

b) With resistivity

The dispersion relation is known⁴ and by analogy with the first case damping similar to that for in $\eta^{1/4}$ can be expected in the neighborhood of the resonance, because the characteristic equation of the differential equation is also biquadratic.

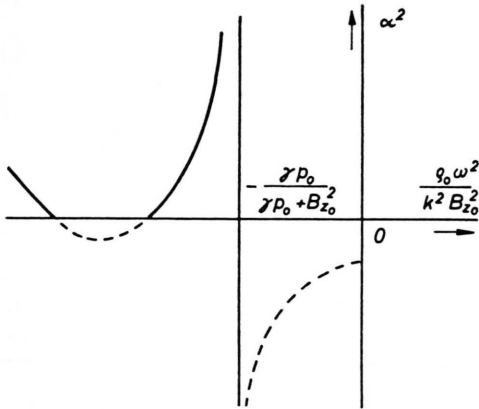


Fig. 1.

⁴ R. J. TAYLER, Rev. Mod. Phys. **32**, 907 [1960].

Physically, one can understand this resonant damping because the waves whose phase velocity is closer to the resonance are richer in current density than the wave which propagates along the magnetic field. In the first case, for example, in the equation

$$Q_0 \frac{\partial v_r}{\partial t} = j\theta B_{z0} - \frac{\partial p}{\partial r}.$$

$Q_0(\partial v_r / \partial t)$ remains finite in the neighborhood of the resonance, then $j\theta$ must equilibrate ∇p which goes to infinity (see⁵). This last reasoning assumes that the wave is not affected by the resistivity.

Otherwise, the calculations show a damping like $\eta^{1/4}$ and far from the resonance the damping is like η .

I should like to express my appreciation to Dr. K. U. von HAGENOW and Dr. H. VÖLK for valuable discussions.

This work was performed under the auspices of the contract between the Institut für Plasmaphysik G.m.b.H. and EURATOM for cooperative effort in the area of plasma physics.

⁵ M. D. KRUSKAL and J. TUCK, Proc. Roy. Soc. London A **245**, 225 [1958].

Die Beweglichkeiten der Lithiumisotope in geschmolzenem ⁶LiCl und ⁷LiCl

R. LENKE und A. KLEMM

Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz
(Z. Naturforsch. **20 a**, 1723—1724 [1965]; eingeg. am 14. November 1965)

Mit einem Leitfähigkeitskomparator, bei dem zwei möglichst gleiche, im selben Ofen befindliche Leitfähigkeitszellen in eine WHEATSTONESCHE Brücke geschaltet waren, wurde das Leitfähigkeitsverhältnis der geschmolzenen, isotonenreinen Salze ⁶LiCl und ⁷LiCl bei 680 °C zu $1,050 \pm 0,002$ bestimmt. Die genauere Schilderung der Experimente und Resultate, auch bei anderen Temperaturen, soll einer späteren Publikation vorbehalten bleiben. Hier sollen nur einige Folgerungen aus dem genannten Meßergebnis gezogen werden.

Der Befund, daß der Quotient der Eigenbeweglichkeiten der Lithiumisotope relativ zum Chlor nicht $(6/7)^{-0,5} = 1,08$ ist, sondern nur 1,05, weist darauf hin, daß die Masse des Chlorions in diese Beweglich-

keiten eingeht. Würde nämlich die Rolle der Chlorionen lediglich darin bestehen, zu dem örtlich variierenden Potential für die Lithiumionen beizutragen, so müßte bei Gültigkeit der klassischen Mechanik, die wir hier voraussetzen dürfen¹, die Eigenbeweglichkeit des Lithiums relativ zum Chlor umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Lithiummasse sein. Dies folgt aus einer dimensionellen Betrachtung: Die mit der Ladung multiplizierte Beweglichkeit ist ein Quotient aus Geschwindigkeit und Kraft und hat die Dimension sec/g. Hängt sie nur von massenunabhängigen Potentialen und kT (Dimension cm² g/sec²), von massenunabhängigen Längen und der Lithiummasse ab, so muß sie umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Lithiummasse sein, weil anders ihre Dimension sec/g nicht herzustellen wäre.

Aus dem Unterschied zwischen den Eigenbeweglichkeiten (sie unterscheiden sich um 4,9%) und den Gemischbeweglichkeiten (sie unterscheiden sich um 2,2%²) der Lithiumisotope relativ zum Chlor ist

¹ W. HERZOG u. A. KLEMM, Z. Naturforsch. **13 a**, 7 [1958].

² A. KLEMM, H. HINTENBERGER u. PH. HÖRNES, Z. Naturforsch. **2 a**, 245 [1947]. — A. KLEMM u. E. U. MONSE, Z. Naturforsch. **12 a**, 319 [1957].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

andererseits auf die Existenz von Wechselwirkungen der Lithiumionen untereinander zu schließen, denn ohne solche Wechselwirkungen wären die Beweglichkeiten der Lithiumisotope unabhängig vom Isotopen-Mischungsverhältnis.

Die Masseneffekte μ_0 und μ für die Eigenbeweglichkeiten und Gemischbeweglichkeiten der Kationen sind folgendermaßen definiert:

$$\mu_0 = (\partial \ln b_{i-} / \partial \ln m_i)_{m_+ = m_i},$$

$$\mu = (\partial \ln b_{i-} / \partial \ln m_i)_{m_+ = \text{const}}.$$

Dabei ist b_{i-} die Beweglichkeit eines kationischen Isotops der Masse m_i relativ zu den Anionen, und m_+ ist die mittlere Masse der Kationen.

Für die detaillierte Diskussion der gemessenen Masseneffekte ist es notwendig, ein Modell zugrunde zu legen, z. B. ein Quasi-Gitter in der Flüssigkeit anzunehmen. Ist b_{ig} die Beweglichkeit eines kationischen Isotops i relativ zum Quasigitter g , so wird

$$\mu_0 = (b_{+g}/b_{+-}) (\partial \ln b_{ig} / \partial \ln m_i)_{m_+ = m_i},$$

$$\mu = (b_{+g}/b_{+-}) (\partial \ln b_{ig} / \partial \ln m_i)_{m_+ = \text{const}};$$

wo b_{+g} und b_{+-} die mittleren Beweglichkeiten der Kationen relativ zum Gitter und zu den Anionen sind.

Weiter kann man in das Modell eine reduzierte Masse einführen und ansetzen

$$b_{ig} \sim \left(\frac{[m_i + (n_+ - 1) m_+ + n_- m_-] [N_+ m_+ + N_- m_-]}{m_i + (n_+ - 1) m_+ + n_- m_- + N_+ m_+ + N_- m_-} \right)^{-1/2},$$

wo m_- die mittlere Masse der Anionen ist. Dann ist

$$\mu_0 = -\frac{1}{2} \frac{b_{+g}}{b_{+-}} \left(\frac{n_+ m_+}{n_+ m_+ + n_- m_-} + \frac{N_+ m_+}{N_+ m_+ + N_- m_-} - \frac{(n_+ + N_+) m_+}{(n_+ + N_+) m_+ + (n_- + N_-) m_-} \right),$$

$$\mu = -\frac{1}{2} \frac{b_{+g}}{b_{+-}} \left(\frac{m_+}{n_+ m_+ + n_- m_-} - \frac{m_+}{(n_+ + N_+) m_+ + (n_- + N_-) m_-} \right).$$

Bei den Lithiumhalogeniden wird es wegen $m_+ \ll m_-$ für die Masseneffekte wenig ausmachen, wenn man $N_+ = 0$ setzt. Dann folgt

$$\mu_0 = n_+ \mu. \quad (1)$$

Eine zweite, weniger harmlose Vereinfachung besteht darin, $n_- = 0$ zu setzen. Es resultiert

$$\mu = -\frac{1}{2} \frac{b_{+g}}{b_{+-}} \frac{1}{n_+} \left/ \left(1 + \frac{n_+ m_+}{N_- m_-} \right) \right. \quad (2)$$

Es sei hier angemerkt, daß der Faktor $1/n_+$ früher³ als die relative Häufigkeit „spontaner“ Sprünge interpretiert wurde, was mit der obigen Interpretation nahe verwandt ist. Der Faktor b_{+g}/b_{+-} war damals noch weggelassen worden.

Für LiCl wurde $\mu_0 = -0,317$ ⁴ und $\mu = -0,140$ ² gemessen, woraus nach (1) $n_+ = 2,26$ folgt. Die Parameter b_{+g}/b_{+-} und N_-/n_+ in (2) könnte man für LiCl bestimmen, wenn die μ -Werte für das 35-Chlorid und das 37-Chlorid bekannt wären. Stattdessen sollen hier die Mittelwerte dieser Parameter für das Chlorid und Bromid angegeben werden. Aus $\mu = -0,140$ für LiCl ($m_-/m_+ = 5,14$) und $\mu = -0,148$ für LiBr⁵ ($m_-/m_+ = 11,58$) ergeben sich diese zu $b_{+g}/b_{+-} = 0,70$ und $N_-/n_+ = 1,8$. Es resultiert der Ausdruck $\mu = -0,155/(1 + m_+/1,8 m_-)$, der dem früher gefundenen⁶ entspricht.

Wenn man annimmt, daß das Quasigitter beim Leitungsvorgang relativ zur Gefäßwand w in Ruhe bleibt, dann ist b_{+g}/b_{+-} mit der äußeren Überführungszahl t_{+w} der Kationen identisch, und man hätte als Mittelwert für LiCl und LiBr $t_{+w} = 0,70$ zu erwarten. Der experimentelle Wert für LiCl ist etwas größer, nämlich $t_{+w} = 0,75$ ⁷, und der (nicht gemessene) Wert für LiBr dürfte noch höher liegen. Die Abweichung beträgt also rund 10%.

³ A. KLEMM, E. LINDHOLM u. A. LUNDÉN, Z. Naturforschg. **7 a**, 560 [1952].

⁴ Diese Arbeit.

⁵ A. LUNDÉN, S. CHRISTOFFERSON u. A. LODDING, Z. Naturforschg. **13 a**, 1034 [1958].

⁶ A. KLEMM, Z. Naturforschg. **6 a**, 487 [1951].

⁷ F. R. DUKE u. A. L. BOWMAN, J. Electrochem. Soc. **106**, 622 [1959].