

x	$\approx a(x \mid 1111)$		$\approx a(x \mid 2111)$		$\approx a(x \mid 4011)$	
1,0	0,41782	3,7	0,12694	3,8	0,07635	4,0
1,5	0,03804	2,6	0,01007	2,0	0,00805	1,2
2,0	0,00588	2,2	0,00138	4,5	0,00157	9,0

Tab. 2.

Man erkennt aus Vergleich mit den in Tab. 1 angegebenen genauen Werten, daß die Abweichungen an den Enden des Bereichs verschiedene Vorzeichen haben.

Verwendet man in (2) statt des Cosinus das Produkt $\mathfrak{Cof} \alpha q_1 (r_{ai} - r_{bi}) \mathfrak{Cof} \alpha q_2 (r_{ak} - r_{bk})$, so ergibt sich:

$$a(x \mid p_1 p_2 p_3 p_4) \left\{ \begin{aligned} &\leq \frac{1}{4} [a(x \mid p_1 + q_1, p_2 - q_1, p_3 + q_2, p_4 - q_2) + a(x \mid p_1 + q_1, p_2 - q_1, p_3 - q_2, p_4 + q_2) \\ &\quad + a(x \mid p_1 - q_1, p_2 + q_1, p_3 + q_2, p_4 - q_2) + a(x \mid p_1 - q_1, p_2 + q_1, p_3 - q_2, p_4 + q_2)], \\ &\geq \frac{1}{4 \mathfrak{Cof} q_1 x \mathfrak{Cof} q_2 x} [a(x \mid p_1 + q_1, p_2 - q_1, p_3 + q_2, p_4 - q_2) + a(x \mid p_1 + q_1, p_2 - q_1, \\ &\hspace{15em} p_3 - q_2, p_4 + q_2) \\ &\quad + a(x \mid p_1 - q_1, p_2 + q_1, p_3 + q_2, p_4 - q_2) + a(x \mid p_1 - q_1, p_2 + q_1, p_3 - q_2, p_4 + q_2)]. \end{aligned} \right. \tag{8}$$

Für den Fall $p_1 = p_2 = p_3 = p_4 = q_1 = q_2 = p$ erhält man die Abschätzung:

$$\frac{1}{2 [\mathfrak{Cof} p x]^2} [a(x \mid 2p, 0, 0, 2p) + a(x \mid 2p, 0, 2p, 0)] \leq a(x \mid p, p, p, p) \leq \frac{1}{2} [a(x \mid 2p, 0, 0, 2p) + a(x \mid 2p, 0, 2p, 0)], \tag{9}$$

deren obere Grenze einer von Roothaan⁹ angegebenen Ungleichung entspricht, wenn die dort verwendeten Funktionen die hier vorausgesetzte Form haben.

Der eingeschlossene Bereich von (8) bzw. (9) ist größer als in (3), da (8) ein zweimaliges Anwenden der Relationen (3) darstellt.

⁹ C. C. J. Roothaan, Rev. mod. Physics, **23**, 72 [1951].

NOTIZEN

Determination of Ultrasonic Absorption Coefficient in Liquids by a new Technique

By S. Parthasarathy, S. S. Chari and P. P. Mahendroo

The National Physical Laboratory of India, New Delhi

(Z. Naturforschg. **8a**, 272—273 [1953]; eingeg. am 21. Okt. 1952)

The ultrasonic absorption in liquids can be determined by measuring the pressure of radiation that it exerts at various distances, by employing light diffraction method, by using the acoustic interferometer

¹ L. Bergmann, Der Ultraschall, S. Hirzel Verlag Stuttgart 1949.
² „Ultrasonic absorption in various organic liquids at 5 Mc/s“ S. Parthasarathy, S. S. Chari u. D. Srinivasan, Naturwiss. **39**, 483 [1952].

or again by finding the decay of sound pulses¹. These methods are well known and are widely employed. In a note which has been published in „Die Naturwissenschaften“² we have measured ultrasonic absorption in liquids at 15 Mc/s by the radiation pressure method. In a second note³ now published in the same journal, we have developed another method wherein we have suggested a comparative method applicable at 5 Mc/s or lower, from thermal considerations alone, showing that the ratio of heat produced H to α/v^2 remains constant for the majority of liquids. The present note describes a new technique for measuring α from altogether different considerations.

³ „Determination of ultrasonic absorption in liquids at 5 Mc/s from thermal considerations“ S. Parthasarathy, D. Srinivasan u. S. S. Chari, Naturwiss. **39**, 44—45 [1952].



It has been shown by us in a paper⁴ under publication that the initial intensity I_0 of sound in a liquid is proportional to the heat produced H or in other words $I_0 = JH$, where J , the constant of proportionality is identified with the Joule's equivalent. Therefore, if by some method we can determine I , the intensity of sound at various distances from the source through heat produced by the passage of ultrasonic waves originating at these points, then, by merely substituting (H) in place of (I) in the equation for attenuation $I = I_0 e^{-2\alpha x}$, we get $H = H_0 e^{-2\alpha x}$. This offers an elegant and simple method for determining α for liquids.

In our experiments, we keep the liquid for which α is to be determined in a big insulated beaker with the oscillator quartz crystal immersed in it. A double-walled glass calorimeter with a thin mica window at the bottom through which sound could be passed is suspended directly over the quartz crystal. The calorimeter contains the same liquid as below. The amount of sound absorbed by liquid in the calorimeter varies with the position of the calorimeter from the source and this sound trapped inside the calorimeter appears as heat. By measuring the rise in temperature for various positions of the calorimeter and applying the above formula, α/ν^2 has been determined.

Even though mica prevents passage of heat through it from the liquid below, we observed slight increase in temperature due to conduction. The correction similar to radiation loss is applied for this heat con-

duction. The usual correction for cooling due to radiation has also been applied. The former correction is in the nature of subtraction while the latter is an additive one.

The following table gives results of measurement of α/ν^2 as determined by this method in 8 liquids at 5.0 Mc/s. For comparison, the absorption coefficients α/ν^2 at about the same frequency determined by the radiation pressure method in this laboratory are also given.

No.	Liquid	Temp. 0°C	α/ν^2 by thermal method (new technique)	α/ν^2 at 5 Mc/s by radiation pressure method.
1.	Benzene	30	8,12	8,08 at 20°C
2.	Pyridine	26,5	5,17	5,20 at 25°C
3.	Carbon tetra- chloride	26,5	5,63	5,86 at 20°C
4.	Ethylene glycol	29,0	2,38	2,69 at 24°C
5.	Cyclohexanol	30,0	4,64	4,89 at 30°C
6.	Ethyl butyrate	26,5	3,19	2,80 at 25°C
7.	Ethyl benzoate	28,0	3,09	3,09 at 22°C
8.	Methyl salicylate	28,0	6,94	7,71 at 23°C

The results show good agreement between the values determined by the absolute thermal method as described in this note and by the radiation pressure method. This method does not require any elaborate arrangement as is the case with other methods.

⁴ „Equivalence of Sonic and Thermal Energies“ S. Parthasarathy, S. S. Chari u. D. Srinivasan, Ann. Physik, im Druck [1953]; siehe auch J. acoust. Soc. America, März [1953].

Über Tl^+ in Alkalihalogeniden

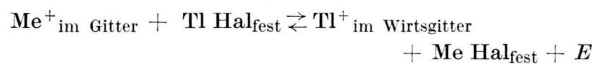
Von Peter Brauer

Osram Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung
Mosbach (Baden)

(Z. Naturforschg. 8a, 273—274 [1953]; eingeg. am 9. März 1953)

Nach einer früher angegebenen gittertheoretischen Methode¹ berechneten wir die Energie, die zur Vertauschung eines Alkaliions gegen ein Thallium(I)-Ion im Alkalihalogenidgitter aufgewandt werden muß. Es ergab sich für NaCl: 1,47; KCl: 0,25; RbCl: —0,06; NaBr: 1,03; KBr: 0,10; RbBr: —0,16; NaJ: 0,80; KJ: 0,08; RbJ: —0,13 eV. Diese Energien sind von Bedeutung beim Berechnen der Gleichgewichte mit durch Tl^+ gestörten Alkalihalogenidkristallen oder, grob gesagt, für die Aufnahmebereitschaft der Alkalihalogenide für Tl^+ . Am einfachsten zu berechnen wäre das Gleichgewicht zwischen Tl^+ -gestörtem Alkalihalogenid und festem Tl-Halogenid; es wäre maß-

geblich bestimmt durch die Wärmetönung E der Reaktion



(Me = Alkalimetall; Hal = Halogen). Die sich für E ergebenden Werte sind in Abb. 1 (untere Kurve; rechte Ordinatenskala) für die Chloride, Bromide und Jodide des Na und K aufgetragen. Da die Hauptunterschiede durch die oben angegebenen Vertauschungsarbeiten Tl^+ gegen Me^+ verursacht werden, und da deren Unterschiede so groß sind, daß *größenordnungsmäßige* Unterschiede der Tl^+ -Konzentrationen² zu erwarten sind, müssen auch andere Gleichgewichte mit Tl^+ -gestörten Alkalihalogeniden, z. B. die Verteilung des Tl^+ zwischen Bodenkörper und Mutterlauge in gesättigten wässrigen Alkalihalogenidlösungen, qualitativ durch E bestimmt werden. Deshalb verglichen wir die theoretischen Werte mit den experimentell bei 95°C bestimmten Gleichgewichten der Tl-Verteilung zwischen gesättigter Alkalihalo-

¹ P. Brauer, Z. Naturforschg. 7a, 372 [1952]; s. a. 6a, 560, 562, 563 [1951]; 7a, 741 [1951].

² Deutliche Hinweise hierauf bei P. Pringsheim, Acta physica austriaca 3, 396 [1949].