

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 11 (1938)  
**Heft:** IV

**Artikel:** Über Verluste in magnetischen Werkstoffen  
**Autor:** Goldschmidt, R.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-110856>

#### 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:** 16.01.2026

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

# Über Verluste in magnetischen Werkstoffen

von R. Goldschmidt, Lausanne.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der S. A. des Câbleries et  
Tréfileries, Cossonay-Gare).

Vortrag gehalten auf der Tagung der SNG. in Genf am 28. 8. 1937.

(9. III. 38.)

Der Magnetisierungsvorgang ferromagnetischer Körper ist stets mit Energieverlusten verbunden. So ergeben Gleichstrommessungen die statischen Hystereseschleifen, deren Flächeninhalt den Energieverlust eines Magnetisierungszyklus darstellt. Magnetisieren wir mit Wechselstrom, so haben, wir neben den Hystereseverlusten, noch die Wirbelstromverluste. Diese sind um so grösser, je höher Wechselfrequenz, Materialpermeabilität, elektrische Leitfähigkeit sind und um so stärker das Material ist. Vergleicht man nun die an einem magnetischen Material bei einer bestimmten Frequenz und Feldamplitude gemessene Verlustenergie mit dem Flächeninhalt der statischen Schleife sowie den nach den Maxwellgleichungen berechenbaren Wirbelstromverlusten, so findet man im allgemeinen, dass der Gesamtverlust grösser als die Summe der beiden genannten Anteile ist. Wir haben also im ferromagnetischen Material noch zusätzliche Verluste. Diesen zusätzlichen Verlustanteil bezeichnet man nach JORDAN<sup>1)</sup> in Anlehnung an mechanische und dielektrische Verhältnisse als Nachwirkungsverlust, ohne dass es deshalb bisher eindeutig gelungen wäre, Ursachen und Art des Nachwirkungsvorganges zu bestimmen<sup>2)</sup>.

Die Frage dieser Nachwirkungsverluste ist physikalisch von Interesse, weil sie im engen Zusammenhang mit den Grundfragen des Magnetisierungsvorganges steht. Dem Techniker stellt sich dieses Problem sowohl in der Starkstrom- wie in der Schwachstromtechnik im speziellen beim Transformatoren- und Induktionsspulenbau. Die folgenden Untersuchungen befassen sich mit den Verhältnissen bei schwachen Feldern, da hier die Beziehungen einfacher und genauer zu erfassen sind. Schwache Felder sind

<sup>1)</sup> H. JORDAN, Elektr. Nachr. Tech. 1, 7, 1924.

<sup>2)</sup> Zusammenfassende Berichte: H. JORDAN, Ann. d. Phys. (5) 21, 405, 1934. H. KINDLER und A. THOMA, Arch. f. El. 30, 514, 1936.

dabei solche, deren Feldamplitude erheblich kleiner als die Koerzitivkraft des untersuchten Materials ist. Insbesondere lässt sich die Hystereseschleife bei schwachen Feldern nach den grundlegenden Untersuchungen von RAYLEIGH<sup>1)</sup> durch einfache quadratische Parabelbogen darstellen. Misst man nun mit schwachen Wechselfeldern, so findet man, dass die Permeabilität ausgehend vom Wert der Anfangspermeabilität linear mit der Feldstärke ansteigt nach der Beziehung:

$$\mu = \mu_0 \left( 1 + \frac{2 \nu}{\mu_0} \mathfrak{H} \right).$$

Die Verluste — ausgedrückt durch den Verlustwinkel — nehmen bei einem genügend fein unterteilten magnetischen Material — linear mit Feldstärke und Frequenz zu. Man erhält somit ein Diagramm entsprechend Fig. 1. Die Neigung der Geraden ist ein Mass für die Hysterese — der Scharparameter ein Mass für die Wirbelstromverluste, was sich leicht aus den Rayleigh'schen und Maxwell'schen Gleichungen ableiten lässt, wobei die Beziehungen gelten:

$$\varepsilon_h \sim \operatorname{tg} \varepsilon_h = \frac{8 \nu}{3 \pi} \frac{1}{\mu_0} \mathfrak{H} = e_h \mathfrak{H}$$

$$\varepsilon_w \sim \operatorname{tg} \varepsilon_w = \frac{\pi}{3} K \mu \delta^2 \omega \cdot 10^{-11} = e_w \frac{\omega}{5000}$$

$\varepsilon_h$  = Hystereseverlustwinkel

$\varepsilon_w$  = Wirbelstromverlustwinkel

$K$  = el. Leitfähigkeit (pro cm<sup>2</sup>/cm)

$\delta$  = Blechstärke (mm)

$\omega = 2 \pi f$  = Kreisfrequenz.

Extrapoliert man im Verlustdiagramm auf Feldstärke und Frequenz Null, so ist der auf der Ordinate verbleibende Abschnitt ein Mass für die zusätzlichen auf Nachwirkung zurückgeföhrten Verluste.

Als zum ersten Male auf diese zusätzlichen Verluste hingewiesen wurde, wurde vielfach die Frage aufgeworfen, ob es sich hier tatsächlich um ein neues Verlustelement oder nur um Ungenauigkeiten der an sich recht schwierigen Messungen handle. Auch war bei den damals untersuchten Materialien der zusätzliche Verlustanteil klein gegenüber den übrigen Verlusten. Inzwischen hat sich aber nicht nur eindeutig durch zahlreiche Untersuchungen erwiesen, dass Nachwirkungsverluste tatsächlich bestehen, sondern es zeigte sich sogar, dass sie erheblich grösser als die beiden andern

<sup>1)</sup> Lord RAYLEIGH, Phil. Mag. XXIII, 225, 1887.

Verlustkomponenten sein können. Man hat dann begonnen die verschiedenen Einflüsse zu untersuchen, die eine Veränderung dieses Verlustanteils hervorrufen können, und hat festgestellt, dass diese Verluste

1. bei bestimmten Legierungen bevorzugt auftreten<sup>1)</sup>;
2. bei starker Magnetisierung verschwinden<sup>2)</sup>;
3. durch den inneren Spannungszustand wesentlich beeinflusst werden<sup>3)</sup>;
4. stark von der Temperatur abhängig sind<sup>4)</sup>. Insbesondere bei Annäherung der Temperatur an den Curiepunkt nehmen sie erst stark zu, um dann beim Curiepunkt zusammen mit den anderen magnetischen Eigenschaften zu verschwinden.

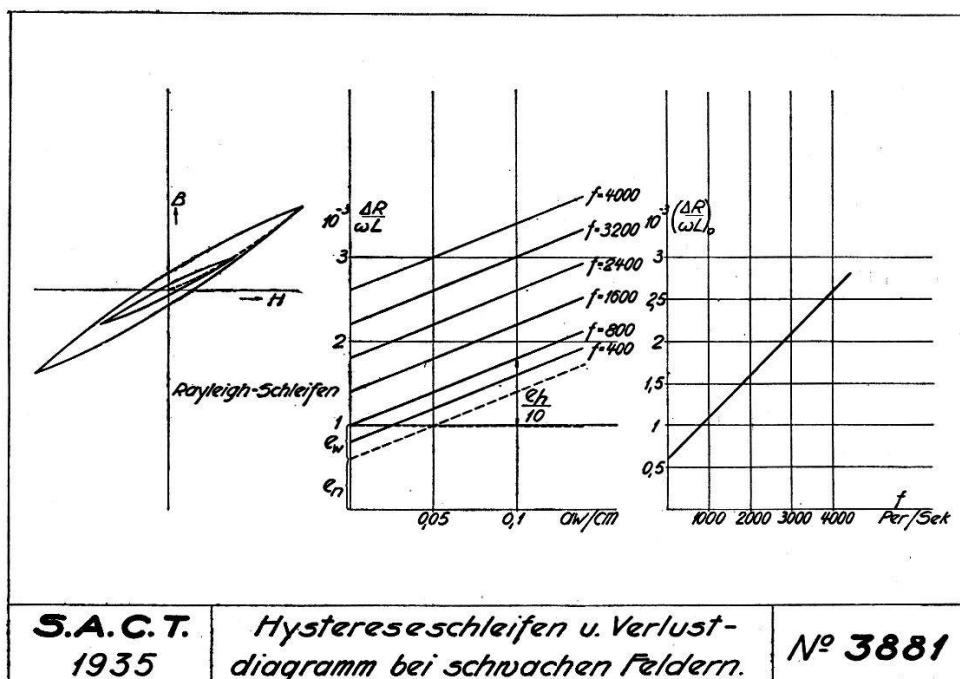


Fig. 1.

Es soll nun über eine weitere Reihe von Untersuchungen berichtet werden und zwar wurde geprüft, wie sich die Nachwirkungsverluste ändern, wenn bei einer gegebenen Legierung, die durch eine mechanische Behandlung stark verformt worden war, durch stufenweises Ausglühen die inneren Spannungen und Ungleichmässigkeiten des Materials mehr und mehr vermindert werden. Zu diesen Untersuchungen wurde eine Legierung gewählt, deren Nachwirkungsverlustanteil schon bei Zimmertemperatur

<sup>1)</sup> R. GOLDSCHMIDT, H. P. A. IX, 33, 1936.

<sup>2)</sup> R. GOLDSCHMIDT, Z. f. techn. Phys. 11, 8, 1930. H. WITTKE, Ann. d. Phys. (5) 18, 679, 1933.

<sup>3)</sup> H. KINDLER, Ann. d. Phys. (5) 28, 375, 1937.

<sup>4)</sup> R. GOLDSCHMIDT, Z. f. techn. Phys. 13, 534, 1932.

ziemlich hoch lag. Es war dies eine Legierung, die etwa  $\frac{2}{3}$  Eisen,  $\frac{1}{3}$  Nickel und zusätzlich einige Prozent Kupfer enthielt und deren Curiepunkt etwas über  $100^\circ\text{C}$  lag. Das zu untersuchende Material lag in Form von Bändern von ca. 0,06 mm Stärke und 20 mm Breite vor. Aus solchen Bändern wurden Ringkerne von 5—6 cm mittlerem Durchmesser und etwa 1 cm Breite gewickelt, wobei besondere Sorgfalt auf die Isolation der Bandwindungen gegeneinander gelegt wurde. Der so hergestellte Kern wurde mit einer Isolationshülle umgeben und dann mit der Prüfwicklung versehen. Die Wicklung wurde gleichmäßig über den Kern verteilt aufgebracht und bestand aus dünnen lack- und seideisolierten Drähten. Der Wechselstromverlust in der Wicklung war bei dieser Wicklungsanordnung so klein, dass er gegenüber den beob-

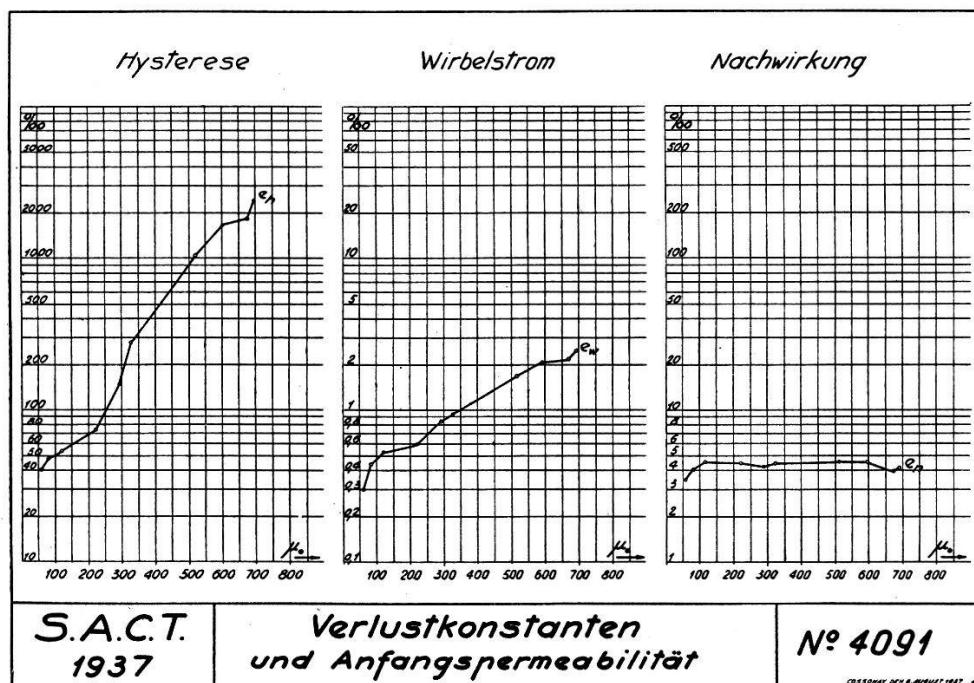


Fig. 2.

achteten Eisenverlusten völlig vernachlässigt werden konnte. Das untersuchte Material hatte im Ausgangszustand eine Anfangspermeabilität von ungefähr 60 und wurde durch stufenweises Ausglühen bis zu Permeabilitätswerten von etwa 800 gebracht. Die Wicklung war dabei stets so bemessen, dass sich für alle Spulen eine Induktivität von etwa 50 mH ergab. Dadurch war sicher gestellt, dass stets unter den gleichen Bedingungen gemessen wurde. Die Messbrücke war eine Wagnerbrücke mit symmetrischen Brückenarmen; als Vergleichsnormale dienten sorgfältig geeichte Luftspulen, deren Frequenzabhängigkeit und Wechselstromverluste genauestens bestimmt waren. Gemessen wurde bei den Frequenzen 400, 800, 1600 und 2400 Hertz. Die Temperatur der Kerne wurde

aus dem Kupferwiderstand einer dicht auf dem Kern aufgebrachten bifilaren Wicklung bestimmt. Die Wicklung war bifilar um eine Magnetisierung des Kerns durch den Messgleichstrom zu vermeiden.

Das Ergebnis der Messreihen für Permeabilitätswerte von 58 bis 690 zeigt Fig. 2. Während die Hystereseverluste in Abhängigkeit von der Permeabilität etwa auf das 60fache ansteigen und die Wirbelströme annähernd proportional der Permeabilität sind, sind die Nachwirkungsverluste für sämtliche 10 Proben fast stets die gleichen und liegen bei  $25^\circ\text{C}$  zwischen 3,5 und 4,5%o. Dies Ergebnis zeigt also, dass es sich bei den Nachwirkungsverlusten um eine typische Materialkonstante handelt, die sich selbst bei starken Änderungen anderer Eigenschaften fast nicht ändert.

Was die Hystereseverluste betrifft, so ist die theoretische Beziehung  $\frac{2\nu}{\mu} = \frac{3\pi}{4} e_h$  für die ganze Serie der untersuchten Proben recht gut erfüllt, wie nachfolgende Tabelle zeigt:

$\mu_0$	$2\nu$	$\frac{3\pi}{4} e_h$	$q = \frac{3\pi}{8} \frac{e_h}{\nu}$
58	91,3	95,3	1,04
77,6	116	115	0,993
118	129	124,5	0,966
222	192	174	0,907
292	346	336	0,972
326	629	657	1,04
513	2490	2450	0,985
596	3410	3310	0,971
670	4000	4000	1,00
690	5170	5260	1,015

Für die Wirbelstromverluste stimmen die aus den Maxwell-Gleichungen berechneten Werte nicht mit den gemessenen Werten überein und zwar findet man:

$\mu_0$	$e_w$ berechnet	$e_w$ gemessen	$p = \frac{e_w \text{ gemessen}}{e_w \text{ berechnet}}$
58	0,103	0,3	2,98
77,6	0,137	0,45	3,28
118	0,209	0,54	2,58
222	0,392	0,60	1,53
292	0,517	0,83	1,60
326	0,578	1,15	1,99
513	0,91	1,7	1,87
596	1,06	2,1	1,98
670	1,18	2,2	1,86
690	1,22	2,5	2,05

Der Wert ist also stets etwa doppelt so gross als sich aus der Berechnung ergibt. Diese Erhöhung der Wirbelstromverluste kann auf vielerlei Ursachen zurückgeführt werden. Es war schon gesagt worden, dass darauf geachtet worden war, dass die zusätzlichen Verluste im Kupfer und Dielektrikum der Wicklung vernachlässigbar klein blieben. Dann ist aber zu beachten, dass die Wirbelstromformel nur für unendlich breite Bleche genau gültig ist, während bei endlicher Bandbreite der Randeffekt mit zu berücksichtigen ist. Auch die endliche Kernbreite  $b = \frac{1}{2} (d_e - d_i)$  ist zu beachten und ferner die Tatsache, dass der Magnetkern nicht aus konzentrischen Ringen, sondern aus einem spiralförmig aufgewickelten Band besteht. Ausser diesen geometrischen Einflüssen wäre dann noch zu erwägen, ob nicht die elektrische Leitfähigkeit in der Richtung der Wirbellinien, also senkrecht zur Bandrichtung grösser als in Richtung des Bandes ist. Eine Nachprüfung dieses Punktes durch Messung des elektrischen Widerstandes in verschiedenen Winkeln zur Walzrichtung des Bandes ergab wie zu erwarten, keinen messbaren Unterschied. Die vorgenannten Einflüsse genügen jedoch nicht, die gemessenen Verlusterhöhungen zu erklären. So bleibt zur Erklärung der erhöhten Wirbelstromverluste nur die Annahme übrig, dass das Material magnetisch unhomogen und damit der Kraftlinienweg unregelmässig und nicht völlig parallel zur Blechebene ist.

Es wurde ferner nun festgestellt, dass die Permeabilität mit der Frequenz abnimmt und zwar um Grössenordnungen mehr als etwa auf die Stromverdrängung durch Wirbelströme zurückzuführen wäre. Dies steht im Einklang mit den Regeln der Nachwirkungserscheinungen<sup>1)</sup>. Es soll dabei die Beziehung gelten

$$e_n = \frac{\pi}{2} \beta$$

wobei

$$\mu = \mu_0 (\text{konst.} - \beta \ln f)$$

Diese letzte Beziehung lässt sich noch wie folgt umformen

$$\frac{\Delta \mu}{\mu_0} = \beta \ln \frac{f_2}{f_1}$$

wobei  $\Delta \mu$  die Permeabilitätsänderung ist, wenn sich die Frequenz von  $f_2$  zu  $f_1$  ändert. Bei den 10 untersuchten Spulen wurden zwischen 400 und 2400 Perioden/sec. Werte von  $\Delta \mu / \mu_0$  zwischen 3,1

---

<sup>1)</sup> R. BECKER, Z. f. Phys. 33, 185, 1925. F. PREISACH, Z. f. Phys. 94, 277, 1935.

und  $9,1\%$  beobachtet. Dies entspricht Werten von  $\beta$  zwischen 1,7 und  $5,1\%$  und damit Werten von  $e_n$  zwischen 2,7 und  $8,0\%$ . Gemessen wurden  $e_n$  Werte zwischen 3,9 und  $4,5\%$ . Die Übereinstimmung ist also nur angenähert. Dies dürfte entweder darauf zurückzuführen sein, dass die Permeabilitätsänderungen durch geringe Temperaturschwankungen leicht gefälscht werden. Oder aber darauf, dass die der theoretischen Beziehung zu Grunde liegende Wahrscheinlichkeitsfunktion nicht ganz erfüllt ist.

An zwei extremen Kernen der Serie (siehe Fig. 3) wurden diese Beziehungen noch genauer und zwar zwischen 200 und 3000 Per/sec. untersucht. Die Kerne hatten Permeabilitätswerte von 77,6 bzw. 690. Hier ergeben sich aus den gemessenen  $\Delta\mu/\mu_0$  Werten

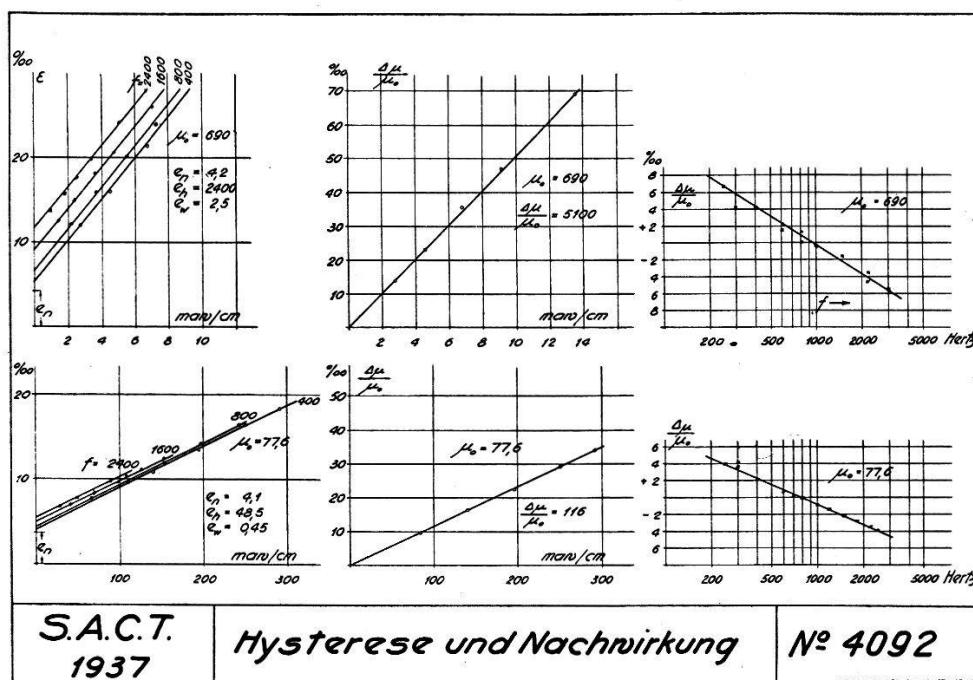


Fig. 3.

die entsprechenden  $e_n$  Werte zu 5,3 und 7,7 während 3,9 und 4,2 gemessen wurden.

Es wurde nun weiter an 2 Kernen der Serie untersucht, wie sich die Verluste mit der Temperatur ändern. Die Permeabilitäten dieser Kerne waren 77,5 und 780. Aus Fig. 4 ersieht man, dass die Permeabilität erst ansteigt, gemäss dem bekannten Hopkinson-Effekt<sup>1)</sup> ein Maximum erreicht und dann gegen den Curiepunkt hin abfällt. Diese Änderungen vollziehen sich bei der höher permeablen Legierung in einem wesentlich engeren Temperaturbereich als bei der niederpermeablen Legierung. Das Verhalten einer Legierung in der Nähe des Curiepunktes ist also wesentlich durch

<sup>1)</sup> J. HOPKINSON, Phil. Trans. Royal Soc. 153, 443, 1889.

ihren metallurgischen Zustand bestimmt. Für die Nachwirkungsverluste ergibt sich gleichfalls ein Maximum, jedoch ist dieses viel ausgeprägter als das Maximum der Permeabilität. So steigen die Nachwirkungsverluste in einem Fall von 3,9 auf 37, im andern Fall von 4,2 auf 23%. Das Maximum der Nachwirkungsverluste liegt stets bei einer höheren Temperatur als das Maximum der Permeabilität und zwar etwa dort wo die Permeabilitätskurve ihre stärkste negative Neigung hat. Wir haben hier ein Analogon zu den Verhältnissen bei den polaren Dielektriken, wo auch das Maximum der Verluste bei der Temperatur auftritt, bei der sich die Dielektrizitätskonstante am stärksten ändert.

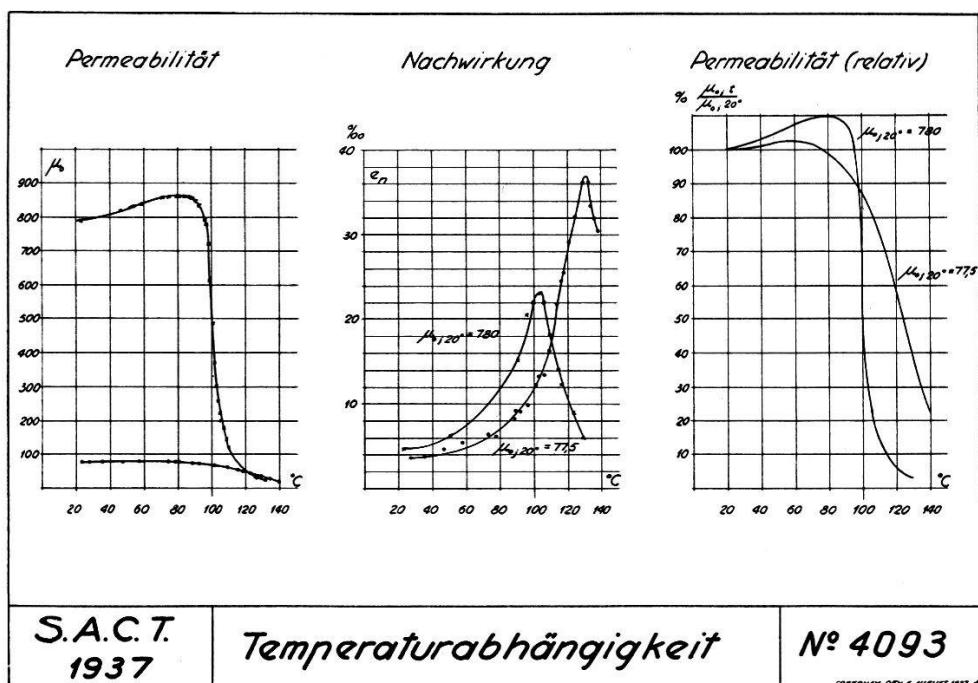


Fig. 4.

Wie sind nun alle diese Erscheinungen zu deuten? Das bisher gesammelte Material reicht noch nicht aus, um eine endgültige Antwort auf diese Frage zu geben. Immerhin scheinen die Ergebnisse der im vorstehenden angeführten Messungen erneut darauf hinzuweisen, dass es sich um durch Inhomogenitäten bedingte zusätzliche Wirbelstromverluste handelt, wie ich bereits früher dargelegt habe<sup>1)</sup>. Dafür spricht nicht nur der Verlauf der Verluste mit der Temperatur, sondern auch der gegenüber dem theoretischen zu hohe Wert für die Wirbelstromverluste. Die Inhomogenitäten können durch die metallurgische Struktur des Metalls bedingt sein. Einschlüsse hochpermeabler oder niederpermeabler Le-

<sup>1)</sup> R. GOLDSCHMIDT, Z. f. techn. Phys. 13, 534, 1932.

gierungsbestandteile bedingen eine Krümmung im Kraftlinienverlauf, also eine räumliche Phase zwischen Feld und Fluss und somit zusätzliche Verluste. Es kann aber auch sein, dass die Inhomogenität der magnetischen Elementarteilchen die zusätzlichen Verluste bedingt. Wir wissen ja seit WEISS, dass die Eigenschaften eines ferromagnetischen Kristalls richtungsabhängig sind. Diese Richtungsabhängigkeit ist bekanntlich besonders ausgeprägt bei den mechanisch stark verformten Metalle. Sie wird ja auch bereits praktisch weitgehend bei den stabilen Werkstoffen für Pupinspulen ausgenutzt; man findet sie aber auch bei den hochpermeablen Legierungen wie Mumetall<sup>1)</sup> oder Siliciumblech<sup>2)</sup>.

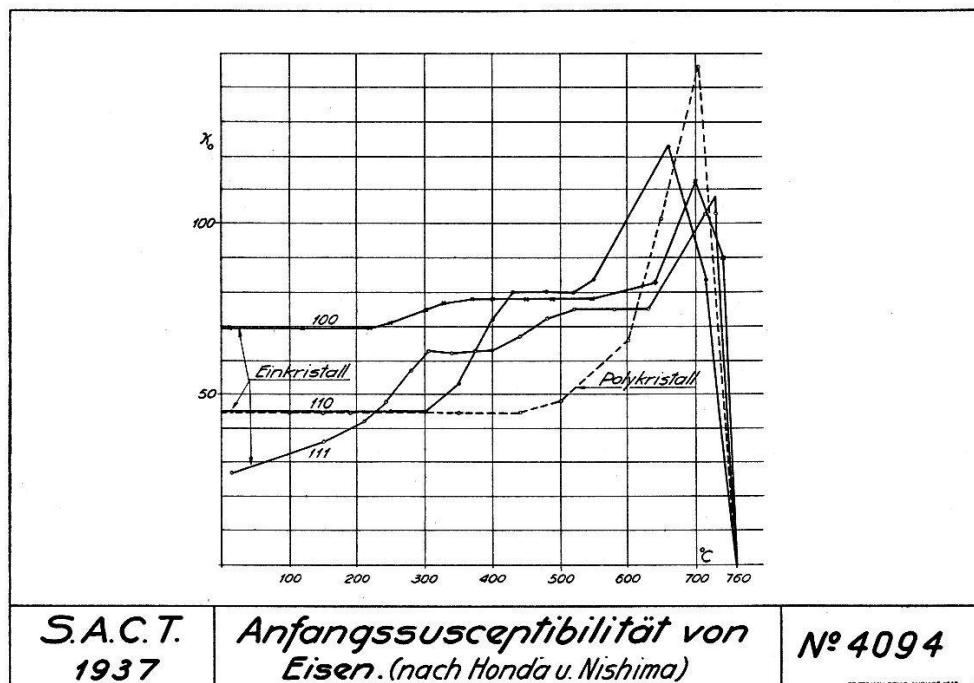


Fig. 5.

Auch bei reinen Eisenkristallen ist diese Richtungsabhängigkeit vorhanden und zwar nicht nur bei Feldstärken von 100 bis 200 Oersted, sondern auch im Gebiet der Anfangspermeabilität. Dies lässt sich aus Untersuchungen von HONDA und NISHIMA<sup>3)</sup> entnehmen. Fig. 5 zeigt ein Diagramm, das aus dieser Arbeit abgeleitet worden ist. Man ersieht aus diesem, wie stark verschieden die Suszeptibilität und damit die Permeabilität ( $\mu = 1 + 4\pi k$ ) in den verschiedenen Kristallrichtungen und bei verschiedener Temperatur ist. Ein aus solchen Kristalliten aufgebauter Poly-

<sup>1)</sup> W. F. RANDALL, Journ. El. Eng. 80, 647, 1937.

<sup>2)</sup> P. GOSS, Trans. Am. Soc. Met. 231, 511, 1935.

<sup>3)</sup> K. HONDA und NISHIMA, Z. f. Phys. 103, 728, 1937.

kristall muss magnetisch inhomogen sein, muss also zusätzliche Verluste aufweisen. Dies hat ja auch schon HERMANN<sup>1)</sup> an reinem Eisen sehr deutlich nachweisen können. Also nicht nur in der inhomogenen Struktur des Metalls, sondern auch in der Inhomogenität der magnetischen Eigenschaften gegenüber den verschiedenen Richtungen im Kristall muss die Ursache der Nachwirkungsverluste gesucht werden.

---

<sup>1)</sup> P. C. HERMANN, Z. f. Phys. 69, 287, 1931.