

Sitzungsberichte

der

mathematisch-naturwissenschaftlichen

Klasse

der

Bayerischen Akademie der Wissenschaften

zu München

Jahrgang 1948

München 1949

Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

In Kommission beim Biederstein Verlag München

Ferromagnetische Untersuchungen: Die thermische Idealisierung.

Von Walther Gerlach und Annemarie Temesváry in München.

Mit 18 Abbildungen.

Vorgelegt am 9. Januar 1948.

I. Problem und Bezeichnungen.

Im Jahre 1936 haben die Herren Dr. H. Bittel und N. Embirikos einige orientierende Versuche über die Änderung der Magnetisierung im konstanten äußeren Feld durch Erhöhung und Senkung der Temperatur ausgeführt [1]. 1939 wurden die Versuche von Herrn W. Baumeister [2] erfolgreich fortgesetzt. Das Ergebnis war, daß bei Steigerung der Temperatur die auf gleiche spontane Magnetisierung reduzierte Magnetisierung $J_T/J_{\infty T} = \overline{\cos} \vartheta_T$ zunahm, bei darauffolgender Temperaturabnahme aber nahezu den Wert behielt, der bei hoher Temperatur erreicht war. J. Königsberger [3] hatte bei Versuchen über den Magnetismus von Gesteinen gefunden, daß eine dicht unterhalb der Curietemperatur erzeugte Magnetisierung bei Abkühlung im Magnetfeld ansteigt. A. Perrier und G. Balachowski [4] haben Versuche mitgeteilt, nach welchen die Remanenz nahezu die gleiche Temperaturabhängigkeit wie die Sättigung hat, daß also die prozentuale Remanenz oder anders ausgedrückt $\overline{\cos} \vartheta_R$ nahezu temperaturunabhängig ist. Das gleiche Ergebnis fand ich gelegentlich anderer magnetischer Versuche mit Legierungen.

Wir haben seit 1942 diese Versuche in Verfolg von Nachwirkungsbeobachtungen, die bei den Untersuchungen der NiBe- und NiAu-Legierungen im Gebiet der irreversiblen Magnetisierungsvorgänge gemacht waren, systematisch erweitert. Die Nachwirkung war am stärksten im Bereich der Koerzitivkraft und lief bei höherer Temperatur immer schneller ab. Es wurde daher vermutet, daß die irreversible Nachwirkung im konstanten

Feld und die irreversible Erhöhung von $\overline{\cos} \vartheta$ durch Temperatursteigerung im konstanten Feld die gleiche Erscheinung ist.

Eine erste Messung der irreversiblen Nachwirkung an einer mäßig harten Kohlenstoffstahlprobe über längere Zeiten bei verschiedenen Temperaturen ist Herrn Dr. P. Courvoisier [5] gelungen. Die folgende Mitteilung bringt eine Übersicht über unsere Versuche, die zum Begriff der thermischen Idealisierung (Th-Id.) und zur Auffindung einer neuen idealen (d. h. hysteresefreien und von der magnetischen Vorgeschichte unabhängigen) Magnetisierungskurve, der th-idealen Kurve, führten.

Thermische Idealisierung nennen wir die Änderung einer Magnetisierung, welche eintritt, wenn in dem diese erzeugenden und konstant aufrecht erhaltenen Feld die Probe über eine bestimmte Temperatur (T_{Min}) erhitzt und dann wieder abgekühlt wird; nach Beendigung des Temperaturwechsels ist die Probe „vollständig th-idealisiert“. Wird die Erwärmung vor Erreichung dieser T_{Min} unterbrochen, so wird eine „partielle Th-Id.“ durchgeführt. Wird die Änderung der Magnetisierung in Abhängigkeit von der zunächst steigenden, dann fallenden Temperatur gemessen, so erhält man die Th-Idealisierungskurve. Die th-id. Magnetisierungswerte liefern in Abhängigkeit von der Feldstärke, unter der jeweils die Th-Id. erfolgte, die hysteresefreie thermisch-ideale Kurve.

Bei einer Temperaturänderung ändern sich sowohl die spontane Magnetisierung, und zwar reversibel, als auch die Richtungsverteilung, und zwar teils irreversibel, teils reversibel. Bei steigender Temperatur wird die spontane Magnetisierung kleiner, die Richtung aber so geändert, daß $\overline{\cos} \vartheta$ zunimmt; diese Änderung ist zum wesentlichen Teil irreversibel. Für die in Erscheinung tretende Magnetisierung laufen also beide Vorgänge gegeneinander: J nimmt mit steigender Temperatur im konstanten Feld ab oder zu, je nachdem, ob die erste oder zweite Änderung überwiegt. Von Interesse ist lediglich die Änderung der Richtungsverteilung; deshalb werden im folgenden statt der J_T -Werte meist die auf gleiche spontane Magnetisierung reduzierten Werte $\overline{\cos} \vartheta_T = J_T/J_{\infty T}$ gegeben. Die neuen Erscheinungen verlangen noch eine Festlegung anderer Bezeichnungen, um Verwechs-

lungen zu vermeiden. Wir bezeichnen als Entmagnetisierung (franz. *démagnétisation*) die Wirkung des durch die Polbelegungen entstehenden Gegenfeldes (NJ ; N = Entmagnetisierungsfaktor). Die Zerstörung der magnetischen Ordnung (der „technischen Remanenz“) nennen wir Abmagnetisierung (franz. *désaimantation*); nach einheitlichen physikalischen Gesichtspunkten betrachtet ist die Abmagnetisierung eine Idealisierung im wahren Nullfeld $H_i = 0$. Wird sie thermisch erzeugt, so erhält sie den Zusatz Th; wird sie durch ein Wechselfeld erzeugt, so wird dies mit W oder \sim gekennzeichnet.

II. Experimentelles.

Die Versuchsanordnung ist grundsätzlich für fast alle Versuche gleich. Das Feld wird durch ein langes wassergekühltes Solenoid erzeugt, in dessen Achse die Probe liegt. Innerhalb des Solenoids liegt der bifilar gewickelte elektrische Ofen zum Heizen der Probe (nur Gleichstrom-, niemals Wechselstromheizung verwenden!) Die Magnetisierung wird durch Abziehen einer so gebauten Induktionsspule gemessen, daß sie Temperaturen bis gegen 400° verträgt. Wesentlich ist die erschütterungsfreie Aufstellung der Probe und die Trennung ihrer Halterung von Feld- und Meßspule. Die Erschütterungsempfindlichkeit weicher Proben ist erstaunlich groß. Manchmal genügt schon lautes Sprechen, um die Magnetisierung zu ändern.

Der Meßkreis enthält die üblichen Eichungselemente; als Galvanometer diente das Spiegelfluxmeter von Hartmann und Braun, ein ballistisches Galvanometer oder das Supergalvanometer von Siemens und Halske, das bei geeigneter Schaltung ein ausgezeichnetes Fluxmeter liefert. Zur Messung der Temperatur der Probe ist mit ihr ein Thermometer verbunden. Die Probenlage ist immer West-Ost. Zwei Bedingungen sind schwer erfüllbar: a) die absolute Konstanz der Temperatur und Gleichmäßigkeit der Temperaturänderung längs der ganzen Probe und b) die Aufrechterhaltung des konstanten magnetisierenden Feldes über lange Zeiten während der Temperaturänderung. a) wird durch hohe Wärmekapazität, Metallausfütterung des Ofens und Einlegen der Probe in ein Kupferschiffchen so gut als möglich erreicht.

Die Bedingung b) ist nicht exakt erfüllbar. Mit der J -Änderung ändert sich zwangsläufig kontinuierlich das wahre Feld $H_i = H_a - NJ$ ($H_a =$ äußeres Spulenfeld; $N =$ Entmagnetisierungsfaktor.) Es ließ sich aber ein graphisches Verfahren finden, um auch die Th-Idealisierungskurve zu scheren; in einigen Fällen wurde während der J -Änderung so kontinuierlich als nur möglich H_a geändert, daß die verlangte Bedingung $H_i =$ konstant einigermaßen erfüllt war. Die so gemessenen Kurven fallen mit der durch Scherung auf das gleiche Feld H_i reduzierten Kurve völlig zusammen. (Vgl. Abb. 3.)

Die meisten Versuche wurden mit Nickelproben sehr verschiedener Art gemacht. Eisen wurde bisher nur partiell th-idealisiert, weil die Apparatur Temperaturen über 400° nicht verträgt.

Zur Abmagnetisierung dient die von Gumlich und Rogowski beschriebene Transformatoranordnung. In den Versuchsräumen war das Erdfeld längs der Probe weder zeitlich noch räumlich vollständig konstant. Deshalb gelang es selten, die Proben völlig abzumagnetisieren. Meist blieb ein Rest von der Größenordnung $\pm 0,5$ bis 1% , der aber auf die Versuche nachgewiesenermaßen ohne Einfluß ist.

Eine gefährliche Fehlerquelle ist der elektrische Heizofen. Wenn die bifilar geführte Wicklung sich nur wenig verlagert, so entsteht ein inhomogenes magnetisches Zusatzfeld. Deshalb muß stets die Unabhängigkeit der J -Werte und ihrer Änderung von der Richtung des Heizstromes kontrolliert werden. Wechselstromheizung darf bei magnetischen Messungen nicht benutzt werden, da selbst ein schwaches Wechselfeld, das durch Störung der bifilaren Wicklung entsteht, die Probe in unkontrollierbarer Weise idealisiert.

Zur vollständigen Th-Id. muß eine Minimaltemperatur T_{Min} der Probe erreicht werden. Diese liegt um so näher an der Curietemperatur, je kleiner das dauernd wirkende Magnetfeld ist. Auch bei Feldern von $< 0,1$ Oe sind Nickelproben mittlerer Koerzitivkraft nach Abkühlung von der Curietemperatur (CT) hoch magnetisiert.¹ Allgemein ist die erforderliche T_{Min} zur

¹ Dies ist bisher für Proben mit H_c bis zu 15 Oe geprüft; für Proben mit nur einigen Oe Coerzitivkraft ist die vollständige Th-Id. in 0,01 Oe schon nachgewiesen.

vollständigen Th-Id. erreicht, wenn in dem wirkenden Magnetfeld ein Mindestwert von $\overline{\cos \vartheta} = 0,85$ bis 0,9 erreicht wird. Die Tab. I gibt einige Werte von T_{Min} , bis zu welchen eine weiche und eine harte Ni-Probe in verschiedenen Feldern H_i erhitzt werden mußte, um vollständige Th-Id. zu erreichen, und die bei diesem T_{Min} gemessenen $\overline{\cos \vartheta} =$ Werte.

Tabelle I

H_i Oe	Nickel, $H_c = 3,14$ Oe					Nickel, $H_c = 25,5$ Oe	
	2,7	4	8	12	66	26	67
$T_{\text{min}} \text{ } ^\circ\text{C}$	340	355	315	260	10	340	300
$\overline{\cos \vartheta}$	0,84	0,84	0,88	0,87	0,87	0,85	0,86
bei T_{min}	$CT = 353^\circ\text{C}$					$CT = 353^\circ\text{C}$	

III. Versuche über die thermische Beeinflussung magnetischer Zustände.

Die vollständige thermische Idealisierung.

1. Thermo-Idealisierung der jungfräulichen Zustände.

Eine Probe Reinnickel (vakuumgeschmolzen von Heraeus Vacuum-Schmelze), $H_c = 3,14$ Oe, 2 mm Durchmesser, 150 mm lang, wurde in Feldern zwischen 0,5 und 68 Oe (nach jedermaliger Abmagnetisierung) jungfräulich magnetisiert, langsam auf 350°C erhitzt und langsam abgekühlt. Abb. 1 gibt für einige der Felder die während der Erhitzung und der Abkühlung gemessenen J -Werte, Abb. 2 die entsprechenden $\overline{\cos \vartheta} =$ Kurven, d. h. die th-Idealisierungskurven.

$\overline{\cos \vartheta}$ steigt während der Erhitzung von sehr kleinen Werten an, bis es bei genügend hoher Temperatur den Wert 1 erreicht, fällt dann bei der Abkühlung zuerst schnell, dann sehr wenig und ist nach Beendigung der thermischen Prozesse irreversibel auf über 0,5 erhöht. Diese Endwerte in Abhängigkeit vom Feld bilden die thermisch-ideale Kurve.

An Abb. 2 ist eine mit „ $H_i = 0$ “ bezeichnete Rückgangskurve enthalten: sie ist aus der Änderung der th-idealen Werte mit dem Feld H_i auf $H_i = 0$ extrapoliert.

Wird die Probe nun erneut erwärmt, so bleibt in kleinen Richtfeldern $\overline{\cos \vartheta}$ zunächst konstant und steigt erst oberhalb 200° wieder bis zu 1 an. Bei der folgenden Abkühlung wird na-

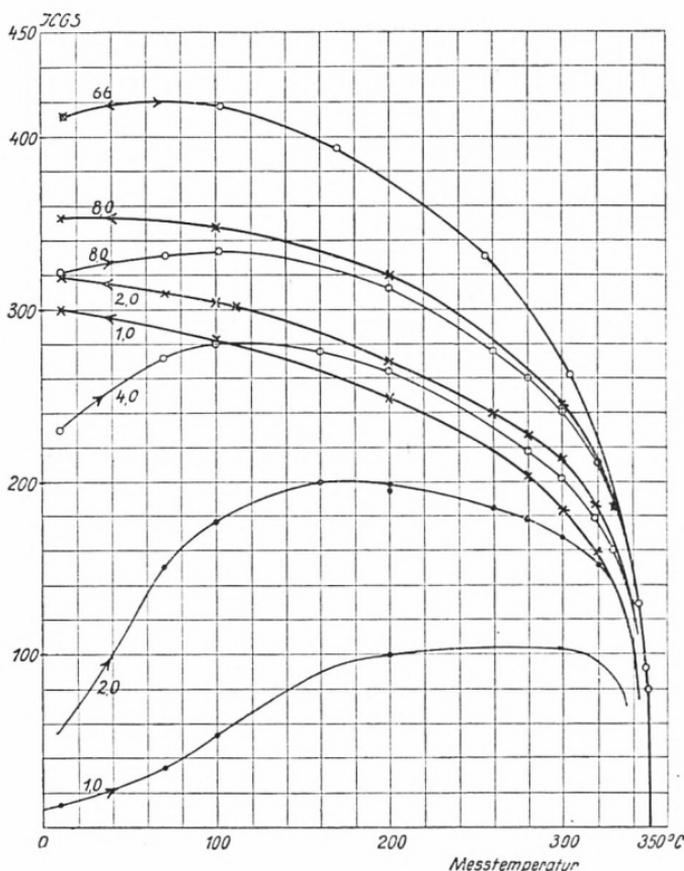


Abb. 1. Thermische Idealisierungskurven: J -Werte. Änderung der Magnetisierung bei steigender und fallender Temperatur in konstantem Feld H_i .

Parameter: H_i in Oersted. Material: Nickel weich, $H_c = 3,14$ Oe.

türlich genau die erste Abkühlungskurve durchlaufen. Es besteht also eine gewisse Temperatur-Irreversibilität, die in einer späteren Arbeit im Zusammenhang mit anderen Vorgängen behandelt wird.

2. Kontrolle der Richtigkeit der Scherung.

Die Form der Idealisierungskurven und die Größe der thermischen $\overline{\cos \vartheta}$ -Werte hängen in hohem Maße von der Scherung

ab. Wegen der großen Bedeutung seien wenigstens zwei Beispiele gegeben, welche einmal aus Messungen bei $H_a = \text{konstant}$ durch ein Scherungsverfahren auf $H_i = \text{konstant}$ reduziert

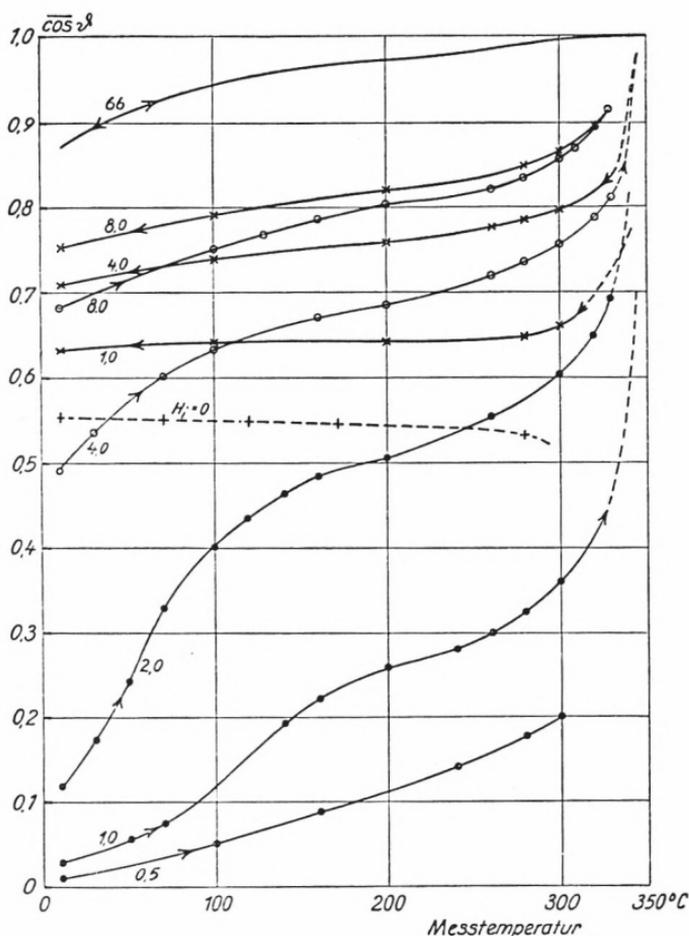


Abb. 2. Thermische Idealisierungskurven: $\overline{\cos \vartheta} = \text{Werte}$. Änderung von $\overline{\cos \vartheta}$ bei steigender und fallender Temperatur. Parameter: H_i in Oersted.

sind, das andere Mal unter dauerndem Nachregulieren des äußeren Feldes H_a auf $H_i = H_a - NJ = \text{konstant}$ entsprechend der laufend beobachteten J -Änderung aufgenommen wurden. Dabei änderte sich J in weiten Grenzen: von fast 0 auf über 310 (in $H_i = 1,4$) bzw. etwa 370 (in $H_i = 10,2$). Beide Verfahren liefern ersichtlich die gleiche Kurve (Abb. 3).

3. Th-Idealisierung der Wechselfeld-idealen Zustände.

Die jungfräulichen Zustände wurden zunächst nach Steinhaus-Gumlich mit einem von großer Amplitude langsam und kontinuierlich auf Null abnehmenden Wechselfeld (50 Hz) idealisiert (W-Id.) und dann – immer unter Aufrechterhaltung

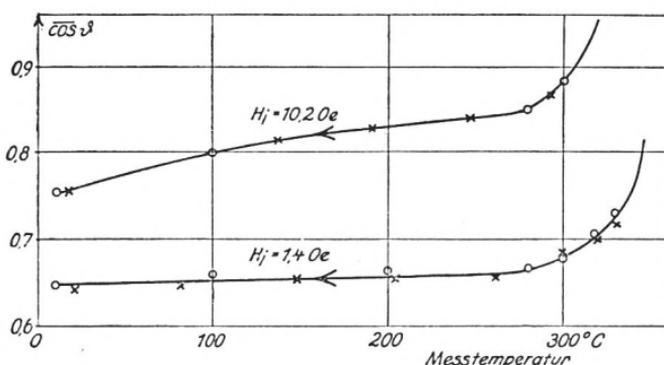


Abb. 3. Vergleich von gescherten (x) Kurven mit in konstantem H_i gemessenen (o) Kurven

des äußeren Feldes – durch Erhitzung und Abkühlung th-idealisiert. $\overline{\cos \vartheta}$ nimmt in kleinen Feldern mit steigender Temperatur zunächst ab, dann zu (in größeren Feldern nimmt $\overline{\cos \vartheta}$ sofort zu); es geht nach Abkühlung zu dem gleichen th-idealen Wert, welcher durch die Th-Idealisierung der jungfräulichen Zustände erreicht wird. Das ist trivial, denn durch Erhitzung über die Curietemperatur wird die magnetische Vorgeschichte ausgelöscht. Bemerkenswert ist aber, daß der w-ideale Zustand in kleinen Feldern durch Temperaturerhöhung zunächst abgebaut wird (vgl. V Pkt. 5). Bemerkenswert ist weiterhin, daß die magnetische Vorgeschichte ausgelöscht ist, also völlige Th-Idealisierung erreicht wird, wenn die Temperaturerhöhung so hoch ist, daß in dem benutzten Richtfeld ein $\overline{\cos \vartheta}$ von rund 0,85 erreicht ist. Oberhalb dieser Magnetisierung hört übrigens auch die W-Id. auf.

4. Th-Idealisierung von beliebigen Zuständen der Hystereseschleife.

Auch diese führen zum gleichen $J_{\text{th-id.}}$ -Wert, wenn die Th-Id. bis zu $\overline{\cos \vartheta} \approx 0,85$ durchgeführt wird. Abb. 4 zeigt einige solche

Messungen in 1,4 Oe von den in der Nebenzeichnung gegebenen Werten der Hysteresekurve; sie führen nach Beendigung des Temperaturprozesses sämtlich zum gleichen Endwert.

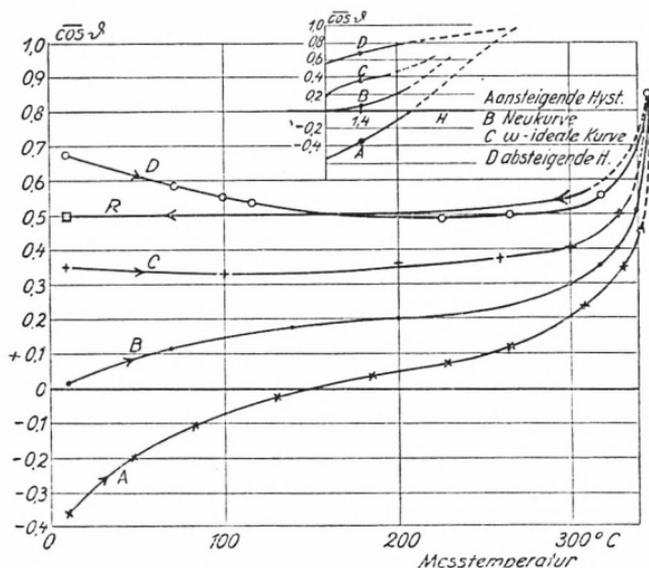


Abb. 4. Thermische Idealisierungskurven bei verschiedenen Ausgangszuständen (siehe Nebenfigur) in $H_i = 1,4$ Oe

5. Die Form der th-idealen Kurve.

In Abb. 5 ist die th-id.-Kurve im Vergleich mit der jungfräulichen, der absteigenden Hysterese- und der w-idealen Kurve gegeben. Sie liegt immer unter der rückläufigen Hysterese- und über der w-idealen Kurve.

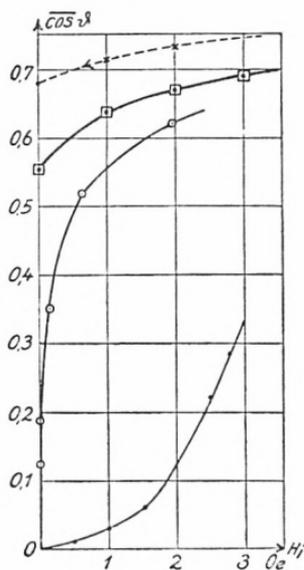


Abb. 5.

- Neukurve, ○ Wechselfeld — ideale Kurve
 - × rückläufige Hysterese □ Thermo-ideale Kurve
- Material: Weiches Ni (Werte aus Abb. 1 und 2)

langsameren Anstieg der Idealisierung mit steigender Temperatur, aber keine qualitative Änderung gegenüber den Ergebnissen mit weichen Proben, vor allem wieder die vollständige

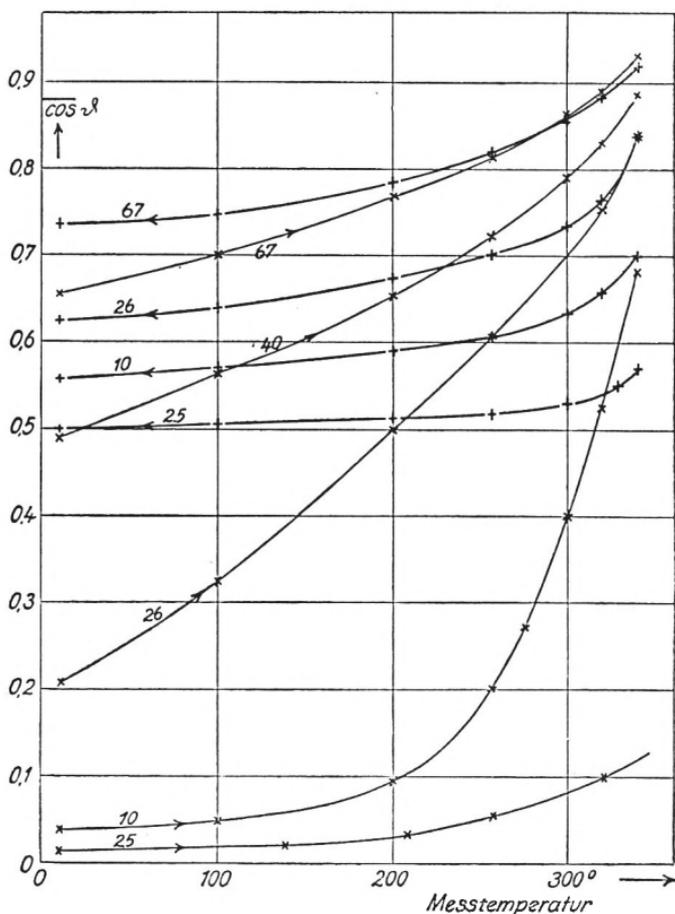


Abb. 6. Thermische Idealisierungskurve von hartem Nickel ($H_i = 25,5$ Oe)
Parameter: H_i in Oe

Th-Idealisierung, auch wenn die primäre Magnetisierung bei ZT noch im Bereich der konstanten Anfangssuszeptibilität lag. Abb. 7 gibt die verschiedenen J - H -Kurven.

In Abb. 8 sind Messungen an einer anderen harten Probe ($H_c = 19,6$ Oe) über die Einsatztemperatur der irreversiblen Prozesse für verschiedene kleine Feldstärken gegeben. Bei 12° C steigt die Magnetisierung bis etwa 10 Oe linear mit dem Feld; die CT liegt etwas über 340° C. In 0,48 Oe beginnt eine plötz-

lich starke Zunahme von $\overline{\cos \vartheta}$ erst so nahe bei CT, daß eine quantitative Auswertung wegen der Unsicherheit in J nicht mehr möglich ist; in 2,07 Oe liegt der irreversible Einsatz schon

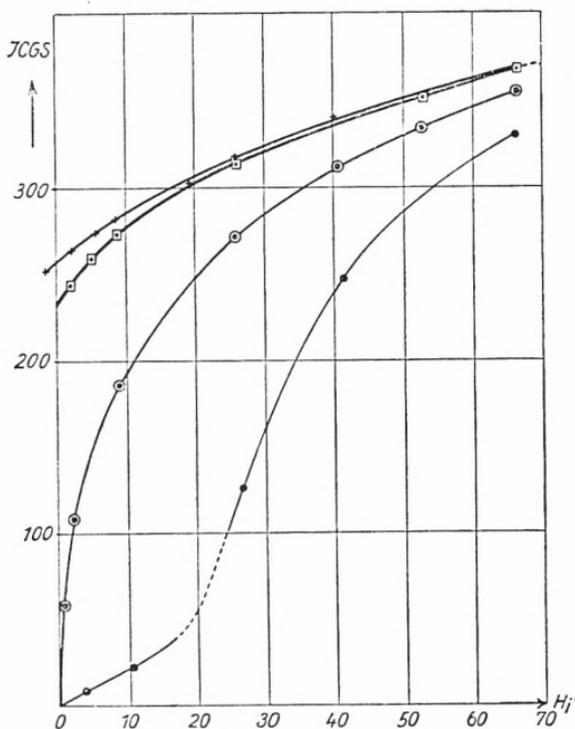


Abb. 7

- Neukurve
- ⊙ Wechselfeld — ideale Kurve
- × rückläufige Hysterese
- ⊠ Thermo-ideale Kurve

Material: Hartes Ni

bei etwa 305°C , in 6,8 Oe bei etwa 160°C , in 12 Oe laufen schon bei 10°C irreversible Prozesse ab. Der Zusammenhang von Feld und Einsatztemperatur der irreversiblen Prozesse ist der gleiche wie der von Koerzitivkraft und Temperatur. Die nähere Behandlung dieses Problems ist noch nicht abgeschlossen; es hängt unmittelbar mit der Temperaturabhängigkeit der Anfangssuszeptibilität χ_a zusammen, für welche wir die Beziehung (6)

$$\left(\frac{\chi_a}{J_{\infty}}\right)_T \cdot H_c T = \overline{\cos \vartheta}_a \left(\frac{H_c}{H}\right)_T = \text{const.}$$

finden.

Wir haben auch sehr weiche Proben bis zu H_c -Werten von 0,6 Oe (bei 20°) untersucht und in allen Fällen die gleichen Er-

gebnisse erhalten. Je kleiner H_c , bei desto tieferer Temperatur ist die vollständige Th-Idealisierung erreicht.

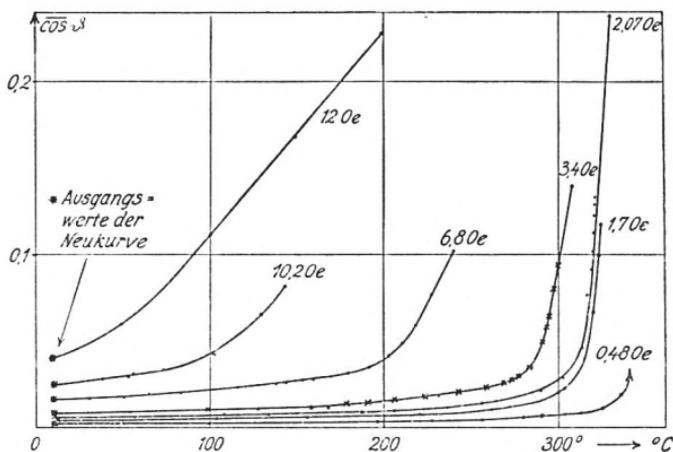


Abb. 8. Einsatztemperatur der irreversiblen Prozesse ($\overline{\cos \vartheta}$ -Werte) bei verschiedenen Feldstärken (Parameter: H_i in Oe)

7. Thermische Beeinflussung der Remanenz.

Wird eine remanent-magnetisierte Probe auf höhere Temperatur, jedoch nicht über CT, gebracht, so nimmt im allgemeinen die Magnetisierung und auch $\overline{\cos \vartheta}$ irreversibel ab. Physikalisch betrachtet ist dies ein ganz sekundärer Effekt, nämlich eine Folge des negativen entmagnetisierenden Feldes $-NJ$: Man führt einfach eine partielle Th-Id. (vgl. IV 6) eines Punktes der rückläufigen Hysteresekurve in diesem negativen Richtfeld durch. Das Maß der irreversiblen Abnahme von $\overline{\cos \vartheta}$ hängt ab von der Größe von $-NJ$ relativ zur Koerzitivkraft¹ und der Höhe der Maximaltemperatur. Von zahlreichen Versuchen erhält Abb. 9 einige charakteristische Beispiele. Kurve A liefert eine Probe mit $-NJ = 2,27$ Oe (bei ZT), Kurve B mit $-NJ = 1,9$ Oe (bei ZT); während der Erhitzung nimmt $\overline{\cos \vartheta}$ zunächst stark ab, dann aber weniger, weil auch J und damit das negative Richtfeld $-NJ$ dann kleiner wird; es beträgt z. B. beim letzten Meßpunkt von B nur noch $-0,27$ Oe, bei dem folgenden Temperaturrückgang bleibt $\overline{\cos \vartheta}$ erhalten.

¹ Man beachte, daß I eine ganz andere Temperaturabhängigkeit hat als die Koerzitivkraft.

Kurve *C* zeigt eine Messung an einer Probe mit $R = 50\%$ und großer Koerzitivkraft, bei welcher das entmagnetisierende Feld $NJ \ll H_c$ ist; das remanente $\overline{\cos \vartheta}$ bleibt praktisch bis 315° erhalten.

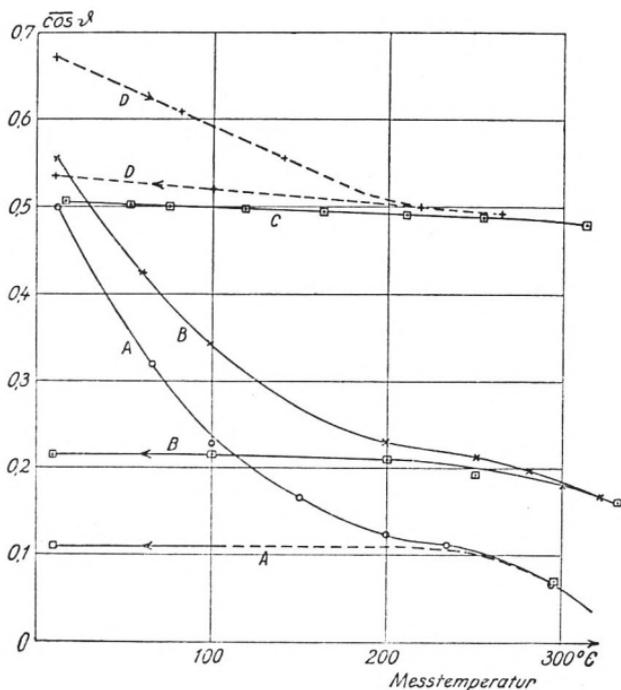


Abb. 9. Änderung der bei 10° C erzeugten Remanenz durch Temperaturerhöhung und darauffolgende Temperatursenkung

- | | |
|-------------------------------|-----------------------------------------------|
| <i>A</i> scheinbare Remanenz, | $NJ_{\text{Rem}} = -2,27$ Oe bei 10° C |
| <i>B</i> scheinbare Remanenz, | $NJ_{\text{Rem}} = -1,9$ Oe bei 10° C |
| <i>C</i> wahre Remanenz, | NJ_{Rem} sehr klein; hartes Ni |
| <i>D</i> wahre Remanenz, | $NJ \approx 0$; weiches Ni |

Wir glauben aus diesen und anderen Versuchen zu dem Schluß berechtigt zu sein, daß die wahre Remanenz in normalen Materialien durch Erhöhung der Temperatur bis nahe an CT nicht geändert wird, d. h. daß ohne ein Richtfeld kein „Umklappen“ von Vektoren aus der durch das vorhergehende magnetisierende Feld bestimmten „positiven“ Halbkugel in die „negative“ Halbkugel erfolgt.

Noch nicht ganz geklärt ist die folgende Frage: Bei weichen Proben, bei welchen bei ZT die Kristallenergie K über die Spannungsenergie ($\lambda \sigma_i$) überwiegt, beobachtet man auch bei

Isotropie im allgemeinen hohe prozentuale Remanenzen – oft 70% und mehr (theor. Maximalwerte für Ni 86%). Es scheint so, als ob diese hohe Remanenz mit steigender Temperatur auf den „Normalwert“, d. h. auf den bei Gleichverteilung der Vektoren zu erwartenden Betrag von 50% abgebaut würde. Kurve D zeigt eine solche Messung, bei welcher durch ein äußeres Feld $+H_a$ das entmagnetisierende Feld $-NJ$ aufgehoben wurde. Genau das gleiche Ergebnis wurde auch bei einem weichen Karbonyleisen mit 80% Remanenz bei ZT erhalten. Die experimentelle Schwierigkeit liegt darin, daß auch bei ziemlich dünnen Drähten $-NJ$ nicht längs der ganzen Probe konstant ist; bei den weichen Proben, bei welchen $K > (\lambda \sigma_i)$ ist, setzt aber schon in sehr kleinen negativen $H_i (= -NJ_R) =$ Feldern die Umidealisierung ein.

8. Die thermische Idealisierung im Nullfeld (th-Abmagnetisierung).

Vollständige Th-Id. im Nullfeld, d. h. Erhitzung über CT und Abkühlung im feldfreien Raum führt zur Abmagnetisierung; diese erhält man auch durch die bekannte Wechselfeldabmagnetisierung (d. h. W-Id. im Feld Null). Beide Prozesse führen zu $\overline{\cos \vartheta} = 0$, aber keineswegs zu gleichem „unmagnetischen“ Zustand (vgl. V 7).

Der Zustand $\overline{\cos \vartheta} = 0$ ist nur im völlig feldfreien Raum zu erhalten; diese Bedingung war bei unseren Versuchen wegen hierfür zu großer Inhomogenität des Erdfeldes in den Versuchsräumen nicht erfüllbar. Fast alle „abmagnetisierten“ Zustände hatten noch bei Raumtemperatur J -Werte von der Größenordnung \pm Promille bis Prozent der Sättigung, und zwar bei aufeinanderfolgenden Versuchen immer mehr nach Th- als nach W-Abmagnetisierung, entsprechend der größeren Th-Id.; denn der verbleibende Rest ist als Id. in dem nicht völlig kompensierten äußeren Feld anzusehen. Wird z. B. eine Restmagnetisierung von 10 CGS bei einem N -Wert von 5×10^{-4} beobachtet, so hat das Restfeld die Größe $\approx 5 \times 10^{-4} \times 10 = 0,005$ Oe. Die folgende Beobachtung scheint aber ganz unabhängig von dieser Restmagnetisierung zu sein, da sie in allen Fällen ohne jede Ausnahme bei Ni und Fe gemacht wurde.

Abb. 10 zeigt die Anfangsteile der Neukurve in den beiden Abmagnetisierungszuständen für 2 Ni ($H_c = 1,2$ und $19,6$ Oe) und eine Karbonyl-Fe-Probe ($H_c = 2,4$ Oe). Die Magnetisie-

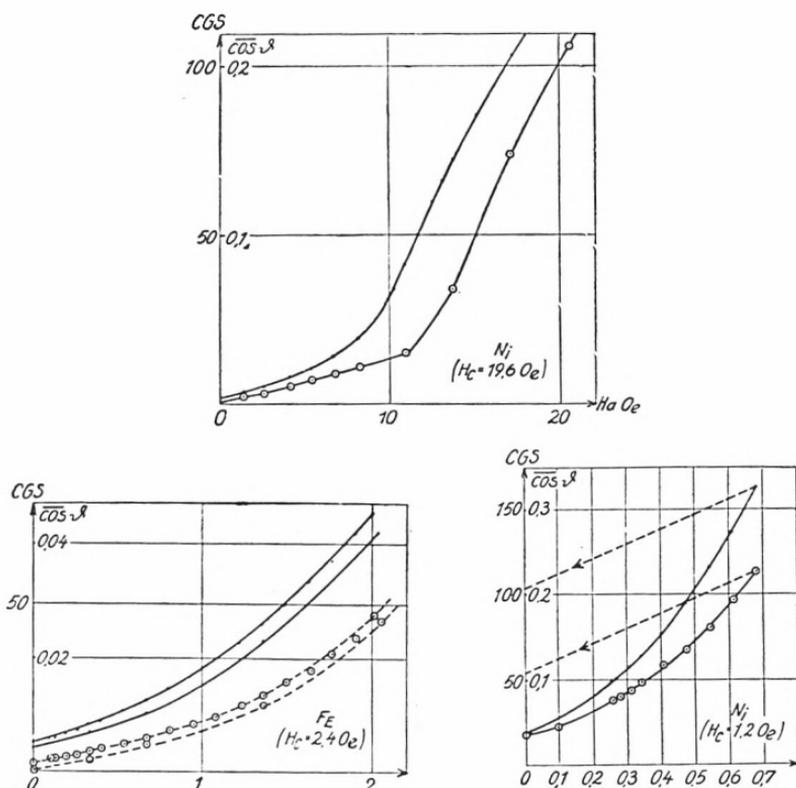


Abb. 10. Jungfräuliche Kurve nach Wechselfeld-Abmagnetisierung (Kreise) und nach thermischer Abmagnetisierung (Punkte). Gestrichelte Linien mit Pfeil: Rückgang auf $H = 0$ nach Magnetisierung bis zu gleichem Feld

zung der th-abmagnetisierten Zustände steigt im Anfangsteil und besonders beim Beginn der irreversiblen Vorgänge bei kleineren Feldern steiler, dann aber mit geringerer Steilheit an als die des w-abmagnetisierten Zustandes. Die beiden Kurven laufen erst bei relativ hoher Magnetisierung ($\overline{\cos \theta} > 0,6$) asymptotisch zusammen.

Es sei in diesem Zusammenhang erwähnt, daß auch die W-Abmagnetisierung von remanenten Zuständen, welche nach Th- bzw. W-Id. stufenweise verfolgt wurde, in verschiedenem Maße erfolgt: mißt man den Verlauf der Abmagnetisierung als

Funktion der Maximalamplitude des Wechselfeldes, so beginnt die Abmagnetisierung der th-id. Zustände schneller, d. h. es laufen bei kleineren Feldern im ganzen mehr irreversible Vorgänge ab als beim w-id. Zustand. Die Untersuchung, bis zu welcher „Curietemperatur“ zur vollständigen Th-Abmagnetisierung erhitzt werden muß, ist noch nicht abgeschlossen.

9. Th-Idealisierung im Koerzitivfeld H_c .

Wird bei einer höheren Temperatur durch H_c die pauschale Magnetisierung $\bar{J} = 0$ erzwungen und dann unter Aufrechterhaltung dieses Feldes die Probe abgekühlt, so bleibt $\bar{J} = 0$. Wird bei tiefer Temperatur das Koerzitivfeld eingestellt und die Temperatur erhöht, so tritt gemäß III 4 natürlich Th-Id. ein.

10. Die thermische Beeinflussung des c -Zustandes.

Unter c -Zustand verstehen wir den Zustand $\bar{J} = 0$, welcher so erhalten wird: Die rückläufige Hysteresekurve wird so weit über H_c geführt, bis nach Ausschalten des Gegenfeldes die pauschale Magnetisierung gerade Null ist. Wird dieser Zustand dann in $H_i = 0$ erwärmt, so tritt nur eine ganz geringe Magnetisierung – in Richtung der vorangegangenen Sättigung – auf. Wird dagegen dieser c -Zustand in $H_i = 0$ einem steigenden Wechselfeld unterworfen, so tritt eine starke Aufmagnetisierung – bis zu 50% der Remanenz – auf, wenn die maximale Amplitude des Wechselfeldes die Größe des Gegenfeldes erreicht hat; weitere Steigerung führt dann zur W-Abmagnetisierung. Wir werden über diese Versuche an anderer Stelle berichten. Sie beweisen, daß durch Erwärmung in $H_i = 0$ keine 180°-Prozesse erfolgen (vgl. V 8); die Aufmagnetisierung im W-Feld beruht gerade auf 180°-Prozessen, indem die durch das Gegenfeld ummagnetisierten Bereiche jetzt auf beide Halbkugeln gleich verteilt werden, so daß sie sich nach außen hin aufheben. Die „Aufmagnetisierung durch das W-Feld in $H_i = 0$ “ ist dann das Freiwerden der vorher noch nicht ummagnetisierten Bereiche, deren Wirkung nach außen vorher durch die schon im Gegenfeld ummagnetisierten Bereiche kompensiert war.

IV. Die partielle thermische Idealisierung.

1. Übersichtsversuch.

Die Th-Id. wird in Stufen durchgeführt derart, daß nach einer gewissen Temperatursteigerung die Probe wieder abgekühlt wird, dann erneut bis zu höherer Temperatur erwärmt, wieder abgekühlt usw., bis schließlich die kritische Temperatur

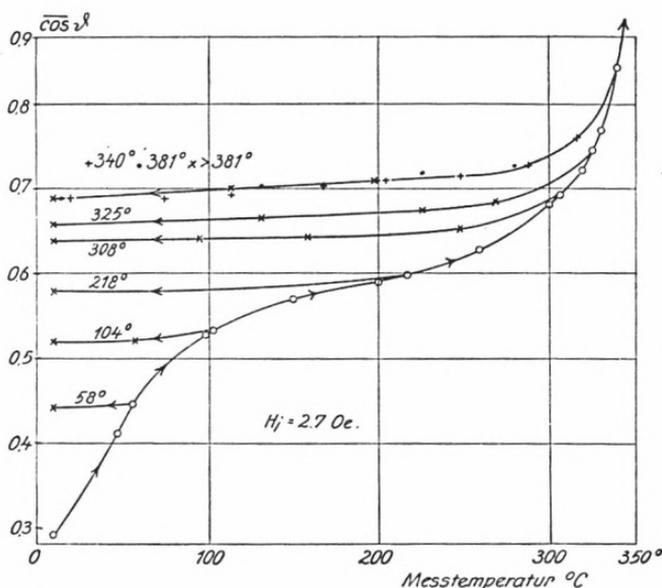


Abb. 11. Partielle thermische Idealisierung in konstantem H_i . Parameter der Rückgangskurven: maximale Erhitzungstemperatur

T_{\min} überschritten und damit die vollständige Th-Id. erreicht wird. Abb. 11 zeigt eine solche Messung. In $H_i = 2,7$ Oe lieferte die jungfräuliche Magnetisierung bei 17° C $\overline{\cos \vartheta} = 0,29$. Bei Temperatursteigerung nimmt $\overline{\cos \vartheta}$ zunächst schnell, oberhalb 140° ($\overline{\cos \vartheta} \approx 0,55$) nur noch langsam und dann oberhalb 200° wieder stark zu. Der Meßpunkt bei 330° ist noch ziemlich sicher, der bei 340° nicht mehr. Solange $\overline{\cos \vartheta}$ unter 0,5 bis 0,6 bleibt, nimmt es beim Rückgang der Temperatur nur ein wenig ab; je höher $\overline{\cos \vartheta}$, desto stärker wird der anfängliche Rückgang, nach Unterschreitung von etwa 200° C tritt aber nur noch ein ganz kleiner weiterer Rückgang ein (obwohl die spontane Magnetisierung dauernd ansteigt!). Die oberste Rücklaufkurve

ist nach Erhitzung bis 340° , 381° und $\gg 381^\circ$ C genau die gleiche: der th-ideale Wert in 2,7 Oe ist $\overline{\cos \vartheta} = 0,69$. Dagegen genügt in dem Feld von 2,7 Oe bei dieser Probe eine Erwärmung auf 325° C noch nicht zur vollständigen thermischen Idealisierung.

Die Versuche zeigen in klarer Weise, daß während der Th-Id. zunächst vorzugsweise irreversible, dann reversible Vorgänge ablaufen (vgl. V 3 u. 4). Wenn diese Trennung vollständig wäre, so müßten die Rücklaufkurven, sobald $\overline{\cos \vartheta} \approx 0,5$ überschritten ist, alle in denselben Endwert bei tiefer Temperatur einlaufen – sie nehmen aber noch wesentlich zu. Es scheint also (in dem immerhin recht kleinen Richt- oder Zugfeld von 2,7 Oe in Abb.11) ein Teil der zwischen 200° und CT ablaufenden Eindrehprozesse bei der Temperaturabnahme nicht zurückzugehen. (Auch die Aufhebung des Feldes nach der völligen Th-Id. zeigt, daß der th-ideale Zustand eine hohe Remanenz hat.)

Gleiche Versuche wurden mit genau gleichem Ergebnis bei der stufenweisen Th-Idealisierung von Zuständen der Hystereseschleife erhalten: Bei jeder Unterbrechung der Erwärmung bleibt während der dann folgenden Abkühlung das erreichte $\overline{\cos \vartheta}$ bis auf einen kleinen Rückgang (s. IV 3) erhalten. Auch Versuche mit anderen Materialien (z. B. Nickel-Beryllium-Legierungen durch Herrn W. Baumeister) ergaben das gleiche Ergebnis.

2. Die partielle Th-Idealisierung zwischen $T/\Theta = 0,45$ und 0,6.

a) Übersicht über die Versuche.

Eingehend untersucht wurde die partielle Th-Id. bei mehrfachem Temperaturwechsel zwischen 11° C und 99° C für eine weiche und eine harte Nickelprobe. Die Versuche führten zur Trennung der bei Erwärmung und Abkühlung im konstanten Feld ablaufenden irreversiblen und reversiblen Prozesse. Sie zeigten, daß ausgehend von der Magnetisierung bei 11° C nach einmaligem Temperaturwechsel $11-99-11^\circ$ noch keine Temperaturreversibilität vorhanden ist, sondern daß bei einer zweiten Erwärmung noch eine „Nachidealisierung“ erfolgt und erst nach

mehrfachem $11^\circ-99^\circ-11^\circ-99^\circ$ usw. Wechsel rein reversible $\overline{\cos} \vartheta$ -Änderungen (und zwar Zunahme bei Erwärmung) erfolgen.

Eine zweite Versuchsreihe begann mit dem Ausgangszustand, welcher durch Magnetisierung bei 99° erhalten wurde. Die Probe wurde im abmagnetisierten Zustand zuerst erwärmt und dann magnetisiert. Darauf wurde die Temperatur auf 11° C erniedrigt. Es ergab sich das überraschende Ergebnis, daß Erwärmung des bei tiefer Temperatur t_0 magnetisierten Zustandes auf $t = 99^\circ$ nicht zum gleichen Wert führte wie Magnetisierung der zuerst auf 99° C erwärmten Probe. Legt man durch die Reihenfolge der Indizes die Reihenfolge der Änderungen der Bedingungen fest, so ist

$$\overline{\cos} \vartheta_{t_0, H, t} > \overline{\cos} \vartheta_{t_0, t, H}.$$

Dieser Unterschied ist bei weichen Proben sehr groß (s. u. Abb. 14 Kurve C); er verschwindet mit zunehmender magnetischer Härte der Proben!. Kühlt man dann aber beide Zustände ab, so ist fast genau

$$\overline{\cos} \vartheta_{t_0, H, t, t_0} = \overline{\cos} \vartheta_{t_0, t, H, t_0}.$$

Die bei 99° magnetisierte Probe magnetisiert sich also bei der ersten Abkühlung stark auf (vgl. V 11).

b) Versuchsdurchführung.

Die Probe liegt in einem doppelwandigen Gefäß, durch welches Dampf von siedendem Wasser oder kaltes Wasser geleitet werden kann. Die Magnetisierung wird mit der Abziehmethode gemessen und stets auf $\overline{\cos} \vartheta$ umgerechnet. Die thermische Behandlung wird an Zuständen der Neukurve, der wechselfeldidealen Kurve und auch an durch Erschütterung „stabilisierten“ Zuständen durchgeführt. Die oft sehr langen Meßreihen stellten an die Konstanz aller Bedingungen hohe Anforderungen. Wir behandeln zunächst nur die Zustände der Neukurve.

c) Ein Beispiel.

In Abb. 12 (Nickel $H_c = 5,4$ Oe) geben die unteren Zahlen die während des Temperaturwechsels (stets $11^\circ-99^\circ$) konstant

gehaltene Feldstärke H_i an. Die an der Abszisse stehenden Zahlen $\overline{\cos \vartheta}_0$ geben die in H_i beobachtete jungfräuliche Magnetisierung bei 11°C .

Die Länge des ersten vertikalen Striches gibt die Zunahme von $\overline{\cos \vartheta}$ (Maßstab der Ordinate $\Delta \overline{\cos \vartheta}$) bei der ersten Er-

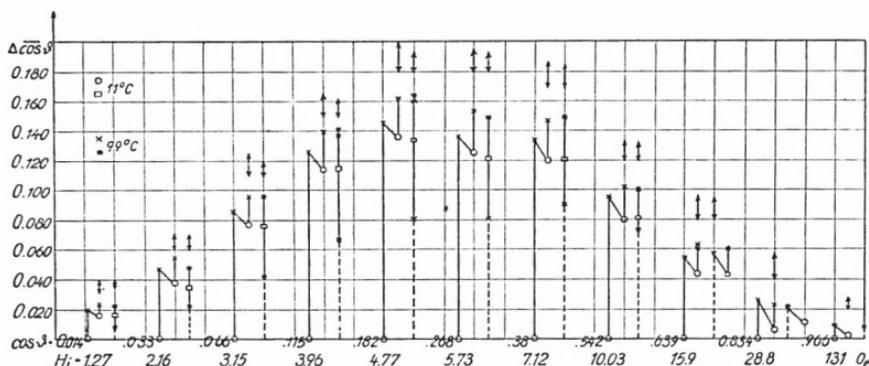


Abb. 12. Beträge $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ durch partielle thermische Idealisierung zwischen 11°C und 99°C . Mehrfacher Temperaturwechsel. Kreise: Ausgang 11°C . Quadrate: Ausgang 99°C . Doppelpfeile: reversible Änderung von $\overline{\cos \vartheta}$ zwischen $11^\circ - 99^\circ - 11^\circ$ nach mehrfachem Wechsel

wärmung auf 99°C . Der folgende schräge Strich zeigt die Abnahme in $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ bei der folgenden Abkühlung auf 11°C , der an diesen Punkt anschließende vertikale Strich die erneute Zunahme von $\overline{\cos \vartheta}$ bei einer zweiten Erwärmung auf 99° , die „Nachidealisierung“.

Die \circ -Zeichen bedeuten also immer 11° , die \times 99°C . Wird dieser Temperaturwechsel nun mehrfach fortgeführt, so werden die Änderungen von $\overline{\cos \vartheta}$ reversibel; der Betrag der reversiblen Änderung von $\overline{\cos \vartheta}$ bei weiteren $11^\circ - 99^\circ - 11^\circ$ -Wechseln ist durch die Länge des Doppelpfeiles markiert. Abb. 13 zeigt als Beispiel eine solche Messung der Nachidealisierung. (Näheres s. u. 5.)

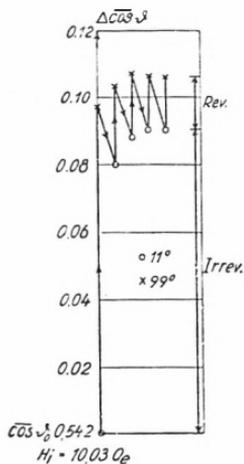


Abb. 13. Änderung von $\overline{\cos \vartheta}$ bei mehrfachem Temperaturwechsel (partielle Th -Idealisierung und Nachidealisierung). \circ 11°C , \times 99°C weiches Nickel

Die zweite Meßreihe in Abb. 12 zu jedem H_i beginnt mit der Magnetisierung nach Erwärmung der Probe auf 99° (\times -Zeichen);

der Anfangswert liegt höher als bei 11° , weil im gleichen Feld ein um so größeres jungfräuliches $\overline{\cos \vartheta}$ erreicht wird, je höher die Temperatur ist. Die gestrichelte Linie gibt diesen $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ -Betrag. Der folgende vertikale Strich ist die große irreversible Zunahme in $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ bei der folgenden Abkühlung auf 11° (\square -Zeichen), der weitere vertikale Strich die erneute Zunahme bei erneuter Erwärmung, der Pfeil die sich schließlich reversibel einstellende Änderung von $\overline{\cos \vartheta}$.

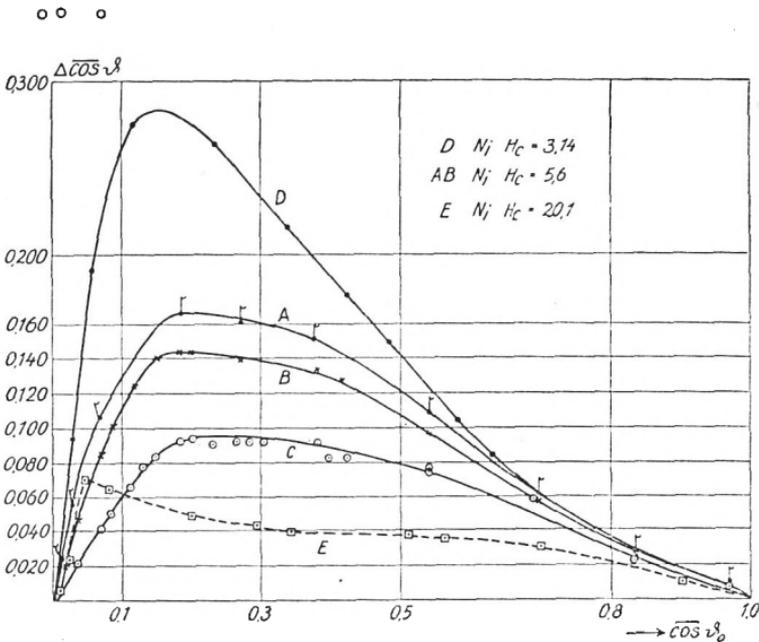


Abb. 14. Beträge der partiellen Idealisierung in Abhängigkeit vom $\overline{\cos \vartheta}_0$ des Ausgangszustandes.

A Gesamte Änderung vom Ausgangszustand bis zu dem nach mehrfachem Wechsel erreichten Endzustand

B Änderung beim ersten Übergang 11° auf 99°

In Abb. 14 sind für das weiche Ni die $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ -Beträge in Abhängigkeit vom $\overline{\cos \vartheta}_0$ -Wert des Ausgangszustandes aufgetragen, und zwar zeigt die Kurve *A* die gesamte Änderung zwischen dem Ausgangszustand bei 11° und dem Endzustand bei 99° *C*, die nächste Kurve *B* die Änderung beim ersten Wechsel 11° - 99° . Die unterste Kurve *C* zeigt die Differenz

$$\overline{\cos \vartheta}_{l_0, H, t} - \overline{\cos \vartheta}_{l_0, t, H}$$

Die beiden ersten Kurven enthalten also den irreversiblen und den reversiblen Betrag. Die Differenz $A-B$ ist der Betrag der irreversiblen Nachidealisierung. Die Kurven für das harte Nickel sehen ähnlich aus, nur ist der Betrag kleiner. Aus den Messungen der totalen Th-Idealisierung an noch weicherem ($H_c = 3,1$ Oe) Nickel (s. III 1) sind ebenfalls die $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ -Werte für die erste Erwärmung auf 100° zu entnehmen, sie sind in Abb. 14 *D* eingetragen. Sie zeigen die sehr starke Zunahme des Idealisierungsbetrages (und zwar des irreversiblen Betrages) für kleine Temperaturerhöhungen mit abnehmender Koerzitivkraft, besonders für mittlere $\overline{\cos \vartheta}$ -Werte.

d) Gleiche Versuchsreihen wurden mit einer harten Nickelprobe ($H_c = 20$ Oe) ausgeführt. Die Ergebnisse sind im wesentlichen dieselben, nur sind die partiellen Id-Beträge $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ für die gleiche Temperaturdifferenz wesentlich kleiner (vgl. Abb. 14, Kurve *E*). Es genügt ein Beispiel, Abb. 15, um den Unterschied gegen Abb. 13 zu zeigen. $\overline{\cos \vartheta}_{t_3, H, t}$ ist fast gleich $\overline{\cos \vartheta}_{t_0, t, H}$; auch stellt sich schon nach dem ersten Temperaturwechsel die reversible $\Delta \overline{\cos \vartheta}_{\text{rev}}$ -Änderung ein; die Nachidealisierung fehlt oder liegt innerhalb der Meßgenauigkeit von $\Delta \overline{\cos \vartheta} = \pm 0,002$.

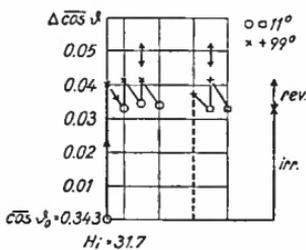


Abb. 15. Änderung von $\overline{\cos \vartheta}$ bei mehrfachem Temperaturwechsel. \circ 11° C (Ausgang) \times 99° C (Ausgang) \square 11° C hartes Nickel

e) Wird der jungfräuliche Zustand zuerst im Wechselfeld idealisiert und dann dem Temperaturwechsel $11^\circ - 99^\circ$ unterworfen, so erfolgt nur eine reversible Änderung von $\overline{\cos \vartheta}$: Zunahme bei Erwärmung, Abnahme bei Abkühlung. Die reversible Änderung ist die gleiche für den bei 11° und bei 99° w-idealisierten Zustand. Bei weichem Nickel und sehr kleinen Richtfeldern tritt mit Erwärmung eine an der Grenze der Meßgenauigkeit liegende irreversible Abnahme von $\overline{\cos \vartheta}$ ein. (Nach III 3 folgt auf eine anfängliche kleine Abnahme bei höherer Temperatur in allen Feldern eine irreversible Zunahme; die Th-Id.-Kurve liegt ja über der w-idealen Kurve.)

3. Der reversible Betrag der partiellen Th-Id. $\Delta \overline{\cos \vartheta}_{\text{rev}}$ hängt für eine bestimmte Probe nur von der Stärke des Richt-

feldes ab, ganz unabhängig von der Größe des $\overline{\cos \vartheta}$ -Wertes und von dem Ausgangszustand der Neukurve oder der w -idealen Kurve. Abb. 16a enthält die Meßergebnisse an der weichen,

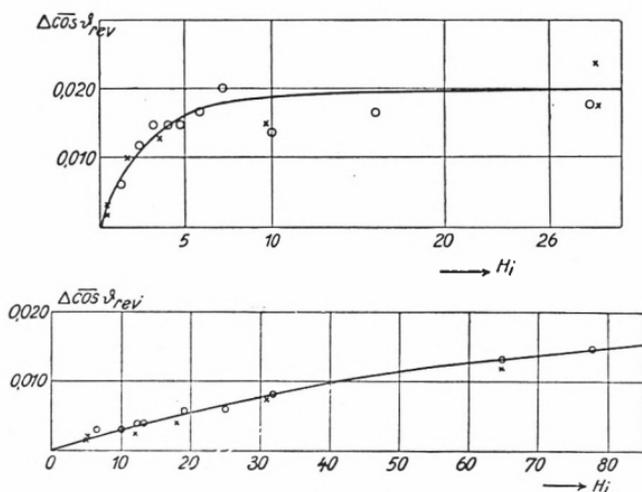


Abb. 16. Die reversible $\overline{\cos \vartheta}$ -Änderung beim Wechsel $11^\circ - 99^\circ - 11^\circ$ C in Abhängigkeit von der Feldstärke

a weiches Nickel

b hartes Nickel

o Ausgang jungfräuliche Kurve

× Ausgang w — ideale Kurve

Abb. 16b an der harten Probe; die Kreise beziehen sich auf Punkte der Neukurve, die Kreuze auf Punkte der w -id.-Kurve als Ausgangswert. Für die kleinsten Felder sind die $\overline{\cos \vartheta}_0$ -Werte der Ausgangspunkte w -ideal mehr als zwanzigmal größer als die der Neukurve (z. B. 0,40 gegen 0,016); aber die absoluten $\Delta \overline{\cos \vartheta}_{\text{rev}}$ -Beträge durch den $11^\circ - 99^\circ$ -Temperaturwechsel sind die gleichen. Für größere Felder wird $\Delta \overline{\cos \vartheta}_{\text{rev}}$ wieder kleiner, das sehr breite Maximum liegt stets bei gleichem $\overline{\cos \vartheta}_0$ -Ausgangswert, nämlich zwischen 0,8 und 0,9; je mehr sich die $\overline{\cos \vartheta}$ -Werte der Sättigung nähern, desto kleiner wird natürlich ihre thermische Beeinflussung.

Die Kurven Abb. 16a und 16b sind nicht durch eine Feldtransformation mit dem Verhältnis der Koerzitivkräfte (etwa 3,5) ineinander überführbar, aber angenähert durch einen Feldfaktor von etwa 30.

Der reversible Betrag der partiellen Th-Idealisierung zwischen 11° und 99° ist also unabhängig von der Art, wie der Ausgangs-

zustand hergestellt war, und damit unabhängig von der Größe der Magnetisierung eine eindeutige Funktion des Feldes.

4. Der irreversible Betrag der partiellen Th-Idealisierung ist die Änderung von $\overline{\cos \vartheta}$ zwischen dem Ausgangswert bei 11° und dem nach mehrfachem Temperaturwechsel erreichten Endwert bei 11° C. In ihm sind also die Nachidealisierungsbeträge (s. u. 5) enthalten. In Abb. 17a und 17b ist für die weiche und

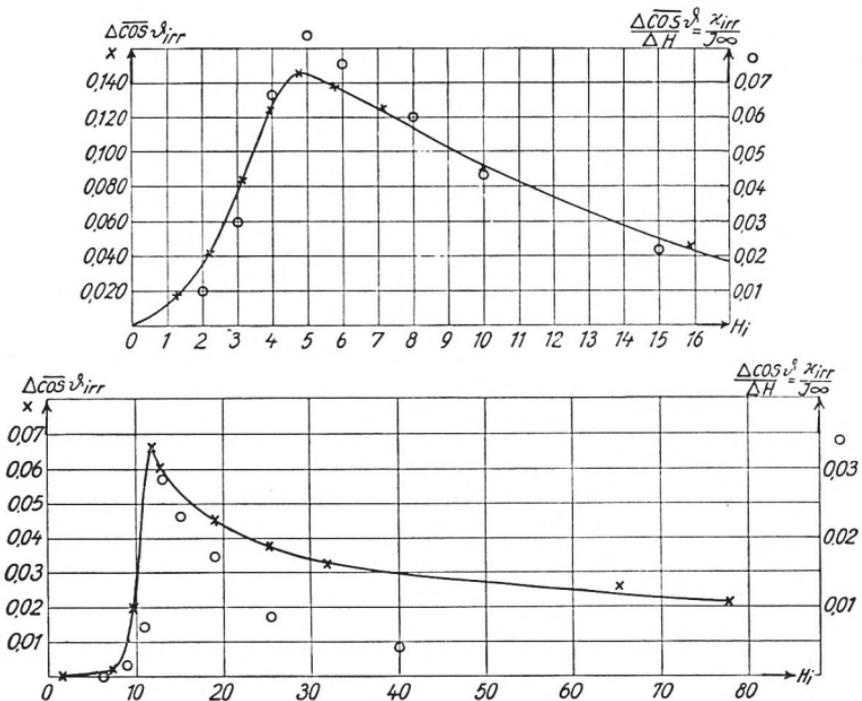


Abb. 17. Die irreversible $\overline{\cos \vartheta}$ -Änderung beim Wechsel $11^\circ - 99^\circ - 11^\circ$ (zum Vergleich: die reduzierte irreversible Suszeptibilität bei 11° C bei gleichen Feldstärken)

a weiches Nickel

b hartes Nickel

harte Probe dieser gesamte irreversible Betrag für $\Delta T = 11^\circ - 99^\circ$ in Abhängigkeit vom Felde dargestellt. Die außerdem eingezeichneten Kreise sind die Werte der reduzierten irreversiblen Suszeptibilität (χ_{irr} / J_∞) der Neukurve für 11° C bei den gleichen Feldern, also in den Ausgangswerten der Th-Id. Beide Größen haben grundsätzlich die gleiche Feldabhängigkeit. Für den ganzen Verlauf der Kurven des weichen Ni und für den Anfangsteil der Kurve des harten Ni ist sogar der Faktor 2 konstant. Man darf

aber hieraus keine quantitativen Schlüsse ziehen, weil die Zunahme von $\overline{\cos \vartheta}$ zwischen 11° und 99° nicht linear verläuft (vgl. V).

5. Die Nachidealisierung – nur bei weichen Proben beobachtet – tritt in zwei Erscheinungen auf.

a) Wird die Probe nach der ersten Erwärmung auf 99° wieder abgekühlt, so ist die Abnahme von $\overline{\cos \vartheta}$ kleiner, als dem reversiblen Betrag entspricht, welcher nach dem mehrfachen Temperaturwechsel sich einstellt: es tritt bei dieser Abkühlung also eine irreversible Erhöhung von $\overline{\cos \vartheta}$ ein (Na 1).

Wird die Probe darauf – unter steter Aufrechterhaltung des Richtungsfeldes – ein zweites Mal auf 99° erwärmt, so nimmt $\overline{\cos \vartheta}$ um mehr zu, als dem reversiblen Betrag entspricht: es tritt also bei der zweiten Erwärmung nochmals eine irreversible Erhöhung von $\overline{\cos \vartheta}$ ein (Na 2). Von da an werden die Änderungen praktisch reversibel.

Diese irreversiblen Beträge werden so ermittelt, daß von der beobachteten Änderung der reversible Betrag abgezogen wird. Obgleich die Differenzen klein sind, sind sie doch ganz sicher; kein einziger Versuch lieferte ein anderes Ergebnis. Der gesamte Effekt beträgt immerhin über 10% der ersten irreversiblen $\overline{\cos \vartheta}$ -Zunahme.

b) Eine irreversible Nach-Id. tritt in viel höherem Maße auf, wenn die Probe zuerst auf 99° erhitzt, dann magnetisiert und sodann auf 11° abgekühlt wird. In IV 2a ist schon auf den großen Unterschied zwischen $\overline{\cos \vartheta}_{t_0, H t}$ und $\overline{\cos \vartheta}_{t_0, t H}$ hingewiesen worden (vgl.

V 11). Durch die starke Zunahme bei der ersten Abkühlung wird dieser Unterschied wieder aufgeholt (Nb 1). Bei der Berechnung dieses Betrages ist wieder die reversible Abnahme bei der Ab-

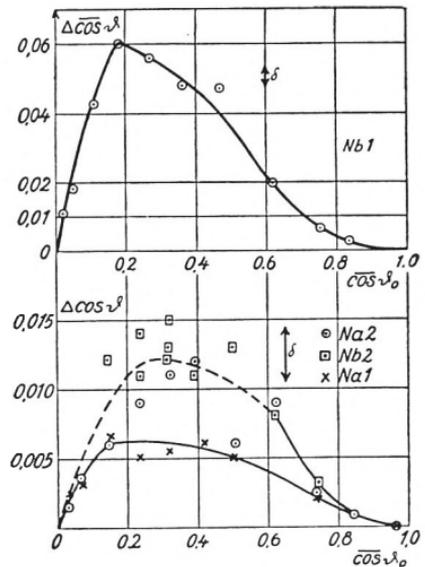


Abb. 18. Die Beträge der irreversiblen Nachidealisierung.

Na: Ausgangszustand 11° C

Nb: Ausgangszustand 99° C

δ : Fehlergrenze

kühlung berücksichtigt. Wird dann wieder auf 99° erhitzt, so tritt nochmals (wie bei a) eine irreversible Zunahme ein (Nb 2). Nachher werden die Änderungen reversibel.

In Abb. 18 sind die Beträge Na_1 , Na_2 , Nb_1 , Nb_2 , in Abhängigkeit von dem nach der ersten Erwärmung beobachteten $\overline{\cos \vartheta}$ dargestellt. Die Kurven entsprechen durchaus dem Gang des Haupteffektes; wenn die gesamte irreversible Idealisierung groß ist, ist auch die Nachidealisation groß. Die zweite Nach-Id., welche bei der zweiten Erwärmung eintritt, ist für die Fälle a und b innerhalb der Meßgenauigkeit (welche durch die Länge der δ -Pfeile für den Einzelwert angegeben ist) gleich.

6. Die technische thermische Alterung.

Die Abnahme des Momentes bei der technisch durchgeführten „thermischen Alterung“ von Permanentmagneten ist die irreversible partielle Th-Id. im entmagnetisierenden Gegenfeld. Nach ihrem Ablauf bleibt bei folgenden Temperaturänderungen gleicher oder kleinerer Größen nur der reversible Betrag übrig und wird als Temperaturkoeffizient des Permanent-Momentes bezeichnet. Dieser enthält die Änderung der spontanen Magnetisierung mit der Temperatur und die reversible $\overline{\cos \vartheta}$ -Änderung. Er ist negativ, weil das Richtfeld (NJ_{Rem}) negativ ist und die vollständige Th-Id. eine Ummagnetisierung liefern würde. Die Erforderlichkeit eines mehrfachen Temperaturwechsels für die Alterung ist durch die Nachidealisationerscheinungen begründet.

V. Zusammenfassung der Ergebnisse und Folgerungen.

1. Wird eine Probe während des Unterschreitens des Curie-temperaturbereiches einem noch so kleinen magnetischen Richtfeld ausgesetzt, so erfolgt die Bildung der spontan-magnetisierten Bereiche unter gleichzeitiger vollständiger Ausrichtung in die Feldrichtung; wahrscheinlich ist in diesem Temperaturbereich die Magnetisierung schon im kleinsten Feld in dem Zustand der „technischen“ magnetischen Sättigung; $\overline{\cos \vartheta}$ ist Eins.

2. Bei Abnahme der Temperatur (das gleiche Richtfeld wird dauernd aufrechterhalten) bleibt die Ausrichtung in den durch die Feldrichtung vorgezeichneten „positiven“ Halbkugelraum

erhalten; $\overline{\cos \vartheta}$ nimmt ab, geht aber (isotropes Material vorausgesetzt) nicht unter 0,5. Die Einstellung der – im Grenzfall $H_i \rightarrow 0$ wahrscheinlich gleichmäßigen – Verteilung auf die positive Halbkugel erfolgt durch Drehprozesse (vielleicht auch 90° -Wandverschiebungen). Bei jeder Temperatur besteht Gleichgewicht zwischen den Drehmomenten durch die magnetische Kraft und die (durch Spannungs- oder Kristallrichtung und -energie gegebene) rücktreibende Kraft. Da nach dem Experiment mit abnehmender Temperatur $\overline{\cos \vartheta}$ abnimmt, obwohl die spontane Magnetisierung und damit das magnetische Drehmoment zunimmt, folgt, daß die rücktreibenden Drehmomente der Spannungs- oder Kristallkräfte mit abnehmender Temperatur stärker zunehmen als die spontane Magnetisierung, und zwar (auf Grund des Verlaufs der Rücklaufkurven) besonders bei hoher Temperatur.

Die deutliche Zweiteilung der rückläufigen Kurve bei der weichen Probe durch einen Wendepunkt im Temperaturbereich $150^\circ - 100^\circ$ C (Abb. 2) im Gegensatz zur einheitlichen Rückgangskurve der harten Probe (Abb. 6) macht es wahrscheinlich, daß bei tieferen Temperaturen andere Magnetisierungsprozesse zurückgehen als die Drehungen. Zweifellos kommt bei der weichen Probe bei tieferer Temperatur auch die Kristallenergie zur Wirkung und mit ihr ein ganz anderer „Dreh“prozeß, die 90° -Wandverschiebung, und zwar sowohl reversible als irreversible Beträge. Die nicht vollständige Temperatureversibilität der rückläufigen Kurve (III 1) spricht für diesen Einfluß.

3. Bei Erwärmung eines jungfräulichen Zustandes in konstantem Feld laufen zunächst vorwiegend die irreversiblen Prozesse ab, welche die Momente in die positive Halbkugel ausrichten¹ („ 180° -Prozesse“, Wandverschiebungen). Als Ursache für die Zunahme von $\overline{\cos \vartheta}$ nehmen wir die durch Temperaturenergie begünstigte und damit beschleunigte Überwindung der Potentialberge an, welche zum Ablauf der 180° -Prozesse zu überschreiten sind, also die thermische Förderung der irreversiblen Nachwirkung. Gleichzeitig wird mit der Erhöhung der Temperatur die Höhe der Potentialberge kleiner.

¹ Vgl. W. Gerlach, „Über die elektrische Widerstandsänderung bei der thermischen Idealisierung“. Siehe folgende Note.

4. Bei höherer Temperatur treten zu diesen irreversiblen Vorgängen immer mehr die reversiblen Ausrichtungen (Drehungen) innerhalb der positiven Halbkugel in die Sättigungslage. Nur diese gehen – vgl. 2 – bei der folgenden Abkühlung wieder zurück.

Die Trennung der irreversiblen und reversiblen Vorgänge ist besonders bei der zunehmend größeren partiellen Idealisierung klar zu erkennen (IV 1 und Abb. 11).

5. Bei der Erwärmung des w -idealen Zustandes erfolgt zunächst eine Entkoppelung oder Aufteilung der durch den Wechsel-feldprozeß erzeugten Bereichskomplexe; diese führt zu einer Abnahme von $\overline{\cos \vartheta}$ mit steigender Temperatur. Gleichzeitig laufen 180° -Prozesse ab, weil durch die Art der W -Id. nicht alle Momente nach der positiven Halbkugel ausgerichtet waren, was zu einer Zunahme von $\overline{\cos \vartheta}$ führt. Bei kleinen Richtfeldern kann bei der Erwärmung zunächst der erste Vorgang überwiegen (III 3).

6. Je größer die Koerzitivkraft ist, desto höhere Temperaturen sind zur Th -Id., besonders zum Ablauf der irreversiblen Vorgänge erforderlich. Aber auch dann genügen kleinste Felder zur vollständigen Ausrichtung im Curietemperaturbereich. Weil die irreversiblen Vorgänge erst bei höheren Temperaturen ablaufen, kann bei der aufsteigenden Th -Idealisierungskurve der harten Proben nicht zwischen beiden Vorgängen unterschieden werden; aber die abfallende Th -Idealisierungskurve (während der Abkühlung) zeigt den Rückgang der reversiblen Drehungen.

7. Th - und W -Id. im Nullfeld (III 8) (th - bzw. W -Abmagnetisierung) führen zu wesentlich verschiedenen Verteilungen der Vektoren bei $\overline{\cos \vartheta} = 0$. Die Anfangsmagnetisierung des th -abmagnetisierten Zustandes ist größer; die irreversiblen Prozesse beginnen schon bei kleinerem Felde. Entsprechend beginnt die W -Abmagnetisierung des th -id. Zustandes bei kleineren Wechsel-feldern. Durch den W -Prozeß, wie überhaupt durch stärkere Felder werden größere Komplexe oder Ketten von Elementarbereichen untereinander gebunden, welche eine höhere Koerzitivkraft haben, deshalb schwerer ummagnetisiert und schwerer abmagnetisiert werden. Durch den Th -Prozeß wird bei der Bildung der Elementarbereiche (beim Unterschreiten der CT) jeder

für sich in der ihm zukommenden Richtung der leichtesten Magnetisierbarkeit magnetisiert; die Zahl der 180° - (und 90° -) Wände ist hierdurch vergrößert;¹ es sind auch solche vorhanden, welche schon durch schwache magnetische Felder irreversibel verschoben werden können; daß auch die Anfangsmagnetisierung im th-abmagnetisierten Zustand vergrößert ist, spricht für den starken Anteil an reversiblen Wandverschiebungen in κ_a .

8. Ohne ein äußeres Richtfeld erfolgt durch thermische Energie keine Umlagerung von Bereichen aus der „positiven“ in die „negative“ Halbkugel, also keine 180° -Wandverschiebungen; es können aber Änderungen der Verteilung der Vektoren innerhalb einer Halbkugel erfolgen. Die wichtigste Erscheinung hierzu ist die thermische Unbeeinflussbarkeit der wahren Remanenz (III 7) und des C-Zustandes (III 10).

9. Die reversible positive Änderung von $\overline{\cos \vartheta}$ bei kleiner Temperaturerhöhung (nach beendeter partieller Th-Id.) beruht entweder auf Drehprozessen, bedingt durch die Verkleinerung der rüchtreibenden Spannungsenergie gegenüber der richtenden magnetischen Feldenergie, oder auf reversiblen Wandverschiebungen. Der Quotient $\Delta \overline{\cos \vartheta}_{\text{rev}} : \Delta T$ ist für eine bestimmte Probe nur von der Größe des Richtfeldes abhängig, unabhängig davon wie groß das jeweilige $\overline{\cos \vartheta}$ ist und wie es erzeugt ist; er ist sehr stark abhängig von der Härte der Probe, hängt aber nicht unmittelbar mit der Koerzitivkraft zusammen. Die Kräfte, gegen welche bei höherer Temperatur mehr Arbeit geleistet wird, scheinen anderer Art zu sein als die, welche zum Ablauf der 180° -Prozesse zu überwinden sind. Es ist auch sehr wohl möglich, daß die rev. Änderung bei der weichen Probe auf einem anderen „Drehungs“-vorgang als bei der harten Probe beruht; der sehr starke Unterschied der Kurven Abb. 17 a und b spricht dafür; wir vermuten, daß die Kristallenergie bei der weichen Probe bei tiefer Temperatur die Magnetisierung bestimmt, also vor allem die echten 90° -Wandverschiebungen, hier

¹ Schon H. Schulze hatte in einem Sonderfall geschlossen, daß bei der thermischen Abmagnetisierung (Erhitzung und Abkühlung über CT im Feld $H = 0$) und bei der üblichen Wechselfeld-Abmagnetisierung nicht der gleiche Verteilungszustand erreicht wird. (Siehe in R. Becker, Probleme der techn. Magnet. Kurve; Verlag Springer, Berlin 1938, spez. S. 125 Abb. 7)

also ihr reversibler Betrag. Jedoch ist dieser Schluß noch nicht eindeutig (s. u. 2 und 11).

Zwischen der magnetischen reversiblen Suszeptibilität a) $(\Delta \overline{\cos} \vartheta_{\text{rev}} : \Delta H)_{T = \text{const.}}$ und einer definierbaren thermischen rev. Susz. b) $(\Delta \overline{\cos} \vartheta_{\text{rev}} : \Delta T)_{H = \text{const.}}$ besteht folgender Unterschied: in a) wird durch die Feldänderung ΔH eine kleine Änderung von ϑ gegen das gesamte Spannungsdrehmoment bewirkt; in b) nehmen die rücktreibenden Kräfte durch die Temperaturerhöhung ΔT ab, und die Änderung von ϑ erfolgt durch das volle Richtungsfeld H .

10. Die irreversible Änderung von $\overline{\cos} \vartheta$ bei kleinerer Temperaturerhöhung hat längs der Neukurve die gleiche Verteilung wie die irreversible Suszeptibilität. Entsprechend der reduzierten irreversiblen Suszeptibilität $\alpha = (\kappa/J\infty)_{\text{irr}} = \Delta \overline{\cos} \vartheta_{\text{irr}} : \Delta H)_{T = \text{const.}}$ ist eine Größe $\beta = (\Delta \overline{\cos} \vartheta_{\text{irr}} : \Delta T)_{H = \text{const.}}$ definierbar. Für T-Zimmertemperatur ist die erste magnetische Größe stets f mal größer als die letztere, thermische, im Betrag abhängig von der Koerzitivkraft. Für die gemessenen Proben ergeben sich folgende größenordnungsmäßige Werte für den Faktor f : $H_c = 3,1 \text{ Oe } f = 50-80$; $H_c = 5,6 \text{ Oe } f = 40-60$; $H_c = 20 \text{ Oe } f = 30-40$; $H_c = 25 \text{ Oe } f = 20$. Es besteht eine gewisse, aber nicht sehr große Abhängigkeit von H bzw. $\overline{\cos} \vartheta$.

11. Es ist nicht gleichgültig, ob eine Probe im Magnetfeld erwärmt, oder ob die erwärmte Probe magnetisiert wird: $\overline{\cos} \vartheta_{t_0 H t} > \overline{\cos} \vartheta_{t_0 t H}$ (s. IV 2 a). Ebenso ist auch

$$\frac{d}{dH} \left(\frac{d \overline{\cos} \vartheta_{\text{irr}}}{dt} \right) > \frac{d}{dt} \left(\frac{d \overline{\cos} \vartheta_{\text{irr}}}{dH} \right).$$

Diese Differenzen bestehen nur bei weichen Proben. Sie müssen auf verschiedenartigen irreversiblen Magnetisierungsvorgängen bei 11° und 99° beruhen; denn die niedrige Magnetisierung bei 99° wird bei der folgenden Abkühlung auf 11° ja wieder eingeholt. Die Beschränkung auf weiche Proben legt es nahe, die starke Zunahme der Kristallenergie K bei der tieferen Temperatur hierfür verantwortlich zu machen. Bei unseren weichen Nickelproben ist K bei 99° gegen die Spannungsenergie ($\lambda \sigma_i$) praktisch zu vernachlässigen, bei 11° haben sie die gleiche Größenordnung. Je mehr die Kristallenergie über die Spannungsenergie

überwiegt, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit für das Abläufen echter 90° -Wandverschiebungen. Durch diese wird der Bereich um die Feldrichtung irreversibel bevorzugt. Der Magnetisierungsvorgang bei 11° besteht dann in 90° - und (in kleinem Richtfeld nur wenigen) 180° -Wandverschiebungen, welche letztere mit Erhöhung auf 99° zunehmen. Bei 99° laufen nur die 180° -Wandverschiebungen ab, wozu nach Temperaturerniedrigung noch die dann neu auftretenden 90° -Wandverschiebungen kommen. Dies scheint der Grund für diese starke Nachidealisation (*Nb* 1, s. IV 5).

12. Die anderen Nachidealisierungsvorgänge werden durch die gleiche Überlegung gedeutet. In dem bei 99° partiell-idealisierten Zustand ist eine neue innere Feldverteilung entstanden, welche bei der Abkühlung neue 90° -Prozesse ermöglicht. In der neu geschaffenen Konstellation können bei erneuter Erwärmung nochmals 180° -Prozesse ablaufen. Die Nachidealisationseffekte erscheinen uns als ein recht sicherer Beweis für die Notwendigkeit, bei der energetischen Analyse der Magnetisierungsvorgänge ein von $\overline{\cos \vartheta}$ abhängiges Streufeld (Ganssches Streufeld) und dessen Richtmoment zu berücksichtigen.

Literatur

- ¹ N. Embirikos u. H. Bittel: Phys. Z. 37, 901, 1936.
- ² W. Baumeister: Messungen im Münchner Institut; nicht veröffentlicht.
- ³ J. Königsberger: Phys. Z. 33, 763, 1932.
- ⁴ A. Perrier u. G. Balachowski, Arch. des sciences phys. et nat. (Genève) 2, 5-29, 1920.
- ⁵ P. Courvoisier: SitzBer. Bayer. Akad. d. Wiss.; im Druck.
- ⁶ W. Gerlach u. A. Temesváry: Über die Transformierbarkeit von Magnetisierungskurven, Z. f. Physik 124, 570, 1948.

August 1947

z. Z. Bonn, Physikalisches Institut der Universität.