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

Die thermische Idealisierung in sehr schwachen Magnetfeldern.

Von **W. Gerlach, J. Kranz** und **K. W. Kuhn** in München.

Mit 3 Abbildungen.

Vorgelegt am 4. Juni 1948.

1. Die beobachteten Erscheinungen.

Wird ein ferromagnetischer Stab in einem (schwachen) Magnetfeld von einer oberhalb der Curietemperatur (CT) gelegenen Temperatur auf Zimmertemperatur (ZT) abgekühlt, so zeigt er eine starke Magnetisierung. Wir nennen diesen Magnetisierungszustand die thermisch-ideale Magnetisierung J(th-id).[1] Die Größe dieser J-Werte ist abhängig a) vom Entmagnetisierungsfaktor N, b) von der Größe des äußeren Feldes H_a, c) von der Koerzitivkraft H_c und d) von der Gleichmäßigkeit der Temperatur längs der Probe während der Abkühlung. Jedoch sind die Faktoren a bis c miteinander gekoppelt. Im Grenzfall ist der J(th-id)-Wert $\frac{1}{2} J_\infty$, die Hälfte der Sättigung bei der Abkühlungstemperatur.

Ist N so klein und das äußere Feld so groß – aber absolut sehr klein –, daß bei Zimmertemperatur $\frac{1}{2} N J_\infty$ kleiner als H_a, so wird diese Magnetisierung beobachtet. Wenn $\frac{1}{2} N J_\infty$ (bei ZT) $> H_a$, aber $(H_a - \frac{1}{2} N J_\infty) < H_c$, so wird ebenfalls eine Magnetisierung von angenähert $\frac{1}{2} J_\infty$ nach der Abkühlung beobachtet.

Wenn H_c sehr klein oder N sehr groß, so daß $(\frac{1}{2} N J_\infty - H_a) \gtrsim H_c$, so ist nach der Abkühlung nur eine sehr kleine thermisch-ideale Magnetisierung vorhanden.

---

[1] Der Verlauf der Magnetisierungsänderung bei konstant gehaltenem Feld durch steigende und fallende Temperatur ist untersucht von W. Gerlach und A. Temesváry, Ber. bayer. Akad. d. Wiss. im Druck (vorgelegt am 8. 1. 1948).

2. Deutung dieser Beobachtungen.

Diese Beobachtungen führen zu folgenden Vorstellungen. Beim Unterschreiten des CT-Bereichs stellen sich unter dem Einfluß eines äußeren – wenn auch sehr schwachen – Feldes bei der Entstehung der spontanen Magnetisierung alle Vektoren so ein, daß sie eine Komponente in dieser Feldrichtung haben. Bei isotroper Verteilung auf die „positive Halbkugel" entsteht also eine pauschale äußere Magnetisierung von der Hälfte der Sättigung. Sinkt die Temperatur, so nimmt die spontane Magnetisierung J_∞ zu, ohne daß die Richtungsverteilung sich ändert; bei jeder Temperatur t ist die pauschale Magnetisierung $\frac{1}{2} J_{\infty t}$. Bedingung hierfür ist, daß Entmagnetisierungsfaktor und äußeres Feld solche Werte haben, daß $\frac{1}{2} N J_\infty < H_a$ bleibt, also stets ein positives Zugfeld wirkt. Wird bei großem N während der Abkühlung J_∞ so groß, daß schon bald unterhalb CT $\frac{1}{2} N J_\infty > H_a$, so tritt in dem jetzt negativ werdenden Zugfeld eine partielle Ummagnetisierung ein; im Idealfall würde diese so weit laufen, daß dauernd $(H_a - \frac{1}{2} N J_\infty) = 0$ bleibt. Im allgemeinen ist dies aber nicht der Fall, weil der Betrag der Ummagnetisierung in dem negativen Feld $H_i = (H_a - \frac{1}{2} N J_\infty)$ von der Form der Hysteresekurve, ganz besonders von der Größe der Koerzitivkraft H_c abhängt. Deshalb ist nach beendeter Abkühlung die Magnetisierung größer, als sich aus $H_a = \frac{1}{2} N J_{\infty\,\mathrm{ZT}}$ ergibt; die Größe der thermisch-idealen Magnetisierung liefert somit keinen Weg zur Bestimmung der Größe N.

3. Versuche.

Aus den zahlreichen Versuchen, auf welchen die Angaben von 1. und 2. basieren, seien einige typische Fälle wiedergegeben. Die Drahtproben (nach verschiedener thermischer und mechanischer Behandlung) werden in dickwandigem Kupferrohr in einem elektrischen Ofen auf meist 400° C (CT $\approx$ 360° C) erwärmt und dann langsam gekühlt. Hierzu sind sie in einem großen Raum mit einigermaßen homogenem Feld horizontal unter verschiedenen Winkeln zum Erdfeld (bei den meisten Versuchen $H_0 = 0{,}124$ Oe) orientiert. Nach Abkühlung (15 bis 20 Stdn.) wird der Ofen möglichst ohne Erschütterung der Probe

(s. unter 4) weggeschoben und die Magnetisierung längs der Probe gemessen. Während der Abkühlung darf längs der Probe keine Temperaturdifferenz auftreten, besonders nicht kurz unterhalb CT, wo J_∞ einen außerordentlich großen Temperaturkoeffizienten hat. Anderenfalls entstehen längs der Probe Bereiche verschieden starker Magnetisierung; die Abkühlung der noch wärmeren Teile erfolgt dann nicht im angelegten äußeren Feld, sondern in dem durch die schon höher magnetisierten kühleren Teile geänderten Feld. Andererseits stehen die kürzeren, kälteren Teile unter einem erheblich größeren entmagnetisierenden Feld. Bei absichtlich ungleichmäßiger Abkühlung wurden stets kleinere J-Werte und auch eine anomale Verteilung der Magnetisierung längs der Probe erhalten. Sämtliche Proben sind Drähte, von W. C. Heraeus, Hanau, aus Karbonylnickel gesintert, ohne Zusätze, gewalzt und von uns im Vakuum oder H_2 getempert; ihre Dichte ist 8,8 g/cm^{-3}. Zur Kontrolle wurden einige Proben in der Lage senkrecht zum Erdfeld erhitzt: nach Abkühlung lag die Magnetisierung um $\pm$ 2 CGS.

a) Beispiele für die thermische Idealisierung unter verschiedenen Bedingungen bezüglich N und H_c gibt Tabelle 1. In ihr bedeuten H_a das während der Abkühlung konstante äußere Feld, J(th-id) die nach Abkühlung bei ZT gemessene Magnetisierung; die Sättigung des Materials betrug 480 CGS; $(H_a - NJ)$ ist das mit dem geometrischen N gerechnete wahre Feld, in dem die Probe nach der Abkühlung liegt. Bezüglich Angaben in der letzten Spalte s. Teil 4.

Die Berechnung des entmagnetisierenden Feldes beruht auf etwas unsicheren Annahmen; benutzt ist der aus dem Dimensionsverhältnis folgende „geometrische" N-Wert für $\varkappa = \infty$. Der richtige Wert ist, da $\varkappa$ bei hohen J-Werten kleiner ist, ebenfalls kleiner. Andererseits sind manche Proben aber nicht so homogen, daß nicht auch ein zusätzlicher innerer Entmagnetisierungsfaktor zu berücksichtigen wäre. Aus den in den gleichen Feldern (von 0,124 bis 0,03 Oe) aufgenommenen Wechselfeldidealisierungswerten ergaben sich die „effektiven" N-Werte der Tabelle 2, welche für IIIb, IV und V gleich N_{geom}, für alle anderen Proben zwei- bis sechsmal größer sind.

Tabelle 1. Die thermisch-idealen Magnetisierungswerte nach Abkühlung von CT auf Raumtemperatur in den Feldern H_a Oe.

Nr.	Probe	H_a Oe	$\mathfrak{J}$(th-id)CGS	$(H_a - N\mathfrak{J})$ Oe	Empfindlichkeit gegen Erschütterung
I	$d = 0{,}5$, $l = 262$ mm		205		unempfindlich
	$N = 0{,}3 \times 10^{-3}$	0,124	214	+0,06	
	$H_c = 3{,}5$ Oe		209		
II	$d = 1{,}0$, $l = 304$ mm	0,123	219	—0,02	wenig (—5%)
	$N = 0{,}66 \times 10^{-3}$	0,062	185	—0,06	
	$H_c = 3{,}1$ Oe	0,040	152	—0,06	
	Temperung viele Tage	0,011	83	—0,04	
	400–450° C	0,123	209	—0,015	
		0,062	189	—0,02	
IIIa	$d = 1{,}0$, $l = 304$ mm	0,124	180	+0,005	wenig stark
	$N = 0{,}66 \times 10^{-3}$	0,062	172	—0,05	
	$H_c = 3{,}1$ Oe				
	Temperung 4 Std.				
	800° C in H_2				
IIIb	$d = 1{,}0$, $l = 66$ mm	0,123	21,0	—0,09	stark
	$N = 10 \times 10^{-3}$				
	$H_c = 3{,}1$ Oe				
	von Probe IIIa abgeschnitten				
IV	$d = 2{,}0$, $l = 252$ mm	0,124	95	—0,21	sehr stark vgl. Teil 4 und Tab. 4
	$N = 3{,}5 \times 10^{-3}$	0,040	56	—0,16	
	$H_c = 0{,}4$ Oe	0,032	46	—0,13	
		0,011	23	—0,07	
		0,124	106	—0,25	
		0,062	73	—0,19	
V	$d = 5{,}1$, $l = 328$ mm	0,123	57,1	—0,45	stark (—30%)
	$N = 10 \times 10^{-3}$	0,062	27,5	—0,22	
	$H_c = 3{,}8$ Oe	0,039	15,2	—0,11	
		0,021	10	—0,08	
VI	$d = 1{,}0$, $l = 298$ mm	0,123	182	0	
	$N = 0{,}7 \times 10^{-3}$	0,062	> 170	—0,06	
	$H_c = 3{,}0$ Oe				
	$d = 0{,}97$, $l = 327$ mm				unempfindlich
	$N = 0{,}5 \times 10^{-3}$				
	$H_c = 25$ Oe	0,02	85	—0,04	
	$H_c = 32$ Oe	0,01	70	—0,04	
	$H_c = 27{,}5$ Oe	0,123	200	+0,02	

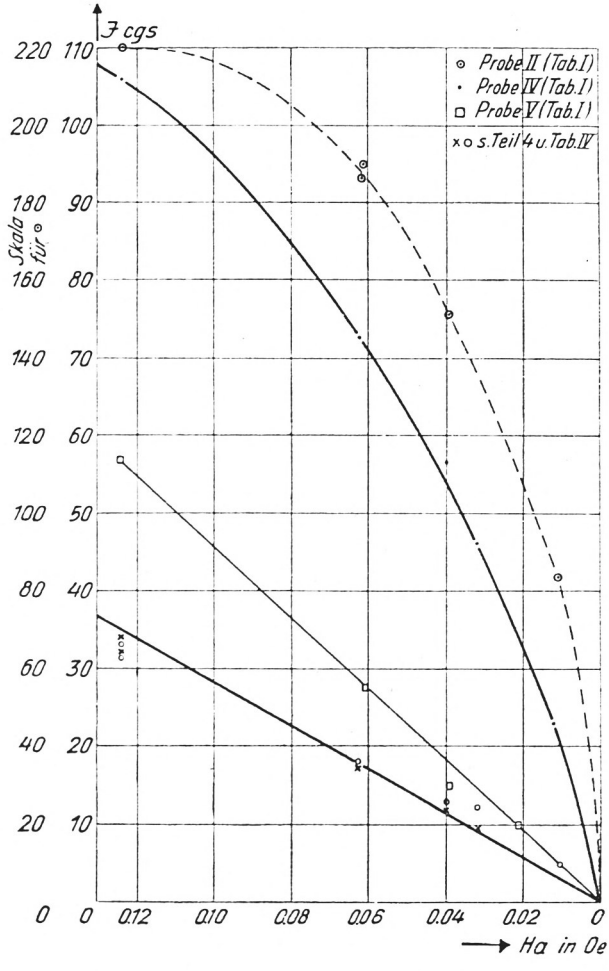

Abb. 1. Thermisch-ideale Magnetisierungswerte in Abhängigkeit vom äußeren Felde nach Abkühlung auf Zimmertemperatur

Tabelle 2. Geometrische und effektive (aus der Wechselfeldidealisierung bestimmte) Entmagnetisierungsfaktoren.

Probe Nr. d = mm, H_c=Oe	I 0,5 / 3,5	II 1 / 3,1	IIIa 1 / 3,1	IIIb 1 / 3,1	IV 2 / 0,4	V 5 / 3,8	VI 1 / 25
$10^3\ N_{geom}$	0,3	0,66	0,66	10	3,3	10	0,5
$10^3\ N_{eff}$	1,9	1,5	2,6	15	3,3–3,5	10	1

Für die Probe IV wurde N auch aus der Polverteilung längs der Probe nach Lorenz[2] berechnet; für die wechselfeld-idealen und die thermisch-idealen Werte ergab sich $3-4\times10^{-3}$, innerhalb der möglichen Genauigkeit also der geometrische Wert.

In Abb. 1 sind einige typische Fälle der Feldabhängigkeit gegeben. Die Probe V mit dem sehr großen N-Wert und mittlerer H_c zeigt angenähert Proportionalität zwischen J und H_a. Die Probe II mit kleinem N und gleichem H_c zeigt bei wesentlich größeren J-Werten anfangs nur eine kleine Feldabhängigkeit. Im ersten Fall magnetisiert sich die Probe während der Abkühlung stark um, im letzteren Fall nur dann, wenn H_a genügend klein genommen ist.

Tabelle 3. Einfluß der Koerzitivkraft auf die nach Abkühlung in H_a = 0,138 Oe verbleibende Magnetisierung

Nickelstab $d = 5{,}1$ mm, $l = 280$ mm, $N_{\text{geom}} = 13\times10^{-3}$, $H_a = 0{,}138$ Oe. H_c durch Tempern variiert

H_c Oe	J (th-id) CGS	NJ (th-id) Oe	H_i
11	127,5	1,61	—1,46
4*	57	0,57*	—0,45*
2	16,6	0,21	—0,06
1	11,8	0,14	—0,01 ≈ 0

* aus einer anderen Versuchsreihe
($d = 5{,}1$ mm, $l = 328$ mm, $N = 10\times10^{-3}$, $H_a = 0{,}128$ Oe).

Zum Vergleich: wechselfeld-idealer Wert

in 0,138 Oe $J_w = 9$ CGS hieraus $N' = 15\times10^{-3}$,
in 0,071 Oe $J_w = 4{,}8$ CGS hieraus $N' = 15\times10^{-3}$.

b) Ein Beispiel für den Einfluß der Koerzitivkraft bei großem N-Wert gibt Tabelle 3. Je größer H_c, desto größer ist J nach der Abkühlung, obwohl die Probe unter einem stark negativen entmagnetisierenden Feld steht. Weil aber H_c so groß ist, ist trotz des großen NJ die Ummagnetisierung klein, obwohl schon bei einer Magnetisierung von ~ 12 CGS, also dicht unterhalb von CT, H_i negativ wurde (falls N temperaturunabhängig ist). Bei kleiner $H_c = 1$ Oe ist aber H_i praktisch gleich 0, die

[2] A. Lorenz, München. Dissertation 1948.

Probe magnetisiert sich durch ihr eigenes entmagnetisierendes Feld weitgehend ab.

c) Den starken Einfluß eines „inneren" Entmagnetisierungskoeffizienten zeigt folgendes Beispiel:

Ein hartgezogener Draht ($H_c = 27{,}5$ OE) wurde zur thermischen Idealisierung bis auf 490° C erhitzt und dann langsam gekühlt. Die Erhitzungszeit genügte nicht zur vollständigen Erholung und Rekristallisation des ganzen Querschnitts, sondern nur der äußeren Mantelzone,[3] der Kern des Drahtes ist noch hart. Die Hystereseschleife hat die hierfür typische Form der

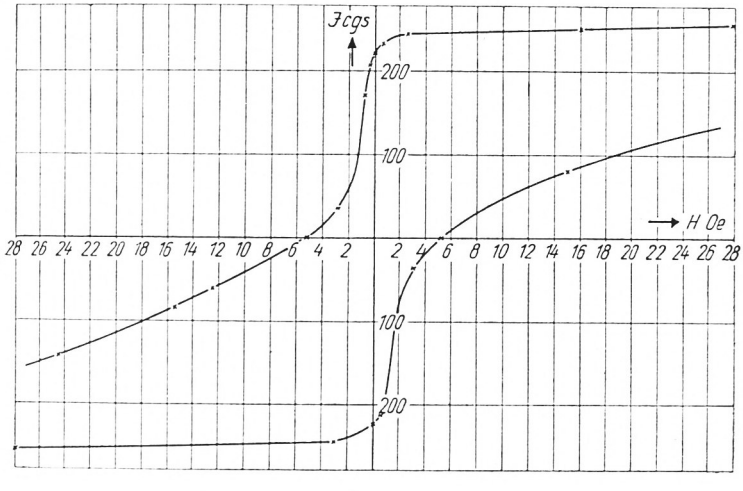

Abb. 2. Hystereseschleife einer durch thermische Behandlung partiell erholten Probe

Abb. 2. H_c scheint 5,1 Oe zu sein; in Wirklichkeit besteht der Draht aus der äußeren Zone mit kleiner ($<$ 2 Oe) und der inneren Zone mit großer H_c (27 Oe).

Im Feld 0,123 Oe hatte diese inhomogene Probe nach der Abkühlung nur 129 CGS, während sie im harten Ausgangszustand und im homogenen weichen Endzustand rund 200 CGS zeigte. Der durch Wechselideali-

[3] W. Gerlach u. W. Hartnagel, Ber. Bayer. Akad. d. Wiss. 1939 S. 97; 265.

sierung erreichte Wert betrug nur 37 CGS (gegen 74 CGS im einheitlich weichen Zustand); aus ihm folgt der N-Wert $3{,}3 \times 10^{-3}$, während der geometrische Wert $0{,}53 \times 10^{-3}$ ist. Die Zweiteilung der Probe der Länge nach in einen weichen und einen harten Bereich liefert während der W-Idealisierung ein Gegenfeld, das wie eine „innere Entmagnetisierung" wirkt. Der niedrige Wert der th-Idealisierung kommt hierdurch so zustande: unterhalb CT magnetisieren sich beide Bereiche zunächst gleich hoch (weil die spontane Magnetisierung eine struktur-unempfindliche Größe ist); wenn J so stark angewachsen ist, daß $NJ > H_a$ wird, wird der Bereich mit dem kleinen H_c abmagnetisiert.

4. Die Erschütterungsempfindlichkeit der idealen Zustände.

Durch Klopfen in einem schwachen äußeren Feld, z. B. dem Erdfeld, kann ein abmagnetisierter Stab aus weichem Eisen oder Nickel zu dem gleichen J-Wert wie durch W-Idealisierung magnetisiert, durch Klopfen im äußeren Feld Null wieder abmagnetisiert werden; im letzteren Fall liegt der Stab in Wirklichkeit unter dem Einfluß des entmagnetisierenden Feldes seiner eigenen Pole, also in einem negativen Zugfeld, welches mit der Abmagnetisierung zwar kleiner wird, aber in Wirkung bleibt, bis die pauschale Magnetisierung Null geworden ist. Wird ein irgendwie magnetisierter Stab in einem äußeren Magnetfeld erschüttert, so ändert er seine Magnetisierung in Richtung auf den wechselfeld-idealen Zustand hin; ein noch positiver J-Wert der rückläufigen Hysterese kann z. B. ummagnetisiert werden. In allen diesen Fällen der Auf- und Abmagnetisierung durch Erschütterung handelt es sich also um Änderungen der Richtungsverteilung unter Feldwirkung. Die zu einer dieser Änderungen erforderliche Stärke der Erschütterung hängt in erster Linie von der Koerzitivkraft der Probe (bei kleiner Koerzitivkraft genügen u. U. schon Schallschwingungen durch lautes Rufen), in zweiter Linie von der Größe des Zugfeldes ab.

Diese Erschütterungsempfindlichkeit bildet eine unangenehme Fehlerquelle bei der Messung der nach der thermischen Behandlung auftretenden Magnetisierung; denn die Abkühlung muß über viele Stunden erfolgen; das Schlagen einer Tür im Hause kann schon eine merkliche Abmagnetisierung geben, wenn

während der Abkühlung (besonders im Bereich höherer Temperaturen) durch die Zunahme der spontanen und damit auch der pauschalen Magnetisierung, also von NJ in sehr kleinen äußeren Feldern ein – wenn auch nur sehr kleines – negatives Zugfeld auftritt. Deshalb wurde der Beginn der Abkühlung in die Nachtstunden verlegt. Jeder Endwert wurde auf seine Erschütterungsempfindlichkeit untersucht. Hierzu wurde die Probenhalterung einigermaßen reproduzierbar einmal, zweimal und schließlich so lange und so stark geklopft, wie sie es mechanisch aushielt.

Die Proben mit 20 bis 30 Oe Koerzitivkraft und kleinem N waren im th-idealen Zustand unempfindlich gegen diese Schläge; auch bei $H_c \approx 3$ Oe und kleinem N wurde J höchstens um wenige Prozent herabgesetzt, auch dann, wenn durch NJ ein negatives Zugfeld von der Größenordnung $< -0{,}1$ Oe herrschte. Dagegen nimmt J(th-id) bei $H_c = 3$ Oe und großem N (negatives NJ-Zugfeld $> 0{,}2$ Oe) unter den benutzten Erschütterungen schon um 20–30 % ab; die thermisch-ideale Magnetisierung der Probe mit 0,4 Oe Koerzitivkraft wird aber in einem NJ-Feld von etwa —0,1 bis —0,2 Oe bis zu dem Wert der Wechselfeldidealisierung, also bis $H_i = 0$, herabgesetzt. In der Tabelle 4 (vgl. auch Abb. 1) ist H_a das äußere Feld, J(th-id) die thermisch-ideale Magnetisierung nach der Abkühlung, H_i das mit dem geometrischen N-Wert ($= 3{,}1 \times 10^{-3}$), H_i' das mit dem gemessenen mittleren N-Wert ($N' = 3{,}5 \times 10^{-3}$) berechnete Zugfeld; J^* ist der sich durch weitere Erschütterung nicht mehr ändernde Wert und J(w-id) der durch Wechselfeldidealisierung in den gleichen H_a-Feldern erreichte Wert. Aus diesen ist $N' = H_a : J$(w-id) berechnet.

Tabelle 4. Vergleich der w-idealen Magnetisierung mit der th-idealen und dem durch Erschütterung bis zum Endwert herabgesetzten J(th-id). Probe: Nickel $l = 252$ mm, $d = 2$ mm, $H_c = 0{,}4$ Oe

H_a	J(th-id)	H_i	H_i'	J^*	J(w-id)
0,124	94,6	—0,18	—0,21	33	34
0,040	56,4	—0,14	—0,16	12,7	11,7
0,032	46,2	—0,11	—0,13	12,2	9,7
0,010	23	—0,06	—0,07	4,7	4
0,124	106	—0,21	—0,15	31,4	32,1
0,062	73	—0,17	—0,19	18,1	17,1

Die beiden letzten Vertikalreihen sind innerhalb der Versuchsgenauigkeit gleich; dasselbe Ergebnis wurde auch bei anderen dicken Proben kleiner Koerzitivkraft erhalten. In diesen Fällen führt also die Erschütterung zu dem J-Zustand, welcher das entmagnetisierende Feld gleich dem äußeren Feld macht, also $H_i = 0$ erzeugt.

Gelegentlich treten aber recht anomale Änderungen durch die Erschütterung auf. Es ist oben bemerkt, daß die Probe längs ihrer ganzen Länge sich vollständig gleichmäßig abkühlen muß. Manchmal wurde beobachtet, daß die Verteilung der Magnetisierung längs der Probe nicht gleichmäßig war, z. B. unsymmetrisch zur Mitte. Es wurde festgestellt, daß dieses ebensowohl durch nicht gleichmäßige magnetische Härte als auch durch Temperaturdifferenzen längs der Probe während der

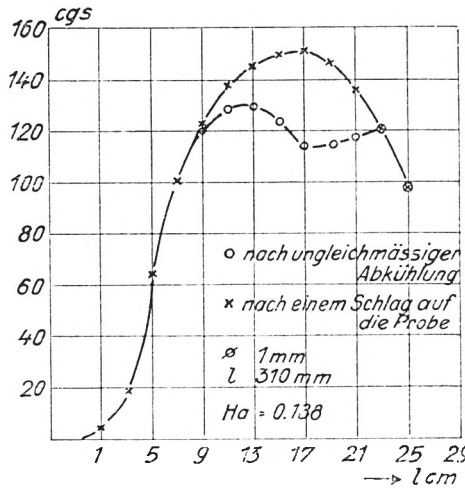

Abb. 3. Verteilung der Magnetisierung bei ungleichmäßiger Abkühlung längs der Probe und Änderung durch schwache Erschütterung

Abkühlung bedingt sein kann. In diesen Fällen wird durch Erschütterung – oft schon durch einen leichten Schlag – die Magnetisierung zunächst vergrößert, wobei gleichzeitig die Verteilung sich der homogenen Verteilung nähert. Abb. 3 gibt ein Beispiel von vielen.

5. Geophysikalische Folgerungen aus der thermischen Idealisierung.

In der Geophysik bezeichnet man die im vorstehenden untersuchte Magnetisierung nach J. Königsberger als „Thermoremanenz".[4] Sie ist wohl eine wesentliche Ursache für die permanente Magnetisierung von Gesteinen: Enthalten diese ferromagnetische Komponenten, so werden diese im Abkühlungsprozeß bei dem Durchgang durch die Curietemperatur im Erdfeld magnetisiert. Die über die Thermoremanenz von Gesteinen vorliegenden experimentellen Untersuchungen ließen das eigentlich physikalische Problem aber unberührt; es wird z. B. in der Literatur bemerkt, daß der absolute Betrag der thermoremanenten Magnetisierung nur klein und daß der Entmagnetisierungskoeffizient der ferromagnetischen Bestandteile der Gesteine deshalb ohne Bedeutung ist.[5] Die systematischen Versuche ergeben genau das Gegenteil: Wenn der Entmagnetisierungskoeffizient groß ist, ist die Magnetisierung klein. Ob hierfür bei Gesteinen noch andere Gründe maßgeblich sind, wird hier nicht diskutiert; daß die Möglichkeit von nachträglichen Erschütterungen, denen eine entmagnetisierende Wirkung zugeschrieben wird[5], hierfür herangezogen wird, ist aber in dieser Allgemeinheit nicht richtig; denn diese erfolgen im Erdfeld, haben also gerade eine idealisierende Wirkung. Wie oben gezeigt, bedingen Erschütterungen nur dann eine Abnahme der „Thermoremanenz", wenn die Probe in einem negativen Zugfeld steht, und zwar bis zum wechselfeld-idealen Wert. Zur Klärung müßten die N-Werte der magnetischen Gesteinsmassen bekannt sein; hierüber (und über die Wechselfeldidealisierung derselben) fehlen offenbar bisher Untersuchungen.

München, Physikalisches Institut der Universität, Juni 1948.

---

[4] J. Königsberger, z. B. Phys. ZS. 33, 1932, S. 468.

[5] H. Haalck, Der Gesteinsmagnetismus. Akad. Verlags-Ges., Leipzig 1942.