

BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

SITZUNGSBERICHTE

JAHRGANG

1956

MÜNCHEN 1956

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Über die Widerstandsanomalien ferromagnetischer Metalle

Von Eberhard Böhringer und Walther Gerlach in München

Vorgelegt von Herrn Walther Gerlach am 1. Juni 1956

Mit einer Abbildung

1. Die systematische Untersuchung der Anomalien des elektrischen Widerstands ferromagnetischer Körper – ohne Magnetfeld, in mittleren Feldern (d. h. durch ferromagnetische Magnetisierung) und in starken Feldern (d. h. durch wahre Magnetisierung)^{1,2} wurde ergänzt durch Messungen der transversalen ferromagnetischen Widerstandsänderung bei gleichzeitiger Messung der transversalen Magnetisierung.

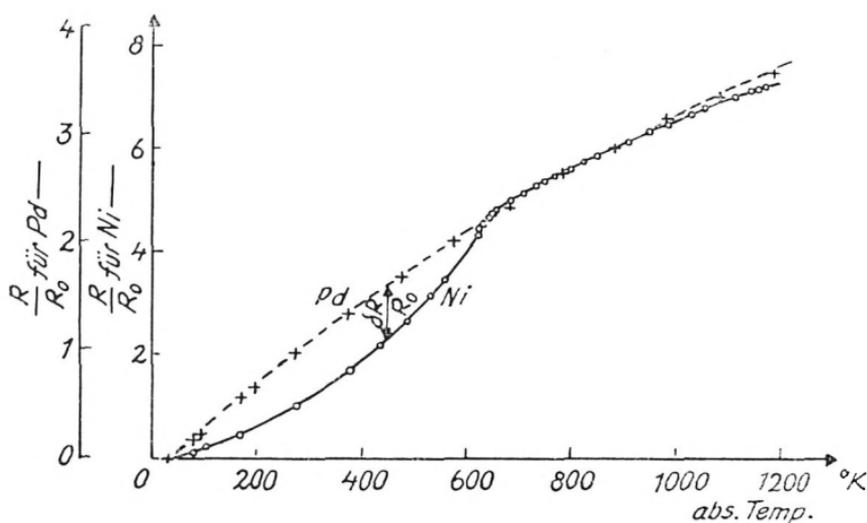


Abb. 1

¹ Veröffentlichungen insbesondere Ann. d. Physik „Ferromagnetismus und elektrische Eigenschaften“ I bis X. 1930–1938.

² W. Gerlach, H. Bittel und S. Velajos, Ber. d. bayer. Ak. d. Wiss. 1936, S. 1.

2. Abb. 1 zeigt die Temperaturabhängigkeit des Widerstands von Nickel verglichen mit der von Palladium.¹ Unterhalb der Curietemperatur Θ ist der Nickelwiderstand mit abnehmender Temperatur in zunehmendem Maße vermindert (Betrag δR), zunächst proportional zum Quadrat der spontanen Magnetisierung. Im Bereich von 100–50° C wird die Proportionalitätskonstante immer kleiner, angenähert linear bis zu —273° abnehmend.

3. Es wurde nun beobachtet, daß auch alle anderen Widerstandsanomalien im Bereich tiefer Temperaturen immer kleiner werden, während für die Abhängigkeit von der Magnetisierung die gleichen Gesetzmäßigkeiten gelten.

Diese sind:

3a) Im Bereich der ferromagnetischen Magnetisierung, d. i. bis zur technischen Sättigung, besteht Proportionalität der Widerstandsänderung mit dem Quadrat der Magnetisierung bis herab zu —190° C sowohl für longitudinale als auch transversale Magnetisierung.

3b) bei allen Temperaturen ist die longitudinale ferromagnetische Widerstandsänderung positiv und doppelt so groß wie die transversale Widerstandsabnahme.

3c) Bei allen Temperaturen ist die Widerstandsabnahme durch „wahre“ Magnetisierung (in hohen Feldern) proportional zur Feldstärke, wenn die wahre Magnetisierung proportional zur Feldstärke ist.

4. Bezeichnet man die (feldfreie) ferromagnetische Widerstandsanomalie, d. h. die Differenz von R (Palladium)- R (Nickel) mit δR , so ergibt sich für die Widerstände durch transversale (R_{\parallel} , J_{\parallel}) und longitudinale (R_{\perp} , J_{\perp}) „technische“ Magnetisierung die Beziehung

$$R_{\parallel} - R_{\infty\perp} = A \cdot \delta R \cdot (J_{\parallel}/J_{\infty})^2$$

$$R_{\perp} - R_{\infty\perp} = \frac{1}{2} A \cdot \delta R \cdot \{1 - (J_{\perp}/J_{\infty})^2\} \quad (1)$$

mit $A = 3,94 \times 10^{-2}$, berechnet aus den Messungen 3a und 3b. $R_{\infty\perp}$ ist der Widerstand bei transversaler Sättigung J_{∞} . *Obwohl also die ferromagnetische (oder „technische“) Magnetisierung*

¹ Begründung für diesen Vergleich s. 2.

zwischen etwa $+50^\circ$ und -200° C wie bekannt nur geringe Unterschiede zeigt, nimmt die durch sie bewirkte Widerstandsänderung auf etwa den vierten Teil ab.

5. Die (feldfreie) ferromagnetische Widerstandsanomalie δR ist (Abs. 2) gegeben durch die spontane Magnetisierung (nämlich σ^2). Letztere kann durch (hohe) magnetische Felder vergrößert werden („wahre“ Magnetisierung), wodurch die Differenz δR ebenfalls vergrößert wird.

R und R_{Pd} sind die Widerstände von Nickel und Palladium, σ ist die spontane Magnetisierung, alles für eine Temperatur T . Wir normieren wie üblich auf R_0 (bei 0° C) und σ_0 (absolute Sättigung). Die R -Werte sind natürlich (Literaturnote 2) nach der Matthiessenschen Regel vom „Zusatzwiderstand“ befreit. Wir setzen

$$\frac{R_0}{R} - \frac{R_0}{R_{Pd}} = f(T) \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^2 \quad (2)$$

und differenzieren nach H

$$-\frac{R_0}{R^2} \left(\frac{\partial R}{\partial H} \right) = 2f(T) \frac{\sigma}{\sigma_0^2} \left(\frac{\delta \sigma}{\delta H} \right)$$

aus (2) und (3) folgt

$$U_T = \left(\frac{-\frac{I}{R} \left(\frac{\delta R}{\delta H} \right)}{\frac{\delta R}{R_{Pd}} \cdot \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\delta \sigma}{\delta H} \right)} \right)_T = 2.00$$

worin wie oben $\delta R = R_{Pd} - R$ die feldfreie Widerstandsanomalie bei T° ist. Mit den experimentellen Werten für δR , σ , $\frac{\delta R}{\delta H}$ und $\frac{\delta \sigma}{\delta H}$ im Bereich unterhalb der Curietemperatur Θ bis zu fast -200° C ergibt sich für den Quotienten U_T (Auswahl aus 17 Messungen):

Temp.:	—185	—78	+28	53	103	139	160	232
U_T :	(0.6)	(1.6–2.4)	2.09	1.98	1.94	2.06	2.04	2.04

im Gesamtmittel 2.0. Bei tiefen Temperaturen ist der Effekt so klein, daß eine genauere Messung nicht gelang; es sind die mit

den Messungen gerade noch verträglichen Grenzwerte angegeben.

6. Im Ansatz (2) kann nun die Funktion $f(T)$ zahlenmäßig ausgewertet werden; es ergibt sich

$$f(T) = \frac{0.15}{e^{T^2/\Theta^2} - 1}$$

7. Das Ergebnis kann so formuliert werden: durch die spontane Magnetisierung wird bei *hohen* Temperaturen eine Ordnung erzeugt – starke Herabsetzung des Widerstands des Nickels unter den von Palladium; bei tiefen Temperaturen stellt sich diese Ordnung von selbst ein – zunehmende Annäherung der Widerstände von Nickel und Palladium; im gleichen Maße werden *alle* Änderungen durch *äußere* Magnetisierung kleiner, sie sind sämtlich proportional zur feldfreien Widerstandsanomalie δR .

8. Vorläufige Messungen zeigen, daß Eisen sich wie Nickel verhält, quantitative Messungen folgen. – Die ausführliche Veröffentlichung erfolgt in der Zeitschrift für Physik.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die gewährte Hilfe.