

$$\left. \begin{aligned} |D_l| &= \frac{|u_{l_2}|}{|u_{l_1}|} = \frac{\rho_1 4z_{l_2}}{\rho_2 (z_{l_1} + z_{l_2})} |\Theta_{l_1}| = d_l |\Theta_{l_1}|, \\ |D_l| &= \frac{|u_{l_2}|}{|u_{l_1}|} = \frac{4z_{l_1}}{z_{l_1} + z_{l_2}} |\Theta_{l_1}| = d_l |\Theta_{l_1}|. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Здесь $z_{l_1,2} = \rho_{1,2} c_{l_1,2}$; $z_{l_1,2} = \rho_{1,2} c_{l_1,2}$; индекс 1 относится к среде, из которой падает волна; Θ_{l_1} , Θ_{l_2} — углы, образуемые волновыми векторами падающих волн с осью z . Если одна из сред является жидкостью, в формулах (11) и (12) достаточно положить соответствующее $z_l = 0$; при отражении от свободной границы следует принять $z_{l_2} = 0$ ($|D_l|$ и $|D_l|$ в последнем случае теряют смысл, поскольку звуковая энергия во вторую среду не передается).

С учетом сделанных приближений, а также используя выражения (5), (6), (7), (11), (12) и заменяя $|\Theta_{l,t}| = |q_x / q_{l,t}|$, искомые коэффициенты трансформации будут

$$K_{l,t}^R = \frac{r B_n}{\pi^2 2a / \lambda_{l,t}}; \quad K_{l,t}^D = \frac{d_{l,t} B_n}{\pi^2 2a / \lambda_{l,t}}; \quad (13)$$

$\lambda_{l,t}$ — длина звуковой волны в падающем пучке. Коэффициент B_n равен

$$B_n = 2 \int_0^{n\pi/a} \sin q_x a \int_0^n \cos q_x x dx dq_x = C + \ln(2n\pi) - Ci(2n\pi),$$

$C = 0,5772$ — постоянная Эйлера. Приняв далее $|\Theta_{l,t}|_{\max} = 0,2$ (при этом погрешность формул (11) и (12) будет порядка $\Theta_{l,t}^3$), величину n определим из условия $(a \cdot 2\pi / \lambda_{l,t}) |\Theta_{l,t}|_{\max} = n\pi$, тогда

$$B_n = 0,806 + \ln(2a / \lambda_{l,t}) - Ci(1,25 \cdot 2a / \lambda_{l,t}). \quad (14)$$

Как показывают численные оценки по выведенным формулам, эффект трансформации должен заметно проявляться во многих экспериментах с ультразвуковыми пучками. Приняв, например, $2a / \lambda_{l,t} = 10$, для границы алюминий — воздух находим $K_{l,t}^R \approx -24$ дб, что составляет довольно значительную величину.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.

Горный институт им. Г. В. Плеханова
Ленинград

Поступило в редакцию
9 июля 1970 г.

УДК 534.2

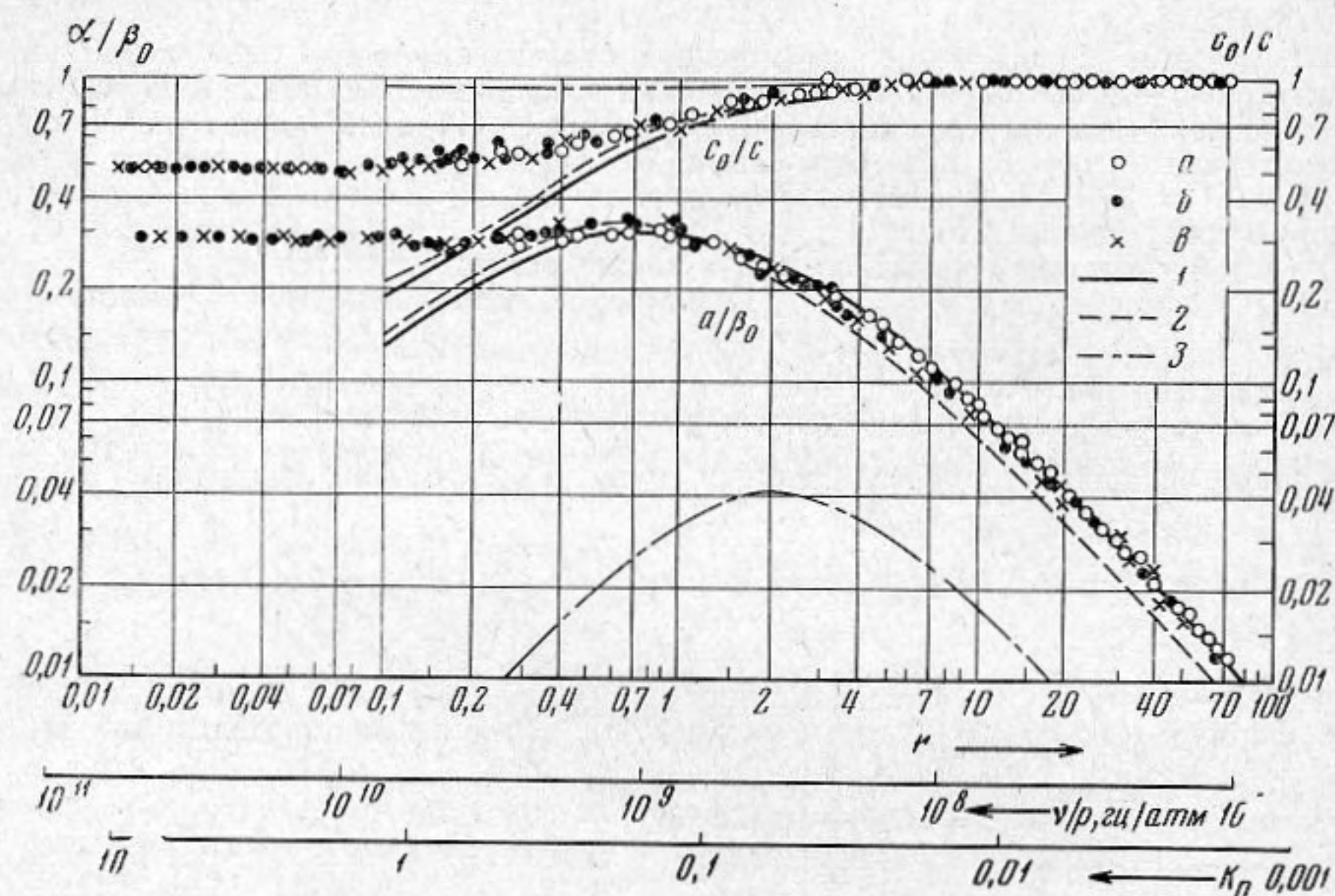
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ ДИСПЕРСИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В КИСЛОРОДЕ, АЗОТЕ И АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ ДО 50×10^4 Мгц/атм

М. Б. Митин, В. Ф. Яковлев

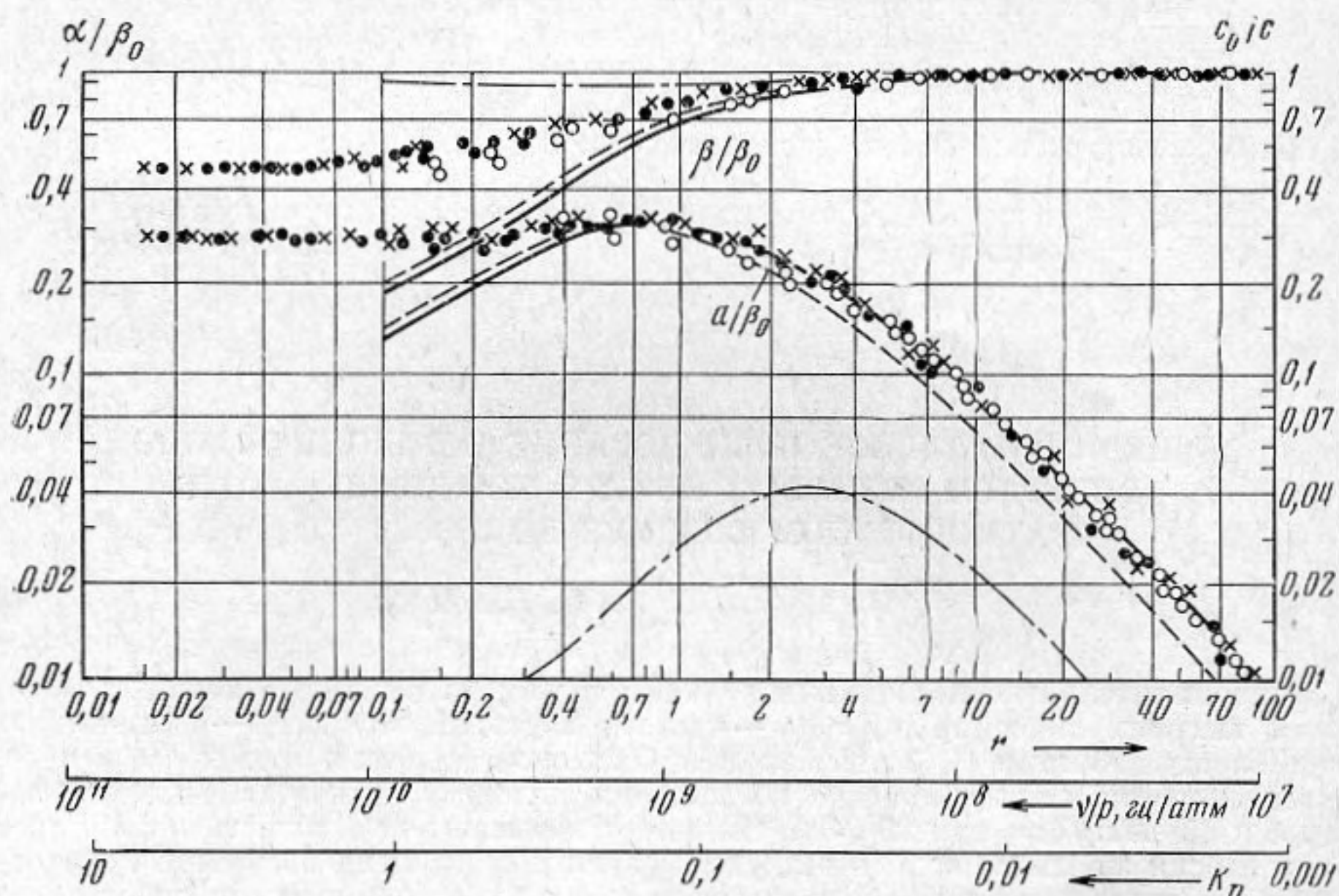
Экспериментальные исследования акустических свойств двухатомных газов в области высоких значений ν / p (ν — частота звуковой волны, p — давление газа) представлены работами [1, 2]. Майером и Сесслером [1] были проведены измерения фазовой скорости и коэффициента поглощения звуковых волн в атмосферном воздухе до 5×10^4 Мгц/атм при 20° . Эти данные охватывают всю область комбинированной дисперсии звуковых волн в воздухе. Гринспэнном [2] были получены экспериментальные значения акустических параметров азота, кислорода и атмосферного воздуха до 8×10^3 Мгц/атм по измерениям скорости и до 4×10^3 Мгц/атм по измерениям коэффициента поглощения. В работе [2] не были исследованы предельные значения скорости и коэффициента поглощения в области $\text{Kn} \gtrsim 1$ (Kn — число Кнудсена). Температурная зависимость акустических параметров в работах [1, 2] не изучалась.

С целью расширения экспериментальных исследований комбинированной дисперсии в двухатомных газах нами методом акустического интерферометра со стабилизированной параллельностью кварцев [3] были проведены измерения фазовой скорости и коэффициента поглощения звуковых волн в кислороде, азоте и атмосферном воздухе при 30° и 100° . Измерения проводились на частоте 513 кгц. Определение температуры в измерительной камере интерферометра осуществлялось хромель-копелевой термопарой с помощью потенциометра Р-306 и гальванометра М-96. Объекты исследования — азот и кислород — содержали 99,92% основного газа; воз-

дух для исследования брался из окружающей атмосферы. Измерения проводились в интервале давлений $40-8 \times 10^{-3}$ мм рт. ст. Полученные экспериментальные данные охватывают область $0,001 < K_n \leq 10$. Измерения скорости и коэффициента поглощения в кислороде, азоте и воздухе проводились до 5×10^4 Мгц/атм. Предельные значения c_0/c (c_0 — лапласовская скорость звука, c — фазовая скорость звуковых волн при некотором давлении p) во всех исследованных веществах при 30° , 100°



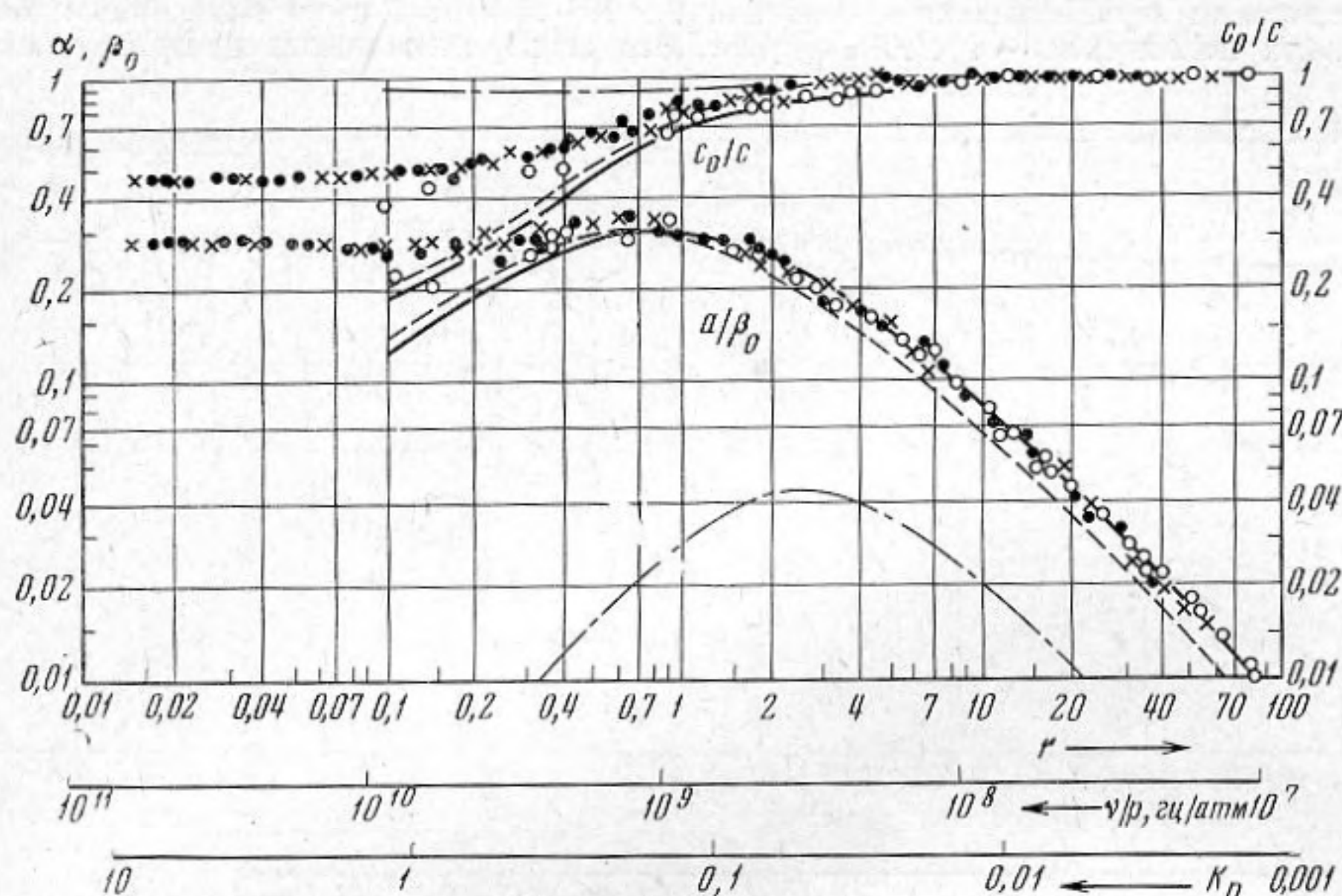
Фиг. 1



Фиг. 2

составляют $0,48 \pm 0,02$, аналогичное значение $\alpha/\beta_0 = 0,28 \pm 0,04$, α — коэффициент поглощения, $\beta_0 = 2\pi\nu/c_0$. Последнее позволяет утверждать, что с повышением температуры предельное значение коэффициента поглощения звуковых волн в двухатомных газах уменьшается. При этом рост температуры двухатомного газа ведет к увеличению предельного значения фазовой скорости. Точность измерения скорости при 30° в классической области была равна $\pm 0,5\%$, в области предельных значений $\pm 2,5\%$, соответственно для коэффициента поглощения она составляла $\pm 10\%$ и $\pm 5\%$. При 100° в области предельных значений ошибка при измерении скорости составляла $\pm 3\%$, коэффициент поглощения измерялся с точностью $\pm 6\%$.

Интерпретация результатов акустических измерений в двухатомных газах связана с той трудностью, что в настоящее время нет строгого метода разделения трансляционных и ротационных эффектов. Для этой цели мы воспользовались методом Гринспэна [4]. В общем случае этот метод применим к так называемому бекеровскому газу в приближении Навье — Стокса. Можно показать, что двухатомная молекула в виде гантели является хорошим приближением к модели этого газа. Описание трансляционных эффектов в этом случае возможно с помощью видоизмененной теории Бернетта [2]. На фиг. 1, 2, 3 проведено сравнение данных наших измерений соответственно в кислороде, азоте и атмосферном воздухе с результатами работы [2] и теоретическими кривыми, полученными на основании работы [4]. На



Фиг. 3

фигурах использованы следующие условные обозначения: *a* — данные работы [2], *b* — наши результаты при 30°, *c* — результаты настоящей работы при 100°, *1* — кривые комбинированной дисперсии, *2* — кривые трансляционной дисперсии в модифицированном приближении Бернетта, *3* — кривые вращательной релаксации. Кривые вращательной релаксации рассчитаны при следующих значениях релаксационного числа *Z* (среднее число столкновений, за которое внутренняя энергия молекулы изменится в $1/e$ раз): азот — $5,2 \pm 0,05$, кислород — $4,09 \pm 0,08$, атмосферный воздух — $4,82 \pm 0,18$. Из фиг. 1, 2, 3 видно, что экспериментальные результаты для комбинированной дисперсии в двухатомных газах в координатах c_0/c , α/β_0 и $r = p/2\mu\omega$ (μ — коэфф. вязкости) могут быть представлены некоторой усредненной кривой, не зависящей от рода газа и температуры. Полученные нами предельные значения c_0/c , α/β_0 для атмосферного воздуха находятся в удовлетворительном согласии с данными работы [1]. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими кривыми показывает, что кривые комбинированной дисперсии согласуются с экспериментом в области $r \geq 1$. Кривая комбинированной дисперсии по скорости согласуется с экспериментальными данными в области $r \geq 0,8$, соответствующая кривая поглощения имеет согласие с экспериментом для $r \geq 0,4$. Таким образом, правило [4] оказывается непригодным для описания экспериментальных данных по комбинированной дисперсии звуковых волн в двухатомных газах в области $0,01 < r \leq 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Meyer, v. J. Sessler. Schallansbreitung in gasen bei hohen frequenzen und sehr niedrigen drucken. Z. Phys., 1957, 149, 1, 15—39.
2. M. Greenspan. Rotational relaxation in nitrogen oxygen and air. J. Acoust. Soc. America, 1959, 31, 2, 155—160.
3. Е. Д. Попов, В. Ф. Яковлев. Ультразвуковой интерферометр для измерения скорости распространения ультразвука до 20 000 Мгц/атм. Акуст. ж., 1969, 15, 1, 138—139.
4. M. Greenspan. Combined translational and relaxation dispersion of sound in gases. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 1, 70—73.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
9 октября 1970 г.