Eine Anomalie des Righi-Leduc-Effektes in der Legierungsreihe Ni-Cu

Von W. Rindner und K. M. Koch

Aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Wien

(Z. Naturforschg. **13 a**, 26—28 [1958]; eingegangen am 24. Oktober 1957)

1. Zwischen den Koeffizienten der vier Transversaleffekte, die bei Stromdurchgang in x-Richtung (elektrischer oder Wärmestrom) auftreten, wenn ein Magnetfeld in z-Richtung einwirkt, sollten nach der Elektronentheorie folgende einfache Beziehungen bestehen:

$$R/S = \varrho \quad (1\,\mathrm{a}), \qquad Q/P = \varkappa/T \quad (1\,\mathrm{b})$$

(ϱ = spez. Widerstand, $\varkappa$ = Wärmeleitfähigkeit). Die Koeffizienten sind durch die Ausdrücke

$$\underset{\text{Hall-Effekt}}{E_y = R\,\frac{J_x H_z}{d}}, \qquad \underset{\text{Ettingshausen-E.}}{\mathrm{d}T/\mathrm{d}y = P\,\frac{J_x H_z}{b\,d}},$$

$$\underset{\text{Nernst-E.}}{E_y = Q(\mathrm{d}T/\mathrm{d}x)\;b\,H_z}, \qquad \underset{\text{Righi–Leduc-E.}}{\mathrm{d}T/\mathrm{d}y = S(\mathrm{d}T/\mathrm{d}x)\;H_z}, \qquad (2)$$

definiert.

Ein Vergleich mit den Meßergebnissen zeigt, daß die Beziehungen (1a) und (1b) verhältnismäßig gut erfüllt sind. Dabei muß man berücksichtigen, daß die Angaben für die einzelnen Koeffizienten meistens von verschiedenen Autoren stammen und daher sowohl das Probenmaterial als auch die Versuchsbedingungen voneinander oft stark abweichen. Nur bei Wismut tritt insofern eine auffallende Abweichung auf, als hier der Righi–Leduc-Effekt rund 20-mal kleiner ist als aus Gl. (1a) folgen würde.

2. Um systematische Abweichungen von den obigen Relationen mit Sicherheit feststellen zu können, müssen alle vier Effekte an der gleichen Probe und unter möglichst gleichen Versuchsbedingungen gemessen werden. Wir haben eine Probenhalterung konstruiert, die diesen Forderungen entspricht, und damit Messungen aller vier Effekte an mehreren Proben, in der Hauptsache an Ni – Cu-Legierungen, ausgeführt. Bekanntlich liegt der Curie-Punkt dieser Legierungen bis zu Kupfergehalten von rund 30% oberhalb der Raumtemperatur und sinkt mit zunehmendem Kupfergehalt nahezu linear ab, so daß er bei 60 At.-% Cu den absoluten Nullpunkt erreichen sollte. Soweit die untersuchten Legierungen bei Raumtemperatur noch ferromagnetisch sind, haben wir den *ordentlichen* und den *außerordentlichen* Hall-Effekt zu unterscheiden, die sich nach der allgemeinen Auffassung gemäß

$$E_y = R_0\,H_z + R_1\,M_z \quad (\text{bezogen auf } d=1 \text{ und } J_x = 1) \qquad (3)$$

additiv überlagern. Dabei ist die Konstante des außerordentlichen Effektes R_1 im allgemeinen bedeutend größer als R_0, so daß bei niedrigeren Feldstärkenwerten bis zur Erreichung der Sättigungsmagnetisierung der außerordentliche Effekt dominiert. Erst oberhalb der Sättigung, wenn M = const wird, ist der Anstieg der E_y-Kurve durch den ersten Summanden in Gl. (3) allein bestimmt.

Unsere Messungen wurden in einem Feldstärkenbereich ausgeführt, in dem mit Sicherheit noch keine Sättigung eingetreten ist, sie geben daher mit großer Näherung die *außerordentlichen* Effekte. Die Ergebnisse sind in der nachstehenden Tab. 1 zusammengestellt, die Werte der Koeffizienten sind dabei im elektromagnetischen Maßsystem angegeben. In Tab. 2 sind die von uns erhaltenen Ergebnisse für Q den Messungen von Smith [1] gegenübergestellt. Der Hall-Effekt von Ni – Cu-Legierungen wurde von Schindler und Pugh [2] gemessen, auch diese Messungen stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit gut mit den unseren überein.

Der grundsätzliche Verlauf der Werte als Funktion der Cu-Konzentration ist bei den ersten drei Effekten der gleiche: Anstieg mit zunehmendem Cu-Gehalt bis zu einem Maximum und darauffolgender Abnahme zu Werten, die annähernd der klassischen Elektronentheorie entsprechen. Die Lage der Maxima scheint stark von der Struktur der Probe und ihrer Zusammensetzung abzuhängen, fällt aber zweifellos in den Konzentrationsbereich, in dem der Curie-Punkt die Raumtemperatur unterschreitet. (Die Messungen wurden bisher bei Raumtemperatur ausgeführt, ihre Ausdehnung auf Temperaturen ober- und unterhalb 20 °C ist in Vorbereitung.) Vermerken wir es vorläufig ohne weitere Diskussion, daß P fast

[1] A. W. Smith, Phys. Rev. 301 [1910]. — A. W. Smith u. R. Sears, Phys. Rev. **34**, 1466 [1929].

[2] A. Schindler u. E. M. Pugh, Phys. Rev. **89**, 295 [1953].

Probe	$R \cdot 10^4$	$P \cdot 10^9$	$Q \cdot 10^4$	$S \cdot 10^7$	$Q/P \cdot 10^{-4}$	$\varkappa/T \cdot 10^{-4}$	$R/S \cdot 10^{-3}$	$\varrho \cdot 10^{-3}$
A: Ni 100%	− 73	+ 55	+ 48,2	−4,9	8,8	3	14,9	7
B: Ni/Cu 90/10	−756	+1260	+359	−6,7	2,7	2,0	113	18
C: „ 75/25	−480	+1160	+315	$< \|0,4\|$	2,85	1,2	1372	35
D: „ 60/40	− 12,9	+ 12,3	+ 1,9	$< \|0,1\|$	1,7	0,98	161	50
E: Cu 100	− 5,8	− 1,6	− 2,2	−1,9	13,9	16,6	3	1,7
F: Ni/Cu/Mn 89/10/1	−260	+ 517	+186	−5,7	3,6	—	45	—
G: Ni/Cu/Mn 79/20/1	−445	+1610	+443	−3,3	2,8	—	133	—
H: Ni/Cu/Mn 69/30/1	−415	+1630	+453	+0,9	2,8	—	448	—
I: Ni/Cu/Mn 59/40/1	− 15,2	+ 39,5	+ 7,5	−0,10	1,9	—	159	—
J: Ni/Cu/Fe 67/29/4 (Monelmetall)	−140	+ 513	+157	−0,09	3	—	1640	—
K: Ni/Fe 50/50 (5000 Z)	+402	+ 244	+116	+3,4	4,8	—	117	32

Tab. 1.

	% Cu:	0	10	15	20	25	30	40	100
(a)*	$Q \cdot 10^4$	48,2	359	—	—	315	—	1,9	2,2
(b)	$Q \cdot 10^4$	—	186	—	443	—	453	7,5	—
Smith	$Q \cdot 10^4$	34,8	207	256	—	350	174	—	—

* (a): Manganfreie Proben A bis E; (b): Manganhaltige Proben F bis I.

Tab. 2.

doppelt so schnell ansteigt wie R. Soweit die Werte für die Wärmeleitfähigkeit bekannt sind, kann die überraschend gute Übereinstimmung von Q/P und $\varkappa/T$ ($T = 300\,^\circ$K) festgestellt werden. Dagegen nimmt der Koeffizient des Righi–Leduc-Effektes ganz auffallend ab und wird in dem Bereich, wo der Curie-Punkt unter die Zimmertemperatur absinkt, fast unmeßbar klein. Das wird noch deutlicher, wenn wir den Quotienten R/S bilden, der im Gegensatz zur Beziehung (1a) ein Vielfaches von ϱ wird und sein Maximum knapp oberhalb des Maximums von R erreicht. Die bei den Proben C und D angegebenen Werte für S sind nur obere Grenzen, die sich wegen der durch die besonderen Versuchsbedingungen hervorgerufenen Instabilität nur dem Absolutwert nach feststellen ließen, während die Mn-haltige Probe H eindeutig einen positiven Wert für S ergab. Gut meßbar erwies sich der Righi–Leduc-Effekt auch bei der Fe-haltigen Probe J (Monelmetall), die sich durch ihre sehr feinkristalline und homogene Struktur von den anderen Proben unterschied; hier liegt R/S fast 40-mal höher als ϱ. Die hiermit festgestellte Anomalie des Righi–Leduc-Effektes bei Legierungen, die im Übergangsgebiet vom ferro- zum paramagnetischen Zustand liegen, ist, wie wir glauben, durch das Auftreten der Anomalie bei Proben von ganz verschiedener Struktur und Oberflächenbeschaffenheit als ziemlich gesichert zu betrachten.

3. Wir wollen zum Schluß nur ganz kurz die Frage anschneiden, welches Modell des Leitungsmechanismus in der Lage wäre, die beobachtete Anomalie zu erklären. Nun liefert z. B. das *Zweibänder-Modell* für die resultierende Hall-Konstante einen Ausdruck, der – wenn wir von Gliedern mit H^2 absehen – der Summe $(R_1\,\sigma_1 + R_2\,\sigma_2)$ proportional ist. (Die Indizes beziehen sich auf die beiden Bänder.) Da R_1 und R_2 entgegengesetztes Vorzeichen haben (Elektronen- und Löcherleitung), läßt sich sicher leicht eine Konzentrationsabhängigkeit der einzelnen Konstanten annehmen, die für bestimmte Konzentrationen ein Maximum, für andere ein Minimum von $R_{\text{res.}}$ ergibt. Soweit es sich ohne eine ins Einzelne gehende Durchrechnung überblicken läßt (die Grundlage für eine solche hat Madelung in

seinem Halbleiter-Artikel im Hdb. Phys., Bd. XX, geliefert), müßte aber die Konzentrationsabhängigkeit von HALL- und RIGHI–LEDUC-Konstante parallel gehen. Das hängt damit zusammen, daß R und S für jedes Band für sich immer das gleiche Vorzeichen haben sollten, wie FIEBER, NEDOLUHA und KOCH [3], ausgehend von den Ansätzen von FRÖHLICH, gezeigt haben. Es wäre denkbar, daß diese Kopplung der Vorzeichen von R und S bei einer weiter getriebenen Verfeinerung der Theorie eingeschränkt würde. Dann könnte das Zweibänder-Modell auch mit einer gegenläufigen Änderung von R und S in Einklang gebracht werden.

In den Ansätzen von MADELUNG (l. c.) wird auch der Gitteranteil der Wärmeleitung einbezogen und darauf hingewiesen, daß ein Überwiegen der Gitterleitung gegenüber der Elektronenleitung zu einer Reduktion des RIGHI–LEDUC-Effektes führen müßte. Dieser Einfluß der Gitterleitung müßte allerdings auch für den ETTINGSHAUSEN-Effekt wirksam sein.

[3] H. FIEBER, A. NEDOLUHA u. K. M. KOCH, Z. Phys. **131**, 143 [1952].

Wenn somit, abgesehen von der Unvollständigkeit der Meßergebnisse, noch eine ganze Reihe von Fragen offen bleibt, wird man als vorläufiges Ergebnis dieser Untersuchung wenigstens die Erkenntnis buchen dürfen, daß der Leitungsmechanismus in Metall-Legierungen wesentlich komplexer sein muß als man ursprünglich angenommen hätte.

4. Die Durchführung dieser Untersuchung erfolgte im Rahmen eines umfassenden Programms zum Studium der Physik von Leiterwerkstoffen und magnetischen Werkstoffen, das vom Österr. Bundesministerium für Verkehr und Elektrizitätswirtschaft in äußerst dankenswerter Weise gefördert wird. Unser Dank gebührt aber auch der Fa. Scheid in Wien, sowie der Fa. Vacuumschmelze in Hanau für die überaus entgegenkommende Unterstützung durch Beistellung der Proben.

Über den statistisch-stationären Zustand mechanischer Systeme

Von RUDOLF KURTH

Aus dem Department of Astronomy der Universität Manchester

(Z. Naturforschg. **13 a**, 28—30 [1958]; eingegangen am 16. August 1957)

Für mechanische Systeme, insbesondere für kosmische mechanische Systeme, ist die Existenz statistisch-stationärer Zustände nicht ohne weiteres gesichert. Sie ist verbürgt, wenn die Potentialfunktion des Systems ein echtes relatives Minimum besitzt. Das ist z. B. bei interstellaren Gasen der Fall, nicht dagegen bei Sternsystemen.

Wir betrachten ein mechanisches System von n Freiheitsgraden, dessen HAMILTON-Funktion von der Zeitvariablen t unabhängig sei. Wenn die statistischen Eigenschaften des Systems mittels einer Wahrscheinlichkeitsverteilung im $2\,n$-dimensionalen Phasenraum Γ dargestellt werden können, die von der Zeit unabhängig ist, so sagen wir, das System befinde sich in einem statistisch-stationären Zustande. Es bedeutet in physikalischer Hinsicht keine Einschränkung der Allgemeinheit, die Wahrscheinlichkeitsverteilung mittels einer Wahrscheinlichkeitsdichte $w(x)$ für die Phasenpunkte x zu beschreiben (d. h. für die aus den n Orts- und den n Impulskoordinaten zusammengesetzten Vektoren, die in ihrer Gesamtheit den Phasenraum Γ bilden).

Bei den Anwendungen der statistischen Mechanik wird oft (stillschweigend) als selbstverständlich vorausgesetzt, daß für das betreffende System sich eine zeitunabhängige Wahrscheinlichkeitsdichte tatsächlich auch angeben lasse. Für Systeme, die man im Laboratorium untersucht, die also in Behältern eingeschlossen sind, trifft das sicherlich auch stets zu; nicht aber immer für kosmische Systeme [1]. Im folgenden soll nun eine hinreichende Bedingung für jene Annahme hergeleitet werden.

Die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichungen stellen wir durch die Gleichung $x = \chi(\mathring{x}, t)$ dar, wobei $\mathring{x}$ den Anfangspunkt der „Phasenbahn" bedeutet, d. h. denjenigen Punkt von Γ, in dem sich der „laufende Phasenpunkt" $\chi(\mathring{x}, t)$ zur Zeit $t = 0$ befindet, so daß also $\chi(\mathring{x}, t) = \mathring{x}$ für alle $\mathring{x} \in \Gamma$. Wir definieren

[1] R. KURTH, Gibt es eine statistische Mechanik der Sternsysteme? Z. angew. Math. Phys. **6**, 115 [1955].