v_0^* . Значение χ при температуре $T = 288^\circ \text{K}$ примерно равно 10 [2]. Эта зависимость также приводит к изменению величины времени колебательной релаксации на 20—25% (поправка тем больше, чем выше температура).



Учет указанных температурных зависимостей приводит к следующей расчетной формуле для адиабатического времени колебательной релаксации τ_s :

$$\tau_s = \frac{1}{1 + y_2} \frac{\exp \left\{ B \left(\frac{x_1 - 1}{x_1 \ln y_1} \right)^2 \right\}^{1/3} \frac{1}{\sqrt[3]{T}}}{AZ_1 (1 - e^{-hv/kT})} \quad (5)$$

где для удобства записи введены следующие обозначения:

$$y_2 = \frac{C_i}{C_{va}}, \quad Z_1 = \frac{1 + C/T}{T^{1/2}}, \quad x_1 = \sqrt[6]{\frac{1}{2} + \frac{1}{2}y_1^{1/2}},$$

$$B = \frac{3}{2} \frac{(2\pi\nu)^2}{k} r_0^2 \mu.$$

Так как предэкспоненциальные множители из формулы (2) очень слабо зависят от температуры, то в формуле (5) они опущены. При высоких температурах мы не учитываем в экспоненте член $-\left(\frac{hv}{2kT} + \frac{\epsilon}{kT} \right)$, так как он очень мал по сравнению

с $(\epsilon' / kT)^{1/3}$.

Значения времени колебательной релаксации τ_s , вычисленные по формуле (5) для кислорода, представлены на фигуре сплошной линией и хорошо согласуются с экспериментальными данными в широком интервале температур.

Таким образом, величина времени колебательной релаксации заметно изменяется от внесения уточнений в формуле (1); с другой стороны, и температурная зависимость времени колебательной релаксации более сложна, нежели определяемая формулой (3). Поскольку зависимость (3) используется для определения радиуса сил отталкивания молекул, то внесение поправок скажется и на определении этой величины.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Landau, E. Teller. Zur Theorie der Schallabsorption. Phys. Z. Sowietunion, 1936, 10, 1, 34—43.
2. R. N. Schwartz, K. F. Herzfeld. Vibrational relaxation times in gases (three — dimensional treatment). J. Chem. Phys., 1954, 22, 5, 767—773.
3. V. H. Blackman. Vibrational relaxation in O₂ and N₂. Fluid. Mech., 1956, 1, 61—85.
4. Thermal properties of gases. Natl. Bur. Standards (U.S.) Circ. 1955, № 564. {K. F. Herzfeld, T. A. Litovitz. Absorption and dispersion of Ultrasonic waves. New York — London, 1959}.
5. B. Y. P. G. Dikkers, A. Ripamonti. Calculation of vibrational relaxation times for diatomic molecules. Trans. Faraday Soc., 1961, 57, 735.
6. В. А. Соловьев. Адиабатическая релаксация в системе гармонических осцилляторов. Акуст. ж., 9, 1, 72, 1963.
7. С. Чепман, Т. Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. М., ИЛ., 1960, 267—269.
8. R. N. Schwartz, Z. I. Slawsky, K. F. Herzfeld. Calculation of vibrational relaxation times in gases. Chem. Phys., 1952, 20, 10, 1591—1599.

Московский областной педагогический институт
им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
22 февраля 1968 г.

УДК 534.614

БЕСКОНТАКТНЫЙ ВИБРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУД СМЕЩЕНИЯ В УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Ю. И. Китайгородский, А. В. Стамов-Витковский

В настоящее время для измерения амплитуд смещения поверхности преобразователей используются либо оптические методы, либо пьезодатчики типа акселерометров. Первый способ может применяться только в лабораторных условиях, второй — не применим при больших амплитудах смещения из-за недостаточной прочности датчиков.

Ниже описывается бесконтактный виброметр с индуктивным датчиком, позволяющий осуществлять измерения для весьма широкого класса ультразвуковых колебательных систем и преобразователей и применимый не только в лабораторной практике, но и при производственной эксплуатации ультразвуковой аппаратуры [1].

Принцип работы виброметра основан на том, что полный электрический импеданс катушки, помещенной в непосредственной близости от токопроводящей поверхности, включает в себя составляющую, обусловленную наличием индуктивной связи катушки и токопроводящей поверхности. Так как величина коэффициента связи зависит от расстояния между катушкой и поверхностью, то при вибрации токопроводящей поверхности происходит преобразование ее линейных перемещений в соответствующее изменение импеданса катушки. При этом индуктивное сопротивление катушки определяется магнитными проводимостями воздушного зазора и поверхностного слоя металла, причем последняя прямо пропорциональна глубине проникновения переменного магнитного потока в металл. Поэтому можно выбрать такое высокое значение частоты тока, питающего катушку, чтобы магнитная проводимость поверхностного слоя была весьма мала и индуктивность определялась в основном величиной воздушного зазора. Рабочая частота должна быть по крайней мере в 10 раз больше наивысшей частоты вибрации.

Исходя из этих соображений центральная частота была нами выбрана около 30 Мгц. Работа на этой частоте не вызывает аппаратных затруднений. Кроме того, при такой частоте представляется возможным применять индуктивные датчики — катушки весьма малого размера.

Вносимый токопроводящей поверхностью импеданс содержит активную составляющую, существенно зависящую от магнитной проницаемости и электропроводно-