

А. Т. ДАДАЯН и Е. Я. ПУМПЕР

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН
В ВОЗДУХЕ И АРГОНЕ**

(Представлено академиком Л. И. Мандельштамом 28 VI 1938)

Учет вязкости и теплопроводности по Стоксу и Кирхгофу дает в случае плоской волны для коэффициента поглощения звука след. выражение (1):

$$\alpha_s = \frac{\omega^2}{p} \frac{1}{2a\gamma} \left[\frac{4}{3} \eta + \frac{\gamma-1}{C_p} \nu \right], \quad (1)$$

где ω —круговая частота, a —лапласова скорость, $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, p —давление, η —вязкость, ν —теплопроводность.

Кроме того в многоатомных газах существует еще добавочное поглощение звука, определяющееся конечностью времени обмена энергии между внешними и внутренними степенями свободы молекул, наличие которого было указано Кнезером (2). Для интересующей нас области частот и давлений, когда $\tau \ll T$ (T —период звука, а τ —время установления равновесного состояния между внешними и внутренними степенями свободы молекул), согласно Кнезеру этот дополнительный член в выражении для коэффициента поглощения равен

$$\alpha_k = C \frac{\omega^2}{p},$$

где

$$C = \frac{\tau}{4\pi a} (Q^2 - 1), \quad (2)$$

где $Q = \frac{a_\infty}{a}$, причем a_∞ —скорость звука при $\omega = \infty$ (по Кнезеру).

Численное значение τ из теории Кнезера не может быть получено. Можно однако поставить задачу о вычислении величины τ по значению кнезеровского коэффициента поглощения, определенного из опыта. В тех случаях, когда при процессах обмена доминирующее значение имеет какая-либо одна внутренняя степень свободы, предельная скорость a_∞ может быть вычислена.

По разности измеренного и вычисленного по Стоксу значения коэффициента поглощения α_s можно получить величину α_k ; тогда, зная их, можно рассчитать τ для данного газа. Для одноатомных газов поглощение должно даваться формулой (1). Экспериментальные значения коэффициента поглощения, полученные до сего времени различными авторами для воздуха, сильно различались друг от друга и не давали возможности достаточно хорошо проверить указанные выше теоретические соображения.

С этой целью нами и была поставлена настоящая работа по измерению коэффициентов поглощения в воздухе, а также в одноатомном газе—аргоне, результаты которых могут служить известной базой для проверки указанных выше теорий.

Метод измерения. В работе применялся метод измерений, описанный Л. М. Белявской⁽³⁾, заключающийся в следующем. Кварц, излучающий ультразвук, помещается в интерферометре Пирса⁽⁴⁾. С помощью электрического индикатора регистрируются реакции отражающегося в интерферометре поля на кварц, при нахождении отражателя в узле, в пучности звука и при отсутствии отражателя. По величинам этих показаний подсчитывается коэффициент поглощения. Величина вносимого в пьезокварц затухания при нахождении отражателя в узле звука

$$\vartheta_{\max} = \vartheta_{\infty} \operatorname{ctgh} \alpha l, \quad (3)$$

и при нахождении отражателя в пучности

$$\vartheta_{\min} = \vartheta_{\infty} \operatorname{tgh} \alpha l, \quad (4)$$

где ϑ_{∞} —затухание, вносимое при отсутствии отражателя, l —расстояние от отражателя до кварца. Из этих выражений может быть получена след. формула (при условии, что затухание ϑ , вносимое в кварц ультразвуком, связано с показанием индикатора J соотношением вида $\vartheta = AJ + B$):

$$\operatorname{ctgh} \alpha l = \frac{J_{\max} - J_{\infty}}{J_{\infty} - J_{\min}}, \quad (5)$$

служащая для вычисления α . Если измерение производится в закрытом сосуде, где измерить J_{∞} практически трудно, то вместо формулы (5) удобно пользоваться следующим выражением, также получающимся из (3) и (4):

$$\cosh 2\alpha l = \frac{J_{\max 1} - J_{\min 1}}{2(J_{\max 2} - J_{\min 2})}, \quad (6)$$

где $J_{\max 1}$ и $J_{\min 1}$ —реакции на расстоянии l от кварца, а $J_{\max 2}$ и $J_{\min 2}$ —на расстоянии $2l$.

Нужно подчеркнуть, что в основе этого метода так же, как и в основе методов, применяемых другими авторами [Пильмайер⁽⁵⁾, Хебборд⁽⁶⁾, Неклепаев⁽⁷⁾ и др.], лежит предположение, что акустическая волна является плоской.

Описание опыта. Измерения коэффициентов поглощения производились с помощью металлического интерферометра Пирса, в котором отражатель перемещался специальным микрометром. Верхняя излучающая поверхность кварца была посеребрена, и ее контакт с наружным электродом интерферометра осуществлялся с помощью плоской пружинки, один конец которой свободно лежал на посеребренной поверхности кварца.

Пьезокварц возбуждался от осцилляторной схемы Пирса. В анодную цепь генератора включался компенсированный гальванометр чувствительностью порядка 10^{-6} А, служивший индикатором реакций акустического поля на кварц. Для контроля часть измерений производилась при возбуждении кварца по резонансной схеме. В обоих случаях результаты опытов совпадали. Давление газа в интерферометре регистрировалось обычным ртутным манометром, а также манометром Мак-Леода, служившим для контроля натекания воздуха в интерферометр снаружи. Практически натекание воздуха за несколько часов повышало давление в интерферометре на сотые доли миллиметра, что можно считать несущественным, так как минимальное давление при измерениях составляло около 70 мм. Воздух предварительно пропускался через осушитель из хлористого кальция. Измерения производились при комнатной температуре 16° .

Существенное внимание обращалось на однородность акустического поля. Контроль однородности производился при помощи сравнения экспериментальных кривых реакций акустического столба на кварц в зависимости от положения отражателя с кривыми, вычисленными по формулам (3) и (4). Исходя из этого, отбирались кварцы, удовлетворявшие поставленным требованиям.

Коэффициенты поглощений определялись в двух газах—в воздухе и аргоне. Аргон был выбран как одноатомный газ, для которого формула (1) должна быть справедливой. Измерения поглощения производились на 4 кварцах различных частот при разных давлениях газа. Результаты измерений даны на фигуре.

Обсуждение результатов. Если вычислить $\alpha\lambda^2$ по нашим измерениям указанным способом для $p=1$ атм, то получаем следующие значения:

Воздух	{	$f_{кН}$	379	481.5	577	715
		$\alpha\lambda_{sm}^2$	$6.2 \cdot 10^{-4}$	$5.1 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	$3.7 \cdot 10^{-4}$
Аргон	{	$f_{кН}$	481.5	715		
		$\alpha\lambda_{sm}^2$	$4.7 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$		

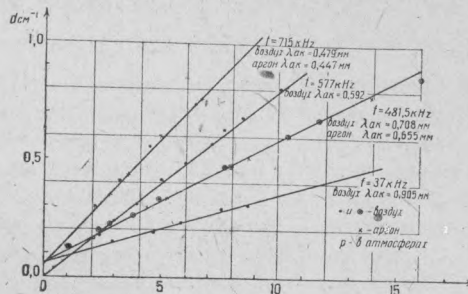
При этом согласно Стоксу-Кирхгофу для воздуха $\alpha\lambda^2=1.65 \cdot 10^{-4}$ и для аргона $\alpha\lambda^2=1.85 \cdot 10^{-4}$. Как видно из фигуры, вместо ожидаемой зависимости от давления вида $\tilde{\alpha} = \frac{k}{p}$ экспериментально за исключением одной частоты нами были получены зависимости вида

$$\alpha = \frac{k}{p} + \alpha_0, \text{ где } \alpha_0(p) = \text{const.}$$

Если исключить влияние загрязненности газа на результат, то можно подозревать, что источником ошибки измерений являлась неоднородность акустического поля*. Для выяснения этого вопроса студентами МГУ Е. Ф. Новиковой и Ф. Н. Цизиной был произведен следующий опыт: между кварцем и отражателем устанавливался экран с квадратным отверстием в 1 см^2 , которое могло перемещаться вдоль поверхности кварца. Помимо этого контакт пружинки с посеребренной поверхностью кварца осуществлялся в разных точках.

Оказалось, что при этом с одного кварца можно было получить различные значения «коэффициента поглощения» при хороших кривых убывания реакций. Это показало, что форма этих кривых еще не является достаточным критерием однородности поля и что неоднородность существенно влияет на результат.

В случае плоской волны закон спада амплитуд дается выражением $e^{-\alpha x}$. Тогда при многократном отражении справедливы формулы (3), (4), (5) и (6). Если волна несколько отлична от плоской, то реакцию на кварц можно написать в виде $A = pf(x, y)e^{-\alpha x}$. При этом $f(x, y)$ — функция, характеризующая конфигурацию поля, зависящая от диффрак-



Зависимость коэффициента абсорбции от давления в воздухе и аргоне.

* Для определения влияния загрязненности газа к нему специально подмешивалась углекислота в размере нескольких процентов, однако на результат измерения это не влияло. Из этого (учитывая малую течь в приборе) можно заключить, что чистота газа была достаточной.

ционных явлений на поверхности кварца и не зависящая от давления газа. Если при этом все же законы (3) и (4) удовлетворяются (что имеет место в наших экспериментах), то $f(x, y) \approx B_0 e^{-\alpha_0 x}$. Тогда $A = p B_0 e^{-(\alpha + \alpha_0)x}$, и следовательно неоднородность поля сказывается в измерениях как добавочное поглощение, которое не зависит от давления, а только от формы поля. Естественно поэтому выдвинуть гипотезу, что отступление от теоретической зависимости $\alpha \left(\frac{1}{p} \right)$ на фигуре и обусловлено неоднородностью поля. Чтобы исключить ее влияние, следует провести эти прямые параллельно самим себе через начало координат.

Для проверки этого предположения искусственно искажалось поле кварца частоты 577 кН, который на фигуре давал прямую, проходившую через начало координат. Оказалось, что при этом она довольно значительно перемещалась вверх параллельно самой себе.

Если на основании сказанного ввести поправку в полученные из эксперимента величины поглощения, то для нормального давления все четыре частоты дают в воздухе значения $\alpha \lambda^2$ от 0.00025 до 0.00028; теоретическое значение по (1) для $\alpha \lambda^2 = 0.000165$. Для аргона этим способом получено значение $\alpha \lambda^2 = 0.00022$ вместо 0.000185 по Стоксу. Завышенные данные для воздуха могли бы быть объяснены явлением Кнезера. Для аргона этих предположений сделать нельзя, поэтому есть основание думать о существовании дополнительной ошибки измерения порядка 20%, еще не вскрытой.

Сравнительно небольшое расхождение полученных нами значений поглощения для аргона по сравнению со стоксовыми дает право считать в наших данных более близкими к истинным, чем результаты других авторов (длина волны в аргоне и воздухе почти одинакова, вследствие чего не должно существовать большого различия в дифракционных процессах на поверхности кварца), тем более, что в их работах, как уже указывалось, вопросы однородности поля столь же существенны, как и в нашем случае. Должного внимания со стороны этих авторов вопросы однородности поля не получили, чем повидимому и объясняется разноречивость их результатов. С другой стороны, в наших результатах сравнительно хорошо соблюдается линейная зависимость от $\frac{1}{p}$ и постоянство $\alpha \lambda^2$ (при изменении λ^2 в 4 раза $\alpha \lambda^2$ меняется на 10%), что также говорит в их пользу.

В процессе настоящей работы вышла статья Иттербек и Мариенс⁽⁸⁾, в которой даны два измерения поглощения для аргона при двух давлениях и частоте $\approx 3 \cdot 10^5$ Hz.

Величины $\alpha \lambda^2$, приведенные к нормальному давлению по этим данным, равны 0.000225 и 0.00018, что в пределах погрешности не расходится с нашими данными.

Лаборатория колебаний.
Институт физики.

Московский государственный университет.

Поступило
5 VII 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Rayleigh, Theory of Sound, II (1926). ² Кнезер, Ann. d. Phys., 16, Н. 3, 337 (1933). ³ Белявская, Изв. Акад. Наук, № 6—7, 917 (1935). ⁴ Pierce, Proc. Amer. Acad., 60, 271 (1926). ⁵ Pielmauer, Phys. Rev., 34, 1187 (1929). ⁶ Hubbard, Phys. Rev., 38, 1011 (1931); 41, 523 (1932). ⁷ Neklerajew, Ann. d. Phys., 35, 175 (1911). ⁸ Itterbeek a. Mariens, Physica, IV, № 8 (1937).