

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 22 (1949)
Heft: II

Artikel: Über den Erschütterungseinfluss auf die Magnetisierung und seine Temperaturabhängigkeit
Autor: Gerlach, Walther
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111998>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 16.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Über den Erschütterungseinfluss auf die Magnetisierung und seine Temperaturabhängigkeit

von Walther Gerlach in München.

(18. III. 1949.)

I.

Durch Erschütterungen unter einem Richtfeld, d. h. durch elastische Längs- und Querschwingungen wird bekanntlich die Grösse der Magnetisierung irreversibel geändert, und zwar in derselben *Richtung*, im allgemeinen aber nicht um denselben Betrag wie bei der Wechselfeld-Idealisierung¹⁾. Bei sehr weichen Proben und genügend starker Erschütterung wird jedoch angenähert die Grösse der W-Idealisierung erreicht. Insbesondere ist die Endkurve der „stabilen“ $\overline{\cos \vartheta}$ -Werte²⁾, die sich bei gegebener Erschütterung als Endzustand einstellen, in Abhängigkeit von dem magnetischen Richtfeld *nicht* hysteresefrei; es ist also nicht gleichgültig, ob im gleichen magnetischen Richtfeld ein Zustand der Neukurve oder der rückläufigen Hysterese-Kurve erschüttert wird. Ob dies bei genügend starker Erschütterung der Fall ist, scheint nach unsern bisherigen Untersuchungen keine sinnvolle Frage, weil hierbei die Probe dauernd härter wird, sich also verändert. Man sollte also nicht von einer „Erschütterungsidealisierung“ sprechen, sondern besser von einer Überführung in den gegen die angewandte Erschütterungsart und -stärke *stabilen* Zustand.

Durch eine Erhöhung und Wiedererniedrigung der Temperatur in konstantem Richtfeld tritt ebenfalls eine irreversible Änderung der Magnetisierung ein. Diese Erscheinung nennen wir die thermische Idealisierung³⁾; wenn nämlich die Temperaturerhöhung genügend gross war (sie braucht im allgemeinen nicht die Curie-temperatur zu erreichen), so ist der nach Abkühlung erreichte $\overline{\cos \vartheta}$ -Wert unabhängig davon, von welchem Magnetisierungszu-

¹⁾ W. STEINHAUS und E. GÜMLICH; Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 369 (1915).

²⁾ Wir charakterisieren die Magnetisierung nicht durch die I -Werte, sondern durch die Richtungsverteilung $J = J \infty \overline{\cos \vartheta}$; $J \infty$ ist die spontane (oder Sättigungs-) Magnetisierung. Davon interessant sind nur die Änderungen der Richtung, nicht aber die Änderung der spontanen Magnetisierung, z. B. bei Vergleich verschiedener Temperaturen.

³⁾ W. GERLACH und A. TEMESVARY; Ber. d. Bayr. Akad. d. Wiss. im Druck (vorgelegt am 9. Januar 1948).

stand man ausging; er hängt hysteresefrei nur von der Grösse des Richtfeldes ab.

Bei der *Wechselfeld-Idealisierung* wird unter einem konstanten Richtfeld eine periodische Ummagnetisierung mit abnehmendem Betrag der Amplitude vorgenommen. Infolge des konstanten Richtfeldes sind die hierbei von der Probe durchlaufenen Hysteresekurven unsymmetrisch. Es tritt eine von der Form der Hysteresekurve abhängige Vergrösserung von $\overline{\cos \vartheta}$ ein, wenn das Wechselfeld auf Null abgenommen hat. Dass der Ausgangspunkt — jungfräuliche Kurve, ab- oder ansteigende Hysteresekurve — gleichgültig ist, beruht darauf, dass bei Beginn des Wechselfeldprozesses die gesättigte Hystereseschleife durchlaufen wird, die „magnetische Vorgeschichte“ also ausgelöscht ist.

Für die *thermische Idealisierung* ist die Abnahme der Coerzitivkraft mit steigender Temperatur massgeblich. Mit zunehmender Temperatur gehen unter dem konstanten Richtfeld immer mehr 180°-Prozesse vor sich, so dass $\overline{\cos \vartheta}$ zunimmt. Bei der Wiederabnahme der Temperatur liegt kein Grund vor, dass unter dem konstanten Richtfeld diese 180°-Richtungsänderungen wieder zurückgehen.

Die *Wirkung einer Erschütterung* ist gänzlich anderer Art: durch die bei den elastischen Schwingungen auftretenden Zug- und Druckspannungen werden die Vektoren (im Nickel) abwechselnd zwischen den Vorzugslagen 0° bzw. 180° und 90° (gegen die Längsachse des Stabes-Feldrichtung) hin und her geworfen. War der Stab remanentmagnetisiert, lagen also alle Vektorenrichtungen in der „positiven“ Halbkugel, so werden die, welche durch die Zugspannung unter 90° gestellt wurden, nun durch die folgende Druckspannung nach 0° oder 180° gedreht; denn ohne Richtfeld, in $H_i = 0$, sind diese beiden Übergänge energetisch gleichberechtigt⁴⁾. Es tritt durch die Erschütterung also auf diesem Wege eine Abmagnetisierung ein. Da aber bei nicht genügend grossen Spannungen nicht *alle* Vektoren einmal auf 90° gedreht werden, sondern ein Teil innerhalb der positiven Halbkugel bleibt, so tritt keine völlige Abmagnetisierung auf. Ihr Betrag hängt von der Stärke der Erschütterung ab.

Steht die Probe aber unter einem konstanten „positiven“ Richtfeld, so wird in der Zugphase ein Teil der Vektoren, welche noch nach der „negativen“ Halbkugel orientiert sind, unter 90° gestellt. Bei der folgenden Druckspannungsphase gehen diese aber nicht in die negative Halbkugel (180°-Lage) zurück, sondern wegen des

⁴⁾ Bei der Erschütterungsabmagnetisierung permanenter Magnete ist zwar $H_a = 0$, aber nicht $H_i = 0$; sie erfolgt also in einem negativen Richtfeld abnehmender Stärke.

positiven Zugfeldes in die positive Halbkugel. Es tritt also eine Zunahme von $\overline{\cos \vartheta}$ durch die Erschütterung auf; sie ist umso grösser, je mehr Vektoren in der Zugphase in die 90° -Lage gedreht werden.

II.

In Fig. 1 ist die gestrichelte Kurve Ia die Neukurve einer Nickelprobe. Durch eine mittlere Erschütterung geht diese in die Kurve Ib, durch stärkere Erschütterung in die Kurve Ic über (Pfeilrichtung). Ib und Ic werden so erhalten, dass nach jedesmaliger Abmagnetisierung die Probe in verschiedene Richtfelder H_i gebracht und dann durch Anschlagen eines Pendels erschüttert wurde; Schlaghöhe und Schlagzahl wurden jeweils konstant gehalten.

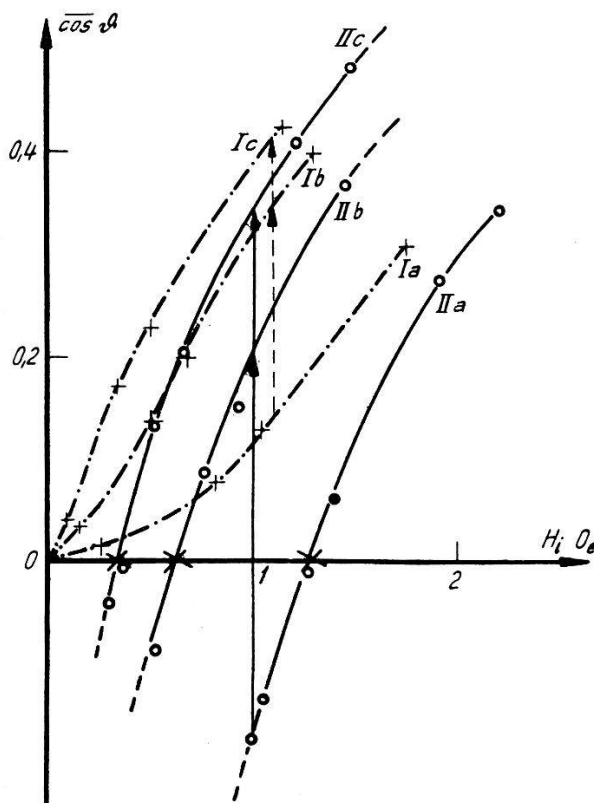


Fig. 1.

Erschütterungsbeeinflussung der Magnetisierung.

Ia. jungfräuliche Kurve. Ib Ic nach Erschütterung.

IIa Hysterese. IIb IIc nach Erschütterung.

II *a b c* sind Teile der zugehörigen aufsteigenden Äste der Hystereseschleife, *a* ohne, *b* mittlere, *c* stärkere Erschütterung entsprechend wie *Ia, b, c*.

Aus diesen Kurven erkennt man, dass unter Erschütterung die Coerzitivkraft der Proben (Kreuze auf der Abscisse) ganz erheblich abnimmt. Es ergab sich, dass angenähert für die verschiedenen Zustände das Produkt aus Anfangsmagnetisierung und Coerzitivkraft konstant ist.

III.

Es wurden Messungen über die Änderung der jungfräulichen Magnetisierung im konstanten Gleichfeld bei verschiedenen Temperaturen durch eine möglichst gleichstarke Erschütterung der Probe ausgeführt.

Für eine Ni-Probe wurde die $\overline{\cos \vartheta}$ -Änderung bei 11° und 100° C durch gleiche Erschütterung längs der ganzen jungfräulichen Kurve gemessen. Bezogen auf gleiches Richtfeld sind die Änderungen

$\Delta \overline{\cos \vartheta}$ bei beiden Temperaturen sehr verschieden, nicht aber, wenn man $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ auf die gleiche Richtungsverteilung $\overline{\cos \vartheta}_0$ des Ausgangszustandes bezieht.

Tabelle 1 enthält die $\overline{\cos \vartheta}_0$ -Ausgangswerte der jungfräulichen Kurve, $\overline{\cos \vartheta}$ für den stabilen Endzustand nach der Erschütterung bei 11° und 100° C, $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ die Differenz zwischen stabilem und Ausgangszustand.

Tabelle 1.

$\overline{\cos \vartheta}_0$ bei 11° bzw. 100°	$\overline{\cos \vartheta}$		$\Delta \overline{\cos \vartheta}$	
	11°	100°	11°	100°
$\sim 0,06$	0,2	0,2	$\sim 0,14$	$\sim 0,14$
0,1	0,30	0,31	0,20	0,21
0,2	0,43	0,42	0,23	0,22
0,3	0,51 ₅	0,50	0,21 ₅	0,20
0,4	0,58 ₅	0,58 ₅	0,18 ₅	0,15 ₅
0,5	0,63 ₆	0,63 ₅	0,13 ₆	0,13 ₅
0,54	0,65 ₀	—	0,11 ₀	—
0,55	—	0,65 ₃	—	0,10 ₃
0,60	—	0,67 ₅	—	0,07 ₅
0,62	—	0,67 ₅	—	0,06 ₅

Dieses Ergebnis entspricht genau dem, welches wir für den Betrag der Wechselfeld-Idealisierung bei verschiedenen Temperaturen erhalten haben⁵⁾.

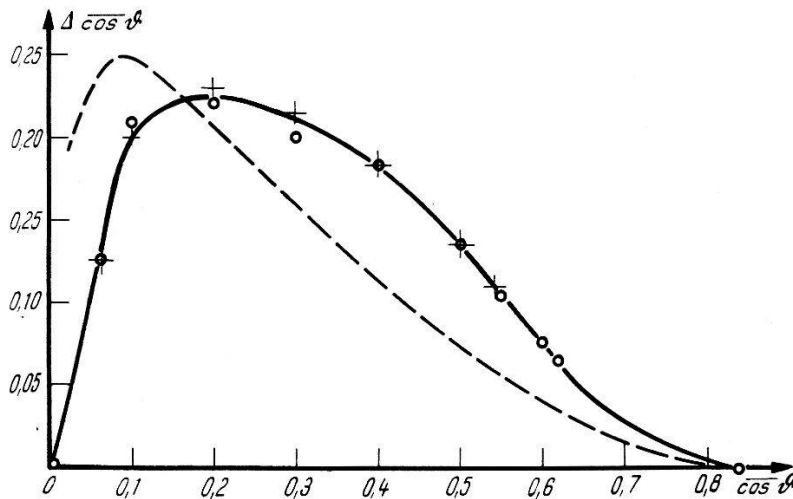


Fig. 2.

Zunahme von $\overline{\cos \vartheta}_0$ durch Erschütterung. + bei 11° C. o bei 100° C.
 ---- durch Wechselfeld-Idealisierung bei 11° und 100° (Ordinate $\times 2$).

Die Zunahme von $\overline{\cos \vartheta}$ ist also für beide Temperaturen gleich, wenn auf gleichen Wert der reduzierten Ausgangsmagnetisierung bezogen wird. (Fig. 2). Ein Ausgangszustand mit $\overline{\cos \vartheta}$ 0,85 ist stabil gegen

⁵⁾ W. GERLACH und A. TEMESVARY, Zs. f. Phys. **124**, 570 (1947).

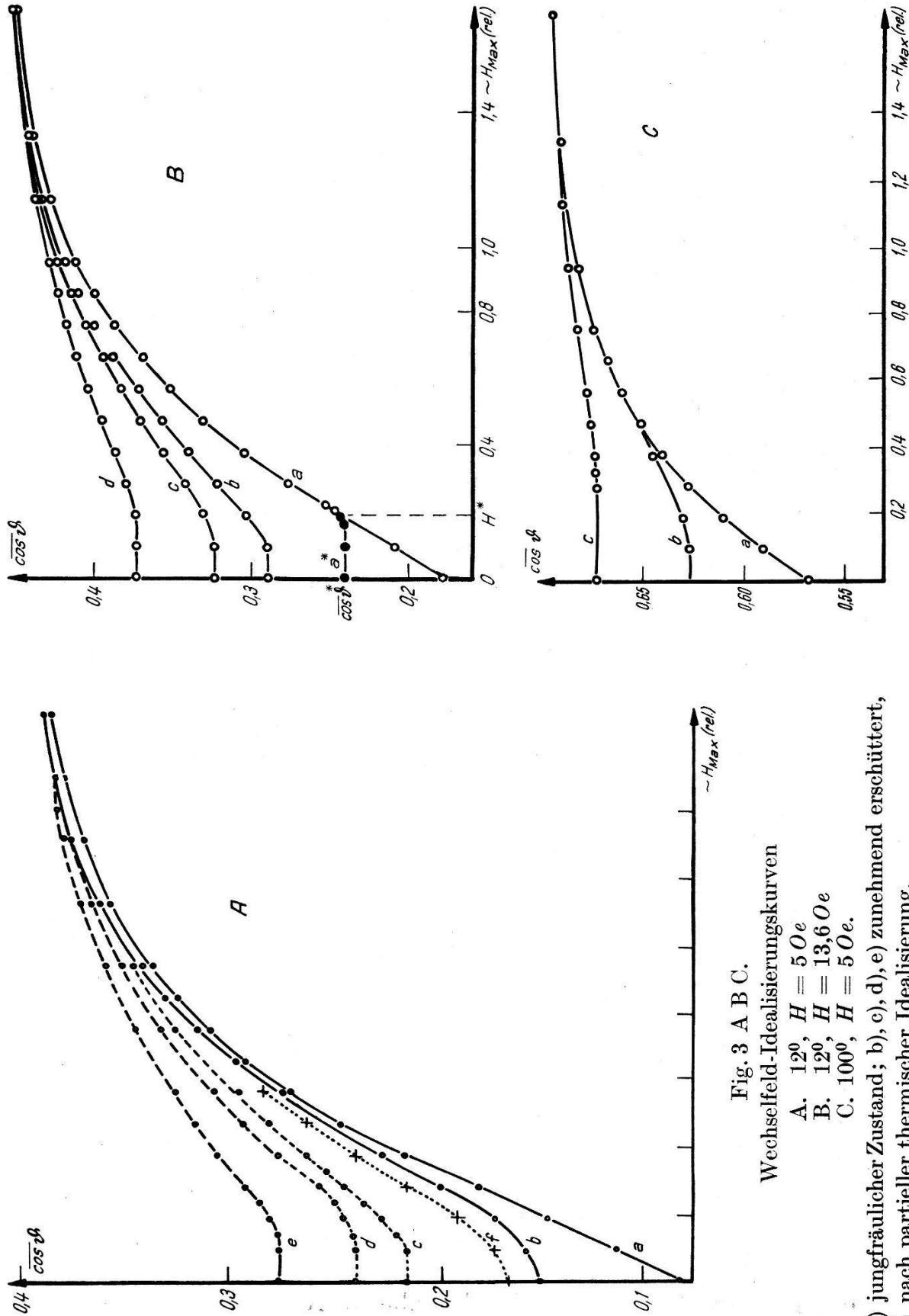
Erschütterung und auch nicht mehr durch Wechselfeld (oder thermisch) idealisierbar. Abb. 2 zeigt aber, dass die Abhängigkeit $\Delta \overline{\cos \vartheta} = f(\overline{\cos \vartheta}_0)$ ziemlich anders verläuft als bei der *W*-Idealisierung; insbesondere liegt das — viel breitere — Maximum bei höheren $\overline{\cos \vartheta}_0$ -Werten. Auch die folgenden Versuche zeigen, dass die magnetischen Molekularvorgänge, welche die Zunahme durch die Erschütterung bewirken, anderer Art sind als die bei der *W*-Idealisierung.

IV.

Dies wird geschlossen aus der *W*-Idealisierungskurve von verschiedenen stark erschütterten Proben. Figur 3 *ABC* enthalten das Ergebnis von Messungen folgender Art: Die unterste Kurve *a* stellt jeweils die normale *W*-Idealisierungskurve in dem angegebenen Richtfeld *H* dar, d. h. die Zunahme der jungfräulichen Magnetisierung *J* in Abhängigkeit von der gesteigerten Maximalamplitude (Abszisse) des idealisierenden Wechselfeldes; jedesmal wurde das Wechselfeld mit einem Gumlich-Rogowski-Transformator langsam kontinuierlich auf Null gebracht; gearbeitet wurde mit 50 Hz; es war gleichgültig, ob diese Schwächung über 500 oder 6000 Feldwechsel durchgeführt wurde, auch ob die jeweilige Maximalamplitude plötzlich eingeschaltet oder ob von Null auf sie gesteigert wurde. Sodann wurde die Probe wieder in den gleichen Ausgangszustand gebracht und unter dem gleichen Richtfeld *H* einer gewissen Erschütterung unterworfen, wodurch ihre Magnetisierung zunahm. Jetzt wurde wieder in der gleichen Weise die *W*-Idealisierungskurve *b* des erschütterten Zustandes aufgenommen. Dasselbe wurde wiederholt für stärkere Erschütterungen (*c*, *d*, *e*), sowohl bei 12° als auch bei 100° C.

Die durch die Erschütterung erfolgte $\overline{\cos \vartheta}$ -Zunahme (Erhöhung des Ausgangspunktes auf der Ordinate) beruht also *nicht* auf den gleichen inneren Orientierungsänderungen wie dieselbe $\overline{\cos \vartheta}$ -Zunahme, welche durch eine partielle *W*-Idealisierung hergestellt wird. Wäre das der Fall, dann müsste die *W*-Idealisierungskurve der erschütterten Zustände zunächst horizontal bis zum Schnittpunkt mit der *W*-Idealisierungskurve *a* verlaufen und dann dieser folgen. Sie steigt aber schon bei kleiner *W*-Feldamplitude an und läuft erst bei der Sättigung in die letztere ein. Erst die durch stärkere Erschütterungen erreichten höheren $\overline{\cos \vartheta}$ -Werte zeigen einen kleinen horizontalen Bereich ihrer *W*-Idealisierungskurve.

Durch eine geringe Erschütterung laufen also schon irreversible Vorgänge ab, welche erst durch hohe *W*-Amplituden eingestellt werden. Andererseits ist auch der stark erschütterte Zustand schon



durch kleine W -Felder weiter idealisierbar. (Es muss unter Verwendung stehender Schwingungen noch untersucht werden, welche Unterschiede zwischen Knoten und Bäuchen bestehen.)

Es sei noch hinzugefügt, dass auch die Abmagnetisierungskurve eines „erschütterten“ Zustands wesentlich anders verläuft als die eines W -idealisierten Zustandes.

Partiell-thermisch-idealisierte Zustände verhalten sich ähnlich wie die erschütterten: in Figur 3. A Kurve f ist der Ausgangszustand der Kurve a durch Erwärmung und wieder Abkühlung auf 12° im konstanten Richtfeld $50e$ hergestellt; auch dieser zeigt die gleiche Art der Idealisierbarkeit, wie die erschütterten Zustände.

Erwähnt sei noch eine Beobachtung: wenn mit einer gewissen maximalen W -Feld-Amplitude H^* z. B. bis $\overline{\cos \vartheta^*}$ partiell idealisiert war und nun nochmals mit kleinen Maximalamplituden anfangend die W -Idealisierungskurve aufgenommen wird, so bleibt $\overline{\cos \vartheta^*}$ zunächst konstant, steigt aber *kurz vor* H^* an. Es scheint sich hier um eine Folge der irreversiblen Nachwirkung zu handeln. In Figur 3B ist bei Kurve a ein solcher Versuch eingetragen. Die W -Idealisierung wurde bei $\overline{\cos \vartheta^*} = 0,24$ unterbrochen und nochmals mit kleinem Wechselfeld begonnen. Bei Steigerung des Wechselfeldes ergibt sich jetzt die Kurve a^* . Erst nach mehrfacher Wiederholung wird a^* reversibel.

V.

Zusammenfassung.

1. Die Zunahme der Magnetisierung durch Erschütterung unter konstantem Feld beruht auf der elastischen Beeinflussung der Vorzugslagen der Magnetisierungsvektoren.
2. Die Zunahme der Ausrichtung durch Erschütterung hängt nur von der Ausrichtung im Ausgangszustand ab, unabhängig von der Temperatur.
3. Für Ausgangszustand und verschieden stark erschütterte Zustände ist das Produkt von Anfangsmagnetisierung (zunehmend) und Coerzitivkraft (abnehmend) angenähert konstant.
4. Gleiche $\Delta \overline{\cos \vartheta}$ -Zunahmen unter konstantem Richtfeld durch Wechselfeldidealisierung, durch partielle thermische Idealisierung und durch Erschütterungen beruhen auf verschiedenen Umorientierungsvorgängen. Erstere ist rein magnetisch, die zweite durch eine thermische Auslösung der irreversiblen Nachwirkung, die dritte durch die spannungsbedingte Vektorenlage gegeben.

München, Physikalisches Institut der Universität.