Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 10 (1937)
Heft: III

Artikel: Über magnetische Stabilität
Autor: Goldschmidt, R.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110744

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 02.07.2025

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

Über magnetische Stabilität*)

von **R. Goldschmidt.**

Mitteilung aus dem Laboratorium der Câbleries et Tréfileries Cossonay-Gare.

(26. IV. 37.)

Der Begriff der magnetischen Stabilität ferromagnetischer Werkstoffe ist von der Praxis der Fernmeldetechnik in die Physik gekommen[1]). Man versteht unter magnetischer Stabilität oder besser Instabilität ferromagnetischer Stoffe die durch starke magnetische Felder hervorgerufenen Änderungen der Eigenschaften bei schwachen Feldern. Das Problem der magnetischen Stabilität stellt sich bei allen den Elementen der Fernmeldetechnik, die Kerne aus magnetischem Material besitzen und die bei schwachen Feldern betrieben zugleich auch dem störenden Einfluss von starken Feldern ausgesetzt sind. Um ein Fernmeldesystem, das solche Spulen — insbesondere zur induktiven Belastung von Kabeln sowie in Resonanz- und Filterkreisen — enthält, bei Betrieb mit Verstärkern stabil, also frei von Selbsterregung zu erhalten, ist es erforderlich, dass die Eigenschaften der Spulen unter den möglichen Betriebsbedingungen weitgehend konstant sind. Es war deshalb für den Fernmeldetechniker bei der Herstellung der ersten Spulen dieser Art eine sehr unliebsame Überraschung, feststellen zu müssen, dass die bekannten Stahl- und Eisensorten ihre Permeabilität bei schwachen Feldern nach Magnetisierung mit stärkeren Feldern bis zu 50% änderten[2]).

Vom physikalischen Standpunkt stellt sich nun das Problem der magnetischen Stabilität wie folgt. Definieren wir als schwache, beziehungsweise starke magnetische Felder solche, bei denen die Feldstärke erheblich kleiner beziehungsweise erheblich grösser als die Koerzitivkraft des Materials ist, so sind schwache Felder solche, bei denen die Magnetisierungsvorgänge noch im wesentlichen reversibel, also mit nur geringen Hystereseverlusten, verlaufen. Die Hystereseschleifen haben dabei lanzettförmige

---

*) Vortrag gehalten auf der Tagung der SNG. in Solothurn am 29. August 1936.

Gestalt und sind nach der Rayleigh'schen Beziehung darstellbar als[3])

$$\mathfrak{B} = (\mu_0 + 2\,\nu\,\mathfrak{H}_m)\,\mathfrak{H} \pm \nu\,(\mathfrak{H}_m^2 - \mathfrak{H}^2)$$

$\mathfrak{H}_m$ = maximale Feldstärke
$\mathfrak{H}$ = variable Feldstärke
$\mathfrak{B}$ = Induktion
μ_0; ν = 1. und 2. Rayleighkonstante.

Wird nun ein magnetischer Werkstoff bis zu einer bestimmten Feldamplitude magnetisiert, so verbleibt bekanntlich nach Verschwinden des angelegten Feldes eine remanente Magnetisierung. Misst man bei dieser remanenten Magnetisierung wieder mit schwachen Feldern, so ist im allgemeinen die Permeabilität kleiner geworden, d. h. die schmalen lanzettförmigen Schleifen liegen

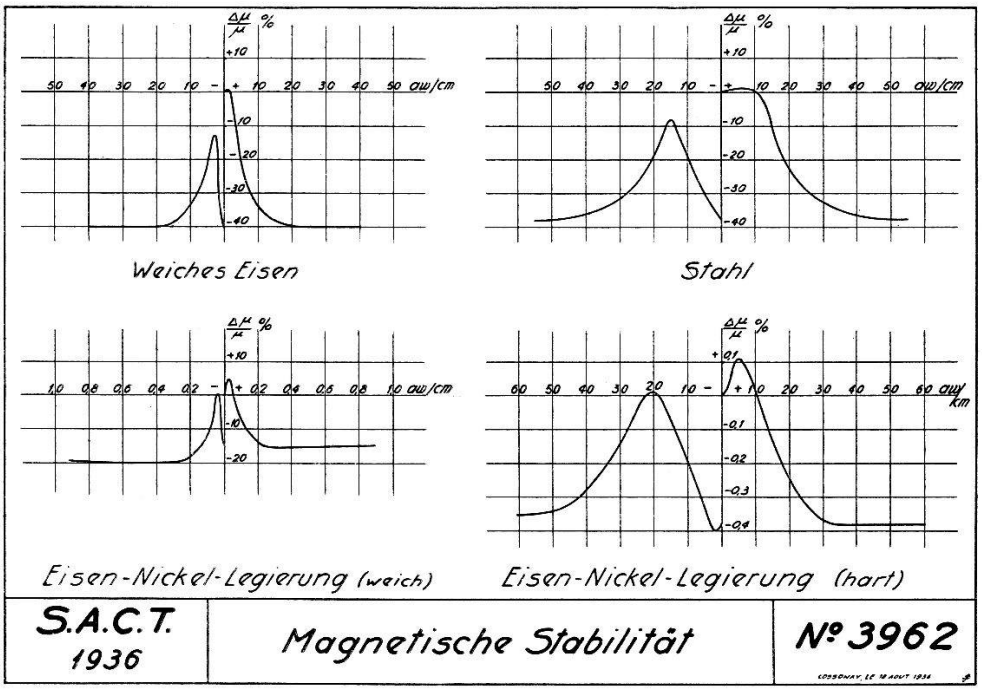

Fig. 1.

flacher. Magnetisiert man ein ferromagnetisches Material stufenweise mit steigender Amplitude bis zur Sättigung und dann in gleicher Weise in umgekehrter Feldrichtung und misst jeweils nach Aufhören der Magnetisierung die reversible Permeabilität, so erhält man die sogenannte Stabilitätskurve. Abbildung 1 zeigt solche Kurven für einige typische Werkstoffe; insbesondere ist auf die gute Stabilität der harten Eisen-Nickel-Legierungen hinzuweisen[4]).

Das Problem der magnetischen Stabilität führt uns also auf die allgemeine Frage: Wie verhält sich die reversible Permeabilität in Abhängigkeit von der Magnetisierung? Damit kommen wir

aber auf das Problem, wie sich überhaupt der Magnetisierungsvorgang in ferromagnetischen Körpern bei technischen Feldstärken, also bei Feldstärken, die bis zu einigen hundert Oersted betragen können, abspielt.

Zur Deutung der ferromagnetischen Erscheinungen, insbesondere zur Erklärung des Verlaufs der Magnetisierungs- und Hysteresekurve, müssen die durch den Bau des Kristallgitters der Metalle bedingten Gesetze herangezogen werden. Bild 2 soll grob-schematisch die augenblicklichen Vorstellungen über das Wesen des Ferromagnetismus skizzieren. Der Ferromagnetismus wird bedingt

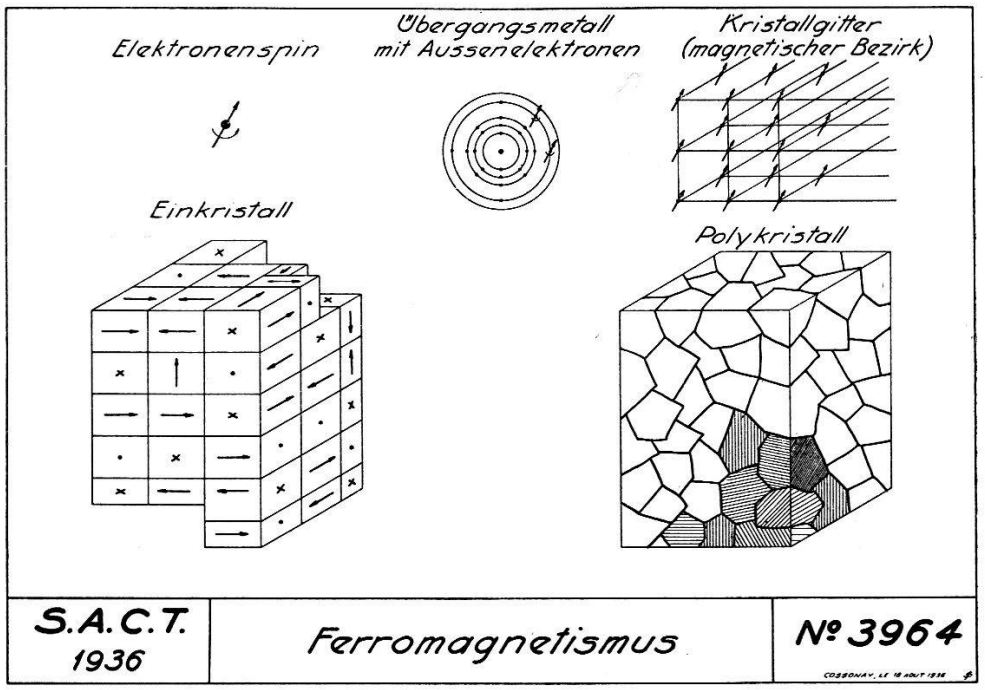

Fig. 2.

durch den Elektronenspin — nicht durch die Rotation der Elektronen um den Atomkern, wie zuerst angenommen wurde, — und zwar sind es die Aussenelektronen der vorletzten Schale der Übergangsmetalle, die sich im regulären Kristallgitter durch positive Austauschintegrale gleichgerichteter Spine nach der Theorie von HEISENBERG[5]) zu magnetischen Bezirken binden können[6]). Dabei erfolgt die spontane Magnetisierung stets in einem bestimmten Winkel zu den Gitterhauptaxen (z. B. beim raumzentrierten kubischen Eisenkristall in Richtung der Hauptaxen, beim flächenzentrierten kubischen Nickelkristall in Richtung der Raumdiagonale[7]). Temperatur und Gitterkonstante sind hier die bestimmenden Parameter. Aus solchen Elementarbezirken ist der Einkristall aufgebaut, aus kleinen Einkristallen, sogenannten Kristalliten, der gewöhnliche Polykristall. Da die Gebiete der spontanen

Magnetisierung im Einkristall gleichmässig auf die ihnen möglichen Richtungen verteilt sind (6 beim Eisen, 8 beim Nickel) die Kristallite aber mit ihrem Gitter jede Richtung im Polykristall einnehmen können, haben wir eine gleichmässige Verteilung doppelter Ordnung der Magnetisierungsvektoren auf alle Richtungen des Raums.

Daraus ergibt sich eine Folgerung für die magnetische Stabilität. Betrachten wir hierzu Abbildung 3. Es ist zuerst der Fall eines homogenen Magneticums — also eines paramagnetischen Gases im Sinne von LANGEVIN — dargestellt. Die Magnetisierungsvektoren drehen sich reversibel in die Feldrichtung, nur behindert durch die thermische Agitation. Beim Verschwinden des äusseren

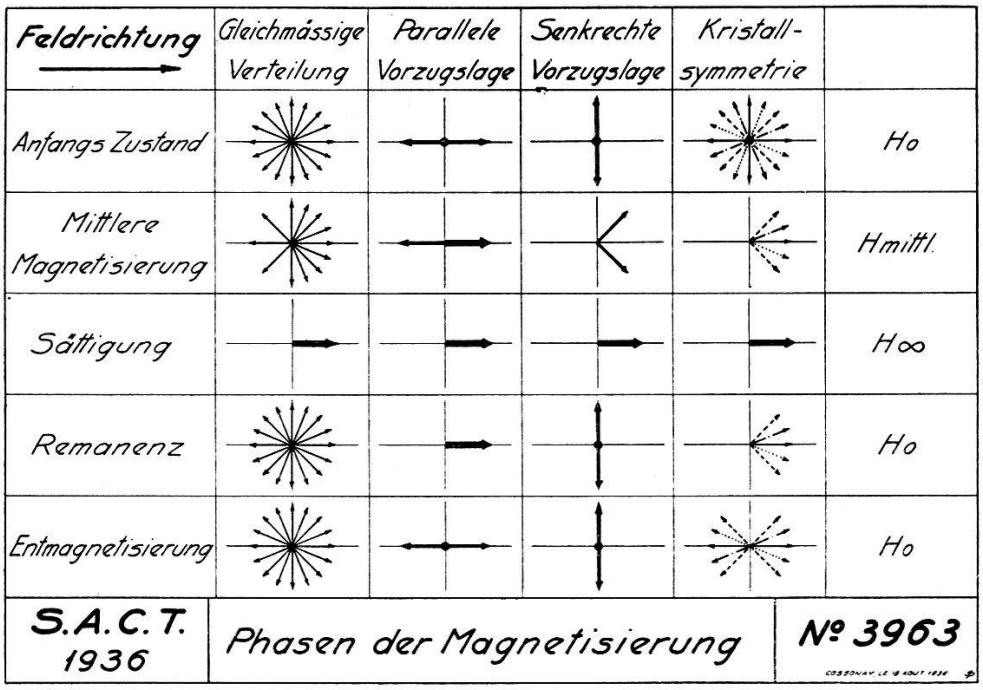

Fig. 3.

Feldes stellt sich der ursprüngliche Zustand wieder ein. Bei den beiden nächsten Fällen bestehen für die Magnetisierungsvektoren nur zwei Einstellungsmöglichkeiten, wobei noch zu unterscheiden ist, welchen Winkel das angelegte Feld mit der spontanen Magnetisierungsrichtung bildet. Bei longitudinaler Einstellung haben wir die plötzlichen Umklappvorgänge. Nach neueren Vorstellungen spricht man besser von Schrumpfungsvorgängen, d. h. der Magnetisierungsvektor klappt nicht als Ganzes um, sondern die Bindung der Austauschintegrale verschwindet und damit die Magnetisierung, um sich in umgekehrter Richtung wieder zu bilden[8]). Wir haben in diesem Fall eine Remanenz von 100% der Sättigungsmagnetisierung. Im Fall der Quervorzugslage drehen die Vektoren langsam in die Feldrichtung. Bei Aufhören des äusseren Feldes ist

die Remanenz Null. In allen diesen Fällen (1—3) ist der entmagnetisierte Zustand identisch mit dem Ausgangszustand. Anders ist dies jedoch im Fall der Kristallsymmetrie, der Einfachheit halber hier in der Ebene mit vier Vorzugslagen für jeden Vektor gezeichnet. Wir haben Dreh- und Umklapprozesse, eine recht grosse Remanenz und, was wichtig ist, nach dem Entmagnetisieren zwar die Gesamtmagnetisierung Null, aber nicht die gleiche Anordnung wie im Ausgangszustand — die Entmagnetisierung bevorzugt eine Achsrichtung. Daraus folgt nun die experimentell bekannte Tatsache, dass die Eigenschaften, also insbesondere die Anfangspermeabilität, eines magnetischen Werkstoffes im Ursprungszustand und nach der Entmagnetisierung verschieden sind.

Was nun weiterhin die Abhängigkeit der reversiblen Permeabilität von der Magnetisierung betrifft, so hat R. Gans bereits 1911 experimentell durch Messungen an Eisen-, Stahl- und Nickeldrähten gefunden, dass ganz allgemein die reversible Permeabilität- bzw. Susceptibilität, eine eindeutige Funktion der Magnetisierung ist[9]). Dabei ist es gleichgültig, auf welchem magnetischen Wege die Magnetisierung erreicht wird, ob man sich also auf der jungfräulichen Magnetisierungskurve oder auf dem auf- oder absteigenden Ast der Hystereseschleife befindet. In Parameterdarstellung lautet die Beziehung von Gans:

$$\frac{K}{K_0} = \frac{1}{3}\left(\operatorname{Sin}^2 x - \frac{1}{x^2}\right) \qquad K_0 = \text{Anfangssusceptibilität}$$

$$\frac{J}{J_\infty} = \operatorname{Cotg} x - \frac{1}{x} \qquad J_\infty = \text{Sättigungsmagnetisierung}$$

Dem Parameter x kommt dabei die Bedeutung einer mittleren, im Material wirksamen Feldstärke zu.

Die Gans'sche Beziehung ist lange unbeachtet geblieben und erst später verschiedentlich an einer Reihe von Werkstoffen nachgeprüft worden. Dabei hat sich gezeigt, dass sie doch nicht so allgemein gilt, wie ursprünglich nach den Messungen von Gans anzunehmen war. Insbesondere im Bereich der Magnetisierungen bis zur halben Sättigung ergeben sich erhebliche Abweichungen[10]).

Dies ist nun gerade wichtig für die Frage der magnetischen Stabilität. Das Problem lautet hier ja: Wie verhält sich die reversible Permeabilität bei Magnetisierungen bis zur Remanenz? Die Remanenz ist aber im allgemeinen kleiner als die halbe Sättigungsmagnetisierung. Aus der Gans'schen Beziehung folgt als erstes nun, dass die Änderungen um so kleiner sind, je kleiner das

Verhältnis Remanenz zu Sättigung ist. Diese Folgerung hat sich qualitativ im allgemeinen als richtig erwiesen. Quantitativ erhält man jedoch keine Übereinstimmung mit den Werten nach der Gans'schen Gleichung. Dabei ist es für die Technik glücklicherweise so, dass die Instabilität geringer ist, als nach der Theorie zu erwarten wäre. Die von Gans experimentell gefundene Beziehung lässt sich aus der Langevin'schen Beziehung für die Magnetisierung eines paramagnetischen Gases ableiten. Weiss hat ja mit Erfolg diese Beziehung unter Einführung eines inneren molekularen Feldes auch für die ferromagnetischen Körper an-

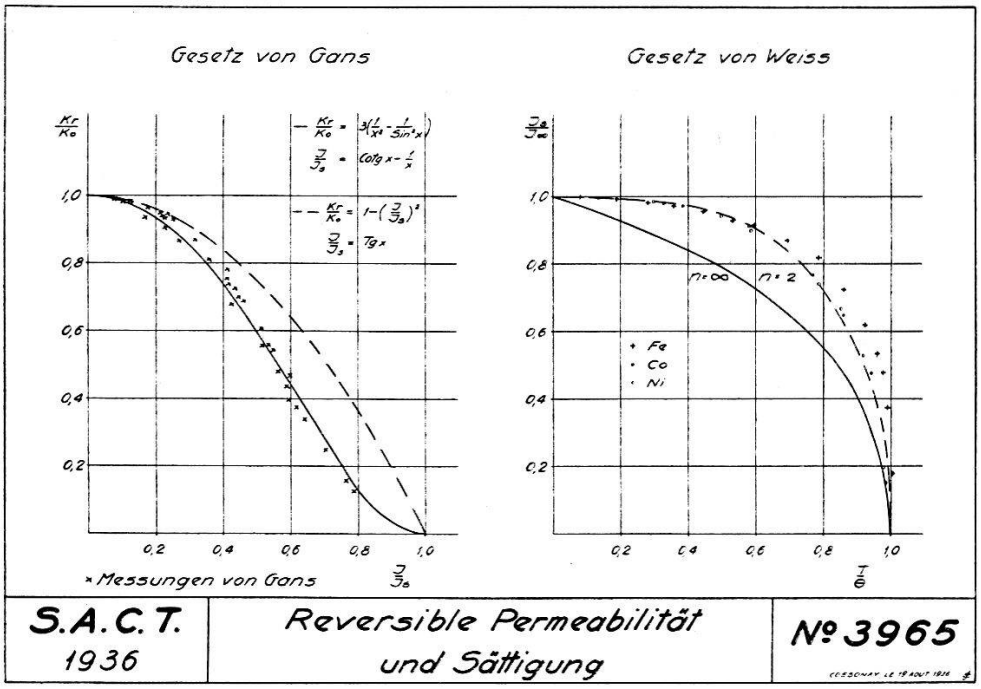

Fig. 4.

gewendet und so den Verlauf der Sättigungsmagnetisierung mit der Temperatur, den Curiepunkt und das paramagnetische Verhalten oberhalb des Curiepunktes erklären können[11]). Die Beziehungen von Gans und von Weiss sind in Abbildung 4 dargestellt. Zugleich sind die Messwerte von Gans eingetragen. Man ersieht die gute Übereinstimmung. In dem Diagramm für die Sättigungsmagnetisierung sind die Messungen an Eisen, Kobalt und Nickel angegeben. Man sieht hier, dass Übereinstimmung nicht so gut mit der Kurve von Weiss, sondern besser mit einer Kurve besteht, die einer Berechnung entspricht, die statt Drehprozesse, Umklapprozesse annimmt, also jedem Vektor der spontanen Magnetisierung statt unendlich vieler nur zwei freie Richtungen zuordnet. Überträgt man diese Voraussetzung auf den Fall der reversiblen Permeabilität, so erhält man die im Diagramm

eingezeichnete zweite Kurve. Diese entspricht aber im allgemeinen den tatsächlichen Verhältnissen noch weniger als die Kurve von GANS.

Dies ist auch leicht verständlich. Die Sättigungsmagnetisierung ist in Abhängigkeit von der Temperatur eine Funktion der Austauschkräfte der in den Elementarbezirken gebundenen Elektronen. Die reversible Permeabilität dagegen wird durch die Richtungsänderung der spontan magnetisierten Magnetisierungsvektoren bestimmt, hängt also von der ursprünglichen Verteilung dieser Vektoren auf die Raumrichtungen und ihrer gegenseitigen Beeinflussung ab. Um nun weitere Aussagen bezüglich der magnetischen Stabilität machen zu können, müssen wir den technischen Magnetisierungsvorgang näher betrachten, d. h. das Eindrehen der Vektoren der spontanen Magnetisierung in die Feldrichtung. Hier zeigt nun die Theorie von PERRIER den Weg[12]). Man muss nach PERRIER annehmen, dass jeder magnetische Bezirk anisotrop verzerrt ist und ausserdem mechanisch und magnetisch von seiner Umgebung beeinflusst wird. Die inneren mechanischen Spannungen entstehen beim Erstarren des Materials aus der Schmelze. Der Erstarrungsvorgang geht ja so vor sich[13]), dass sich zuerst Kristallisationskeime bilden, von denen aus die Körner solange wachsen, bis sie sich gegenseitig berühren. Dabei entstehen je nach der Geschwindigkeit des Abkühlvorganges und der Art des Metalls sowie der unter Umständen eingeschlossenen Fremdkörper die inneren Spannungen. Diese inneren Spannungen lassen sich vielfach durch geeignete thermische Nachbehandlung zum Verschwinden bringen. Bei ferromagnetischen Metallen ist nun noch zu beachten, dass sich die spontane Magnetisierung beim Erreichen der Temperatur des Curiepunktes bildet. Diese spontane Magnetisierung ist mit einer Volumenänderung verbunden, die in dem bei dieser Temperatur schon erstarrten Metall gleichfalls innere Spannungen hervorruft. Diese Spannungen lassen sich durch eine thermische Behandlung nicht zum Verschwinden bringen; dagegen haben neuere Versuche gezeigt, dass man auch diese Verspannungen weitgehendst vermeiden kann, wenn man vom Curiepunkt an die Abkühlung des Materials in einem geeignet gewählten Magnetfeld erfolgen lässt[14]).

Die mechanischen Verzerrungen des Gitters bedingen die Einstellung des Vektors der spontanen Magnetisierung, wobei die Einstellung in Richtung der Zug- oder Druckkräfte davon abhängt, ob das Material eine positive oder negative Magnetostriktion hat.

Die inneren Verspannungen bedingen aber auch die reversible Permeabilität, und zwar ist, wie das Experiment zeigt und in

Übereinstimmung mit der Theorie von BECKER[15]), die reversible Permeabilität um so grösser, je kleiner die Spannungen sind. Die höchsten Permeabilitäten bei Materialien, die ohne Einfluss eines Magnetfeldes erstarrt sind, erhält man dann nach KERSTEN, wenn die inneren Spannungen gerade dem Produkt aus Magnetostriktion und Elastizitätsmodul des Materials entsprechen[16]). Diese Regel bestätigt sich ausgezeichnet für die Eisennickellegierungen. Es besteht jedoch noch keine rechte Klarheit darüber, wie der Mechanismus der Magnetisierung im Bereich der schwachen Felder verläuft. Die Drehung des Vektors aus der Vorzugslage genügt nicht zur Erklärung der beobachteten hohen Permeabilitäten. BECKER[17]) versucht einen Ausweg, indem er Wandverschiebungsprozesse zwischen benachbarten Elementargebieten, also eine Vergrösserung günstig gelegener Bezirke auf Kosten der Nachbarn annimmt, wobei diese jeweils infolge einer sinusförmigen Spannungsverteilung senkrecht zueinander magnetisiert sind. Jedenfalls ist es notwendig, dass plötzliche Änderungen der Lage des Magnetisierungsvektors erfolgen. Man muss dann noch annehmen, dass sich die magnetischen Bezirke unter verschiedenen Spannungen befinden, die sich nach dem Zufallsgesetz um eine mittlere Spannung derart verteilen, dass es also Bezirke gibt, die spannungsfrei, und andere, die bis an die Grenze der Elastizität verspannt sind. Ein Umklappen dieser Bezirke erfolgt bei einem der Verspannung proportionalen Feld. Es gibt also Bezirke, die bei den geringsten äusseren Feldern schon umklappen. Bedenkt man dann noch, dass die Magnetisierungsvektoren alle Winkel von 0 bis $\pm \pi$ mit der Feldrichtung einschliessen können, so ergibt sich andererseits, dass es auch noch einzelne Bezirke gibt, die erst bei starken Feldern umschlagen. Man muss dann unterscheiden, ob die Magnetisierungen ihre Richtung um 90^0 oder 180^0 ändern, wobei zu beachten ist, dass die 90^0 Drehungen eine Magnetostriktion des Körpers hervorrufen, die 180^0 Drehungen jedoch nicht[18]).

Nun verlaufen die Schrumpfungsvorgänge zum grossen Teil irreversibel. Um dies erklären zu können, kann man die Annahme machen, dass die Umklappgeschwindigkeit der Spannung proportional ist, unter der sich der Bezirk befindet und dass die Verluste dem Quadrat des Produktes dieser Geschwindigkeit mit der gesamten zugehörigen Induktionsamplitude (Summe der gleichzeitig umklappenden Bezirke) proportional sind. Dafür sprechen auch die Versuche von SIXTUS und TONKS sowie von PREISACH über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Umklapprozesse[19]). Bei kleinen sogenannten Startfeldstärken pflanzt sich der Vorgang nur langsam durch den Körper fort und die Energieverluste sind

gering. Die Ursache der irreversiblen Vorgänge — also der Hystereseverluste — wäre dann als Wirbelstromeffekt zu deuten.

Um ein physikalisch vollständig stabiles magnetisches Material zu erhalten, wäre es erforderlich, ein Material herzustellen, in dem keine irreversiblen Magnetisierungsvorgänge auftreten. Technisch genügt es jedoch, wenn die Instabilität etwa 1 % nicht überschreitet, so dass also noch eine geringe Anzahl von irreversiblen Umklapprozessen im Material zugelassen werden kann.

Wir haben im Laboratorium der Câbleries & Tréfiléries Cossonay-Gare Untersuchungen an zwei sehr verschiedenen Eisen-

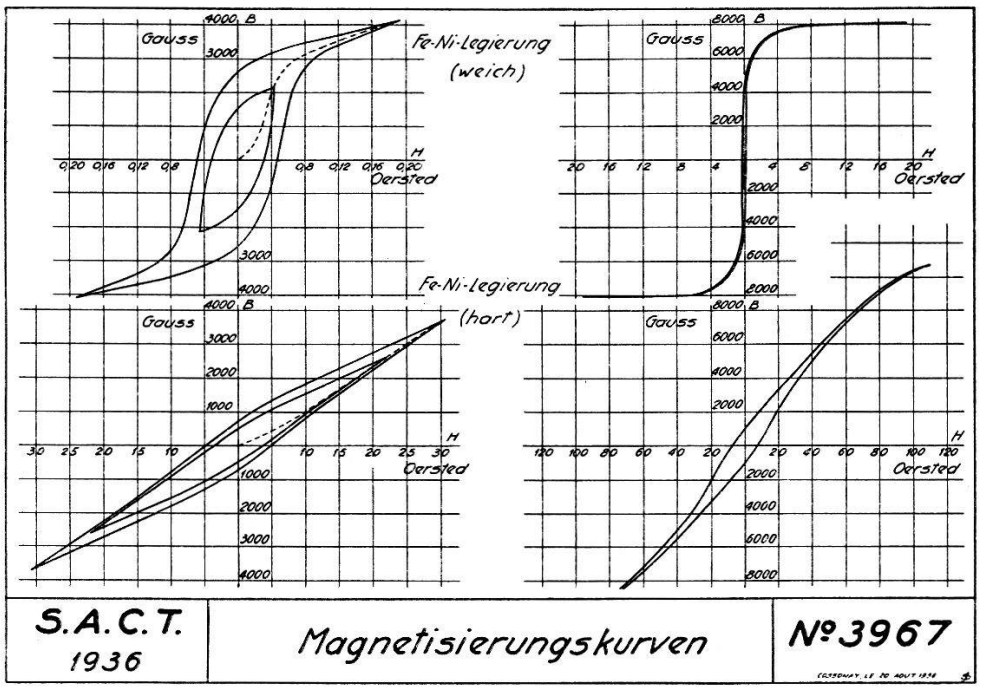

Fig. 5.

nickellegierungen ausgeführt. Die Anfangspermeabilität der einen Legierung beträgt ca. 8000, die der andern nur etwa 80. Die eine Legierung ist bestens ausgeglüht und homogenisiert, somit weitgehendst frei von Spannungen, neigt also sehr zu Umklapprozessen. Die andere Legierung besitzt durch geeignete Behandlung eine ausgesprochene magnetische Vorzugsrichtung, senkrecht zur Feldrichtung. Untersucht wurden der Verlauf der Magnetisierungskurve, reversible Permeabilität und Verluste bei schwachen Feldern, sowie die magnetische Stabilität. Die Messungen wurden stets an zwei gleichen Ringkernspulen mit tonfrequentem Wechselstrom in der Wagnerbrücke ausgeführt. Die beiden Ringkernspulen sind mit je drei Wicklungen versehen. Zuunterst auf dem Kern befindet sich eine bifilare, rückläufige Wicklung, deren Widerstand als Temperaturkontrolle dauernd gemessen wird. Die

Wicklung ist bifilar ausgeführt, um eine Magnetisierung des Kerns durch den Messgleichstrom zu vermeiden. Darüber befindet sich dann die Messwicklung und als äusserste Wicklung haben wir die Magnetisierungswicklung. Die Wicklungen der beiden Kerne sind nun stets so geschaltet, dass sich die Induzierungen durch den Wechselstrom in den Belastungswicklungen aufheben; die Belastungswicklungen sind also gegenüber den Messwicklungen gegensinnig verbunden. — Soll noch gleichzeitig ballistisch die Magnetisierungskurve bestimmt werden, so befindet sich noch eine 4. Wicklung dicht auf dem Kern. Die Kerne sind aus dünnen

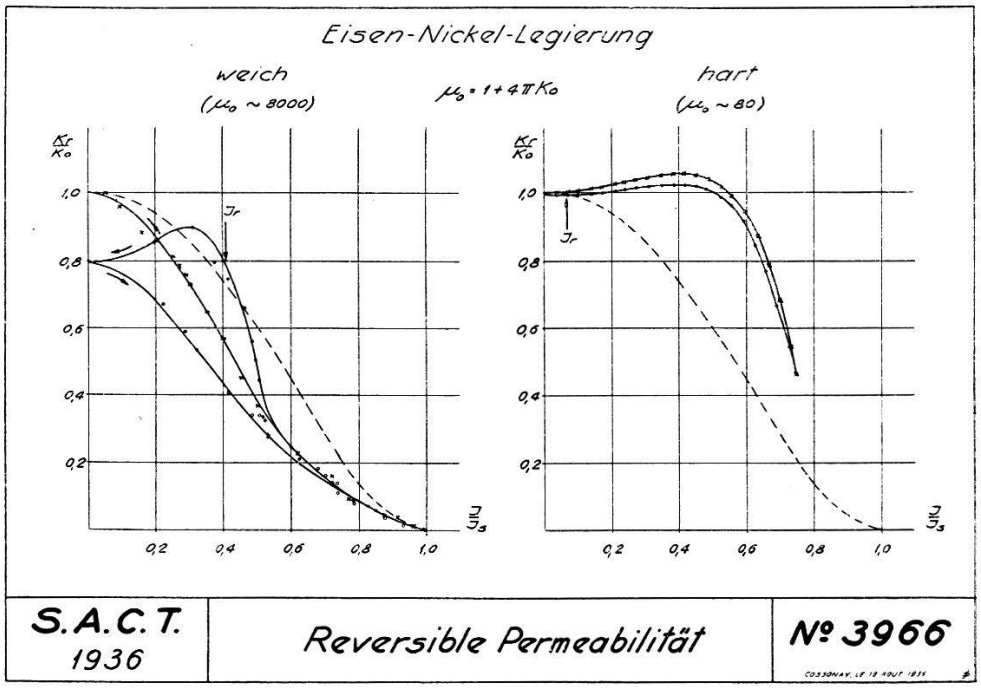

Fig. 6.

Blechen oder Bändern aufgebaut, so dass die Wirbelstromverluste klein bleiben. In Abbildung 5 ist der Verlauf der Magnetisierungskurven dargestellt, der deutlich den Unterschied der beiden Legierungen zeigt. Das Verhalten der reversiblen Permeabilität bei der Magnetisierung ist aus Abbildung 6 zu ersehen. Auch hier erkennt man den starken Unterschied im Verhalten der beiden Werkstoffe; insbesondere ist darauf hinzuweisen, dass die Permeabilität der harten Legierung noch bei einer Magnetisierung von etwa 50% der Sättigung die gleiche ist wie im unmagnetisierten Zustand. In der nächsten Abbildung (Nr. 7) ist dann noch dargestellt, wie sich die zweite Rayleigh-Konstante, die Hysteresekonstante, mit der Permeabilität ändert. Dabei sind die Verluste als Verlustwinkel für 1 maw/cm ausgedrückt. Wir sehen den starken Abfall bei der Legierung, wo der Magnetisierungsvorgang im

wesentlichen aus Umklapprozessen besteht, und zwar geht die Hysterese ungefähr mit der dritten Potenz der Permeabilität. Bei der harten Legierung haben wir dagegen ein Ansteigen der Hysterese bis auf mehr als den doppelten Wert und erst dann ein Abfallen. Es bedarf eben einer gewissen Vormagnetisierung, um in den Bereich der zahlreichsten irreversiblen Prozesse zu kommen. Die Kurven für die Stabilität zeigt Abbildung 1. Man sieht die gute Stabilität der harten Legierung, die eben bedingt wird durch die geringe Anzahl der irreversiblen Umklappvorgänge. Die hoch-

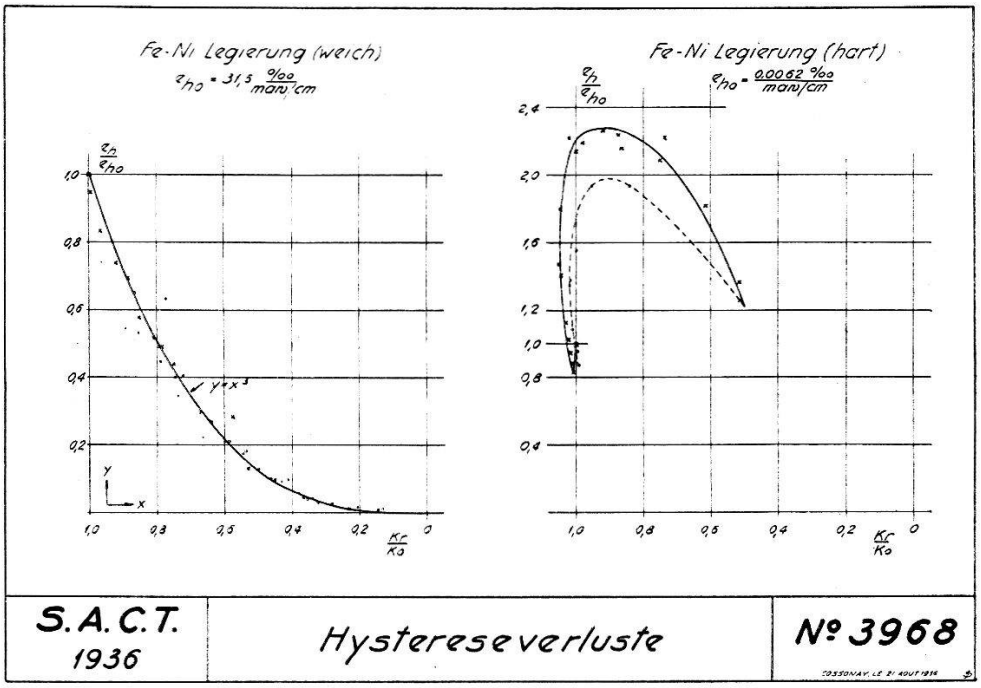

Fig. 7.

permeable Legierung ist nicht so günstig, immerhin aber besser in den Werten als Eisen und Stahl. Vielleicht gelingt es der technischen Entwicklung, auch hier noch eine Verbesserung zu erzielen, so dass man auch noch zu hochpermeablen Werkstoffen höchster Stabilität, zu technischen Einkristallen, gelangen wird.

Literaturverzeichnis.

1) R. Goldschmidt, VDE Fachberichte 1929, S. 108.
2) F. Hörning, Das Fernsprechen im Weitverkehr, Berlin 1923.
3) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 1887, S. 225.
4) O. Dahl, I. Pfaffenberger, Zeitschr. f. Metallkunde **25**, 241, 1933. W. Six; I. L. Snoek; W. G. Burgers De Ingenieur 49 E 195, 1934.
5) W. Heisenberg, Zeitschr. f. Physik **49**, 619, 1928.
6) U. Dehlinger, Zeitschr. f. Metallkunde **28**, 116, 1936.
7) N. Akulov, Zeitschr. f. Phys. **52**, 389, 1928. R. Becker, Zeitschr. f. Physik **62**, 253, 1930.

[8]) F. Bloch, Zeitschr. f. Phys. **61**, 206, 1930.
[9]) R. Gans, Phys. Zeitschr. **11**, 988; 1910, **12**, 1053 (1911).
[10]) R. Goldschmidt, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 452, 1930.
[11]) P. Weiss, Journal de Phys. **6**, 616, 1907.
[12]) A. Perrier, H. P. A. IV, 231, 1931.
[13]) R. Tamann, Lehrbuch der Metallographie.
[14]) A. Kelsall, Physics Vol. 5, 169.
[15]) R. Becker, Zeitschr. f. Physik **62**, 253, 1930.
[16]) M. Kersten, Zeitschr. f. Physik **71**, 553, 1931.
[17]) R. Becker, Phys. Zeitschr. **33**, 905, 1932.
[18]) O. v. Auwers, Wiss. Ver. Siemens Konz. XV 2, 112, 1936.
[19]) K. I. Sixtus und L. Tonks, Phys. Rev. **37**, 930, 1931. F. Preisach, Phys. Zeitschr. **33**, 913, 1932.
[20]) F. Preisach, Zeitschr. f. Physik **94**, 277, 1935.
[21]) H. Jordan, El. Nachr. Technik **1**, 7, 1924.