

## X. Magnetische Eigenschaften.

### A. Allgemeine Grundbegriffe.

383. Nimmt eine Magnetnadel an einem Orte des Raums eine bestimmte Richtung an, in die sie nach Ablenkung durch äußere Kräfte zurückkehrt, sobald die Wirkung dieser Kräfte aufhört, so sagt man: die Nadel befindet sich in einem magnetischen Kraftfeld. Die Richtung, in die sie sich einstellt, ist die Krafrichtung des magnetischen Feldes an dem betreffenden Ort.

Über die ganze Erde erstreckt sich das Kraftfeld des Erdmagnetismus. Man kann magnetische Kraftfelder auch künstlich erzeugen. Sie treten z. B. auf in der Umgebung von Magneten, oder in der Umgebung eines vom elektrischen Strom durchflossenen Leiters.

Zwei magnetisierte dünne Stäbchen wirken so aufeinander ein, daß sich die gleichnamigen Pole (Nord- und Nordpol oder Süd- und Südpol) gegenseitig abstoßen, während sich die ungleichnamigen Pole anziehen. Bei dünnen Stäbchen ist die Kraftäußerung so, als ob die wirksamen Kräfte von zwei Punkten in der Nähe der Enden der Stäbchen ausgingen. Man kann sich deswegen vorstellen, daß in diesen Punkten, den Polen, der Sitz des Magnetismus wäre, und daß in ihnen eine bestimmte Menge Magnetismus angehäuft sei, und zwar um so mehr, je stärker die Magnetisierung der Stäbchen, also je größer die gegenseitige Anziehung oder Abstoßung der Pole der beiden Stäbchen ist. Die Menge des  $+$ -Magnetismus am Nordpol eines der Stäbchen hat man sich dann gleich der Menge des  $-$ -Magnetismus am entgegengesetzten Pol, dem Südpol, vorzustellen. Nach Coulombs Feststellungen ist die Kraft, mit der sich der Nordpol des einen und der des anderen Stäbchens abstoßen,

$$\text{Kraft} = \text{Konst.} \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2},$$

wenn  $m_1$  die im Nordpol des Stäbchens 1 angehäuft gedachte Menge  $+$ -Magnetismus, und  $m_2$  die im Nordpol des Stäbchens 2 angehäuft gedachte Menge  $+$ -Magnetismus,  $r$  den Abstand der beiden Pole voneinander bedeutet.

Wählt man die Konstante gleich 1, so erhält man als Begriffserklärung der Einheit der Magnetismusmenge  $m$  diejenige, die eine ihr gleiche im Abstand 1 cm mit der Kraft von einer Dyne<sup>1)</sup> abstößt.

Man nennt  $m_1$  und  $m_2$  auch die Polstärken der beiden magnetischen Stäbchen.

Da nach der obigen Begriffserklärung

$$\frac{m \cdot m}{r^2} = \text{Kraft} \text{ und somit } m = r \sqrt{\text{Kraft}} \text{ ist,}$$

<sup>1)</sup> Eine Dyne ist die Kraft, die der Masse 1 g die Beschleunigung 1 cm/sek<sup>2</sup> erteilt.



so ergeben sich die Abmessungen von  $m$

$$\text{Dim } (m) = \text{Länge} \times \sqrt{\text{Kraft}}$$

Da die Abmessungen der Kraft im Zentimeter-Gramm-Sekunden-Maß (CGS)

gleich  $\frac{\text{Gramm} \times \text{Zentimeter}}{(\text{Sekunden})^2} = g \cdot \text{cm} \cdot \text{sek}^{-2}$ , so ergibt sich

$$\text{Dim } (m) = \text{cm} \cdot g^{1/2} \cdot \text{cm}^{1/2} \cdot \text{sek}^{-1} = g^{1/2} \cdot \text{cm}^{3/2} \cdot \text{sek}^{-1}$$

Wir hatten oben gesehen, daß die Richtung des magnetischen Feldes in einem Punkte durch die Richtung gegeben ist, die ein dünnes Magnetstäbchen in diesem Punkte annimmt. Es handelt sich nun auch noch darum, ein Maß für die Stärke des Feldes zu erhalten. Zu diesem Zwecke denkt man sich in dem betreffenden Punkte einen Magnetpol von der Polstärke 1 angebracht.

Ein magnetisches Feld hat dann die Feldstärke 1, wenn es auf diesen Einheitspol die Anziehungs- oder Abstoßungskraft 1 Dyne ausübt.

Ein magnetisches Feld von der Stärke  $\mathfrak{H}$  übt somit auf einen Pol von der Polstärke  $m$  die Kraft  $F = \mathfrak{H} \cdot m$  aus; folglich ist

$$\mathfrak{H} = \frac{F}{m} = \frac{\text{Kraft}}{\text{Polstärke}} \text{ . Daraus ergeben sich die Abmessungen:}$$

$$\text{Dim } (\mathfrak{H}) = \frac{g \cdot \text{cm} \cdot \text{sek}^{-2}}{g^{1/2} \cdot \text{cm}^{3/2} \cdot \text{sek}^{-1}} = g^{1/2} \cdot \text{cm}^{-1/2} \cdot \text{sek}^{-1} \text{ . } ^1)$$

Eine vom elektrischen Strom  $i$  durchflossene Drahtspirale (Spule oder Solenoid) mit  $n$  Windungen auf der Länge  $l$  gibt in ihrem Innern in der Richtung ihrer Achse eine Feldstärke  $\mathfrak{H}$ , die in genügender Entfernung von den Enden der Spirale durch die Gleichung ausgedrückt wird:

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi \cdot n}{l} \cdot i \text{ . . . . . (1)}$$

Hierin ist die Stromstärke  $i$  in CGS, wobei 1 Amp. =  $\frac{1}{10}$  CGS ist, und  $l$  in cm auszudrücken.

Man denkt sich ein magnetisches Feld veranschaulicht durch ein System von Linien, den Kraftlinien, deren Richtung in jedem Punkte mit der Kraftrichtung des Feldes zusammenfällt, und die so dicht gelegt sind, daß ein Querschnitt von 1 qcm senkrecht zur Kraftlinienrichtung von  $\nu = \mathfrak{H}$  Kraftlinien durchsetzt wird. Die Zahl  $\nu$  nennt man die Dichte der Kraftlinien. Sie ist gleich dem Zahlenwert der Feldstärke.

Man nennt das Feld gleichförmig, wenn die Kraftlinien an jeder Stelle gleiche Richtung und gleiche Dichte haben, also parallel sind und gleichweit voneinander abstehen.

Das Feld des Erdmagnetismus kann man innerhalb eines kleinen abgegrenzten Raumes als angenähert gleichförmig betrachten. In seiner gesamten Erstreckung ist dieses Feld natürlich nicht gleichförmig, da ja die Kraftlinien an den Polen zusammenlaufen, also nicht gleichgerichtet sind.

Das in einer stromdurchflossenen Drahtspule erzeugte Feld ist in genügender Entfernung von den Spulenden nahezu gleichförmig.

**384.** Wird ein Körper in ein magnetisches Feld  $\mathfrak{H}$  eingebracht, so wird in ihm im allgemeinen magnetische Kraft und Polarisation hervorgerufen, d. h. es bildet sich in ihm ein Nord- und ein Südpol von gleicher Stärke, aber von entgegengesetztem Vorzeichen aus. Man sagt, es wird Magnetismus induziert. Dies

<sup>1)</sup> Man nennt die Einheit der Feldstärke auch 1 Gauß.



macht sich dadurch geltend, daß sich die Kraftliniendichte innerhalb des Körpers ändert. Die Zahl der gesamten, einen Quadratcentimeter des Körpers senkrecht durchsetzenden Kraftlinien (Induktions- oder Magnetisierungslinien) sei  $\mathfrak{B}$ . Dann besteht die Beziehung

$$\mathfrak{B} = \mu \cdot \mathfrak{H} \dots \dots \dots (2)$$

Die Zahl  $\mu$  gibt an, um wieviel dichter die Kraftlinien innerhalb des induzierten Körpers laufen, als in der umgebenden Luft, für die  $\mu$  gleich 1 ist. (Streng genommen müßte  $\mu$  für Luftleere gleich 1 gesetzt werden.) Man nennt  $\mathfrak{B}$  die magnetische Induktion.

Die Zahl  $\mu$  heißt magnetische Durchlässigkeit, öfter Permeabilität, auch zuweilen Koeffizient der magnetischen Induktion, oder magnetische Leitfähigkeit. Für die weitaus größte Zahl der Stoffe liegt die Zahl  $\mu$  in der Nähe von 1. Ist  $\mu$  kleiner als 1, z. B. beim Wismut, so nennt man den Stoff diamagnetisch. Es verlaufen dann in ihm weniger Kraftlinien als im äußeren Luftfelde. Stoffe, deren magnetische Durchlässigkeit größer als 1 ist, nennt man paramagnetisch. In ihnen ist die Kraftliniendichte größer als im magnetischen Feld der umgebenden Luft.

Für alle Stoffe, deren magnetische Durchlässigkeit  $\mu$  in der Nähe von 1 liegt, ist  $\mu$  eine nur von der Natur des Körpers abhängige Konstante und ist unabhängig von der Feldstärke  $\mathfrak{H}$ .

Es gibt aber noch eine dritte Klasse von Stoffen, deren magnetische Durchlässigkeit sehr groß ist. Für diese ist  $\mu$  keine Stoffkonstante, sondern stark mit der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  veränderlich. Man nennt solche Stoffe ferromagnetisch. Hierher gehören Eisen, Nickel, Kobalt, Magnetit.

Bis vor kurzem waren nur das Eisen, seine Legierungen und einige seiner Verbindungen, sowie die dem Eisen verwandten Stoffe Nickel und Kobalt als ferromagnetische Stoffe bekannt. Heusler (*L<sub>8</sub> 1*) machte im Jahre 1904 die überraschende Entdeckung, daß durch Legieren nichtferromagnetischer Metalle miteinander ferromagnetische Stoffe entstehen können. So sind z. B. gewisse Legierungen von Mangan und Zinn, von Mangan und Aluminium, von Mangan, Aluminium und Kupfer, von Mangan, Zinn und Kupfer ziemlich kräftig ferromagnetisch. Man nennt diese Legierungen Heuslersche Legierungen.

Stäbchen aus diamagnetischen Stoffen suchen sich in einem magnetischen Felde mit der Längsrichtung senkrecht zu den Kraftlinien des Feldes einzustellen. Stäbchen aus para- und ferromagnetischen Stoffen suchen sich dagegen parallel zur Kraftlinienrichtung des Feldes einzustellen, und zwar ist die Richtkraft, mit der diese Einstellung angestrebt wird, bei gleicher Stärke  $\mathfrak{H}$  des magnetischen Feldes um so größer, je größer die magnetische Durchlässigkeit  $\mu$  des magnetisierten Stoffes ist. Da bei den meisten Stoffen  $\mu$  nahe an 1 liegt, ist auch bei ihnen die Richtkraft so klein, daß sie scheinbar vom magnetischen Felde gar nicht beeinflußt werden. Ihr Magnetismus läßt sich nur mit sehr feinen Hilfsmitteln und unter der Einwirkung sehr starker Felder feststellen. Bei den ferromagnetischen Stoffen, deren  $\mu$  bedeutende Werte annimmt, ist dagegen die Richtkraft in die Augen fallend.

Man nennt einen Körper gleichmäßig magnetisiert, wenn die Induktionslinien in ihm gerade und parallel zueinander verlaufen und gleichen Abstand voneinander haben. Dieser Fall tritt ein, wenn sich der Körper in einem gleichförmigen magnetischen Felde befindet, und wenn er entweder ein Ellipsoid oder ein unendlich langer Stab ist, deren Längsachsen in die Richtung der Kraftlinien fallen.

Die Zahl der Induktionslinien  $\mathfrak{B}$  auf 1 qcm eines gleichförmigen magnetisierten Körpers setzt sich zusammen aus der Zahl der Kraftlinien  $\mathfrak{H}$ , die vom äußeren



magnetischen Feld herrühren, und der Zahl  $4\pi\mathfrak{J}$  der Induktionslinien, die infolge der magnetischen Induktion im Körper entstanden sind. Es ist also:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{H} + 4\pi\mathfrak{J} \dots \dots \dots (3)$$

$\mathfrak{J}$  nennt man die Stärke oder Intensität der Magnetisierung, zuweilen auch den spezifischen Magnetismus. Sie ist gleich  $\frac{ml}{v}$ , worin  $m$  die Polstärke eines Poles des magnetisierten Körpers,  $l$  die Entfernung der beiden Pole,  $v$  das Volumen des magnetisierten Körpers ist. Da man das Produkt  $ml = M$  auch das Moment des magnetisierten Körpers nennt, so ist  $\mathfrak{J} = \frac{M}{v}$ , also das auf die Raumeinheit bezogene magnetische Moment des magnetisierten Körpers.  $\mathfrak{J}$  hat dieselben Dimensionen, wie die Feldstärke und die Induktion, nämlich  $\text{g}^{1/2} \cdot \text{cm}^{-1/2} \cdot \text{sek}^{-1}$ .

Das Verhältnis  $\kappa = \frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{H}}$  hat den Namen Aufnahmefähigkeit oder Suszeptibilität erhalten. Zwischen  $\kappa$  und  $\mu$  ergibt sich aus Gl. 2 und 3 folgende Beziehung:

$$\begin{aligned} \mu \cdot \mathfrak{H} &= \mathfrak{H} + 4\pi\mathfrak{J} = \mathfrak{H} + 4\pi \cdot \kappa \mathfrak{H} \\ \mu &= 1 + 4\pi \cdot \kappa \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

Für Stoffe, deren Durchlässigkeit  $\mu = 1$  ist (Luft, Luftleere), ist  $\kappa = 0$ . Für diamagnetische Stoffe wird  $\kappa$  negativ, für alle anderen Stoffe ist es positiv. Für dia- und paramagnetische Stoffe ist  $\kappa$  eine sehr kleine Zahl, so daß  $\mu$  von 1 wenig verschieden ist. Ferromagnetische Stoffe haben sehr große positive Werte von  $\kappa$  und demnach auch von  $\mu$ .

Zuweilen bezieht man die Stärke der Magnetisierung statt auf die Raumeinheit auf die Einheit der Masse, so daß  $\mathfrak{J}' = \frac{M}{v \cdot s}$  wird, worin  $s$  das spezifische Gewicht des magnetisierten Körpers bedeutet. Danach ergibt sich:

$$\mathfrak{J}' = \frac{\mathfrak{J}}{s} \dots \dots \dots (5)$$

Ebenso wird zuweilen die magnetische Aufnahmefähigkeit statt auf die Raumeinheit auf die Masseneinheit bezogen. Diese Größe  $\kappa'$  ist dann

$$\kappa' = \frac{\kappa}{s} \dots \dots \dots (6)$$

**385.** Messung der Beziehung zwischen  $\mathfrak{B}$  und  $\mathfrak{H}$  bei ferromagnetischen Stoffen. Es ist hier nicht beabsichtigt, die verschiedenen Arten dieser Messung zu besprechen. Hierüber muß man sich in der Sonderliteratur über diesen Gegenstand Rat holen (z. B.  $L_s 2$  und  $3$ ). Hier soll nur ein Meßverfahren gestreift werden in der Hoffnung, daß durch die Angaben hierüber die Begriffe über Magnetismus etwas mehr ins Greifbare rücken. Die Meßvorrichtung ist schematisch in Abb. 469 angedeutet.

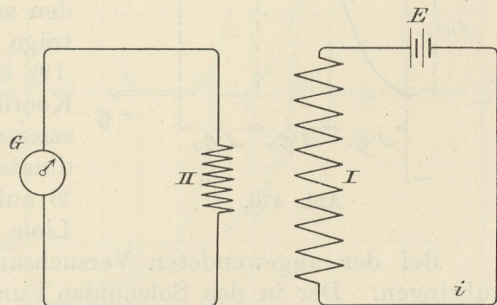


Abb. 469.

In der Abbildung sind die beiden Drahtspiralen I und II im Interesse der Übersichtlichkeit nebeneinander gezeichnet. In Wirklichkeit liegen sie konzentrisch ineinander, und der nicht gezeichnete, zu magnetisierende Stab liegt in der gemeinschaftlichen Achse. Die Spirale (Solenoid) I erzeugt in der Richtung ihrer



Achse ein angenähert gleichförmiges magnetisches Feld von der Größe  $\mathfrak{H} = \frac{4\pi n}{l} i$  (Gl. 1).

Die Stromstärke  $i$  wird im Stromkreis des Solenoides I durch eine Stromquelle  $E$  erzeugt und kann durch Ein- und Ausschalten von Widerständen um bestimmte Beträge  $\Delta i$  geändert werden. Der in der Achse des Solenoides befindliche Eisenstab wird magnetisiert, sobald Strom durch das Solenoid geht. Durch Änderung der Stromstärke um einen Betrag  $\Delta i$  kann man das magnetische Feld im Innern der Spule I um einen entsprechenden Betrag  $\Delta \mathfrak{H}$  ändern, der wiederum eine Änderung der magnetischen Induktion des Eisenstabes um den Betrag  $\Delta \mathfrak{B}$  nach sich zieht.

Der magnetisierte Stab kann nun seinerseits bei Änderung seiner magnetischen Induktion um  $\Delta \mathfrak{B}$  in einem ihn umgebenden Solenoid II eine bestimmte Elektrizitätsmenge  $\Delta Q$  erzeugen, und zwar im Betrag von

$$\Delta Q = \frac{n_s \cdot q}{w_s} \cdot \Delta \mathfrak{B} \dots \dots \dots (7)$$

worin  $n_s$  die Zahl der Windungen der den magnetisierten Stab umgebenden Spule II,  $w_s$  der gesamte elektrische Leitwiderstand im Stromkreis dieser Spule (Widerstand in der Spule selbst plus Widerstand im Schließungskreis der Spule II),  $q$  der Querschnitt des magnetisierten Stabes ist.

Diese Elektrizitätsmenge  $\Delta Q$  kann mit Hilfe eines ballistischen Galvanometers  $G$  gemessen werden, das in den Stromkreis der Spule II eingeschaltet wird. Sobald die Induktion des Eisenstabes um  $\Delta \mathfrak{B}$  geändert wird, schlägt das Galvanometer um einen bestimmten Winkel  $\varphi$  aus, der proportional der im Stromkreis der Spule II erzeugten Elektrizitätsmenge  $\Delta Q$  ist. Aus dem Winkel  $\varphi$  und der durch Eichung festgestellten Konstanten des Galvanometers ergibt sich dann  $\Delta Q$ . Mit Hilfe dieser Größe und der Gl. 7 kann man dann  $\Delta \mathfrak{B}$  berechnen. Im Stromkreis I liest man mittels eines Strommessers die der Änderung der Induktion um  $\Delta \mathfrak{B}$  entsprechende Änderung  $\Delta i$  der Stromstärke ab und berechnet damit nach Gl. 1 die Änderung der magnetischen Feldstärke  $\Delta \mathfrak{H}$ .

In der angegebenen Weise kann man die zu den stufenweisen Änderungen von  $\mathfrak{H}$  um die Beträge  $\Delta \mathfrak{H}$  gehörigen Änderungen der Induktion  $\Delta \mathfrak{B}$  ermitteln und die erhaltenen Werte in ein Koordinatensystem eintragen, indem man die Abszissen proportional der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  und die Ordinaten proportional der magnetischen Induktion  $\mathfrak{B}$  aufzeichnet, wie in Abb. 470. Die erhaltene Linie heißt Magnetisierungs- oder  $\mathfrak{H}$ ,  $\mathfrak{B}$ -Linie.

Bei der angewendeten Versuchsanordnung ist noch eine Verbesserung anzubringen. Der in den Solenoiden I und II befindliche Eisenstab, dessen Magnetisierungslinie (Abb. 470) ermittelt werden soll, beeinflusst durch seine Magnetisierung das Feld  $\mathfrak{H}$ . Er schiebt von seinen Polen ein eigenes Kraftfeld aus, das dem Feld  $\mathfrak{H}$  entgegengesetzt gerichtet ist und dieses demnach schwächt. Die eigentliche, die Induktion erzeugende Feldstärke ist dann

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi n}{l} i - N \cdot \mathfrak{J}.$$

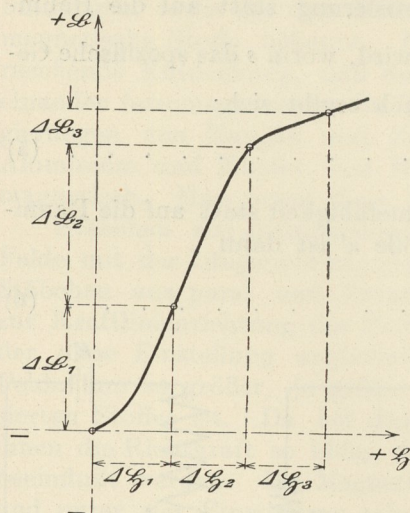


Abb. 470.



$N$  ist der sogenannte Entmagnetisierungsfaktor, über dessen Größe man sich durch Rechnung oder durch den Versuch unterrichten muß. Er wird immer kleiner, je länger der Stab gegenüber seinem Durchmesser wird. Ist beispielsweise das Verhältnis  $m$  der Länge des Stabes zu seinem Durchmesser gleich 5, so ist  $N$  0,68, bei  $m=300$  ist  $N$  dagegen auf den sehr kleinen Wert von 0,00075 gesunken (nach Riborg Mann, *L<sub>s</sub> 6*).

Für genaue Messungen wird das Eisen, dessen Magnetisierungslinie zu ermitteln ist, nicht in Form eines Stabes, sondern in Form eines geschlossenen Ringes angewendet, über den dann die beiden Solenoide I und II gewickelt werden. Der Ring hat keine Pole und kann somit auch keine feldschwächende Wirkung ausüben.

**386. Magnetischer Kreisvorgang.** Während bei dia- und paramagnetischen Stoffen  $\mu$  unabhängig von  $\mathfrak{H}$  ist, und sonach die Linie, welche  $\mathfrak{B}$  in Abhängigkeit von  $\mathfrak{H}$  darstellt (die  $\mathfrak{H}$ ,  $\mathfrak{B}$ -Linie), eine Gerade  $\mathfrak{B} = \mu \cdot \mathfrak{H}$  ist, wird bei ferromagnetischen Stoffen  $\mu$  abhängig von der Feldstärke  $\mathfrak{H}$ , so daß die  $\mathfrak{H}$ ,  $\mathfrak{B}$ -Linie im allgemeinen eine gekrümmte Linie ist. Sie steigt bei Eisen mit wachsendem  $\mathfrak{H}$  sehr rasch an, und der Wert von  $\mu$  erreicht außerordentlich große Werte (bis 3000 und mehr). Bei noch weiter steigender Feldstärke wird  $\mu$  wieder kleiner, die Linie für  $\mathfrak{B}$  wird wieder flacher und bei sehr großen Feldstärken eine gerade Linie, deren Gleichung

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{H} + 4\pi\mathfrak{J}_0 = \mathfrak{H} + \text{Konst.}$$

wird. Die Stärke der Magnetisierung  $\mathfrak{J}$  ist unveränderlich gleich  $\mathfrak{J}_0$  geworden, und man sagt, daß das Eisen magnetisch gesättigt sei.

Die Feldstärke, bei der das Eisen gesättigt wird, ist je nach seiner Art verschieden. Sie beträgt für kohlenstoffarmes Eisen etwa 2000, für kohlenstoffreichere Eisensorten bis zu 10000 CGS-Einheiten oder Gauß.

Die unveränderlich gewordene Stärke der Magnetisierung für den Zustand der magnetischen Sättigung soll mit  $\mathfrak{J}_0$  bezeichnet werden.

Die magnetische Durchlässigkeit  $\mu$  hängt nun bei ferromagnetischen Stoffen nicht nur von der Größe der jeweiligen Feldstärke  $\mathfrak{H}$  ab, sondern sie ist auch noch veränderlich je nach den Werten, die die Feldstärke vorher gehabt hat, also von der magnetischen Vorbehandlung des Metalls. Für denselben Wert von  $\mathfrak{H}$  kann  $\mathfrak{B}$  verschiedene Werte haben, je nachdem ob die Feldstärke vorher größer oder kleiner war, je nachdem ob man sich dem Wert  $\mathfrak{H}$  von oben oder von unten nähert.

Geht man von dem unmagnetischen Zustand des Eisens und von der Feldstärke Null aus, so nennt man die gewonnene  $\mathfrak{H}$ ,  $\mathfrak{B}$ -Linie die jungfräuliche Linie oder die Nullkurve. Sie ist in Abb. 471 gestrichelt und mit  $AB$  bezeichnet. Läßt man die Feldstärke von dem positiven, dem Punkte  $B$  entsprechenden Werte  $AE$  allmählich abnehmen, durch Null hindurch (durch Umschalten des magnetisierenden Stromes in der Spule I) auf den gleichgroßen, aber entgegengesetzten Wert  $AF$  anwachsen und kehrt dann allmählich wieder auf

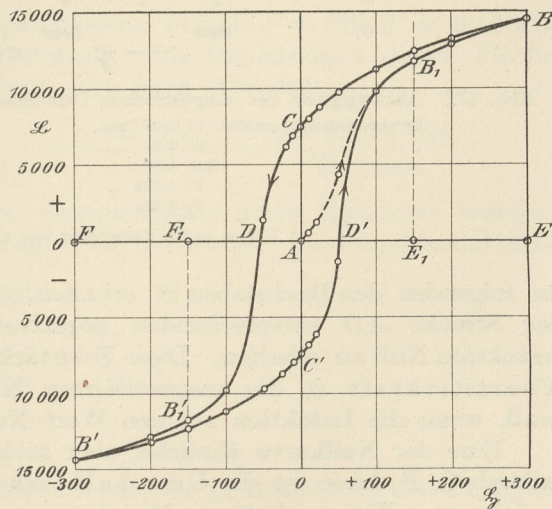


Abb. 471.  $\mathfrak{H}$ ,  $\mathfrak{B}$ -Linie eines gehärteten Stahles mit 0,99 % Kohlenstoff. (Nach Gumlich.)



den Anfangswert  $AE$  zurück, so hat man einen magnetischen Kreisvorgang durchgeführt. Die zugehörigen Werte von  $\mathfrak{B}$  fallen dann in die in Abb. 471 dargestellte Kurvenschleife  $BCDB'C'D'B$ , die man Hysteresisschleife nennt. Falls, wie oben angenommen,  $AE = AF$ , so ist auch  $AC = AC'$  und  $AD' = AD$ , die Schleife ist also symmetrisch.

Wie Abb. 471 zeigt, hat nach Abnahme der Feldstärke von  $AE$  auf Null die Induktion noch den Betrag  $AC$ , den man als zurückbleibenden Magnetismus, als remanenten Magnetismus oder kurz als Remanenz bezeichnet. Er soll

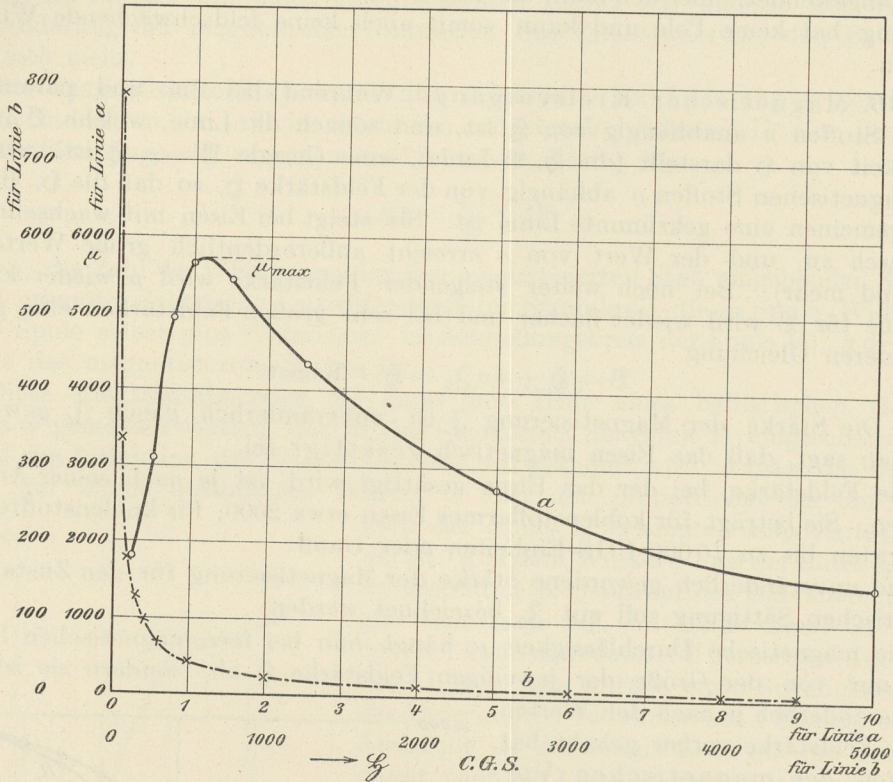


Abb. 472. Abhängigkeit der magnetischen Durchlässigkeit von der Feldstärke. (Nach Gumlich.)

Dynamofußisen gegläht: C: 0,08 Proz.  $\mathfrak{B}_r$ : 10250  
 Si: 0,03 „  $\mathfrak{B}_c$ : 0,88<sub>5</sub>  
 Mn: 0,38 „  $\mu_{max}$ : 5700  
 P: 0,029 „  $\eta$ : 0,00110  
 S: 0,024 „  $\mathfrak{B}_0$ : 1700.

Linie b ist die Fortsetzung von a für größere Feldstärken

im folgenden den Buchstaben  $\mathfrak{B}_r$  erhalten. Man muß die Feldstärke erst auf den der Strecke  $AD$  entsprechenden negativen Betrag abnehmen lassen, um die Induktion Null zu erhalten. Diese Feldstärke  $AD$  nennt man die Rückhalts- oder Koerzitivkraft  $\mathfrak{H}_c$  des magnetisierten Körpers, die erst überwunden werden muß, wenn die Induktion auf den Wert Null heruntergedrückt werden soll.

Eine der Nullkurve ähnliche, aber nicht notwendigerweise mit ihr zusammenfallende  $\mathfrak{H}$ ,  $\mathfrak{B}$ -Linie ist die Umschalt- oder Kommutierungskurve. Sie wird in folgender Weise erhalten. Man beginnt beim unmagnetischen Zustand des zu prüfenden Stoffes und steigt bis zu einem gewissen Werte  $\mathfrak{B}$  auf. Bevor man jedoch die Induktion beobachtet, wechselt man einige Male die Feldrichtung durch Umschalten des Stromes im Kreis der Spule I (Abb. 469). Erst der alsdann zu einem bestimmten Wert von  $\mathfrak{H}$  gehörige Wert  $\mathfrak{B}$  wird aufgezeichnet. Dann



geht man zu einem weiteren Wert der Induktion, indem man auch hier wieder die Feldrichtung wechselt usw.

Die zur jeweiligen Feldstärke  $\mathfrak{H}$  gehörige Durchlässigkeit  $\mu$  wird aus der Nullkurve abgeleitet. Abb. 472 gibt ein Beispiel für die Abhängigkeit der Zahl  $\mu$  von der Feldstärke  $\mathfrak{H}$ . Sie bezieht sich auf ein geglühtes Dynamoflußeisen von der der Abbildung beigeschriebenen Zusammensetzung (nach Gumlich,  $L_8 8$ ). Die Linie  $a$  gibt den Verlauf für schwache Felder von 0 bis 10 CGS. Die Linie  $b$  bildet in verändertem Maßstab die Fortsetzung der Linie  $a$  für größere Feldstärken. Die Durchlässigkeit steigt mit wachsendem Feld sehr rasch an, erreicht bei  $\mathfrak{H} = 1,2$  den Höchstwert  $\mu_{max} = 5700$  und fällt dann wieder ab bis auf sehr kleine Werte.

Für nicht abgeschreckte Eisensorten einschließlich der mit Silizium bis zu 4% legierten Eisensorten besteht nach Gumlich und Schmidt ( $L_8 7$ ) zwischen  $\mu_{max}$ , dem zurückbleibenden Magnetismus  $\mathfrak{B}_r$  und der Rückhaltskraft  $\mathfrak{H}_c$  mit genügender Annäherung die Beziehung:

$$\mu_{max} = 0,49 \cdot \frac{\mathfrak{B}_r}{\mathfrak{H}_c}.$$

Bei dem in Abb. 472 gegebenen Beispiel berechnet sich  $\mu_{max}$  nach dieser Formel zu  $0,49 \cdot \frac{10250}{0,88_5} = 5660$ , statt des durch den Versuch gefundenen Wertes 5700.

**387. Magnetische Hysteresis.** Die Hysteresisschleife (Abb. 471) läßt erkennen, daß in den ferromagnetischen Stoffen das Bestreben vorhanden ist, einen einmal erlangten magnetischen Zustand festzuhalten. Die Induktion bleibt hinter der Einwirkung des magnetischen Feldes zurück. Man nennt dies die magnetische Hysteresis. Sie kann als Widerstand aufgefaßt werden, der dem erregenden Felde entgegengesetzt wird. Zur Überwindung dieses Widerstandes ist Energie erforderlich, die für den eigentlichen Magnetisierungsvorgang verloren geht. Sie wird in Wärme umgesetzt, die in dem magnetisierten Körper auftritt. Diese Wirkung macht sich z. B. in Transformatoren geltend, deren Eisenkörper schnell wechselnden magnetischen Kreisvorgängen ausgesetzt werden.

Die von der Hysteresisschleife eingeschlossene Fläche  $F = \int \mathfrak{B} d\mathfrak{H}$  ist ein Maßstab für den Energieumsatz durch Hysteresis. Die Dimensionen dieser Fläche sind  $\text{Dim}(F) = (\text{Feldstärke}) \times (\text{Induktion})$ , also nach Abs. 383

$$(\text{g}^{1/2} \text{cm}^{-1/2} \text{sek}^{-1})^2 = \text{g} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sek}^{-2} = \frac{\text{g} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sek}^{-2}}{\text{cm}^3} = \frac{\text{Arbeit in Erg}}{\text{Volumen}}.$$

Die Fläche  $F$  ist also proportional dem Energieumsatz durch Hysteresis bezogen auf die Raumeinheit (Erg auf 1 ccm) des magnetisierten Stoffes. Der Proportionalitätsfaktor ist  $\frac{1}{4\pi}$ , so daß die Beziehung gilt

$$E = \frac{1}{4\pi} F = \frac{1}{4\pi} \int_{-\mathfrak{H}}^{+\mathfrak{H}} \mathfrak{B} d\mathfrak{H}. \quad \dots \dots \dots (8)$$

Einheit: Erg/ccm.

Die Fläche  $F$  kann leicht mittels Planimeter aus der  $\mathfrak{H}$ ,  $\mathfrak{B}$ -Linie für einen magnetischen Kreisvorgang (vgl. z. B. Abb. 471) ermittelt werden, und daraus ergibt sich  $E$ .

Finden in der Sekunde  $n$  magnetische Kreisvorgänge (Zyklen) statt, so ist der Energieverlust in 1 Sekunde  $n \cdot E$  Erg/sek·ccm oder  $n \cdot E \cdot 10^{-7}$  Watt auf 1 ccm Eisen.



Zum Vergleich des Energieumsatzes  $E$  verschiedener Eisensorten wird in der Regel die Steinmetzzahl  $\eta$  ( $L_8$  13) verwendet, die sich aus der Gleichung

$$E = \eta \cdot \mathfrak{B}_{max}^{1,6} \dots \dots \dots (9)$$

ergibt. Die Fläche  $F$  innerhalb der Schleife (Abb. 471) hat verschieden große Werte, je nachdem zwischen welchen Grenzen  $AE$  und  $AF$  der Feldstärke man den Kreisvorgang durchführt. Würde man im Falle der Abb. 471 die Feldstärke nur innerhalb der Grenzen  $AE_1$  und  $AF_1$  verändert haben, so würde die Schleifenfläche  $F$  kleiner geworden sein. Den kleineren Grenzen der Feldstärke würden auch kleinere Grenzen der höchsterreichten Induktion  $\mathfrak{B}_{max}$  entsprochen haben, und zwar  $E_1 B_1$  und  $F_1 B_1'$  anstatt  $EB$  und  $FB'$ . Nach Steinmetz ist nun der Energieumsatz  $E$  bei verschiedenen Werten von  $\mathfrak{B}_{max}$  nahezu proportional der 1,6ten Potenz von  $\mathfrak{B}_{max}$ . Er würde also bei  $\mathfrak{B}_{max} = EB$  den Wert  $\eta \cdot \overline{EB}^{1,6}$  und bei  $\mathfrak{B}_{max} = E_1 B_1$  den Wert  $\eta \cdot \overline{E_1 B_1}^{1,6}$  annehmen.

Die Gl. 9 gilt mit genügender Annäherung nur dann, wenn  $\mathfrak{B}_{max}$  in der Nähe der Sättigung des magnetisierten Eisens liegt. Benutzt man dagegen einen von der Sättigung noch sehr weit entfernten Wert von  $\mathfrak{B}_{max}$  und berechnet aus ihm und der gemessenen Fläche  $F$  die Zahl  $\eta$ , so ist die letztere nicht mehr mit genügender Annäherung als Vergleichsmaßstab für den Energieumsatz verschiedener Materialien zu benutzen (Ebeling und Schmidt,  $L_8$  14; 15).

## B. Einige Zahlenwerte für die magnetischen Eigenschaften technischer Eisen- und Stahlsorten. Beziehungen zwischen den einzelnen magnetischen Eigenschaften.

388. a) Für Teile von elektrischen Maschinen, die wechselnden magnetischen Feldern ausgesetzt sind (Anker der Dynamos, Transformatorkerne usw.), muß das Maß der Energievergeudung  $E$  durch Hysterisis möglichst klein sein. Bei den zu Feldmagneten verwendeten Materialien ist diese Größe  $E$  von geringerer Bedeutung. Hier verlangt man namentlich hohe magnetische Durchlässigkeit  $\mu$ .

Außer der Energievergeudung durch magnetische Hysterisis tritt bei den Transformatorkernen und Dynamoankern noch Energievergeudung durch Wirbelströme auf. Man nennt den gesamten bei abwechselnder Magnetisierung im Eisen auftretenden Verlust, der sich aus Hysterisis- und Wirbelstromverlust zusammensetzt, den Eisenverlust. Der Wirbelstromverlust kann dadurch verkleinert werden, daß man das Eisen möglichst weitgehend unterteilt, indem man es aus lauter dünnen Blechen zusammenbaut, oder dadurch, daß man ein Eisen mit möglichst hohem elektrischen Leitwiderstand wählt.

Das erstere Mittel hat seine Grenzen, weil für den Eisenkern um so mehr Bleche erforderlich sind, je dünner diese werden. Bei gleichem geometrischen Querschnitt des Eisens ist aber der wirksame magnetische Querschnitt des Eisens um so kleiner, je dünner die Bleche sind. Man hat deswegen vielfach den zweiten Weg betreten und durch Legieren des Eisens mit besonderen Stoffen (Silizium, Aluminium usw.) den elektrischen Leitwiderstand erhöht. Man spricht dann von sogenannten legierten Blechen (z. B. Legierungen mit etwa 0,1% Kohlenstoff und 2 bis 4% Silizium). ( $L_8$  16.)

b) An das Material für Dauermagnete (permanente Magnete) stellt man gerade die entgegengesetzten Forderungen, wie an die unter a) aufgeführten Baustoffe. Während die letzteren der Änderung der Magnetisierung möglichst sofort und ohne erhebliche Verluste folgen sollen, verlangt man von Materialien



für Dauermagnete, daß sie der Änderung der in ihnen einmal erzeugten magnetischen Induktion möglichst großen Widerstand entgegensetzen. Sie sollen nach Aufhören des sie in den magnetischen Zustand versetzenden Feldes möglichst viel Magnetismus zurückbehalten, also mit anderen Worten großen zurückbleibenden Magnetismus  $\mathfrak{B}_r$  haben, und vor allen Dingen der Veränderung dieses zurückbleibenden Magnetismus mit der Zeit (Altern) infolge der Einwirkung äußerer magnetischer Felder, z. B. des Erdfeldes, infolge von Erschütterungen und Temperatureinflüssen möglichst großen Widerstand entgegensetzen, was mit anderen Worten möglichst große Rückhaltskraft  $\mathfrak{H}_c$  voraussetzt. Diese Anforderungen bedingen eine große Fläche zwischen der Hysteresisschleife.

Je nachdem, ob die magnetischen Materialien den unter a) oder den unter b) genannten Bedingungen entsprechen, nennt man sie magnetisch weich (a) oder magnetisch hart (b).

389. Die Schaubilder 473 bis 475 geben eine Übersicht über die gegenseitigen Beziehungen der verschiedenen magnetischen Eigenschaften bei Eisen und Eisenlegierungen. Zur Aufzeichnung der Schaubilder wurden die zahlreichen von Gumlich und Schmidt veröffentlichten Ergebnisse magnetischer Untersuchungen verwendet ( $L_s$  7 bis 12).

Die Ergebnisse sind in den Schaubildern nach der Größe der Steinmetzchen Zahl  $\eta$ , die als Abszisse verwendet wurde, geordnet. Mit wachsenden Abszissen wächst also die Energievergeudung  $E$  durch Hysterisis.

Aus Abb. 471 ist ohne weiteres erkennbar, daß die Rückhaltskraft  $\mathfrak{H}_c = AD$  von wesentlichem Einfluß auf die Größe der von der Hysteresisschleife eingeschlossenen Fläche, also auf die Energievergeudung  $E$  durch Hysterisis sein muß. Dies findet sich durch Abb. 473 bestätigt, in der zu den Werten von  $\eta$  als Abszissen die Werte von  $\mathfrak{H}_c$  als Ordinaten eingetragen sind.

Mit steigenden Werten von  $\mathfrak{H}_c$  wächst die Energievergeudung durch Hysterisis und umgekehrt.

Die einzelnen in Abb. 473 eingetragenen Versuchswerte sind durch Kreise angedeutet, und zwar bedeuten nicht ausgefüllte Kreise schmiedbare Eisenlegierungen (gewalzte Eisensorten, Dynamobleche, Flußeisen- und Stahlformgüsse, auch kohlenstoffarme Eisenlegierungen<sup>1)</sup> mit Siliziumzusätzen bis zu 4 $\frac{0}{0}$ ), die

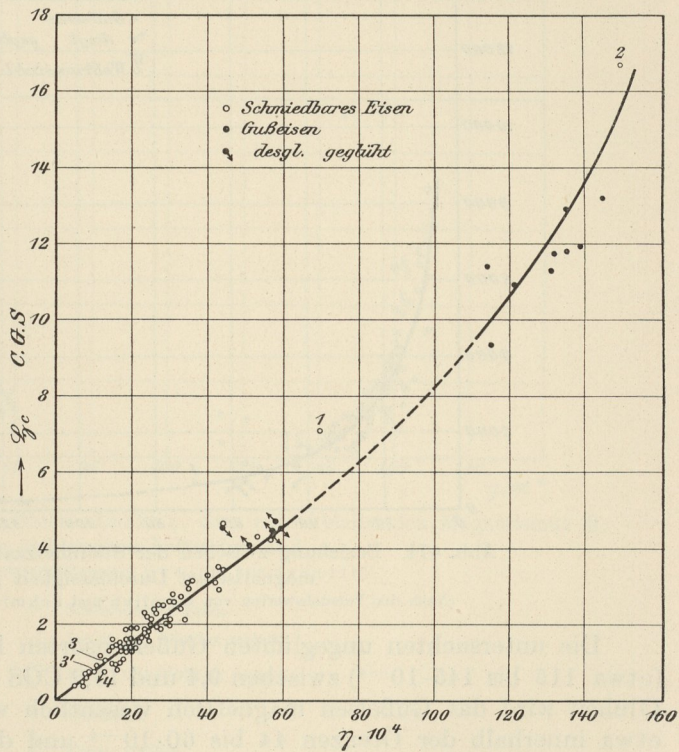


Abb. 473. Beziehung zwischen der Steinmetzzahl und der Rückhaltskraft.  
(Nach den Versuchswerten von Gumlich und Schmidt zusammengestellt.)  
 $\mathfrak{H}_{max}$  etwa 150.

1) Nicht ausgefüllter Kreis mit Pfeil in Abb. 473 bis 475.



ausgefüllten Kreise bedeuten Gußeisen, die ausgefüllten und mit Pfeil versehenen Kreise geglühtes Gußeisen. Die Versuchswerte reihen sich sämtlich ziemlich gut längs der gezeichneten Ausgleichsline ein. Ein und dieselbe Ausgleichsline gilt für alle die soeben angeführten Eisensorten. Bis zu Werten von  $\eta = 60 \cdot 10^{-4}$  und  $\xi_c = 4,5$  ist die Ausgleichsline eine Gerade, von da ab wächst  $\xi_c$  schneller als dem geradlinigen Verlauf entspricht.

Die magnetisch weichsten Eisensorten mit  $\xi_c$  zwischen etwa 0,3 und 1,6 haben  $\eta$  unterhalb etwa  $15 \cdot 10^{-4}$ , was bei  $\mathcal{B}_{max} = 18000$  CGS einem Hysterisverlust  $E$  kleiner als 10000 Erg/cm entspricht. An diese magnetisch weichsten Stoffe schließen sich die magnetisch weichen Stahlgußsorten an mit  $\eta$  bis zu etwa  $25 \cdot 10^{-4}$ , also  $E$  bis zu etwa 16000 Erg/cm, und mit zugehörigen Werten von  $\xi_c$  innerhalb der Grenzen von etwa 1,6 bis 2,3 CGS.

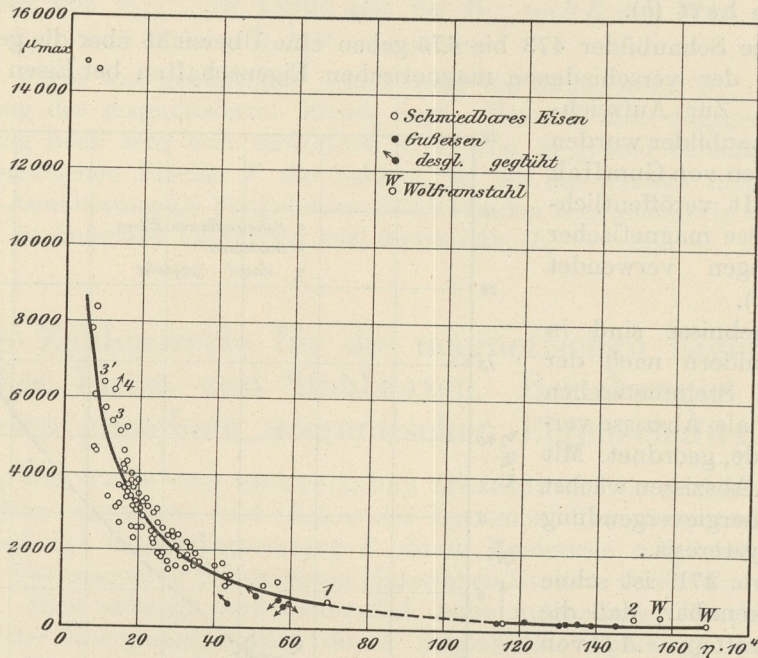


Abb. 474. Beziehung zwischen der Steinmetzzahl  $\eta$  und der größten magnetischen Durchlässigkeit  $\mu_{max}$ .

(Nach den Versuchswerten von Gumlich und Schmidt zusammengestellt.)

Die untersuchten ungeglühten Gußeisensorten haben bei hohen Werten von  $\eta$  (etwa 115 bis  $145 \cdot 10^{-4}$ ) zwischen 9,4 und 13,2 CGS liegende Werte von  $\xi_c$ . Durch Glühen wird das Gußeisen magnetisch wesentlich weicher. Die Zahl  $\eta$  liegt dann etwa innerhalb der Grenzen 44 bis  $60 \cdot 10^{-4}$  und die Rückhaltskraft  $\xi_c$  sinkt auf 4 bis 4,7 CGS.

Der Kreis 2 mit der Abszisse  $\eta = 150 \cdot 10^{-4}$  und der Ordinate 16,7 entspricht einem Stahl Nr. 2 mit etwa 1% Kohlenstoff (0,1% Si, 0,4% Mn, 0,04% P und 0,07% S). Der Kreis 1 mit der Abszisse  $70 \cdot 10^{-4}$  und der Ordinate 7,1 gibt die Eigenschaften eines Stahles Nr. 1 mit 0,56% Kohlenstoff (bei 0,18% Si, 0,29% Mn, 0,076% P und 0,035% S) wieder. Die mit 3 und 3' bezeichneten Punkte der Abb. 473 entsprechen einem schwedischen Holzkohleneisenblech, und zwar 3 ungeglüht, 3' geglüht. Seine chemische Zusammensetzung ist: C: 0,03; Si: 0,006; Mn: 0,03; P: 0,099; S: 0,002%. Aus der Lage der Punkte 1, 2 und 3 in Abb. 473 folgt:

Durch den steigenden Kohlenstoffgehalt wird sowohl  $\eta$  als auch  $\xi_c$  gesteigert, das Material wird also magnetisch härter.



Abb. 474 erläutert die Beziehung zwischen der Steinmetzschen Zahl  $\eta$  und dem Höchstwert der magnetischen Durchlässigkeit  $\mu_{max}$  (vgl. auch Abb. 472). Die Ausgleichsline hat hyperbelähnlichen Verlauf.

Mit zunehmendem  $\eta$ , also mit steigendem Energieverlust durch Hysterisis, nimmt  $\mu_{max}$  im allgemeinen ab und nähert sich asymptotisch einem in der Nähe von 100 gelegenen Werte.

Der Ausgleichsline schmiegen sich mit genügender Genauigkeit außer den schmiedbaren Eisensorten auch die Gußeisensorten (geglüht und ungeglüht) an.

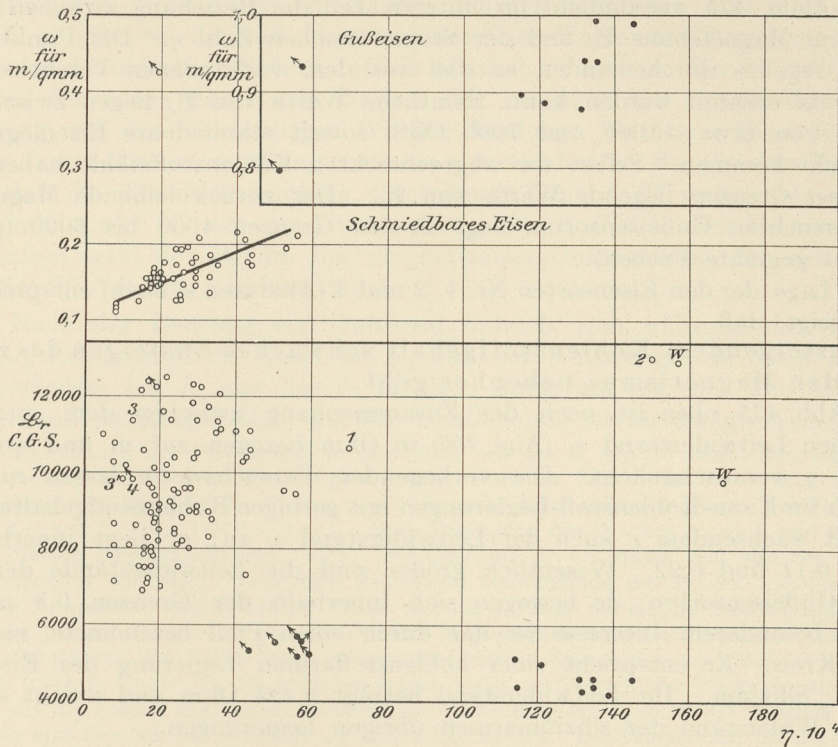


Abb. 475. Beziehung zwischen der Steinmetzzahl  $\eta$ , dem zurückbleibenden Magnetismus  $\mathfrak{B}$ , und dem elektrischen Leitwiderstand  $\omega$ . (Nach den Versuchswerten von Gumlich und Schmidt.)

- Schmiedbares Eisen.
- ⊗ Desgl. mit Silizium legiert.
- Ⓜ Desgl. mit Wolfram legiert.
- Gußeisen.
- ⊗ Desgl. gegläht.

Die den beiden hochgekohlten Stählen Nr. 1 und 2 entsprechenden Kreise liegen ebenfalls in genügender Nähe der Ausgleichsline. Nach dem Abschrecken wird der Hysterisisverlust solcher Stähle sehr groß.  $\eta$  wächst bei Stahl Nr. 1 auf  $270 \cdot 10^{-4}$  und für Nr. 2 auf  $337 \cdot 10^{-4}$ . Die zugehörigen Werte von  $\mu_{max}$  sind bzw. 170 und 110. Die entsprechenden Punkte würden sonach auf der Verlängerung der Schaulinie in Abb. 474 liegen.

Die Lage der Punkte 1, 2 und 3 zeigt dabei, daß mit steigendem Gehalt an Kohlenstoff die magnetische Durchlässigkeit der Eisen-Kohlenstoff-Legierungen abnimmt.

Die oben aufgestellte Beziehung, daß mit steigender Hysterisis  $\mu_{max}$  abnimmt, ist nicht als strenges Gesetz aufzufassen. Die Abb. 474 läßt z. B. erkennen, daß



die Punkte sich z. T. ziemlich beträchtlich von der Ausgleichslinie entfernen, so daß es nicht schwer fällt, Materialien aus der Zusammenstellung herauszufinden, die im Gegensatz zu dieser Regel trotz hoher Zahl  $\eta$  größeres  $\mu_{max}$  haben, als andere Stoffe mit geringerer Steinmetzscher Zahl  $\eta$ .

Daraus folgt, daß ein Material bezüglich seines magnetischen Verhaltens nicht etwa durch die Zahl  $\eta$  allein gekennzeichnet wird, sondern daß zu seiner genauen Kenntnis die ganze  $\xi$ ,  $\mathfrak{B}$ -Linie erforderlich ist, aus der sich ja die Werte für  $\eta$ ,  $\xi_c$ ,  $\mathfrak{B}_r$ ,  $\mu_{max}$  ergeben.

Schaubild 475 versinnlicht im unteren Teil die Beziehung zwischen zurückbleibendem Magnetismus  $\mathfrak{B}_r$  und der Steinmetzschers Zahl  $\eta$ . Die Punkte liegen ziemlich regellos durcheinander, so daß aus dem vorhandenen Versuchsmaterial kein Gesetz erkannt werden kann. Sämtliche Werte von  $\mathfrak{B}_r$  liegen zwischen den Grenzen von etwa 13000 und 7000 CGS, soweit schmiedbare Eisenlegierungen in Betracht kommen. Selbst die abgeschreckten Kohlenstoffstähle haben innerhalb dieser Grenzen liegende Werte von  $\mathfrak{B}_r$ . Der zurückbleibende Magnetismus der untersuchten Gußeisensorten liegt in den Grenzen 4000 bis 6000 (geglühte und nicht geglühte Proben).

Die Lage der den Eisensorten Nr. 1, 2 und 3 (Analysen s. oben) entsprechenden Punkte zeigt, daß

mit steigendem Kohlenstoffgehalt schwaches Ansteigen des zurückbleibenden Magnetismus nebenher geht.

In Abb. 475 oben ist noch der Zusammenhang zwischen dem spezifischen elektrischen Leitwiderstand  $\omega$  (Abs. 400) in Ohm bezogen auf m und qmm und der Zahl  $\eta$  veranschaulicht. Die vorliegenden Versuchswerte lassen nur einen Schluß zu für Eisen-Kohlenstoff-Legierungen mit geringen Kohlenstoffgehalten. Hier steigt mit wachsendem  $\eta$  auch der Leitwiderstand  $\omega$  an; er liegt innerhalb der Grenzen 0,11 und 0,22. Wesentlich größer sind die Leitwiderstände der untersuchten Gußeisensorten; sie bewegen sich innerhalb der Grenzen 0,8 und 1,0.

Von besonderem Interesse ist der durch einen Pfeil bezeichnete, nicht ausgefüllte Kreis. Er entspricht einer kohlenstoffarmen Legierung des Eisens mit etwa 3% Silizium. Ihr Leitwiderstand beträgt 0,425 Ohm und weicht stark ab von dem Widerstand der siliziumarmen übrigen Legierungen.

Die Größen  $\eta$ ,  $\mu_{max}$ ,  $\xi_c$  und  $\mathfrak{B}_r$  haben bei den siliziumreichen Legierungen nahezu dieselben Werte, wie die siliziumarmen mit ungefähr gleichem Kohlenstoffgehalt, wie die Lage der mit Kreis und Pfeil und der Zahl 4 bezeichneten Punkte in den Abb. 473 bis 475 dartun. Daraus folgt, daß

Siliziumzusatz bis 4% die magnetischen Eigenschaften der kohlenstoffarmen schmiedbaren Eisensorten nicht verschlechtert. Durch den Siliziumzusatz wird aber die elektrische Leitfähigkeit stark verringert, wodurch der Energieverlust durch Wirbelströme kräftig vermindert wird.

Bleche aus Siliziumlegierung, sogenannte legierte Bleche, bilden demnach ein wertvolles Baumaterial für Transformatorkerne und Dynamoanker.

## C. Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Temperatur.

390. Bei den ferromagnetischen Stoffen gibt es ein Temperaturgrenzgebiet, oberhalb dessen sie sehr kleine Werte der magnetischen Durchlässigkeit  $\mu$  aufweisen und als paramagnetisch zu betrachten sind. Unterhalb dieses Grenzgebietes haben dagegen diese Stoffe hohe Werte von  $\mu$ , also die Eigenschaften der ferromagnetischen Körper. Man nennt dieses Grenzgebiet der Temperatur, das meist



nicht einer einzigen Temperatur, sondern einem größeren oder kleineren Temperaturbereich entspricht, die magnetische Umwandlungstemperatur.

Sehr kohlenstoffarmes Eisen ist z. B. oberhalb  $780\text{ C}^\circ$  paramagnetisch. Bei der Abkühlung setzt bei  $780\text{ C}^\circ$  unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes plötzlich starker Ferromagnetismus ein, der unterhalb  $780\text{ C}^\circ$  noch weiter anwächst. Die magnetische Umwandlung beginnt sonach bei  $780\text{ C}^\circ$ , setzt sich aber unterhalb dieser Temperatur fort. Der Beginn der magnetischen Umwandlung bei  $780\text{ C}^\circ$  während der Abkühlung ist mit Wärmeentbindung verknüpft, die sich mit Hilfe der  $z, t$ - und der  $\Delta z, t$ -Linien deutlich feststellen läßt (146 bis 161).

Abb. 48 gibt ein  $c, t$ -Bild, das dem der Eisen-Kohlenstoff-Legierungen ähnlich ist. Hier ist der Gehalt an Kohlenstoff als Abszisse zu denken. Der Punkt  $J_2 = 780\text{ C}^\circ$  entspricht für reines Eisen dem Beginn der magnetischen Umwandlung bei der Abkühlung und der gleichzeitigen Wärmetbindung. Tritt zum Eisen Kohlenstoff hinzu, so setzt die Umwandlung zunächst unverändert bei der gleichen Temperatur ein, so daß die diese Umwandlung darstellende Linie  $J_2 H''$  wagrecht verläuft bis zum Schnittpunkt  $H''$  mit der Umwandlungslinie  $J_1 H'' O''$ . Bei höheren Kohlenstoffgehalten setzt der Beginn der magnetischen Umwandlung bei den Punkten der Linie  $H'' O'' R$  ein. (84 und 85.)

a) Nach der Deutung von Osmond wandelt sich während der Abkühlung das reine, kohlenstofffreie Eisen bei  $J_1$  aus der  $\gamma$ -Allotropie in die  $\beta$ -Form und diese wiederum bei  $J_2$  aus der  $\beta$ - in die  $\alpha$ -Form um (84, 85). Die Allotropieen  $\gamma$  und  $\beta$  sind paramagnetisch, nur die  $\alpha$ -Allotropie ist ferromagnetisch.

Bei Anwendung der Phasenregel in der Form, wie sie in Abs. 28 besprochen wurde, müßte die Umwandlung bei  $J_2$  vom Freiheitsgrad 1 sein, denn die Zahl  $n$  der Stoffe ist 1 (der einzige Stoff ist Eisen) und die Zahl der Phasen  $r = 2$  ( $\beta$ - und  $\alpha$ -Eisen nebeneinander). Der Freiheitsgrad  $f$  ist dann  $f = n + 2 - r = 1 + 2 - 2 = 1$ . Nach Festlegung des Druckes  $p$  auf 1 wird die eine vorhandene Freiheit aufgebraucht und  $f = 0$ . Der Übergang  $\beta \rightarrow \alpha$  müßte sich also bei unveränderlicher Temperatur vollziehen. Erst nach vollendeter Umwandlung des ganzen  $\beta$ -Eisens in  $\alpha$ -Eisen könnte die Temperatur wieder sinken. Wenn nun die  $\alpha$ -Phase die einzige ferromagnetische ist, so müßte auch bei der Temperatur  $J_2 = 780\text{ C}^\circ$  der Magnetismus des Eisens von dem niederen Wert oberhalb  $780\text{ C}^\circ$  auf den hohen Wert steigen, der dem  $\alpha$ -Eisen zukommt. Wie aber die Schaulinien 476 (nach P. Curie,  $L_8$  17) erkennen lassen, steigt der Wert  $\mathfrak{S}'$  der Stärke der Magnetisierung (bezogen auf die Einheit der Masse) während der Abkühlung bei  $J_2 = 780\text{ C}^\circ$  plötzlich hoch<sup>1)</sup>, erreicht aber erst ziemlich tief unterhalb  $J_2$  seinen Höchstwert. Die Temperatur, bei der der Höchstwert von  $\mathfrak{S}'$  erreicht wird, sinkt mit steigender Feldstärke  $\mathfrak{H}$  und scheint bei sehr starken Feldern bis zu gewöhnlicher Temperatur herabgedrückt zu werden.

Dies deutet darauf hin, daß die magnetische Umwandlung  $\beta \rightarrow \alpha$  zwar bei der Temperatur  $J_2$  einsetzt, sich aber je nach der Stärke des Feldes  $\mathfrak{H}$  bis zu mehr oder weniger tiefen Temperaturen fortsetzt. Es müßten somit auch bis zu diesen Temperaturen herab noch gewisse Mengen  $\beta$ -Eisen neben dem neugebildeten  $\alpha$ -Eisen vorhanden sein. Die Umwandlung müßte sich allmählich vollziehen, entgegen der Anforderung der Phasenregel, nach der die Umwandlung bei einer Temperatur vollendet sein muß.

Der Widerspruch könnte dadurch behoben werden, daß man annimmt, die Umwandlung  $\beta \rightarrow \alpha$  leide an starker Verzögerung. Es gibt ja zahlreiche Umwandlungen in festen Körpern, die so träge verlaufen, daß man die oberhalb des Umwandlungspunktes beständige Phase unterhalb dieses Punktes längere Zeit im metastabilen Zustand erhalten kann, das endgültige Gleichgewicht stellt sich nur langsam ein (z. B. die Umwandlung von monoklinem Schwefel in rhombischen).

Wenn die Annahme bez. des trägen Verlaufs der Umwandlung berechtigt wäre, so müßte bei langsamer Abkühlung der Übergang  $\beta \rightarrow \alpha$  bei einer bestimmten unterhalb  $J_2$  gelegenen Temperatur weiter fortgeschritten sein, als bei rascherer Abkühlung. Je nach der Abkühlungsgeschwindigkeit müßte dann der bei einer bestimmten Temperatur  $t$  gebildete Betrag an ferromagnetischem  $\alpha$ -Eisen und mithin auch die Stärke des Magnetismus  $\mathfrak{S}'$  veränderlich sein. Bei genügend schneller Abkühlung von Temperaturen oberhalb  $J_2 = 780\text{ C}^\circ$  müßte wegen des voraus-

<sup>1)</sup> Im Schaubild liegt  $J_2$  bei etwa  $760\text{ C}^\circ$ ; nach neueren Messungen liegt der Punkt bei etwa  $780\text{ C}^\circ$ . Als Abszissen sind die Temperaturen verwendet, als Ordinaten die Stärke  $\mathfrak{S}'$  der Magnetisierung des Eisens unter der Einwirkung der den Linien beige-schriebenen Feldstärken  $\mathfrak{H}$  bei Abkühlung von Temperaturen über  $800\text{ C}^\circ$ .



gesetzten trägen Verlaufs der Umwandlung  $\beta \rightarrow \alpha$  die Bildung von ferromagnetischem  $\alpha$ -Eisen ganz unterdrückt werden können, so daß das Eisen auch bei gewöhnlicher Temperatur vorwiegend aus paramagnetischem Eisen aufgebaut wäre.

Hier gelangt man aber in einen Widerspruch mit dem Versuch. Es ist bisher noch nicht gelungen, selbst durch die schroffste Abschreckung sehr kohlenstoffarmes Eisen bei gewöhnlicher Temperatur paramagnetisch zu erhalten; es ist immer stark ferromagnetisch. Ja es übt sogar die Abkühlungsgeschwindigkeit nicht einmal einen wesentlichen Einfluß auf die Stärke des Magnetismus  $\mathfrak{J}'$  unter einer gegebenen Feldstärke aus. Daraus folgt, daß die Annahme, die Umwandlung  $\beta \rightarrow \alpha$  verlaufe träge, fallen gelassen werden muß. Die Umwandlung muß sogar mit großer Schnelligkeit vor sich gehen.

Es bliebe somit ein Widerspruch zwischen der Osmondschen Deutung und den Anforderungen der Phasenregel bestehen. Dieser Widerspruch kann aber sehr wohl nur ein scheinbarer sein. Die Phasenregel  $f = n + 2 - r$  ist ausdrücklich geknüpft an die Voraussetzung, daß von der Einwirkung

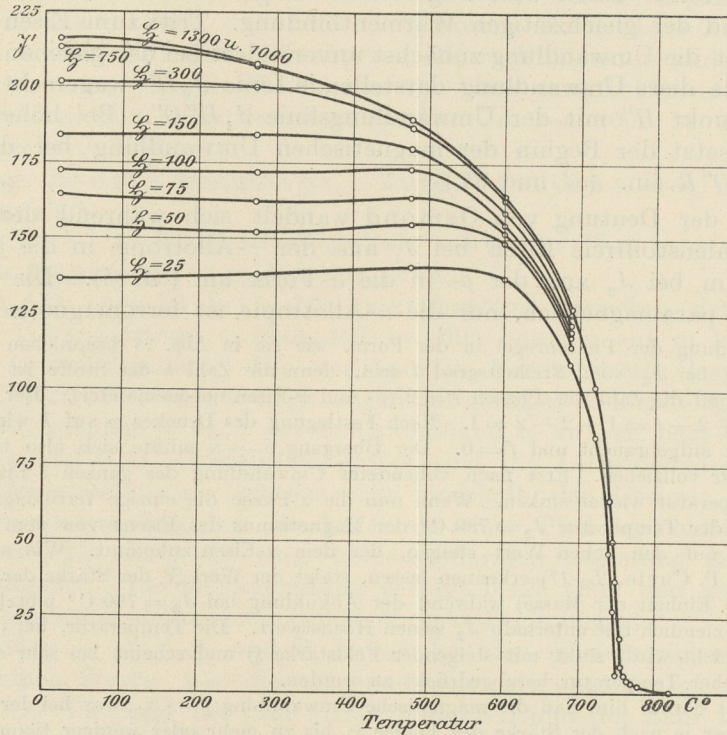


Abb. 476. Magnetische Umwandlung in Eisen mit 0,04 Prozent Kohlenstoff.

(Einen Tag lang in Eisenpulver bei 1200 C° geglüht.) Nach P. Curie.

$\mathfrak{H}$ : Feldstärke.  $\mathfrak{J}'$ : Stärke der Magnetisierung, bezogen auf die Einheit der Masse.

osmotischer, elektrischer und magnetischer Kräfte abgesehen werden darf (26). Dies ist aber im vorliegenden Falle nicht ohne weiteres zulässig. Es ist sogar sehr wahrscheinlich, daß die hinzutretende magnetische Energie die Phasenregel so ändert, daß der Freiheitsgrad um eine Einheit vermehrt wird. Man würde alsdann im vorliegenden Falle bei  $n = 1$  und  $r = 2$  den Freiheitsgrad  $f = 2$  haben können. Der obige Widerspruch wäre dann gelöst; das Gleichgewicht zwischen den beiden Phasen  $\beta$  und  $\alpha$  kann dann bei verschiedenen Temperaturen bestehen. Die Umwandlung von  $\beta$  in  $\alpha$  vollzieht sich innerhalb eines größeren Temperaturbereichs.

b) Es ist nun aber noch mit einer anderen Möglichkeit der Deutung zu rechnen. Bisher ist nicht zweifelsfrei festgestellt, ob bei der Temperatur  $J_2$  überhaupt zwei Phasen im Gleichgewicht stehen, und daß unterhalb dieser Temperatur eine andere Phase auftritt, als oberhalb derselben. Das Kleingefüge läßt keine sicheren Schlüsse zu. Man kann deswegen auch die Sachlage dahin deuten, daß die Umwandlung  $\beta \rightarrow \alpha$  in einer einzigen Phase vor sich geht. Über die Energieänderungen, die sich in einer einzigen Phase abspielen, sagt die Phasenlehre nichts aus. So kann z. B. ein explosives Gemisch der beiden Gase  $\text{CO} + \text{O}$ , das wegen der großen Mischbarkeit der Gase eine einzige Phase darstellt, bei Erwärmung auf eine bestimmte Temperatur zur Explosion gebracht werden. Es vollzieht sich dann unter Abgabe großer Energiemengen die chemische Um-



wandlung in  $\text{CO}_2$ , ohne daß eine neue Phase auftritt. Der ganze Vorgang spielt sich in einem Einphasensystem ab.

In analoger Weise könnte sich auch bei der Abkühlung des Eisens von einer bestimmten Temperatur  $J_2$  abwärts innerhalb der einen Phase des Eisens unter Änderung des Energieinhaltes und demzufolge unter Wärmeentbindung der Übergang aus dem paramagnetischen Eisen in das ferromagnetische vollziehen, ohne daß eine neue Phase auftritt. Durch die theoretischen Erörterungen von Pierre Weiß (*L<sub>8</sub> 19*) ist die Möglichkeit eines solchen Vorganges sehr wahrscheinlich geworden.

Jedenfalls ist durch die Erörterungen von Weiß gezeigt worden, daß man den Übergang eines Stoffes aus einer paramagnetischen Erscheinungsform in eine ferromagnetische nicht ohne weiteres als Kennzeichen für den Übergang einer Phase in eine andere auffassen darf, sondern daß sich ein solcher Übergang auch innerhalb einer Phase vollziehen kann.

Falls die obige Auffassung von der magnetischen Umwandlung innerhalb einer Phase zutrifft, so würden nur noch zwei allotropische Zustände des Eisens vorhanden sein, das paramagnetische  $\gamma$ -Eisen, das oberhalb des Umwandlungspunktes  $J_1 = 900 \text{ C}^\circ$  beständig ist, und eine zweite Allotropie des Eisens  $B$ , die oberhalb  $J_2 = 780 \text{ C}^\circ$  paramagnetisch, unterhalb dieser Temperatur ferrromagnetisch ist.

Diese Auffassung hat vieles für sich. Trotzdem sollen in diesem Buche die Ausdrücke  $\beta$ - und  $\alpha$ -Eisen im Osmondschen Sinne weiter gebraucht werden, weil sie Bürgerrecht erworben haben. Der Unterschied in den Auffassungen a) und b) ist ja nur formell; welche Form vorzuziehen ist, bleibt vorläufig unentschieden. Eine Änderung in der Bezeichnungsweise würde deswegen im gegnerwärtigen Zeitpunkt nur Verwirrung, aber keinen Nutzen stiften.

Für die praktische Materialkunde hat die Frage, welcher der beiden Auffassungen der Vorzug zukommt, nur ganz untergeordnete Bedeutung. Ob nun nach a)  $\alpha$ - und  $\beta$ -Eisen verschiedene, oder nach b) eine und dieselbe Phase vor und nach der magnetischen Umwandlung sind, auf alle Fälle ist wegen der starken Änderung der Energie bei dem Übergang aus dem para- in den ferromagnetischen Zustand auch eine wesentliche Änderung der übrigen physikalischen Eigenschaften zu erwarten. Ich würde die Streitfrage gar nicht angeschnitten haben, wenn ich nicht wüßte, daß sie in der nächsten Zeit in der Literatur in den Vordergrund treten wird. Da nun solche Fragen in der Literatur manchmal so behandelt werden, als ob die früheren Lehren gerade noch gut für den Papierkorb seien, so will ich den Leser wenigstens darauf aufmerksam gemacht haben, worum es sich eigentlich handelt.

Auch die übrigen ferromagnetischen Stoffe, wie Nickel, Kobalt, Magnetit usw., zeigen eine magnetische Umwandlung, d. h. sie sind oberhalb einer Grenztemperatur para-, darunter ferromagnetisch. Für Nickel liegt diese Temperatur bei etwa  $350 \text{ C}^\circ$  (Kotaro Honda, *L<sub>8</sub> 20*) und für Kobalt bei etwa  $1100 \text{ C}^\circ$ . Der natürlich vorkommende Magnetisenstein (Magnetit) verliert bei der Erhitzung seinen Ferromagnetismus bei  $557 \text{ C}^\circ$  nach Barton und Williams (*L<sub>8</sub> 22*) und bei  $535 \text{ C}^\circ$  nach P. Curie (*L<sub>8</sub> 17*).

Die mit der magnetischen Umwandlung während der Abkühlung verknüpfte Wärmeentbindung ist bei Nickel und Kobalt wesentlich schwächer als bei Eisen. Baikow (*L<sub>8</sub> 23*) fand die Wärmeentbindung des Nickels bei  $360 \text{ C}^\circ$ , also in naher Übereinstimmung mit dem obengenannten magnetischen Umwandlungspunkt. Dagegen stimmt die von Shukoff (*L<sub>8</sub> 24*) für Kobalt angegebene Wärmeentbindung bei  $985 \text{ C}^\circ$  mit der von Honda gefundenen magnetischen Umwandlungstemperatur von  $1100 \text{ C}^\circ$  nicht genügend überein. Hierüber ist noch Aufklärung zu schaffen.

**391.** Die Temperatur der magnetischen Umwandlung  $t_u$  ist bei kohlenstoffarmem, sehr reinem Eisen bei der Erhitzung fast dieselbe, wie bei der Abkühlung. Zeichnet man  $\mathfrak{B}$  oder  $\mathfrak{S}$  für eine bestimmte Feldstärke  $\mathfrak{S}$  in Abhängigkeit von der Temperatur auf (ähnlich wie in Abb. 476), so decken sich die bei der Abkühlung und die bei der Erhitzung gewonnenen Schaulinien fast vollständig (Curie, *L<sub>8</sub> 17*).

Bei manchen Legierungen des Eisens dagegen liegt die Umwandlungstemperatur  $t_u$  bei der Erhitzung höher als bei der Abkühlung. Bei manchen Legierungen wird der Abstand der beiden Temperaturen sogar sehr beträchtlich. Man bezeichnet die Erscheinung als Temperaturhysteresis. Ein anschauliches Beispiel hierfür bietet die Abb. 477. Sie ist von Hopkinson (*L<sub>8</sub> 25, 26, 4*) entlehnt. Die untersuchte Eisen-Nickel-Legierung enthält  $4,7\%$  Nickel neben  $0,22\%$  Kohlen-



stoff. Die Magnetisierung wurde bei der unveränderlichen Feldstärke von  $\mathcal{H} = 0,12$  vorgenommen. Die Pfeile geben an, ob die Messung der Induktion  $\mathcal{B}$  bei steigender oder bei sinkender Temperatur erfolgte. Bei der Erhitzung verschwand der Magnetismus etwa bei  $800\text{ C}^\circ$  und erschien bei der Abkühlung erst bei etwa  $600$  bis  $650\text{ C}^\circ$  wieder.

Bei noch höheren Nickelgehalten werden die beiden Umwandlungspunkte für Erhitzung und Abkühlung noch weiter auseinandergerückt. Die Temperatur der

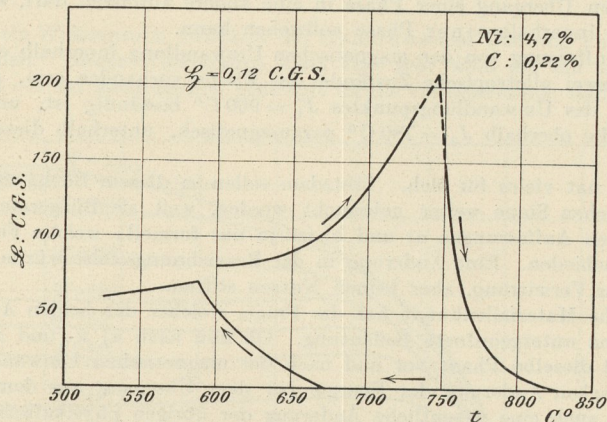


Abb. 477. Temperaturhysterisis bei Nickelstahl.  
(Nach Hopkinson.)

Umwandlung bei der Abkühlung kann dadurch sogar bis unterhalb der Zimmerwärme herabgedrückt werden; Hopkinson ( $L_8$  26) beschreibt z. B. eine Legierung des Eisens mit 25% Nickel, die bei der Erwärmung den Ferromagnetismus bei  $580\text{ C}^\circ$  verlor und bei der Abkühlung erst einige Grad unter Null zurückgewann. Die Umwandlung bei der Erhitzung und bei der Abkühlung liegt hier also um  $600\text{ C}^\circ$  auseinander.

**392.** Den Hysterisisverlust kann man sich dadurch entstanden denken, daß sich der Einstellung der einzelnen magnetischen Teilchen (Elementarmagnete) eines Stoffes in die Richtung des äußeren magnetischen Feldes ein Widerstand entgegengesetzt, der überwunden werden muß. Es ist wohl anzunehmen, daß dieser Widerstand mit der inneren Reibung der kleinsten Teilchen des zu magnetisierenden Stoffes in einem gewissen Zusammenhange steht (381). Im allgemeinen nimmt nun aber diese Reibung mit steigender Temperatur ab. Es wäre sonach wohl zu erwarten, daß das Eisen bei höheren Wärmegraden, die natürlich unterhalb der magnetischen Umwandlungstemperatur liegen müssen, der Magnetisierung geringeren Widerstand entgegengesetzt, daß also die Hysterisis ab- und die unter der Einwirkung des magnetischen Feldes bei der höheren Temperatur erzeugte Induktion zunimmt. Diese letztere Erscheinung ist bereits von Gore ( $L_8$  27) erkannt worden.

Die Abnahme der Hysterisis während der Magnetisierung bei höheren Temperaturen ist ersichtlich aus Schaubild 478, das einer Arbeit von Morris ( $L_8$  28) entlehnt ist. Die Versuche wurden mit einem Eisenblech für Transformatoren von  $0,35\text{ mm}$  Dicke angestellt. Das Eisen war sehr arm an Fremdstoffen. Es wurde in drei verschiedenen Zuständen der Vorbehandlung untersucht: 1. im ursprünglichen Zustand, 2. nach 6stündigem Erhitzen bei  $840\text{ C}^\circ$  und langsamer Abkühlung, und 3. nach Erhitzung auf  $1150\text{ C}^\circ$  und ebenfalls langsamer Abkühlung. Die den drei Behandlungszuständen entsprechenden Schaulinien sind in der Abbildung mit 1, 2 und 3 bezeichnet. Die Temperatur, bei der die Magne-



tisierung vorgenommen wurde, ist als Abszisse, die dabei beobachtete Energievergeudung durch Hysteresis als Ordinate aufgezeichnet. Bei der Versuchsreihe a) beobachtete man die Energievergeudung  $E$  bei je einem magnetischen Kreisvorgang innerhalb der Grenzen der Feldstärke  $\xi = \pm 6,83$  CGS. Bei der Versuchsreihe b) erfolgte schwächere Magnetisierung. Der Kreisvorgang wurde innerhalb der Grenzen für die Induktion  $\mathfrak{B} = \pm 4550$  CGS vorgenommen.

In allen Fällen läßt die Abb. 478 erkennen, daß mit steigender Temperatur der Magnetisierung durch Energieverlust durch Hysteresis abnimmt.

**393.** Bei Dauermagneten aus magnetisch harten Materialien (gehärteten Kohlenstoffstählen oder Spezialstählen) wird der hohe Wert des zurückbleibenden Magnetismus und der Rückhaltkraft künstlich dadurch erreicht, daß man durch Abschrecken der Stähle von Temperaturen oberhalb 700 C° die innere Reibung erhöht, so daß nach Aufhören der magnetisierenden Kraft dieser Widerstand der Reibung ausreicht, um einen großen Teil des induzierten Magnetismus festzuhalten. Dieser Rest des induzierten Magnetismus (der zurückbleibende Magnetismus) strebt entgegen der Reibung einem niedrigeren Werte zu. Mit der Zeit wird deswegen der zurückbleibende Magnetismus kleiner und nähert sich asymptotisch einem Grenzwert. In der Abb. 484 sind z. B. in den Schaulinien 1, 1' sowie 2 und 2' relative Vergleichswerte für den zurückbleibenden Magnetismus  $\mathfrak{B}_r$  abgeschreckter Wolframstähle in Abhängigkeit von dem Gehalt an Wolfram gezeichnet. Die oberen Linien 1 und 2 geben den gemessenen Vergleichswert des zurückbleibenden Magnetismus zu einer bestimmten Zeit nach der Abschreckung und Magnetisierung an. Die Linien 1' und 2', die unterhalb 1 und 2 verlaufen, geben die entsprechenden Werte nach Verlauf von acht Tagen. Der zurückbleibende Magnetismus ist sonach während dieser Zeit um einen merkbaren Betrag (zum Teil mehrere Prozent) gesunken. Man nennt diesen Vorgang das Altern der Magnete.

Für Dauermagnete, die z. B. in elektrischen Meßinstrumenten unveränderliche magnetische Felder liefern sollen, ist die mit dem Altern verbundene Änderung des Feldes ein Übelstand, den man auf das geringste Maß zurückführen muß.

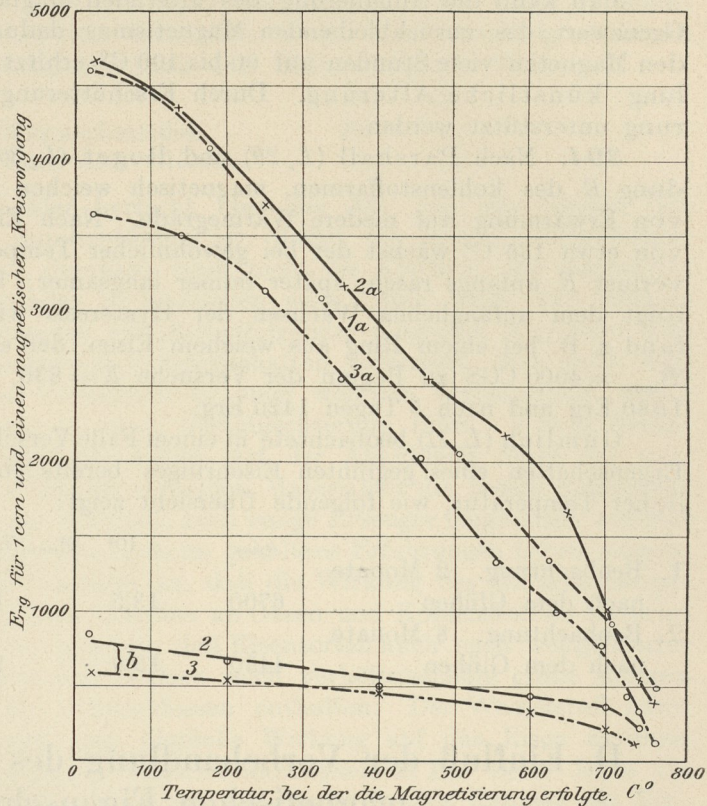


Abb. 478. Abhängigkeit der Hysteresis von der Temperatur.

(Nach Morris.)

Sehr reines Transformatoreisen. Feinblech 0,35 mm dick.

- Vorbehandlung:   
 { 1. Ursprünglicher Zustand.   
 { 2. 6 Stunden bei 840 C° geglüht, langsam abgekühlt.   
 { 3. Bis 1150 C° erhitzt, dann langsam abgekühlt.

- a) Magnetisierung innerhalb der Grenzen  $\xi = \pm 6,83$  CGS.   
 b) Desgl. innerhalb der Grenzen  $\mathfrak{B} = \pm 4550$  CGS.



Man verwendet daher die Magnete nicht sofort, sondern überläßt sie während längerer Zeit der freiwilligen Alterung.

Man kann die Annäherung des alternden Magneten an den asymptotischen Grenzwert des zurückbleibenden Magnetismus dadurch beschleunigen, daß man den Magneten viele Stunden auf 90 bis 100 C° erhitzt. Man nennt diese Behandlung: künstliche Alterung. Durch Erschütterungen kann die künstliche Alterung unterstützt werden.

**394.** Nach Parshall ( $L_8$  29) und Roget ( $L_8$  30) wächst die Energievergeudung  $E$  des kohlenstoffarmen, magnetisch weichen Eisens mit der Zeit infolge von Erwärmung auf niedere Wärmegrade. Nach Erhitzen bis zu Wärmegraden von etwa 135 C° wächst der bei gewöhnlicher Temperatur gemessene Hysteresisverlust  $E$  anfangs rasch, später immer langsamer; bei Temperaturen bis 260 C° folgt dem anfänglichen Wachsen der Hysteresis wiederum ein Abfall. Roget fand z. B. bei einem Ring aus weichem Eisen, der auf 200 C° erhitzt wurde, bei  $\mathfrak{B}_{max} = 4000$  CGS zu Beginn der Versuche  $E = 830$ , nach 19stündiger Erhitzung 1580 Erg und nach 5 Tagen 1420 Erg.

Gumlich ( $L_8$  11) beobachtete in einem Falle Verschlechterung der magnetischen Eigenschaften eines geglühten Eisenringes bereits infolge Lagerung bei gewöhnlicher Temperatur, wie folgende Übersicht zeigt:

	$\mu_{max}$	$\eta \cdot 10^4$	$\mathfrak{B}_{max}$ für $\mathfrak{H}_{max} = 130$	$\mathfrak{H}_c$	$\mathfrak{B}_r$
1. Beobachtung. 2 Monate nach dem Glühen . . .	6700	13,5	17 810	0,82	13 680
2. Beobachtung. 8 Monate nach dem Glühen . . .	4450	13,9	17 710	0,88	10 280

## D. Einfluß der Vorbehandlung des Materials auf die magnetischen Eigenschaften.

**395.** Kaltrecken (293) macht das Eisen magnetisch härter, d. h. vermehrt  $E$ ,  $\mathfrak{H}_c$ ,  $\mathfrak{B}_r$  und vermindert  $\mu$ . Ewing fand folgende Zahlen bei einem Draht aus kohlenstoffarmem Eisen, der um 10% seiner Länge kaltgestreckt wurde:

	$\mu_{max}$ bei $\mathfrak{H}$	$\mathfrak{H}_c$
vor dem Kaltstrecken	3080	2,6
nach „	670	11,0
„		4,5

Da beim Auf- und Zurollen von Blechtafeln, bei der Verladung und beim Transport durch unvorsichtige Verletzungen oder Drücke sehr leicht unbeabsichtigtes örtliches Kaltrecken eintreten kann, so muß man Dynamobleche vor solchen Einwirkungen sorgfältig schützen, wenn man die magnetischen Eigenschaften nicht verschlechtern will ( $L_8$  11). Auch beim Herausschneiden von Probestreifen und -ringen aus den Blechtafeln zum Zweck der Probenahme für die magnetische Prüfung kann örtliches Kaltrecken mit seinen Folgeerscheinungen eintreten, und zwar je nach dem Grade der Vorsicht, mit der diese Arbeit ausgeführt wird, in stärkerem oder schwächerem Maße (Gumlich,  $L_8$  11).

Inwieweit Reckspannungen (301 bis 307) die magnetischen Eigenschaften beeinflussen, ist noch nicht festgestellt.

Da, wie früher erwähnt (314), auch beim Warmrecken, je nach der Endtemperatur, bei der das Recken vor sich ging, ähnliche, wenn auch schwächere Wirkungen wie beim Kaltrecken im Material zurückbleiben und die magnetischen Eigenschaften verschlechtern können, so ist es erklärlich, daß Glühen in der Regel die magnetischen Eigenschaften gegenüber denen des warmgerekten (geschmie-



deten und gewalzten) Materials verbessert. Auch der Einfluß des Kaltreckens läßt sich durch das Glühen beseitigen.

So zeigte z. B. nach Benedicks (*L<sub>s</sub> 31*) ein Flußeisen mit 0,08% Kohlenstoff nach dem Warmschmieden (das vermutlich bis zu verhältnismäßig niedrigen Temperaturen fortgesetzt wurde) und nach dem Glühen folgende Werte:

	$\eta \cdot 10^4$	$\xi_c$
nach dem Warmschmieden . . .	27	1,8
desgl. und nach dem Glühen . .	19	1,1

**396.** Das Glühen. Leider herrscht über die Art, wie das Glühen des magnetisch weichen Eisens durchzuführen ist, damit die besten magnetischen Eigenschaften erzielt werden, durchaus noch nicht die Klarheit, die angesichts der Wichtigkeit des Gegenstandes zu wünschen wäre. Man weiß, daß Glühen bei 800 C° oder darüber verbunden mit darauffolgender möglichst langsamer Abkühlung in der Regel die magnetischen Eigenschaften verbessert. Man weiß, daß wiederholtes Ausglühen unter Umständen zu einer weiteren Verbesserung, unter Umständen aber auch wieder zu einer Verschlechterung führt. Welche Glüh-temperatur, welche Glühdauer und welche Art der Abkühlung durch die verschiedenen Temperaturgebiete für die einzelnen Materialien die besten Ergebnisse liefert, ist nicht bekannt, wenn vielleicht auch einige Erzeuger magnetisch weicher Materialien hierüber besondere, aber geheim gehaltene Erfahrungen haben möggen.

Gumlich (*L<sub>s</sub> 8*) neigt der Ansicht zu, daß die Wirkung des Glühens hauptsächlich auf der Verringerung des Gehaltes an Gasen und Kohlenstoff im Material beruht. In Abs. 363 hatten wir gesehen, daß Eisensorten auch nach weitgehender Verarbeitung durch Schmieden und Walzen noch verhältnismäßig große Mengen Gas, insbesondere Wasserstoff, eingeschlossen enthalten. Der Wasserstoff kann selbst in sehr geringen Mengen eine ähnliche Wirkung auf das Eisen ausüben wie größere Mengen Kohlenstoff (s. Wasserstoffkrankheit II B). Seine Rolle als magnetisch härtender Stoff würde deswegen vollständig in den Rahmen des Einflusses passen, den der Wasserstoff in metallurgischer Hinsicht auf das Eisen ausübt. Elektrolytisch niedergeschlagenes Eisen enthält je nach der Art der Herstellung unter Umständen ganz erhebliche Mengen Wasserstoff gelöst, die ihm eine große mineralogische Härte erteilen können. Dieser Wasserstoffgehalt drückt sich in den magnetischen Eigenschaften deutlich aus. Durch Glühen bei 800 C° in der Luftleere wird der Wasserstoff zu einem großen Teile ausgetrieben. Die magnetischen Eigenschaften werden infolgedessen wesentlich verbessert. Gumlich gibt die nachstehenden Zahlen an. Sie beziehen sich auf Elektrolyteisen, das nach Franz Fischers Verfahren hergestellt worden ist. Es enthielt 0,02% C, 0,004% Si, 0,008% Mn, 0,008% P und 0,001% S.

	$B_r$	$\xi_c$	$\mu_{max}$	$\eta \cdot 10^4$	$\xi_0$
Elektrolyteisen, ungeglüht	11440	2,82	1850	30,8	1725
desgl. geblüht . . . . .	10850	0,37 <sub>5</sub>	14600	7,8	1725

Die von Gumlich gefundene Verschlechterung der magnetischen Eigenschaften von Dynamoblechen nach Abbeizen mit Säure dürfte auch auf die Wirkung des Wasserstoffs zurückzuführen sein. Beim Beizvorgang wird Wasserstoff an der Oberfläche des Eisens aufgelöst, und als Folge davon tritt die sogenannte „Beizbrüchigkeit“ auf (II B). Gumlich fand bei einem Dynamoblech:

	$B_r$	$\xi_c$	$\mu_{max}$	$E$
nicht geblüht . . . . .	8800	2,39	1840	16200
einmal geblüht . . . . .	12400	1,49	4320	10200
dreimal geblüht . . . . .	12550	1,91	3290	14200
gebeizt und abgeschmirgelt . .	12360	2,34	2390	17900



Aus der Zusammenstellung geht die verschlechternde Wirkung des Beizens deutlich hervor. Auffällig ist jedoch, daß durch das einmalige Glühen die magnetischen Eigenschaften des Bleches verbessert, durch das dreimalige Glühen aber wieder verschlechtert worden sind. Diese Wirkung kann nicht auf die Austreibung des Wasserstoffs und Oxydation des Kohlenstoffs zurückgeführt werden, denn diese hätte ja weitere Verbesserung herbeiführen müssen. Zur Erklärung wird man doch wohl die physikalische Wirkung des Glühens und Abkühlens selbst und den dadurch bedingten Einfluß auf die Korngröße oder das innere Gleichgewicht des Ferrits heranziehen müssen. Die mancherlei Wirkungen, die die Art des Glühens und Abkühlens auf die mechanischen Eigenschaften des kohlenstoffarmen Eisens ausübt, werden sich wahrscheinlich auch in den magnetischen Eigenschaften widerspiegeln. Es würde eine verhältnismäßig leichte Aufgabe sein, hierüber Klarheit zu schaffen, wenn sich ein tüchtiger Fachmann auf dem Gebiet der magnetischen Prüfung mit einem Metallurgen zu gemeinschaftlicher Arbeit zusammenfände, der die mannigfachen Einflüsse des Glühens und Abkühlens auf kohlenstoffarmes Eisen aus eigener Erfahrung gründlich kennt.

Beim Gußeisen bringt Glühen in der Regel erhebliche Verbesserung der magnetischen Eigenschaften hervor. Dies ergibt sich deutlich aus den Abb. 473 bis 475. Die ungeglühten Eisenproben sind durch schwarz ausgefüllte Kreise, dieselben Proben nach dem Glühen durch schwarze Kreise mit einem Pfeil angedeutet. Nach dem Glühen ist die Energievergeudung durch Hysteresis, die magnetische Rückhaltskraft verringert, und die Durchlässigkeit gesteigert.

Durch das Glühen kann im Gußeisen der Anteil des graphitischen Kohlenstoffs erhöht und damit die Menge des nichtgraphitischen Kohlenstoffs vermindert werden. Es ist anzunehmen, daß von den beiden Sorten Kohlenstoff, dem graphitischen und nichtgraphitischen, der erstere nur insofern Einfluß ausüben wird, als er einen Teil des Volumens des magnetisch wirksamen Eisens durch einen nicht ferromagnetischen Stoff ersetzt. Der nichtgraphitische Kohlenstoff übt dagegen dieselbe Wirkung aus, wie sie in Abs. 389 für schmiedbares Eisen angegeben ist. Er steigert  $\eta$  und  $\xi_c$  und vermindert  $\mu$ . In dem Maße, wie seine Menge durch Ausscheidung graphitischen Kohlenstoffs beim Glühen vermindert wird, nähern sich die magnetischen Eigenschaften des geglühten Gußeisens, abgesehen von der Wirkung der übrigen in ihm enthaltenen Fremdstoffe, mehr denjenigen kohlenstoffärmerer schmiedbarer Eisensorten.

**39%.** Abschrecken von Temperaturen oberhalb des magnetischen Umwandlungspunktes erhöht die magnetische Härte der Eisenlegierungen ganz wesentlich. Als Beispiel seien folgende Zahlen Gumlichs ( $L_8$ , 8) angeführt, die sich auf einen Stahl von folgender Zusammensetzung beziehen: 0,99% C, 0,10 Si, 0,40 Mn, 0,04 P, 0,07 S.

	$B_r$	$\xi_c$	$\mu_{max}$	$\eta \cdot 10^4$	$\mathfrak{B}$ für $\xi = 100$	$\mathfrak{J}$ für $\xi = 100^1$ )	$\mathfrak{J}_0$
nicht abgeschreckt . .	13000	16,7	375	150	15800	1250	1577
abgeschreckt in Wasser bei heller Rotglut .	7460	52,4	110	337	9820	775	1420

Hiernach wird also die magnetische Durchlässigkeit ganz wesentlich vermindert, der Hysteresisverlust und die Rückhaltskraft gesteigert.

Ein Vergleich der Wirkung des Abschreckens auf die Stärke der Magnetisierung  $\mathfrak{J}$  (für  $\xi = 206$  CGS) und auf die Rückhaltskraft  $\xi_c$  von Eisen-Kohlenstoff-Legierungen mit verschiedenen Kohlenstoffgehalten ergibt sich aus Abb. 479.

1)  $\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{B} - \xi}{4\pi}$  nach Gl. 3.



Hierin entsprechen die mit *a* bezeichneten Linien den geglühten, die mit *c* bezeichneten den abgeschreckten Legierungen (Benedicks, *L*<sub>8</sub> 31).

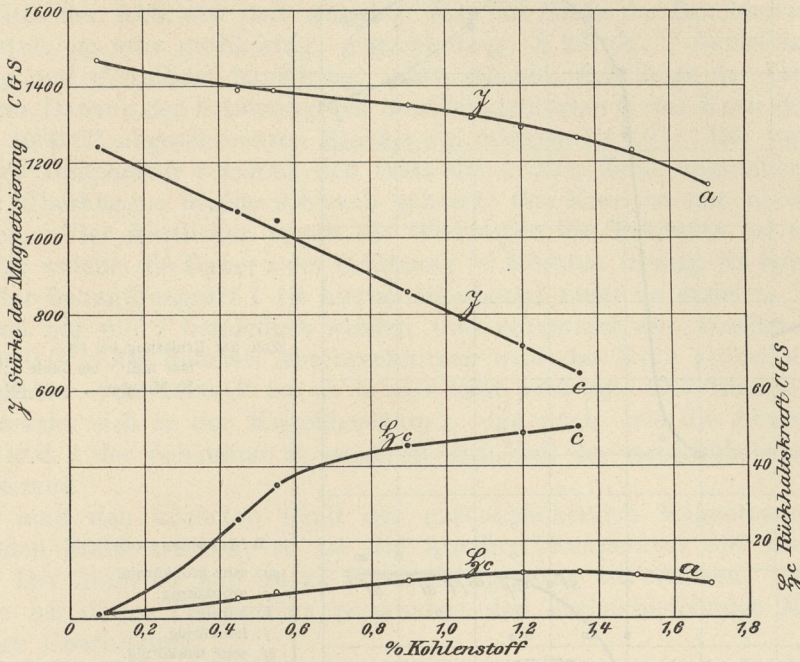


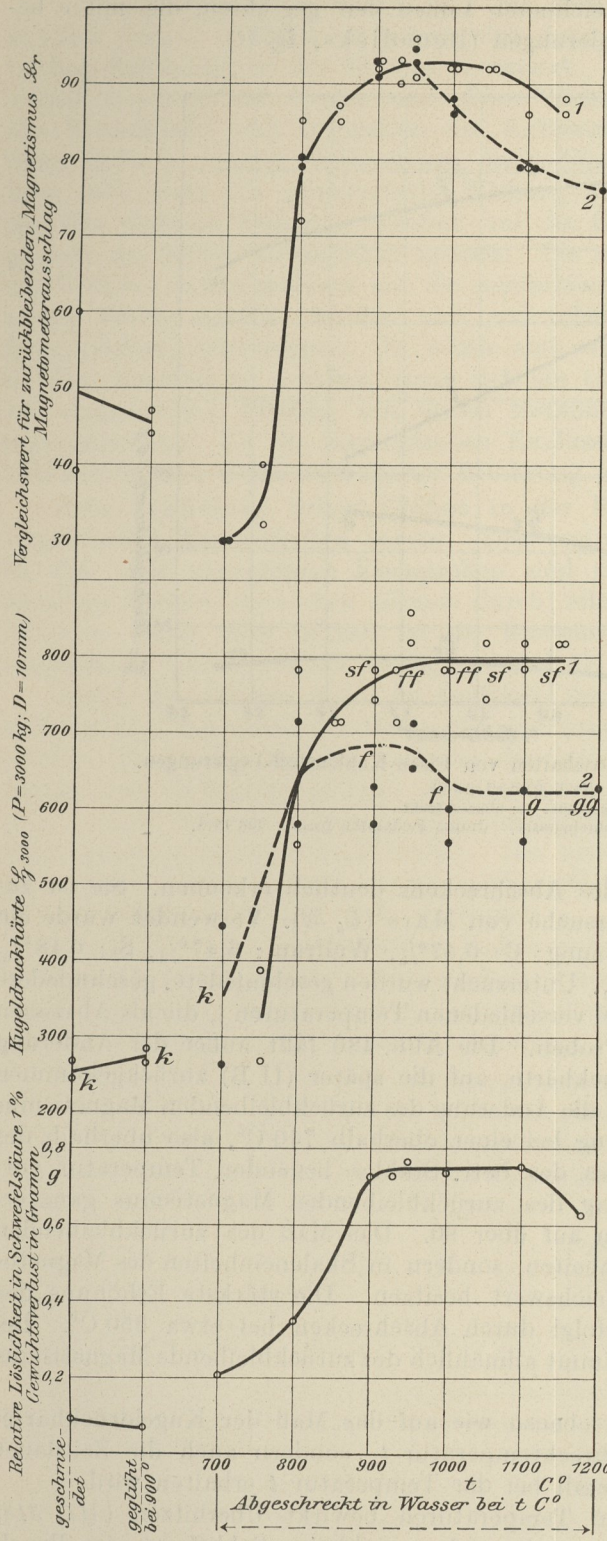
Abb. 479. Magnetische Eigenschaften von Eisen-Kohlenstoff-Legierungen.  
(Nach Benedicks.)  
*a*: geglüht; *c*: abgeschreckt.  
Stäbe: 20 cm lang, 0,8 cm Durchmesser. Größte Feldstärke  $\mathcal{H}_{max} = 206$  CGS.

Abb. 480 läßt die Wirkung des Abschreckens deutlich erkennen. Sie ist zusammengestellt auf Grund der Versuche von Mars (*L*<sub>8</sub> 32). Verwendet wurde ein Stahl von folgender Zusammensetzung: C: 0,57%, Wolfram: 5,47%, Si: 0,18%, Mn: 0,26%, P: 0,018%, S: 0,016%. Untersucht wurden geschmiedete, geschmiedete und bei 900 C<sup>o</sup> geglühte, ferner bei verschiedenen Temperaturen *t*, die als Abszissen gezeichnet sind, abgeschreckte Proben. Die Abb. 480 läßt außer der Änderung der Löslichkeit sowie der Kugeldruckhärte, auf die später (II B) zurückgekommen werden muß, in ihrem oberen Teil die Änderung des zurückbleibenden Magnetismus erkennen. Sobald die Abschreckung bei einer oberhalb 740 C<sup>o</sup>, also oberhalb des magnetischen Umwandlungspunktes des betr. Stahles liegenden Temperatur vorgenommen wird, steigt der Betrag des zurückbleibenden Magnetismus ganz erheblich von 30 Vergleichseinheiten auf über 80. Das Maß des zurückbleibenden Magnetismus ist nicht in CGS-Einheiten, sondern in Skaleneinheiten des Magnetometers angegeben, die nur Vergleichswert besitzen. Die stärkste Erhöhung des zurückbleibenden Magnetismus erfolgt durch Abschrecken bei etwa 950 C<sup>o</sup>. Bei weiter steigender Abschreckhitze nimmt allmählich der zurückbleibende Magnetismus wieder ab.

Auf die Größe des letzteren, ebenso wie auf das Maß der Kugeldruckhärte, ist nicht nur die Höhe der Abschrecktemperatur *t*, sondern auch die Zeitdauer von Einfluß, während der das Metall bei der Temperatur *t* erhalten wird.

Längeres Erhitzen bei hohen Temperaturen bewirkt Überhitzen (317, 318) unter Ausbildung größerer Körnung, die sich sowohl im Schliß wie im Bruch bemerkbar macht. Die Wirkung steigt mit der Höhe der Temperatur *t*, bei der die Glühung erfolgt, und mit der Zeitdauer *z* der Erhitzung. Die gröbere Körnung





Zeit der Erhitzung bei  $t^{\circ}$ :  
 fast null bei Linie 1;  
 10 Minuten „ „ 2.

Bruchaussehen:  
 gg: sehr grobkörnig.  
 g: grobkörnig.  
 k: körnig.  
 f: feinkörnig.  
 sf: sehr feinkörnig.  
 ff: äußerst feinkörnig.

Temperatur  $t$  vor dem Abschrecken 5 Minuten lang erhalten.

Analyse des Stahls:  
 C: 0,57 Proz., W: 5,47 Proz.,  
 Si: 0,18 „ P: 0,018 „  
 Mn: 0,26 „ S: 0,016 „

Haltepunkte:  
 $A_c$ : 740  $^{\circ}\text{C}$ .  $A_r$ : 690  $^{\circ}\text{C}$ .

Spezifisches Gewicht:  
 geschmiedet: 8,13; abgeschreckt: 8,03.

Festigkeitseigenschaften:

	$\sigma_S$ at	$\sigma_B$ at	$\delta_x$ Proz.	$q$ Proz.
Geschmiedet . . . . .	8900	11100	7,6	34
Geglüht bei 700° . . . . .	6100	9000	9,3	46
Abgeschreckt in Öl bei 700° . . . . .	7100	9500	11,5	15
Abgeschreckt in Wasser bei 930 $^{\circ}\text{C}$ . . . . .	—	13500	—	—

Abb. 480. Einfluß der Abschreckhitze auf den zurückbleibenden Magnetismus, die Kugeldruckhärte und die Säurelöslichkeit von Wolfram-Magnetstahl.

(Nach Mars.)



ist auch nach dem Abschrecken noch ausgeprägt, so daß die Körnung im Bruch der abgeschreckten Stahlproben um so gröber ausfällt, je stärker der vorausgegangene Grad der Überhitzung war. In der Schaulinie für Kugeldruckhärte in der Mitte der Abb. 480 sind Angaben über die Größe des Bruchkorns gemacht. Es bedeutet: *gg* sehr grobkörnig, *g* grobkörnig, *k* körnig, *f* feinkörnig, *sf* sehr feinkörnig und *ff* äußerst feinkörnig. Man erkennt, daß längs der Linie 1 (möglichst kurze Dauer *z* der Erhitzung bei den Temperaturen *t*) das Korn des zwischen 900 und 1000 C° abgeschreckten Stahles am feinsten ist (*ff*). Bei weiterer Steigerung der Temperatur *t* macht sich trotz der kurzen Erhitzungsdauer *z* die Wirkung des Überhitzens bereits schwach geltend; das Korn ist nur noch als *sf* zu bezeichnen. Viel deutlicher treten die Wirkungen des Erhitzens bei der Linie 2 zutage, für welche die Dauer *z* der Erhitzung 10 Minuten betrug. So feine Körnung wie bei der Behandlungsart 1 ist hierbei überhaupt nicht zu erzielen. Das feinste Korn kann nur mit *f* bezeichnet werden und entspricht der Abschreckhitze von 900 bis 950 C°. Bei höheren Abschreckhitzen wird das Korn gröber und bei der Abschreckhitze von 1200 C° ist es bereits sehr grob *gg*. Der Einfluß der Überhitzung macht sich in der Kugeldruckhärte und auch, wie die Abweichung der Linien 1 und 2 der Schaulinie  $\mathfrak{B}$ , zeigt, in dem Maß des zurückbleibenden Magnetismus geltend.

Will man den höchsten Grad des zurückbleibenden Magnetismus bei dem vorliegenden Stahl erzielen, so ist die Abschrecktemperatur 900 bis 950 C° zu wählen. Der Stahl ist nur bis zu dieser Temperatur zu erhitzen, jedes längere Verweilen bei dieser Temperatur vermindert den zurückbleibenden Magnetismus infolge der Überhitzung.

Die starke Steigerung des zurückbleibenden Magnetismus durch geeignete Abschreckung, wie sie sich in Abb. 480 kundgibt, ebenso die Steigerung der magnetischen Rückhaltskraft ist der Grund, warum man zur Herstellung von Dauermagneten ausschließlich abgeschreckte Stähle verwendet, und zwar entweder abgeschreckte Eisen-Kohlenstoff-Legierungen, oder zur weiteren Steigerung des zurückbleibenden Magnetismus Eisen-Kohlenstoff-Legierungen mit bestimmten Legierungszusätzen wie Wolfram, Chrom, Wolfram und Chrom gleichzeitig usw. (400).

Wesentlich ist bei der Herstellung der Dauermagnete nicht nur der Betrag des unmittelbar nach der Magnetisierung des Magneten feststellbaren zurückbleibenden Magnetismus, sondern vor allen Dingen der Betrag, der längere Zeit nach erfolgter Magnetisierung noch meßbar ist, und der Grad der Unveränderlichkeit dieses zurückbleibenden Magnetismus. Es treten Alterungserscheinungen unter Änderung dieser Größe ein. Derjenige Stahl ist der geeignetste für Dauermagnete, der bei größtem Betrag an zurückbleibendem Magnetismus diesen auch mit dem geringsten Verlust auf die Dauer festhält.

## E. Einfluß der chemischen Zusammensetzung der Eisenlegierungen auf ihre magnetischen Eigenschaften.

### a) Magnetisch weiche Materialien.

#### 1. Schmiedbare Eisenlegierungen.

398. Der Einfluß des Kohlenstoffgehaltes ist bereits in Abs. 389 dargelegt worden. Im allgemeinen macht der Kohlenstoff (gleiche Vorbehandlung der Legierung vorausgesetzt) das Eisen magnetisch härter, indem er die Hysterisis und die magnetische Rückhaltskraft steigert und die magnetische Durchlässigkeit vermindert. Abb. 479, die auf Grund der Versuche von Benedicks ( $L_8$  31) zusammengestellt ist, läßt den Einfluß des Kohlenstoffs auf  $\mathfrak{B}_r$  und die Stärke der



Magnetisierung  $\mathfrak{S}$  (für eine Feldstärke von  $\mathfrak{H} = 206$  CGS) in den Linien *a* für geglähtes und in den Linien *c* für abgeschrecktes Metall erkennen. Als Abszissen sind die Kohlenstoffgehalte, als Ordinaten die betr. magnetischen Eigenschaften gewählt.

Ergänzt werden diese Versuche durch die von Sklodowska Curie ( $L_8$  33) in Abb. 481, die sich nur auf abgeschreckte Eisen-Kohlenstoff-Legierungen beziehen. Als Abszissen dienen hier wiederum die Kohlenstoffgehalte, als Ordinaten die Rückhaltskraft  $\mathfrak{H}_c$  und die Stärke des zurückbleibenden Magnetismus. Der letztere ist hier nicht, wie in den früheren Abbildungen, durch den Wert  $\mathfrak{B}_r$ , der zurückbleibenden magnetischen Induktion nach Absinken der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  auf den

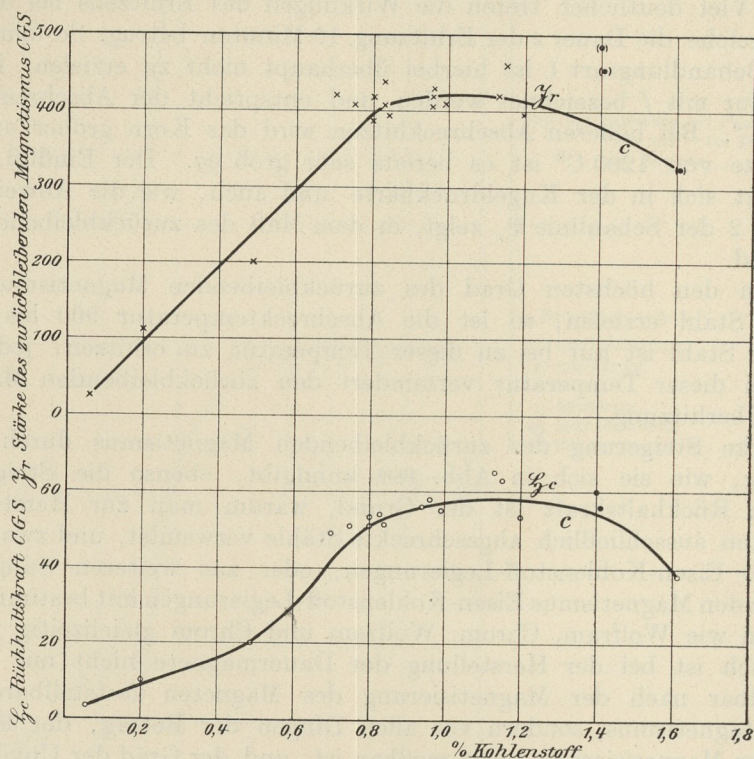


Abb. 481. Magnetische Eigenschaften von abgeschreckten Eisen-Kohlenstoff-Legierungen. (Nach Sklodowska Curie.)

Größte Feldstärke  $\mathfrak{H}_{max} = 700$  CGS. Stäbe: 20 cm lang,  $1 \times 1$  cm nur in den mit ● bezeichneten Fällen:  $0,85 \times 0,85$  cm.

Wert Null, sondern durch die Stärke der bei  $\mathfrak{H} = 0$  zurückbleibenden Magnetisierung  $\mathfrak{S}_r = \frac{\mathfrak{B}_r}{4\pi}$  gekennzeichnet. Beachtenswert ist, daß in der Nähe von 1%

Kohlenstoff (der eutektischen Legierung) sowohl  $\mathfrak{S}_r$ , als auch  $\mathfrak{H}_c$  der abgeschreckten Legierungen einen Höchstwert aufweisen. Auch bei den geglähten Legierungen (Linie *a* in Abb. 479) zeigt  $\mathfrak{H}_c$  bei etwa 1,2% Kohlenstoff seinen Höchstwert (322).

Sehr deutlich zeigt sich der Einfluß des Kohlenstoffgehaltes auf den Sättigungswert des Magnetismus  $\mathfrak{S}_0$ , der nach den Versuchen von Hadfield und B. Hopkinson ( $L_8$  34) proportional mit dem steigenden Kohlenstoffgehalt abnimmt. Vgl. Abb. 482, in der als Abszissen die Kohlenstoffgehalte, als Ordinaten die Werte von  $\mathfrak{S}_0'$  (Sättigungswerte bezogen auf die Einheit der Masse) eingezeichnet sind. Die Kreise gelten für die nicht abgeschreckten Eisen-Kohlenstoff-Legierungen mit ziemlich geringem Gehalt an sonstigen Beimengungen, die Kreise mit Pfeil entsprechen Eisen-Kohlenstoff-Legierungen mit höheren Gehalten an Silizium und



Mangan, und die Kreuze stellen die Ergebnisse mit den abgeschreckten Legierungen dar. Die Werte für die letzteren liegen ganz außerhalb der geraden Linie, so daß für sie das genannte Gesetz nicht gilt.

Der Siliziumgehalt bewirkt ohne Schmälerung der magnetischen Durchlässigkeit und ohne Steigerung der Energievergeudung durch Hysteresis erhebliche Steigerung des elektrischen Leitwiderstandes  $\omega$  und dadurch, wie bereits erwähnt, Verminderung des Wirbelstromverlustes (389). Die Untersuchungen von Hadfield, Barret und Brown (*L*<sub>8</sub> 35) gaben den Anstoß, kohlenstoffarmes Eisen (C = 0,1% und weniger), das mit 1 bis 4% Silizium legiert ist, zu Dynamoblechen zu verwenden. Man nennt vielfach die Legierungen mit Siliziumgehalt von etwa 1,5%

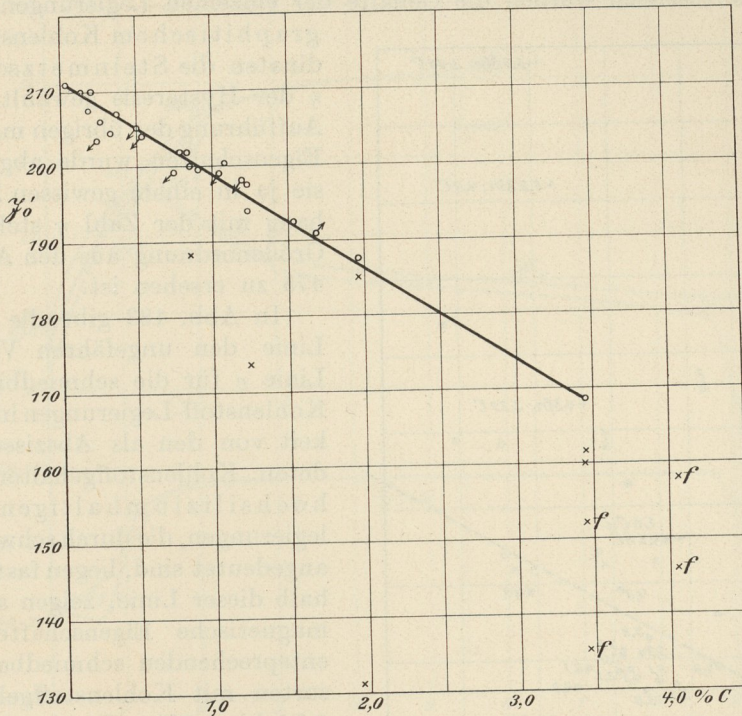


Abb. 482. Einfluß des Kohlenstoffgehaltes auf die Stärke des Magnetismus bei der Sättigung. (Nach Hadfield und B. Hopkinson.)

- o Eisen-Kohlenstoff-Legierungen mit wenig Fremdstoffen
- o " " " " Si: 0,13—0,65
- o " " " " Mn: 0,58—1,11
- x Legierungen abgeschreckt.
- x f " " aus dem flüssigen Zustand abgeschreckt.

halblegierte und die mit höheren Gehalten legierte Bleche. Wegen des höheren Preises der legierten Bleche sucht man sich bei ihrer Verwendung Beschränkung aufzulegen; man verwendet sie namentlich zu Transformatorkernen und sucht für andere Zwecke, z. B. für Anker von Wechselstromdynamos, mit halblegierten Blechen zum Ziel zu gelangen.

Nach Burgess und Aston (*L*<sub>8</sub> 36) wächst der Leitungswiderstand nahezu proportional mit dem Siliziumgehalt. Ihre Versuche, bei denen elektrolytisch erzeugtes Eisen in verschiedenen Verhältnissen mit Silizium legiert wurde, ergaben den spezifischen Leitwiderstand:

$$\omega = 0,12 + 0,11 \text{ Si}$$

worin 0,12 Ohm den Leitwiderstand auf 1 m Länge bei 1 qm Querschnitt für das siliziumfreie Elektrolyteisen und Si den Siliziumgehalt in Prozenten angibt. Die Gleichung stellt die Versuchsergebnisse bis zu Si = 4,6% dar.



Ähnliche Wirkung wie das Silizium übt auch Aluminium auf das Eisen aus (*L<sub>s</sub> 35*). Nach Versuchen von Burgess und Aston (*L<sub>s</sub> 38* und *39*) scheinen auch Zusätze von Arsen, Wismut und Zinn ähnliche Wirkung hervorzubringen, wie das Silizium. Sie untersuchten Transformatorbleche mit Gehalten bis zu 2% Wismut, oder 5% Arsen, oder 2% Zinn.

2. Gußeisen.

399. In Abb. 483 ist eine Übersicht zusammengestellt über die Ergebnisse der magnetischen Untersuchung einer Reihe von Gußeisensorten durch Nathusius (*L<sub>s</sub> 40*). Das Schaubild ist auf Grund der in der Quelle enthaltenen Tabelle gezeichnet. Als Abszissen wurden die Gehalte der einzelnen Legierungen an nicht-

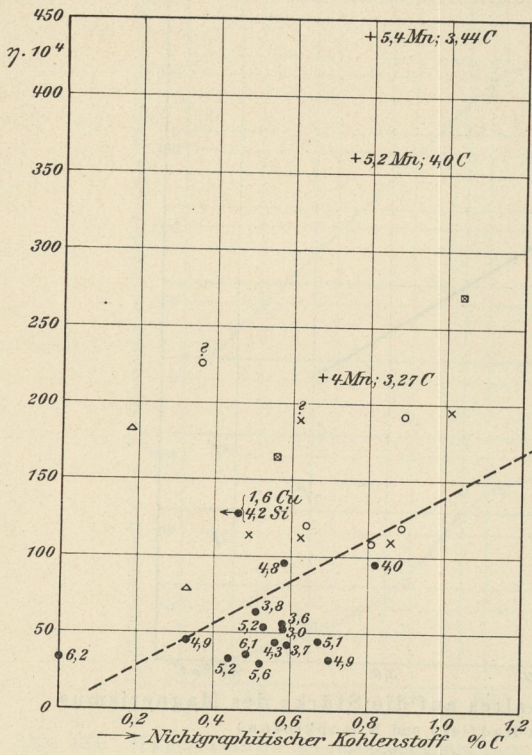


Abb. 483. Steinmetzsche Zahl  $\eta$  verschiedener Gußeisensorten. (Nach Nathusius.)

- C: < 3,5 Proz.; Si: < 3 Proz.; Mn: < 3 Proz.
- Si:  $\geq 3$  „ ● n n = Proz. Si.
- + Mn:  $\geq 3$  „ + n n = Proz. Mn.
- × Gesamtkohlenstoff: > 3,5 Proz.
- „ > 4,0 „
- △ P: 0,9—2 Proz.
- ← Cu: > 1 Proz.
- Ungefähre Größe von  $\eta$  für schmelzbare Eisen-Kohlenstoff-Legierungen.

graphitischem Kohlenstoff, als Ordinaten die Steinmetzschen Zahlen  $\eta$  der Hysterisis gewählt. Von der Aufführung der übrigen magnetischen Eigenschaften wurde abgesehen, da sie ja in einem gewissen Zusammenhang mit der Zahl  $\eta$  stehen, dessen Größenordnung aus den Abb. 473 bis 475 zu ersehen ist.

In Abb. 483 gibt die punktierte Linie den ungefähren Verlauf der Linie  $\eta$  für die schmiedbaren Eisen-Kohlenstoff-Legierungen in Abhängigkeit von den als Abszissen verwendeten Kohlenstoffgehalten an. Die hochsiliziumhaltigen Gußeisenlegierungen, die durch schwarze Kreise angedeutet sind, liegen fast alle unterhalb dieser Linie, zeigen also bessere magnetische Eigenschaften als die entsprechenden schmiedbaren Eisensorten mit Kohlenstoffgehalten von 0,36 bis 0,7%. Die hochmanganhaltigen Legierungen (bezeichnet mit +) liegen sämtlich weit oberhalb der punktierten Linie, zeigen also schlechteres magnetisches Verhalten als die manganärmeren.

Es geht sonach mit einiger Sicherheit aus den Versuchen hervor:

daß größerer Gehalt an Silizium die magnetischen Eigenschaften des Gußeisens verbessert, Mangan sie dagegen verschlechtert.

Das Silizium kann bei der obengenannten Wirkung entweder die unmittelbare Ursache sein, oder die mittelbare dadurch, daß es die Aufnahmefähigkeit des Gußeisens gegenüber Kohlenstoff verringert. Wahrscheinlich kommen beide Ursachen in Frage.

Die Wirkung des Mangans ist zweifellos unmittelbar, denn auch in schmiedbaren Eisensorten wirkt Mangan stark vermindern auf den Magnetismus ein, und Legierungen mit etwa 12% Mangan sind fast unmagnetisch.



b) Materialien für Dauermagnete.

400. Für Herstellung von Dauermagneten kommen ausschließlich abgeschreckte Eisenlegierungen in Frage, und zwar abgeschreckte Eisen-Kohlenstoff-Legierungen mit hohem Kohlenstoffgehalt, oder Legierungen des Eisens und Kohlenstoffs mit den Stoffen Wolfram und Chrom. Man hat auch versucht, Dauermagnete aus Gußeisen herzustellen, was natürlich nur für solche Zwecke angängig ist, wo es weniger darauf ankommt, daß die Stärke des zurückbleibenden Magnetismus unveränderlich ist (A. Campbell L<sub>8</sub> 41). Verwendet wurde gewöhnliches Gußeisen, das auf 1000 C° erhitzt und dann in Wasser abgeschreckt wurde.

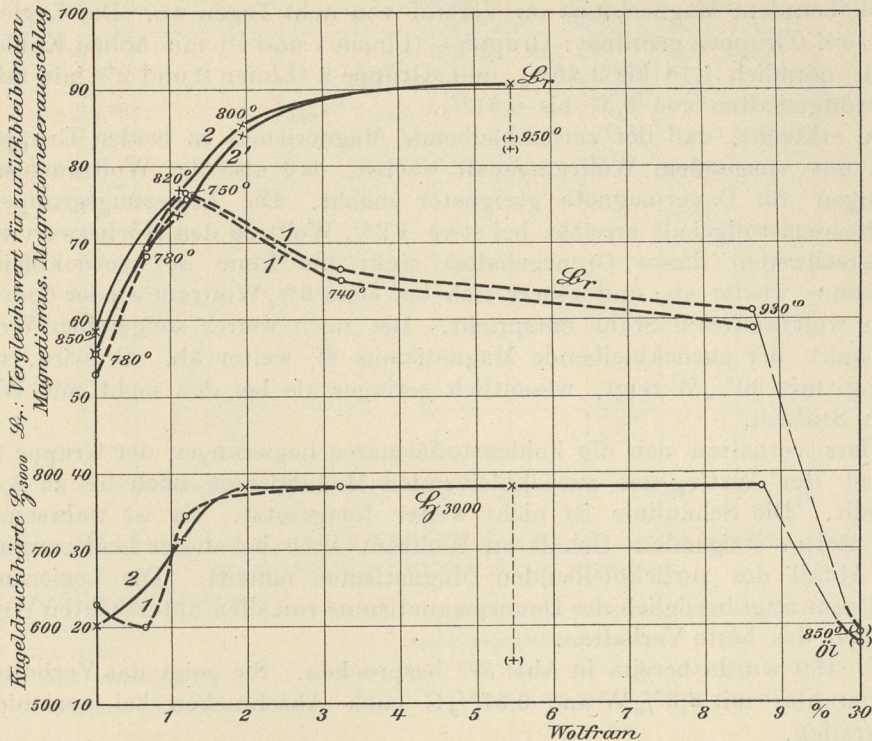


Abb. 484. Zurückbleibender Magnetismus und Kugeldruckhärte abgeschreckter Wolframstähle. (Nach Mars.)

- 1 ○ — ○ Kohlenstoff: 1,15—1,25 Proz.
- 2 × — × „ 0,57—0,61 „
- 1 L<sub>r</sub>; 2 L<sub>r</sub>: Sogleich gemessen.
- 1' L<sub>r</sub>; 2' L<sub>r</sub>: Nach 8 Tagen gemessen.

Sämtliche Proben geschmiedet und dann in Wasser abgeschreckt. Nur die in ( ) gesetzten Punkte entsprechen gegossenen und dann abgeschreckten Proben.  
 Die den Linien B<sub>r</sub> beigeschriebenen Zahlen geben die Abschrecktemperatur an.  
 Für die Kugeldruckhärte H<sub>3000</sub> war der Druck P = 3000 kg, und der Kugeldurchmesser D = 10 mm.

Abb. 484, zusammengestellt nach einer Arbeit von Mars (L<sub>8</sub> 32), läßt den Einfluß eines Wolframzusatzes zu den Eisen-Kohlenstoff-Legierungen erkennen. Als Abszissen sind die Prozentgehalte der Legierungen an Wolfram, als Ordinaten im oberen Teile des Schaubildes die Vergleichswerte für den zurückbleibenden Magnetismus B<sub>r</sub>, im unteren Teile des Schaubildes die Werte der Kugeldruckhärte H<sub>3000</sub> verwendet. Sämtliche Stähle wurden bei den den einzelnen Punkten beigeschriebenen Wärmegraden abgeschreckt, die zuvor als die günstigsten ermittelt worden waren. Die Abschreckung geschah in Wasser, nur die Legierung mit 30% Wolfram wurde von 850 C° aus in Öl abgeschreckt. Die Legierungen lagen in Form geschmiedeter Stäbe vor, die zu Hufeisenmagneten verarbeitet und alsdann abgeschreckt worden waren. Nur die mit + bezeichnete Legierung war gegossen



und wurde in diesem Zustande abgeschreckt. Die Hufeisenmagneten wurden durch Abstreichen am Elektromagneten magnetisch gemacht und alsdann nach einer bestimmten Zeit im Magnetometer auf die Größe des zurückbleibenden Magnetismus  $\mathfrak{B}_r$  untersucht. Die angegebenen Werte für  $\mathfrak{B}_r$  sind nicht in CGS-Einheiten angegeben; sie sind nur Vergleichswerte und geben unmittelbar die Größe des Ausschlages am Magnetometer an. Acht Tage später wurden die Messungen des zurückbleibenden Magnetismus wiederholt. Die Linien für  $\mathfrak{B}_r$  sind deswegen doppelt gezeichnet. Die Linien 1 und 2 entsprechen den zuerst, die Linien 1' und 2' den nach acht Tagen gemessenen Werten. Der Unterschied in den Ordinaten der Linien 1 und 1', 2 und 2' zeigt sonach den Verlust an zurückbleibendem Magnetismus im Verlauf von acht Tagen an. Die Legierungen sind in zwei Gruppen geordnet: Gruppe 1 (Linien 1 und 1') mit hohem Kohlenstoffgehalt, nämlich 1,15 bis 1,25%, und Gruppe 2 (Linien 2 und 2') mit mittleren Kohlenstoffgehalten von 0,57 bis 0,61%.

Man erkennt, daß der zurückbleibende Magnetismus in beiden Gruppen anfänglich mit steigendem Wolframgehalt wächst, daß also der Wolframzusatz die Legierungen für Dauermagnete geeigneter macht. Die Legierungsgruppe 1 mit hohem Kohlenstoffgehalt erreicht bei etwa 1,2% Wolfram den Höchstwert von  $\mathfrak{B}_r$ ; bei Überschreiten dieses Grenzgehaltes sinkt die Linie des zurückbleibenden Magnetismus wieder ab, und nähert sich bei etwa 9% Wolfram wieder dem Werte, der dem wolframfreien Stahl entspricht. Bei noch weiter steigendem Wolframgehalt sinkt der zurückbleibende Magnetismus  $\mathfrak{B}_r$  weiter ab. Er wird, wie die Legierung mit 30% W zeigt, wesentlich geringer als bei den nicht mit Wolfram legierten Stählen.

Anders verhalten sich die kohlenstoffärmeren Legierungen der Gruppe 2. Bei diesen ist der Anstieg des zurückbleibenden Magnetismus noch bis zu 5,5% W festgestellt. Die Schaulinie ist nicht weiter fortgesetzt. Es ist wahrscheinlich, daß bei weiter steigendem Gehalt an Wolfram auch bei dieser Legierungsgruppe wieder Abfall des zurückbleibenden Magnetismus eintritt. Die Legierung mit 5% Wolfram zeigt bezüglich des Dauermagnetismus von allen untersuchten Wolframlegierungen das beste Verhalten.

Abb. 480 wurde bereits in Abs. 397 besprochen. Sie zeigt das Verhalten des Wolframstahles mit 5,5% W und 0,57% C nach Abschrecken bei verschiedenen Wärmegraden.

Die Abb. 485 ist ebenfalls auf Grund der obengenannten Arbeit von Mars zusammengestellt. Sie gibt Aufschluß über die Größe des zurückbleibenden Magnetismus in verschiedenen Eisenlegierungen, die außer Eisen und Kohlenstoff noch Wolfram, Chrom, Molybdän, Vanadium, Mangan, Nickel und Silizium enthalten. Man bezeichnet solche Legierungen vielfach als „legierte Stähle“, „Sonderstähle“ oder „Spezialstähle“, Sämtliche Legierungen wurden abgeschreckt, und zwar in Wasser bei den beigeschriebenen Temperaturen. Nur wenn der Abschrecktemperatur das Zeichen 0 beigefügt ist, erfolgte das Abschrecken in Öl. Der Kohlenstoffgehalt der Legierungen ist als Abszisse gewählt. Die Eisen-Kohlenstoff-Legierungen ohne wesentliche Mengen von Fremdstoffen sind durch nicht ausgefüllte Kreise, die Wolframstähle durch +, die Chromstähle durch ausgefüllte Kreise •, die Chromwolframstähle durch †, die übrigen durch × angedeutet. Der Gehalt an den Zusatzstoffen ist den einzelnen Punkten beigeschrieben. Durch die Punkte für Eisen-Kohlenstoff-Legierungen ist die Ausgleichsline gezogen.

Man erkennt, daß Wolframstahl mit 0,6% C und 5,5% W hohe Werte von  $\mathfrak{B}_r$  aufweist. Ähnliche Eigenschaften zeigen noch einige Chromstähle mit 0,6 bis 1% C und 1,3 bis 2,1 Cr, ferner auch ein Chromwolframstahl mit 1,2% C, 1,23% Cr und 1% W.



Der untersuchte Vanadiumstahl mit 0,37% Vd bei 0,8% C zeigte bezüglich des zurückbleibenden Magnetismus keine Vorteile gegenüber den vanadiumfreien Eisen-Kohlenstoff-Legierungen mit gleichem Kohlenstoffgehalt. Auch der unter-

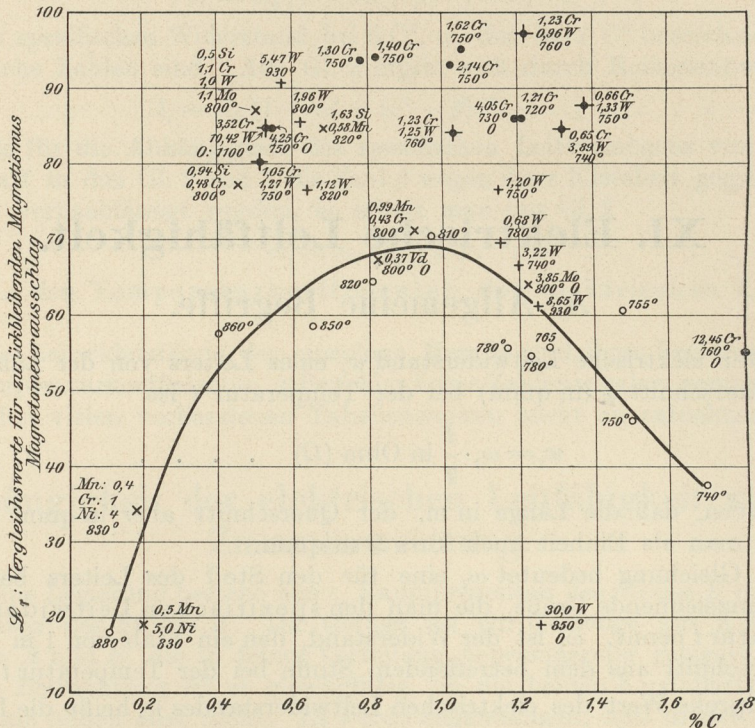


Abb. 485. Vergleich des zurückbleibenden Magnetismus verschiedener abgeschreckter Stahlsorten. (Nach Mars.)

- Eisen-Kohlenstoff-Legierungen.
- + Wolframstähle.
- Chromstähle.
- ✦ Chrom-Wolfram-Stähle.
- x Verschiedene Stähle.

Sämtliche Stähle sind bei den beigeschriebenen Temperaturen abgeschreckt und zwar:  
 in Wasser, wenn nichts besonderes vermerkt,  
 in Öl, wenn das Zeichen O beigefügt ist.

suchte Molybdänstahl mit 3,85% Mo bei 1,2% C zeichnete sich vor den molybdänfreien Legierungen gleichen Kohlenstoffgehalts nicht aus. Das billigere Wolfram und Chrom scheinen sonach den Stahl für Dauermagnete geeigneter zu machen als das teure Molybdän. Im übrigen bedarf wohl die Abb. 485 keiner weiteren Erläuterung.