

схема измерения скорости звука в снежном покрове: 1 — пьезопреобразователи, 2 — снеговой образец, 3 — подвижные кронштейны, 4 — измерительная линейка). Излучатели жестко крепились на подвижных кронштейнах штангенциркуля. Отсчет геометрических размеров образца (длина пути ультразвука) мог производиться с точностью до десятых долей миллиметра. При измерениях непосредственно в снежном покрове излучатели внедрялись в снег и слегка, для создания надежного акустического контакта, смещались регулировочным винтом один к другому. Во время экспериментов температура образцов изменялась в пределах от -7 до -13° .

В таблице приведены результаты измерений. Как видно из данных, приводимых в столбцах 1—5, упругие модули и скорости продольных и поперечных волн монотонно возрастают с увеличением плотности и мало отличаются при прозвучивании в вертикальном и горизонтальном направлениях. Однако исследование разреза снежного покрова на открытом пространстве (столбцы 6—8) дало совершенно неожиданные результаты. Значения скорости продольных волн, при измерении в вертикальном и в горизонтальном направлениях, отличаются здесь примерно в два раза. При этом скорость в вертикальном направлении несколько выше, а скорость в горизонтальном направлении значительно ниже, чем для других образцов той же плотности.

№ образца	1	2	3	4	5	6	7	8
Плотность, $\rho/\text{см}^3$	0,242	0,36	0,395	0,527	0,495	0,35	0,37	0,39
Направл. прозвуч.	верт. гор.	верт. гор.	верт. гор.	верт. гор.	верт. гор.	верт. гор.	верт. гор.	гор.
C_e , м/сек	360 460	895 1015	1240 1275	1750 1750	1565 1345	1150 670	1210 530	555
C_t , м/сек	— —	590 580	745 705	1005 1145	700 737	— —	— —	—
ν	— —	0,12 0,26	0,22 0,28	0,25 0,13	0,37 0,28	— —	— —	—
$E \cdot 10^3$, кг/см ²	— —	2,8 3,06	5,34 5,11	13,4 15,8	6,67 7,12	— —	— —	—
$\mu \cdot 10^3$, кг/см ²	— —	1,25 1,23	2,19 2,0	5,32 7,04	2,43 2,74	— —	— —	—

Примечание: 1 — свежавыпавший снег; 2 — свежавыпавший снег с наветренной стороны палатки; 3 — свежавыпавший снег из «ветровой доски» (тонкий наружный слой снега, уплотненный под действием ветра); 4 — уплотненный снег с тракторной дороги (глубина 10 см); 5 — уплотненный снег с тракторной дороги (глубина 50 см); 6 — разрез снежного покрова, глубина 10 см; 7 — разрез снежного покрова, глубина 50 см; 8 — разрез снежного покрова, глубина 70 см (20 см от льда); C_e — скорость распространения продольных волн; C_t — скорость распространения поперечных волн; ν — коэффициент Пуассона; E — модуль Юнга; μ — модуль сдвига.

Возможно, что это явление вызвано структурными особенностями снежного покрова. Действительно, в работе [1] указывается, что при старении снежного покрова в нем происходит перекристаллизация, возникает преимущественная ориентация кристаллов в вертикальном направлении, и они соединяются в вертикальные «гроздь».

ЛИТЕРАТУРА

1. П. П. Кузьмин. Физические свойства снежного покрова. Гидрометиздат, 1957.
2. В. В. Богородский. Упругие характеристики льда. Акуст. ж., 1958, 4, 1, 19—23.

Арктический и антарктический
н.-и. институт
Ленинград

Поступило в редакцию
25 июля 1962 г.

О РАСЧЕТЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА ПО СТРУКТУРЕ ПИКОВ НА КРИВОЙ РЕАКЦИИ ИНТЕРФЕРОМЕТРА

В. В. Войтонис, В. Ф. Яковлев

Для исследования поглощения в газах интерферометрическим методом при малых значениях коэффициента поглощения наибольшее распространение получили метод Хаббарда [1] и метод Белявской [2]. Первый основан на анализе структуры пика кривой реакции (определение полуширины пика) и не дает простого аналитического выражения для расчета коэффициента поглощения. Метод Белявской требует определения тока через кристалл при бесконечно удаленном рефлекторе (I_{∞}), причем I_{∞} возможно определять двумя способами: либо удалять рефлектор настолько, чтобы не было обратного воздействия отраженной волны (а это при малых поглощениях прак-

тически невозможно), либо вводить между рефлектором и излучателем поглотитель, что усложняет эксперимент.

Между тем определение I_{∞} (или импеданса Z_{∞}) возможно из структуры пиков на кривой реакции. Как известно [3], импеданс интерферометра, работающего на собственной частоте кварцевой пластинки, выражается так:

$$Z = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{4\varphi^2} \frac{\text{cth } Kr + \Delta}{1 + \Delta \text{cth } Kr}, \quad (1)$$

где R_0 — внутреннее сопротивление генератора, R_E — сопротивление потерь в преобразователе, ρc — волновое сопротивление среды, S — площадь излучателя, Δ — отношение акустических сопротивлений среды и рефлектора, $K = \alpha + j\frac{\omega}{c}$ — комплексное волновое число, r — расстояние между излучателем и рефлектором, φ — коэффициент трансформации в электрической эквивалентной схеме интерферометра.

В точках, удовлетворяющих условию $r = n\lambda/4$, импеданс Z принимает действительные экстремальные значения. После замены $\Delta = \text{th } \beta$ мы получим из выражения (1)

$$Z_{\max} = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{4\varphi^2} \cdot \text{cth}(\alpha r + \beta) \text{ при } r = 2n \frac{\lambda}{4}, \quad (2)$$

$$Z_{\min} = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{4\varphi^2} \cdot \text{th}(\alpha r + \beta) \text{ при } r = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}. \quad (3)$$

Обратим внимание на точки $r = (2n + 1) \lambda/8$, т. е. на точки, лежащие посередине между максимумами и минимумами. Нетрудно показать, что в этих точках

$\left| \frac{\text{cth } Kr + \Delta}{1 + \Delta \cdot \text{cth } Kr} \right| = 1$, поэтому для импеданса при этих значениях r (обозначим его $Z_{\lambda/8}$) мы получим формулу:

$$Z_{\lambda/8} \approx R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{4\varphi^2}. \quad (4)$$

Выражения (2), (3) и (4) позволяют получить расчетные соотношения для α . При включении интерферометра в высокочастотный импедантный мост мы получаем

$$\alpha = \frac{1}{r_2 - r_1} \left(\text{Arth} \frac{Z_{\lambda/8} - Z_{2 \min}}{Z_{2 \max} - Z_{\lambda/8}} - \text{Arth} \frac{Z_{\lambda/8} - Z_{1 \min}}{Z_{\max} - Z_{\lambda/8}} \right), \quad (5)$$

причем цифровые индексы относятся к соответственным расстояниям. Если производится измерение высокочастотного напряжения на излучателе, как это предложено в работе [4], то

$$\frac{V_{\lambda/8} - V_{\min}}{V_{\max} - V_{\lambda/8}} = \text{th}(\alpha r + \beta + \beta_1), \quad (6)$$

где

$$\beta_1 = \text{Arth} \frac{\rho c S / 4\varphi^2}{R_0 + R_E / 4\varphi^2}.$$

Причем в (6) предполагается, что напряжение изменяется пропорционально модулю последнего члена в (1). При больших потерях в кварце и кварцедержателе будет наблюдаться отступление от этой закономерности и изменение напряжения будет ближе к изменению только действительной части импеданса, поэтому расчетные соотношения будут сложнее.

Из выражения (6) следует:

$$\alpha = \frac{1}{r_2 - r_1} \left(\text{Arth} \frac{V_{\lambda/8} - V_{2 \min}}{V_{2 \max} - V_{\lambda/8}} - \text{Arth} \frac{V_{\lambda/8} - V_{1 \min}}{V_{1 \max} - V_{\lambda/8}} \right).$$

Во всех случаях α может быть определена и графически, как это предложено в работе [2].

Предлагаемый расчет поглощения по структуре пика, основанный на общей теории интерферометра, прост в использовании и позволяет определять затухание ультразвука в газах при любых значениях α .

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Hubbard. The acoustic resonator interferometer. I. The acoustic system and its equivalent network. Phys. Rev., 1931, 38, 5, 1011—1019. II, Ultrasonic velocity and absorption in gases. 1932, 41, 4, 523—535. Errata, 1934, 46, 6, 525.
2. Л. Белявская. Новый метод измерения коэффициента абсорбции ультразвуковых волн в газах. Изв. АН СССР (ОМОН), 1930, 7, 917—925.
3. У. П. Мезон. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. М., ИЛ, 1952, стр. 279.
4. И. И. Перепечко, В. Ф. Яковлев. К вопросу об измерении поглощения ультразвука в газах интерферометром. Акуст. ж., 1961, 7, 1, 101—102.

Московский областной
педагогический институт
им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
8 июня 1962 г.

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В СЖАТЫХ ГАЗАХ

А. А. Глинский

При экспериментальном исследовании распространения ультразвуковых волн в сжатых газах было обнаружено явление инверсии температурного коэффициента скорости звука [1, 2]. Скорость звука в азоте в зависимости от давления при $T = \text{const}$ растет и при больших сжатиях почти вдвое превышает скорость звука в жидком азоте, хотя плотность сжатого газа лишь незначительно превышает плотность жидкости [3].

Рассмотрение этих явлений на основании статистической теории сжатых газов приводит к качественному согласию с опытом [4], однако провести сравнение с опытом оказывается затруднительным.

Для расчета скоростей звука при достаточно больших плотностях газов можно воспользоваться предложенным Френкелем [5] приближенным калорическим уравнением состояния:

$$E(v, T) = \frac{iRT}{2} + \frac{3RT}{2} + \frac{1}{2} N \int_0^{\infty} \varphi(r) \rho(r) 4\pi r^2 dr, \quad (1)$$

где первое слагаемое представляет среднюю кинетическую энергию движения молекул, второе — среднее значение потенциальной энергии, связанной с колебаниями молекул около равновесных положений, последнее — потенциальную энергию межмолекулярного взаимодействия, выраженную через функцию относительной плотности $\rho(r)$ при неподвижных молекулах.

Если пренебречь далекими взаимодействиями, т. е. учесть быстрое убывание потенциала парного взаимодействия $\varphi(r)$ с увеличением r , то уравнение (1) можно приближенно записать в виде

$$E = \frac{i+3}{2} RT + \frac{1}{2} Nz\varphi(r), \quad (2)$$

где z — среднее координационное число и r — среднее расстояние между молекулами. Для расчета скоростей звука воспользуемся известным термодинамическим соотношением:

$$\frac{c^2}{\gamma} = T \left[\frac{\partial \left(\frac{c^2}{\gamma} \right)}{\partial T} \right]_v = \frac{v^2}{M} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial v^2} \right)_T, \quad (3)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей, v — молекулярный объем, M — молекулярный вес. Интегрирование уравнения (3) в случае, когда E представляется в виде формулы (2), дает

$$c^2 = \gamma \frac{zv_1^2}{2m} \left[\frac{\partial^2 \varphi(v_1)}{\partial v_1^2} \right]_T + \gamma_{\text{ид}} \frac{RT}{M}. \quad (4)$$

Здесь $\gamma_{\text{ид}}$ — значение γ при $v \rightarrow \infty$, m — масса молекулы, v_1 — объем, приходящийся на одну молекулу и связанный с r^3 через коэффициент a^3 , зависящий от упаковки молекул.