

Der Einfluß des Porenvolumens von ferromagnetischen Sinterkörpern auf die magnetischen Meßgrößen.

Von
K. Torkar.

Aus den Instituten für Anorganische und Physikalische Chemie
der Technischen Hochschule Graz
und dem Forschungslaboratorium des Metallwerkes Plansee, Reutte, Tirol.

Mit 7 Abbildungen.

(Eingelangt am 16. April 1951. Vorgelegt in der Sitzung am 26. April 1951.)

1. Problemstellung.

Ein Sinterkörper aus einer Komponente ist charakterisierbar durch seine Struktur, das heißt durch die Angabe der Zahl, Größe, Gestalt und gegenseitigen Lage der Pulverteilchen, aus denen er aufgebaut ist, bzw. durch die entsprechende Angabe über die Porenverhältnisse. Es ist das Ziel der pulvermetallurgischen Forschung, bei Kenntnis der Struktur eines Sinterkörpers alle seine Eigenschaften vorhersagen zu können. Im allgemeinen würde es auch genügen, bei Kenntnis einer oder einiger weniger Eigenschaften alle anderen Eigenschaften voraussagen zu können. Aus der einen oder den wenigen gemessenen Eigenschaften sollten dann Rückschlüsse auf die Struktur möglich sein.

Die vorliegende Abhandlung stellt einen ersten Versuch dar, dieses Ziel für die magnetischen Eigenschaften von Sinterkörpern, die aus einem ferromagnetischen Stoff bestehen (z. B. Eisen), zu erreichen. Als Ausgangspunkte für unsere Überlegungen bieten sich einerseits die Theorie der bezogenen Eigenschaften, von *G. F. Hüttig* (die sogenannte „Beta“-Theorie) und andererseits die Mischkörpertheorie an.

2. Die Theorie der bezogenen Eigenschaften.

Die „Theorie der bezogenen Eigenschaften“ bietet die Möglichkeit, *verschiedene Eigenschaften*, die an einem Sinterkörper gemessen werden, dadurch miteinander zu vergleichen, daß nicht die Eigenschaftswerte

selbst, sondern die auf den kompakten Stoff bezogenen Eigenschaftswerte als sogenannte „Beta“-Werte in Relation gesetzt werden. Der Beta-Wert einer bestimmten Eigenschaft β_E ist definiert durch

$$\beta_E = \frac{E}{E_k}$$

E bedeutet den am Sinterkörper gemessenen Eigenschaftswert, E_k den entsprechenden Eigenschaftswert des Stoffes, aus dem der Sinterkörper aufgebaut ist, aber im kompakten Zustande.

Es ist dadurch möglich, alle Eigenschaften unmittelbar miteinander zu vergleichen, wenn sie nur im leeren Raum den Wert Null und im kompakten Stoff einen definierten endlichen Wert haben.

Führt man außerdem den entsprechenden Beta-Wert der Dichte β_D ein (= Raumerfüllungsgrad, entsprechend der Konzentration bei Lösungen), so ergibt sich die Möglichkeit, auch die Eigenschaften *verschiedener Stoffe* miteinander zu vergleichen. Die graphische Darstellung dieser Verhältnisse erfolgt am besten im „Beta-Diagramm“, wo als Abszisse der Raumerfüllungsgrad β_D und als Ordinate die Beta-Werte der verschiedenen Eigenschaften aufgetragen werden.

Wesentlich für die Sinterkörper ist, daß eine bestimmte Eigenschaft durch Angabe des Raumerfüllungsgrades nicht eindeutig festgelegt ist — wie etwa durch Angabe der Konzentration die Eigenschaften einer Lösung bestimmt sind —, sondern daß die Eigenschaft noch durch die *Struktur* des Sinterkörpers maßgeblich beeinflußt wird. Eine bestimmte Eigenschaft ist also im Beta-Diagramm nicht durch eine Kurve festgelegt, sondern liegt, je nach der Struktur des Sinterkörpers, innerhalb eines sogenannten Eigenschaftsfeldes.

Eine eingehende Behandlung dieser Theorie findet sich bei *G. F. Hüttig* und *K. Torkar*¹ und bei *G. F. Hüttig*, *K. Adlassnig* und *O. Foglar*², so daß in diesem Zusammenhang dieser kurze Abriß genügen kann.

3. Die Mischkörpertheorie.

Ein Mischkörper ist ein Körper, der aus zwei Komponenten besteht, die sich gegenseitig weder lösen, noch chemisch verbinden, sondern bei dem die Komponenten in voneinander scharf getrennten Bezirken bestimmter geometrischer Form und gegenseitiger Lage vorliegen. Die Eigenschaften eines solchen Mischkörpers sind in der Mehrzahl von seiner Struktur abhängig. Es war insbesondere die elektrische Leitfähigkeit, deren Abhängigkeit von der Struktur bereits ausführlich untersucht wurde (*R. Gans*, *H. C. Burger*, *K. Lichtenecker*). Für unsere Zwecke

¹ Kolloid-Z. 115, 24 (1949).

² *G. F. Hüttig*, *K. Adlassnig* und *O. Foglar*, The Physics of Powder Metallurgy, *W. E. Kingston*, S. 180. New York: McGraw-Hill Book Comp., Inc. 1951.

erscheint die Darstellung von *W. Doebke*³ am meisten geeignet. Betrachtet man einen Mischkörper aus zwei elektrisch leitenden Komponenten M_0 und M_1 mit den spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten l_0 und l_1 , so kann die spezifische elektrische Leitfähigkeit des Mischkörpers nicht beliebige Werte annehmen, sondern sie kommt zwischen zwei Grenzen zu liegen, die im Ersatzschaltbild so zum Ausdruck kommen, daß die eine Grenze durch ideale Hintereinanderschaltung, die andere durch ideale Parallelschaltung der zu einem Stück zusammengefaßten Komponenten gegeben ist. Die Realitäten müssen dazwischen liegen. *W. Doebke* bringt dies durch Einführung einer „Lagerungskonstanten“, die wir hier mit k bezeichnen wollen, zum Ausdruck. Diese Lagerungskonstante ist von der Struktur des Körpers abhängig und liegt zwischen $k = 0$ (ideale Serienschaltung) und $k = \infty$ (ideale Parallelschaltung). Die Leitfähigkeit des Mischkörpers stellt *W. Doebke* durch folgende Funktion dar:

$$l = l_0 \cdot \frac{l_1(1 + 2k) - 2k\vartheta(l_1 - l_0)}{l_0(1 + 2k) + \vartheta(l_1 - l_0)}, \quad (1)$$

wobei ϑ der Raumanteil der Komponente M_0 ist, in der M_1 eingebettet liegt.

$k = 1$ entspricht einer allseitig gleichmäßigen Orientierung; die *Doebkesche* Formel geht dann in andere bekannte Leitfähigkeitsformeln über.

Nach dieser Betrachtungsweise ist das k einerseits abhängig von der Form der Poren. Man kann durch rechnerische Überlegungen an Modellen zeigen, daß die Größe des k mit der Abplattung der Poren (Achsenverhältnis bei Poren in Form von Rotationsellipsoiden) symbat geht. Bei blättchenförmigen Poren (quer zur Stromrichtung) ist $k < 1$, bei nadelförmigen (in der Stromrichtung) ist $k > 1$, würfelförmigen Poren entspricht $k \approx 1$, kugelförmigen $k \approx 0,3$ usw. Außerdem wird, wie diese Rechnungen ebenso zeigen, k von der gegenseitigen Lage der Poren beeinflußt. $k = 1$ entspricht, wie schon erwähnt, einer isotropen Verteilung. Diesem Wert wird naturgemäß ein Sinterkörper bei langer und hoher Sinterung zustreben.

Das Ergebnis dieser Berechnungen für würfel- und kugelförmige Poren läßt sich vereinfacht durch die Beziehung darstellen:

$$\beta_L = K \cdot (1 - \alpha^{1/3}). \quad (2)$$

$$K_{\text{Würfel}} \approx 1,1,$$

$$K_{\text{Kugel}} \approx 0,85,$$

$$\alpha = \text{Volumensanteil der Poren} = 1 - \beta_D.$$

³ Z. techn. Physik 11, 12 (1930).

4. Anwendung auf Sinterkörper.

Da ein Sinterkörper als ein Zweistoffsystem (z. B. Eisen—Luft) aufgefaßt werden kann, muß Formel (1) auch dafür anwendbar sein. Es ist dann $l_1 = 0$ zu setzen und $\vartheta = \beta_D$. Es ergibt sich daher

$$l = l_0 \cdot \frac{2k\beta_D}{1 + 2k - \beta_D}$$

oder, da $l/l_0 = \beta_L$ ($\beta_L =$ Beta-Wert der elektrischen Leitfähigkeit),

$$\beta_L = \frac{2k\beta_D}{1 + 2k - \beta_D} \quad (3)$$

Durch die Grenzen $k = 0$ und $k = \infty$ ist eine Abgrenzung des Eigenschaftsfeldes der elektrischen Leitfähigkeit erreicht. In Abb. 1 ist der Verlauf der Leitfähigkeit für verschiedene k -Werte sowie Meßergebnisse verschiedener Autoren eingezeichnet. Die Kurven 1 bis 4 sind Isobaren (Preßlinge mit einem bestimmten Preßdruck auf verschiedenen hohen Temperaturen gesintert), Kurve 5 zeigt den Verlauf einer Heißpresung. Man beobachtet bei

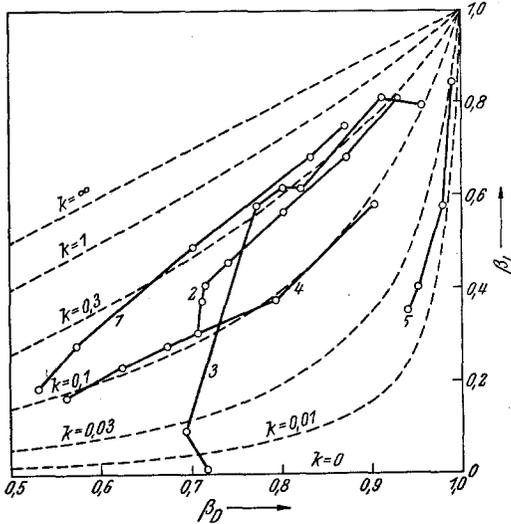


Abb. 1. Beta-Werte der elektrischen Leitfähigkeit im k -Netz nach Doebke.

Kurve 1: Kupfer, Preßdruck 0,7 t/cm², Sintertemperaturen zwischen 600 bis 970° C (*K. Adlassnig* und *O. Foglar*).

Kurve 2: Nickel, Preßdruck 4 t/cm², Sintertemperaturen zwischen 300 bis 1300° C (*G. Grube* und *H. Schlecht*).

Kurve 3: Eisen, Preßdruck 4 t/cm², Sintertemperaturen zwischen 20 bis 1300° C (*F. Schrückher*).

Kurve 4: Nickel, ungepreßt, Sintertemperaturen zwischen 20 bis 1050° C (*W. Gerlach*).

Kurve 5: Kupfer, Preßdruck 15 t, heiß gepreßt, Preßtemperaturen zwischen 20 bis 600° C (*W. Trzebiatowski*).

den Isobaren (mit Ausnahme der Kurve 4: ungepreßt!) zunächst einen Anstieg des k -Wertes, während der weitere Verlauf sich einer k -Kurve anschließt. Die Identität mit einer k -Kurve wird erreicht nach Sintern auf Temperaturen, bei denen eine merkliche Gitterdiffusion zu erwarten ist (z. B. bei Eisen ab 700° C). Von da ab ändert sich die Struktur des Preßlings nicht mehr wesentlich, während bis zu dieser Temperatur besonders durch das Abrunden der Poren und merkliche Änderung der Brückengüte und -breite zwischen den Teilchen eine wesentliche Änderung der Struktur erfolgt. Die Unregelmäßigkeiten bei der Kurve 3 sind durch die Umwandlungserscheinungen und durch Aufkohlung bei 1300° C im Kohleschiffchen (Abfall des letzten Meßpunktes) bedingt.

In Abb. 2 sind die Werte der elektrischen Leitfähigkeit von denjenigen Proben eingetragen, von denen auch die magnetischen Eigenschaften bestimmt wurden (vgl. Abb. 5 und 7). In Abb. 2 sind die Isothermen für 500, 750, 850, 1100 und 1300° C eingezeichnet, während in Abb. 1, Kurve 3, eine der Isobaren (Preßdruck 4 t/cm²) dargestellt ist. Die Isothermen in Abb. 2 gestatten einen unmittelbaren Vergleich mit den magnetischen Messungen in Abb. 5. Für die Erklärung des Verlaufes dieser Kurven gilt ebenfalls das vorhin Gesagte. Die beobachteten Unregelmäßigkeiten der Isobaren zwischen 850 und 950° (Umwandlungspunkt) zeigen sich hier in den kleinen Höhenunterschieden der Isothermen.

5. Die Anwendung auf magnetische Meßgrößen.

a) Die Permeabilität.

Nachdem sich diese neue Darstellungsart bei der elektrischen Leitfähigkeit bewährt hat, wird versucht, sie auch auf magnetische Meßgrößen zu übertragen. Der Anschluß-

punkt ergibt sich zwangsläufig: die spezifische elektrische Leitfähigkeit ist — zunächst formal — gleichwertig mit der spezifischen magnetischen Leitfähigkeit, also der (statischen) Permeabilität μ . Dieselbe Gleichsetzung hat auch *W. Doebke* vorgenommen und mit seiner Formel die Permeabilitäten von Massekernen gut wiedergeben können. Ebenso hat *E. Flügler*⁴ für die Permeabilität von Mischkörpern — auf einem anderen Wege — eine Beziehung für würfelförmige Isolierbereiche aufgestellt, die in unserer Schreibweise und auf Sinterkörper bezogen lautet:

$$\beta_{\mu} = 1 - \alpha^{2/3}.$$

Diese weitgehende Analogie mit unserer Formel (2) ermutigt ebenfalls zur Gleichsetzung:

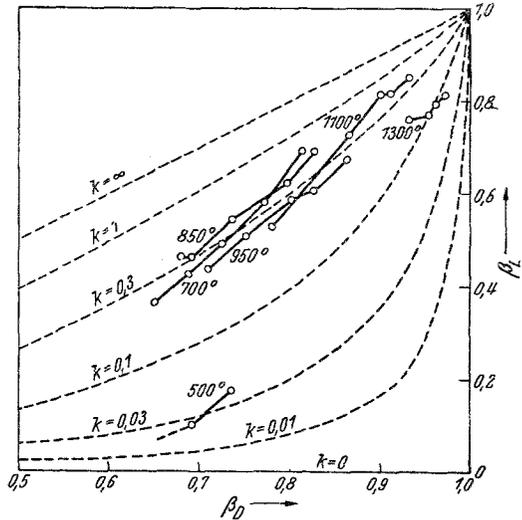


Abb. 2. Beta-Werte der elektrischen Leitfähigkeit im *k*-Netz nach *Doebke*. Preßlinge aus Carbonyleisenpulver, 16 Stdn. gesintert bei 500, 700, 850, 950, 1100 und 1300° C, Preßdruck: 0,5, 2, 3, 4 und 6 t/cm², Isothermen, gemessen von *F. Schückher*.

⁴ Private Mitteilung.

$$\beta_L = \beta_\mu.$$

Daraus folgt

$$\beta_\mu = \frac{2k\beta_D}{1+2k-\beta_D} \quad (4)$$

eine Gleichsetzung, die nur im Beta-Diagramm durchgeführt werden kann! Zur Überprüfung dieser Beziehung (4) boten sich die Messungen von *R. Steinitz*⁵ an. Er hat die Permeabilität von Sinterkörpern aus verschiedenen Eisenpulvern bei steigendem Preßdruck und immer gleicher Sinter-

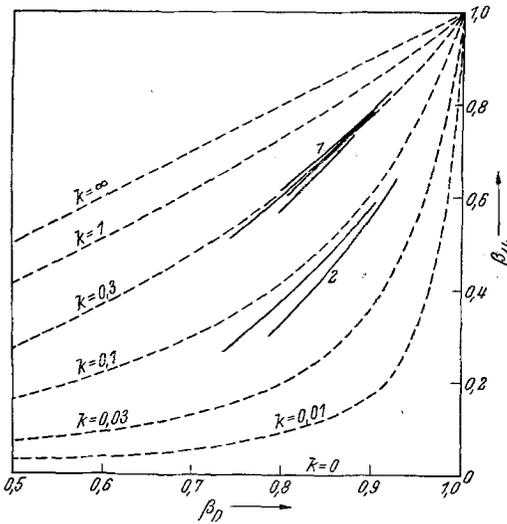


Abb. 3. Permeabilitäten (μ_{max}) von Sinterkörpern aus verschiedenen Eisenpulvern, Preßdruck zwischen 10 bis 50 t. s. i.

Kurven 1: Sintertemperatur 1250° C, Sinterdauer 24 Stdn.
Kurven 2: Sintertemperatur 1150° C, Sinterdauer 1 Std.,
gemessen von *R. Steinitz*.

temperatur (also Isothermen) gemessen. Als Vergleichswert (Eigenschaft des kompakten Zustandes) kann bei unseren Überlegungen aber nicht z. B. die Permeabilität von Armco-Eisen genommen werden, denn der Vergleichswert ist definitionsgemäß der Wert, den das Pulverteilchen selbst — gleichsam im vergrößerten Zustande — hat und nicht irgendein anderes geschmolzenes Material mit einem anderen Reinheitsgrad usw. Der Vergleichswert wird am ehesten richtig erhalten, wenn man eine Reihe

von Meßpunkten mit zunehmender Dichte bis zum Wert $\beta_D = 1$ extrapoliert. Das Ergebnis der auf diese Art ausgewerteten Messungen von *R. Steinitz* zeigt Abb. 3.

Abb. 3 zeigt deutlich die von *R. Steinitz* angeführte Vermutung, daß die nur 1 Std. gesinterten Proben (Kurven 2) noch abgeplattete (deformierte) Poren haben ($k \approx 0,1$), während die 24 Stdn. gesinterten Proben (Kurven 1) bereits kugelförmige Poren aufweisen ($k \approx 0,3$). Nach diesen Überlegungen aber haben — im Gegensatz zu *R. Steinitz* — alle lang gesinterten Proben bereits ungefähre Kugelgestalt.

Ebenfalls in Übereinstimmung mit unseren Vorstellungen steht die

⁵ J. appl. Physics 20, 712 (1949).

von *D. Polder* und *J. H. van Santen*⁶ abgeleitete Grenzkurve für scheibchenförmige Poren, die identisch mit der *k*-Kurve $k = 0,02$ liegt, wobei allerdings nach unseren Überlegungen kein Grund für eine Grenze gegeben scheint.

b) Der innere Entmagnetisierungsfaktor.

Der innere Entmagnetisierungsfaktor N_i ist eine Größe, die maßgeblich von der Größe, Gestalt und Lagerung der Poren abhängig ist, so daß auch ein Zusammenhang mit der Lagerungskonstanten sehr wahrscheinlich erscheint. Dieser Zusammenhang läßt sich leicht aus der Formel (4) und den Beziehungen

$$\kappa = \frac{\kappa_a}{1 + \kappa_a N_i}$$

und

$$\mu = 1 + 4\pi\kappa \approx 4\pi\kappa$$

berechnen. Es folgt

$$N_i \cdot \mu_a = 4\pi \cdot \left(\frac{1}{\beta\mu} - 1 \right) \quad (5)$$

bzw.

$$N_i \cdot \mu_a = 4\pi \cdot \left(\frac{1 + 2k - \beta_D}{2k\beta_D} - 1 \right)$$

(μ_a = Anfangspermeabilität des kompakten Eisens).

Diese Beziehung konnte nicht überprüft werden, da hier die N_i -Werte nicht gemessen werden konnten. Es war jedoch eine Abschätzung der Größe von

N_i auf Grund der anderen gemessenen Größen möglich. Abb. 4 zeigt das *k*-Netz für das Produkt $N_i \cdot \mu_a$ (eine Eintragung in das Beta-Diagramm ist in diesem Falle nicht möglich) und die abgeschätzten Werte für Preßlinge aus Eisenpulver. Die zugehörigen Werte der elektrischen Leitfähigkeit liegen in denselben *k*-Bereichen wie die Punkte in Abb. 4.

Eine Überprüfung dieser Beziehung erscheint äußerst wünschenswert,

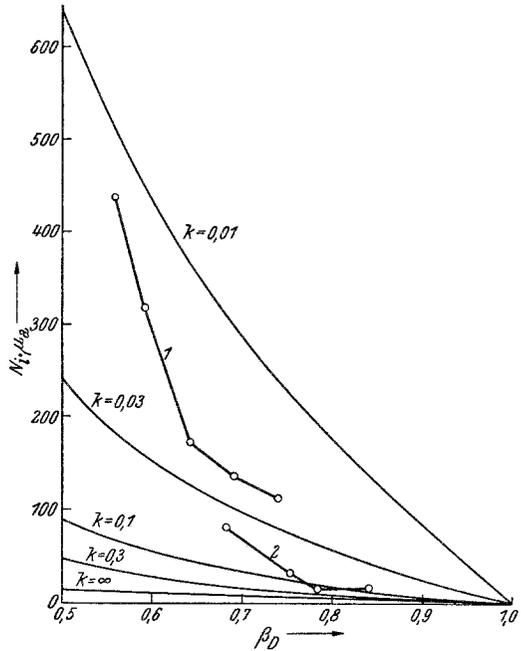


Abb. 4. *k*-Netz für das Produkt $N_i \cdot \mu_a$.
 Kurve 1: Preßlinge aus Carbonyleisenpulver, Preßdruck 0,5 bis 6 t/cm², Sintertemperatur 500° C.
 Kurve 2: Preßlinge aus Elektrolyteisenpulver, Preßdruck 2 bis 6 t/cm², Sintertemperatur 500° C.
 Das Produkt $N_i \cdot \mu_a$ ist abgeschätzt nach Messungen von *K. Torkar*.

⁶ Physica 12, 257 (1946).

da sich bei Übereinstimmung mit dem Experiment daraus unter anderem auch eine Möglichkeit einer einfachen Bestimmung von N_i ergeben könnte.

c) *Die Sättigungsmagnetisierung.*

Die Sättigungsmagnetisierung J_s ist bekanntlich eine skalare Größe, das heißt die spezifische Sättigung $= J_s/D$ ($D =$ Dichte) ist eine Konstante. Im Beta-Diagramm liegen die Meßpunkte daher auf der Diagonale

$$\beta_s = \beta_D = 1 - \alpha$$

($\beta_s =$ Beta-Wert der Sättigung), was auch durch das Experiment bestätigt wurde.

d) *Die Remanenz.*

Die Meßergebnisse der Remanenz zeigen im Beta-Diagramm einen der elektrischen Leitfähigkeit sehr ähnlichen Verlauf, so daß auch hier eine Beziehung zur Lagerungskonstante vermutet wird. Zum Zwecke einer Ableitung einer solchen wollen wir zunächst den Verlauf der Hysteresisschleife im II. Quadranten formal betrachten. Nimmt man diesen Verlauf als geradlinig an, so ergibt sich aus den geometrischen Verhältnissen

$$N_i = H_c \cdot \left(\frac{1}{R_s} - \frac{1}{R_w} \right).$$

$R_s =$ scheinbare (gemessene) Remanenz,

$R_w =$ wahre Remanenz,

$H_c =$ Koerzitivkraft.

Man kann aber die Krümmung der Hysteresiskurve durch Einführung einer Konstanten K in obige Gleichung zum Ausdruck bringen:

$$N_i = H_c \cdot \left(\frac{1}{R_s} - \frac{K}{R_w} \right). \quad (6)$$

K ist von der Stärke der Krümmung abhängig und liegt zwischen 0 und 1. $K = 1$ entspricht einem geraden Verlauf, $K = 0$ einer Rechteckschleife. Die wirklichen Werte liegen meist bei $K = 0,7$ bis $0,9$. Gl. (6) kann daher, obwohl rein formal abgeleitet, alle möglichen in Betracht kommenden Hysteresisschleifen *näherungsweise* beschreiben. Die Krümmung ist aber sicherlich zu einem Großteil auch davon abhängig, wie hoch der Sättigungswert liegt. Bei einer hohen Sättigung und kleinen Koerzitivkraft (wie es hier in Betracht kommt) wird die Krümmung kleiner sein als im umgekehrten Fall. Dieser Zusammenhang läßt sich approximativ darstellen durch die Beziehung

$$K \approx \beta_s$$

(β_S = Beta-Wert der Sättigung). Andererseits gilt ebenfalls näherungsweise

$$H_c/R_w \approx 1/\kappa_0$$

(κ_0 = Suszeptibilität des kompakten Eisens), so daß aus den Gl. (5) und (6) erhalten wird:

$$\beta_R \approx \frac{\beta_\mu}{1 - \alpha \cdot \beta_\mu}$$

(β_R = Beta-Wert der Remanenz) bzw.

$$\beta_R \approx \frac{2k\beta_D}{1 + 2k(1 - \beta_D + \beta_D^2) - \beta_D} \quad (7)$$

Da diese Ableitung ohnehin nur eine Näherung darstellen kann, kann man auch den Klammerausdruck im Nenner der letzten Gleichung durch den Mittelwert 0,8 ersetzen, wonach dann folgt

$$\beta_R \approx \frac{2k\beta_D}{1 + 1,6k - \beta_D} \quad (8)$$

Diese Gleichung läßt die Ähnlichkeit mit der elektrischen Leitfähigkeit erkennen.

In Abb. 5 sind die zur Remanenz gehörigen k -Kurven nach Gl. (7) eingezeichnet und außerdem die Meßergebnisse, die wir an Preßlingen aus Car-

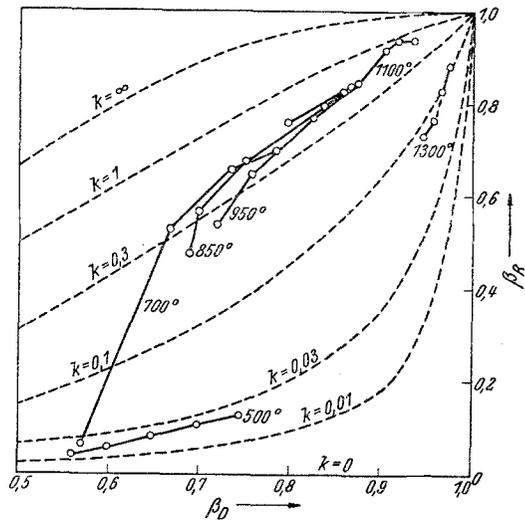


Abb. 5. Beta-Werte der Remanenz im k -Netz nach Doebke. Preßlinge aus Carbylonisenpulver, 16 Stdn. gesintert bei 500, 700, 850, 950, 1100 und 1300° C, Preßdruck: 0,5, 2, 3, 4 und 6 t/cm², Isothermen, gemessen von K. Torkar.

bonylisenpulver erhalten haben. Zahlenmäßig liegen die Beta-Werte der Remanenz über den β_L -Werten, aber die einander entsprechenden Punkte liegen bei denselben k -Werten, also die ab 700° C gesinterten Proben bei $k = 0,3$ (kugelförmige Poren) bzw. zwischen $k = 0,3$ und $k = 1$. Auch die Werte der auf 500° C gesinterten Proben liegen in identischen k -Bereichen. Ebenso zeigen die auf 1300° C gesinterten Proben einen ähnlichen Abfall wie bei der elektrischen Leitfähigkeit (hervorgerufen durch eine analytisch nachgewiesene Aufkohlung). Nur die Preßlinge selbst zeigen bei Remanenz und elektrischer Leitfähigkeit verschiedene Werte, was der durch das Pressen hervorgerufenen Anisotropie der Spannungsverteilungen zugeschrieben wird, die wohl die

Remanenz, aber nicht die elektrische Leitfähigkeit beeinflusst; in der Rechnung kommt dies jedoch nicht zum Ausdruck.

Zum Vergleich sind außerdem die von *R. Steinitz*⁵ gemessenen Remanenzwerte — nach denselben Gesichtspunkten ausgewertet wie bei der Permeabilität — in Abb. 6 eingezeichnet. Es sind dies die identischen Proben, an denen auch die Permeabilität laut Abb. 3 gemessen wurde. Auch diese Kurven liegen — obwohl zahlenmäßig etwas

höher — bei den gleichen *k*-Bereichen wie die Punkte der Permeabilität nach Abb. 3. Es ergeben sich somit daraus dieselben Gesichtspunkte.

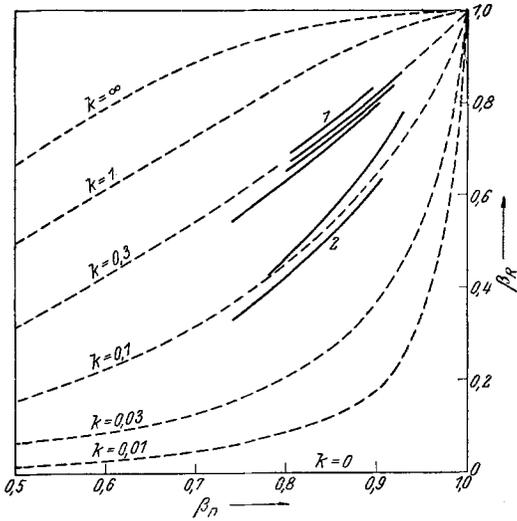


Abb. 6. Remanenz von Sinterkörpern aus verschiedenen Eisenpulvern, Preßdruck zwischen 10 bis 50 t. s. i. Kurven 1: Sintertemperatur 1250° C, Sinterdauer 24 Std., Kurven 2: Sintertemperatur 1150° C, Sinterdauer 1 Std., gemessen von *R. Steinitz*.

e) Die Koerzitivkraft.

Die Koerzitivkraft ist eine Größe, die mit den bisherigen Gedankengängen nicht in Einklang gebracht werden kann, da sie von der Form der Probe unabhängig sein sollte. Sie ist in erster Reihe abhängig von den inneren Spannungen, aber gerade diesen Einfluß wollen und können wir auch bei Sinterkörpern (nicht

bei den Preßlingen selbst!) ausschalten. Trotzdem bietet sich in der Fremdkörpertheorie von *M. Kersten*⁷ eine Möglichkeit, einen Einfluß der Poren (als unmagnetische Einschlüsse) vorauszusagen. Die *Kersten*-schen Beziehungen lauten — in unserer Bezeichnungsart — für kugelförmige Poren bei Sinterkörpern aus Eisen:

$$H_c = 2,4 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\alpha^{2/3}}{d} \tag{9a}$$

bzw. da

$$\alpha = \frac{\pi}{6} \cdot \left(\frac{d}{s}\right)^3$$

$$H_c = 2,0 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\alpha^{1/3}}{s} \tag{9b}$$

⁷ *M. Kersten*, Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft. Leipzig: Verlag von S. Hirzel. 1944.

(d = Durchmesser der Poren, s = Zentralabstand der Poren). In Abb. 7 sind unsere Meßergebnisse für die Koerzitivkraft eingetragen, gemessen an denselben Proben, an denen auch die Remanenz (Abb. 5) gemessen wurde.

Die Gl. (9) haben sich ab der Sintertemperatur von 700°C bestätigt. Die bei 500°C gesinterten Proben und die Preßlinge liegen wesentlich höher. Für Preßlinge sind die *Kerstenschen* Formeln ohnehin nicht anwendbar

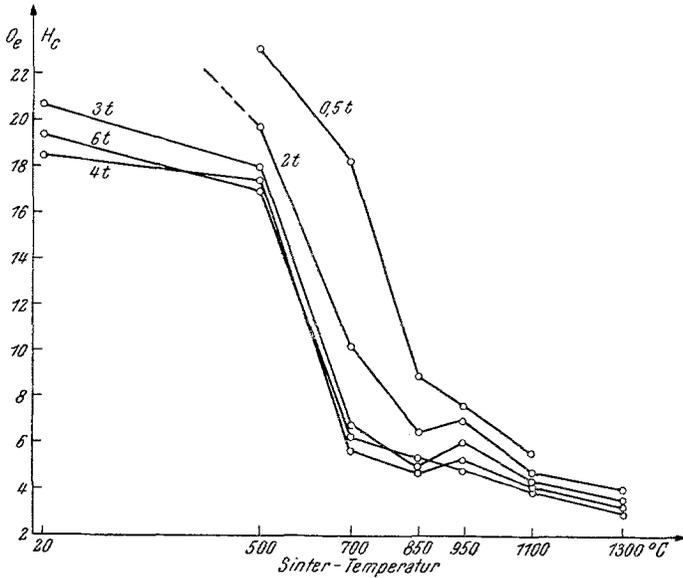


Abb. 7. Koerzitivkraft von Sinterkörpern aus Carbonyleisenpulver, aufgetragen gegen die Sintertemperatur; Sinterdauer 16 Stdn., gemessen von *K. Torkar*.

(Spannungen). Eine Erklärung, warum die 500° -Sinterlinge aber relativ hoch liegen, scheint durch die *Néelsche* Theorie der Koerzitivkraft gegeben.

*L. Néel*⁸ nimmt an, daß die Poren nicht nur durch ihr bloßes Vorhandensein im Sinne *Kerstens* wirken (Änderung der Fläche der *Bloch*-schen Wand bei gleichbleibender Wandenergie γ), sondern daß durch die Poren auch innere entmagnetisierende Felder (Streufelder) hervorgerufen werden, die die Koerzitivkraft beeinflussen. Nach seiner Theorie müßte für Sinterkörper aus Eisen gelten:

$$H_c = 360 \cdot \alpha. \quad (10)$$

Diese Beziehung hat sich für unsere Sinterkörper nicht bestätigt, wohl aber dürfte es dem Einfluß der Streufelder zuzuschreiben sein, daß

⁸ C. R. Acad. Sci. Paris **223**, 141, 198 (1946).

die 500°-Sinterlinge — bei denen sich Spannungen schon ausgeglichen haben müssen — so hoch liegen, denn gerade diese Proben (und die Preßlinge) haben einen verhältnismäßig hohen Entmagnetisierungsfaktor N_i .

Es läßt sich also, besonders bei höher gesinterten Proben, auch die Koerzitivkraft aus den Porenverhältnissen voraussagen, wobei allerdings einschränkend bemerkt werden muß, daß zu kleine Poren (unter $0,1 \mu$) oder zu große Poren (über 10μ) die Koerzitivkraft nicht mehr wesentlich beeinflussen, so daß solche Aussagen nur in günstig gelagerten Fällen möglich sind. Dementsprechend ist in solchen Fällen, ausgehend von der gemessenen Koerzitivkraft, auch eine Analyse der magnetisch wirksamen Poren möglich.

Experimenteller Teil.

Zur experimentellen Unterstützung der hier entwickelten Theorie wurden an Sinterkörpern aus Carbonyl- und Elektrolyteisenpulver magnetische Eigenschaften gemessen und an denselben Proben auch die elektrische Leitfähigkeit und die Schallgeschwindigkeit (Elastizitätsmodul) bestimmt (vgl. hierzu *F. Schückher*⁹). Das verwendete Carbonyleisenpulver hatte eine durchschnittliche Größe von $2,5 \mu$, das Elektrolyteisenpulver war uneinheitlicher, aber immer unter 60μ . Der Kohlenstoffgehalt der gesinterten Proben war gering (0,05 bis 0,07%); die auf 1300° gesinterten Proben hingegen wiesen einen Kohlenstoffgehalt von 0,34% auf. Diese Aufkohlung ist vermutlich durch die verwendeten Kohleschiffchen bedingt (CO-Atmosphäre) und erfolgte, den Messungen der elektrischen Leitfähigkeit nach zu schließen, vorwiegend an den Korngrenzen.

Das Pressen erfolgte in einer hydraulischen Presse mit folgenden Drucken: Carbonyleisenpulver 0,5, 2, 3, 4 und 6 t/cm²; Elektrolyteisenpulver 1, 2, 3, 4 und 6 t/cm² zu Stäbchen von zirka $4 \times 4 \times 60$ mm. Von diesen Preßlingen wurden jeweils 10 Parallelproben auf die Sintertemperaturen 500, 700, 850, 950, 1100 und 1300° C gebracht und in einer Wasserstoffatmosphäre 16 Stdn. in einem molybdänbeheizten Durchsatzofen gesintert. Fünf Parallelproben wurden dann für die magnetischen Messungen und fünf zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit, Schallgeschwindigkeit und der Dichte verwendet.

Die Herstellung der Proben sowie die Messung der elektrischen Leitfähigkeit und der Schallgeschwindigkeit erfolgte im Metallwerk Plansee, Reutte, Tirol. Von den magnetischen Größen wurde die Remanenz und die Sättigungsmagnetisierung bei den Edelstahlwerken Gebr. Böhrler, Kapfenberg, mit einem Siemens-Spannungsmesserjoch bestimmt, während die Koerzitivkraft im magnetischen Laboratorium der Institute für Anorganische und Physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Graz mit einem Koerzimeter von *H. Neumann* (nach dem Prinzip der Kraftlinienbrechung) gemessen wurde. Es bestand bis jetzt noch nicht die Möglichkeit, an diesen Proben auch die Permeabilität und den inneren Entmagnetisierungsfaktor zu bestimmen. Die Permeabilitätsmessungen sollen jedoch nachgetragen werden.

Die Ergebnisse der Sättigungsmagnetisierung sind hier in den Einzelheiten nicht wiedergegeben. Die Werte liegen in der Darstellung des Beta-Diagramms auf der Diagonale, wie es auch erwartet wurde. Die beob-

⁹ Dissertation, Universität Graz (1951).

achteten Werte der elektrischen Leitfähigkeit, der Remanenz und der Koerzitivkraft sind — ebenfalls in der Beta-Darstellung — in den Abb. 2, 5 und 7 wiedergegeben. Die Messungen an den Sinterkörpern aus Elektrolyt-eisenpulver sind besonders für die Sintertemperaturen über 700° den Werten für das Carbonyleisenpulver weitgehend ähnlich. Sie werden hier im einzelnen nicht wiedergegeben, da sich keine weiteren Anhaltspunkte daraus ergeben.

Zusammenfassung.

Unter Zugrundelegung der Theorie der bezogenen Eigenschaften einerseits und der Mischkörpertheorie von *W. Doebke* andererseits wurde versucht, die magnetischen Eigenschaften von Sinterkörpern aus einem ferromagnetischen Stoff aus der Struktur des Sinterkörpers abzuleiten. Die dabei maßgebliche Größe ist die Lagerungskonstante k , die ein Charakteristikum der Struktur darstellt und bei deren Kenntnis die betrachteten Eigenschaften, wie elektrische Leitfähigkeit, Permeabilität, innerer Entmagnetisierungsfaktor und Remanenz — letztere näherungsweise — abgeleitet werden können. Ebenso sind Aussagen über die Sättigungsmagnetisierung und in günstigen Fällen über die Koerzitivkraft möglich. Ein Großteil der Ergebnisse konnte durch Messungen von *R. Steinitz* und eigene Messungen überprüft werden.

Wir möchten nicht versäumen auch an dieser Stelle Herrn Generaldirektor *Kurt Konrad Tanzer*, Graz, für die werktätige Unterstützung bei der Einrichtung unseres magnetochemischen Laboratoriums den wärmsten Dank auszusprechen.