



Die Molekularfeldhypothese und die ferromagnetische Eigenschaft

Pierre Weiss

► To cite this version:

Pierre Weiss. Die Molekularfeldhypothese und die ferromagnetische Eigenschaft. J. Phys. Theor. Appl., 1907, 6 (1), pp.661-690. 10.1051/jphystap:019070060066100 . jpa-00241247

HAL Id: jpa-00241247

<https://hal.science/jpa-00241247>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL ist ein multi-disziplinäres Open-Access-Archiv für die Hinterlegung und Verbreitung von wissenschaftlichen Forschungsdokumenten, unabhängig davon, ob sie veröffentlicht sind oder nicht. Die Dokumente können von Lehr- und Forschungseinrichtungen in Frankreich oder im Ausland oder von öffentlichen oder privaten Forschungszentren stammen.

Das multidisziplinäre offene Archiv **HAL** dient der Hinterlegung und Verbreitung von veröffentlichten und unveröffentlichten wissenschaftlichen Dokumenten auf Forschungsebene, die von französischen oder ausländischen Bildungs- und Forschungseinrichtungen, öffentlichen oder privaten Labors stammen.

DIE HYPOTHESE DES CHAMP MOLECULAIRE UND DIE EIGENSCHAFTEN DER FERROMAGNETISCHEN SUBSTANZEN

Durch Cf. Pflanz Ueiss (').

Herr Langevin (') hat kürzlich eine Theorie, die auf bemerkenswerte Weise die Eigenschaften diamagnetischer und paramagnetischer Körper wiedergibt.

Er nimmt an, dass jedes Molekül eines paramagnetischen Gases ein von Null verschiedenes magnetisches Moment hat, das sich aus der geometrischen Addition der magnetischen Momente der geschlossenen Bahnen ergibt, die die Elektronen mit hoher Geschwindigkeit um den Rest des Atoms schreiben. Ein äußeres Feld, das auf diese Moleküle einwirkt, tendiert dazu, sie auszurichten, und die thermische Unruhe und die damit einhergehenden Stöße tendieren dazu, den Zustand der ursprünglichen Unordnung ständig wiederherzustellen. Das Ergebnis ist ein statisches Gleichgewicht, bei dem das magnetische Moment pro Volumeneinheit, d. h. die Magnetisierungsintensität I , eine Funktion des Quotienten aus dem Feld H und der lebendigen Kraft der thermischen Erregung ist, die proportional zur Absoluttemperatur T ist:

$$\bar{I}_0 = \frac{\mu H}{RT}$$

wobei die Bedeutung von a gegeben ist durch :

$$(2) \quad a = \frac{\mu H}{RT}$$

Er stellt die Summe aller magnetischen Momente der Moleküle in einem Kubikzentimeter dar, d. h. die Stärke der Magnetisierung, die man hätte, wenn alle diese Momente parallel gerichtet wären; μ ist das magnetische Moment eines Moleküls und RT ist zweimal die lebendige Kraft, die einem Freiheitsgrad des Moleküls entspricht.

Die Beziehung (1) wird durch die Kurve in Fig. 1 dargestellt. Sie zeigt eine Zunahme der Magnetisierung zunächst proportional bei H , d. h. bei einer gegebenen Temperatur, und in intensiven Fällen eine Sättigungsmagnetisierung I_0 entsprechend.

(') Vortrag vor der Société française de Physique am 4. April 1907. (-) P. Langevin, *Ann. Chim. Phys.*, S- Serie, t. 4, 1907, p. 70 ff.

J. de Phys., 4-ème série, t. 1, (1907, 9. September 1907.)

Die meisten von ihnen sind in der Lage, die Magnete vollständig zu entfalten. Langevin zeigt, dass die Felder, die notwendig wären, um die Abweichungen von der Proportionalität festzustellen, nicht mit den Feldern übereinstimmen, die wir erzeugen können. Und das Experiment ergibt in der Tat einen Magnetisierungskoeffizienten von χ (Suszeptibilität pro Masseneinheit) für paramagnetische Körper konstant.

Dieser Koeffizient ist in der Theorie umgekehrt proportional zur Alasoltemperatur und stimmt mit Pierre Curie überein, der diese Eigenschaft bei Sauerstoff entdeckte und zeigte, dass sie sich auch auf eine Reihe anderer Körper ausdehnen lässt. Ich betone diesen Punkt, weil wir im Folgenden diese Temperaturabhängigkeit als Merkmal des paramagnetischen Zustands betrachten werden.

Curie war in seiner Arbeit über *die magnetischen Eigenschaften von Körpern bei verschiedenen Temperaturen* sehr beeindruckt von der großen Ähnlichkeit zwischen den Halsen, die die Stärke der Magnetisierung als Funktion des Feldes und der Temperatur darstellen, und denen, die die Dichte einer Flüssigkeit als Funktion des Drucks und der Temperatur darstellen. Aus ihrem Vergleich ergibt sich, dass der paramagnetische Zustand dem gasförmigen Zustand und der ferromagnetische Zustand dem flüssigen Zustand entspricht. Herr Lan gevin, der den Weg zur Ausweitung seiner Theorie der paramagnetischen Körper auf die ferromagnetischen Körper aufzeigt, schließt ebenfalls: "Man sieht also, wie wichtig die gegenseitigen Aktionen zwischen den Molekülen sind, die allein die noch extrem weit entfernte magnetische Sättigung bei demselben äußeren Feld im Falle schwach magnetischer Substanzen ermöglichen."

Feld tnofécu?aii-e. - Ich möchte hier zeigen, dass man eine Theorie des Ferromagnetismus auf einer sehr einfachen Annahme über diese gegenseitigen Wirkungen aufbauen kann. Ich nehme an, dass jedes Molekül von allen umgebenden Molekülen eine Wirkung erfährt, die gleich der Wirkung eines *uzii/ormë* N I Feldes ist, das proportional zur Stärke der ai m-Antation ist und die gleiche Richtung wie das Molekül hat. Man könnte II als inneres Feld bezeichnen, um die Analogie mit dem van-der-Waals-Innendruck zu verdeutlichen. Dieses Feld, das zum äußeren Feld hinzukommt, erklärt die hohe Magnetisierungsintensität ferromagnetischer Körper durch die Gesetze paramagnetischer Körper, wie der innere Druck, der zum äußeren Druck hinzukommt, die hohe Dichte von Flüssigkeiten durch die Kompressibilität von Gasen. Ich habe ihm den Begriff *Cham p*

nole'cular. In der Regel wird man hier und anderswo von einer Sphäre molekularer Aktivität ausgehen.

Ich gebe außerdem zu, dass es keine anderen Aktionen gibt, die sich aus der potenziellen Rotationsenergie der Moleküle ableiten lassen, d. h. die sich in Momenten niederschlagen, die auf die Moleküle ausgeübt werden. Mit anderen Worten: Abgesehen von den gegenseitigen Einwirkungen, die durch den Begriff NI ausgedrückt werden, sind die Drehungen im ferromagnetischen Körper so frei wie in einem Gas. Die potenzielle Translationsenergie ist nicht Gegenstand einer bestimmten Annahme.

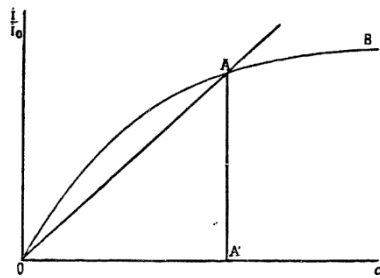


Fig. t.

Nehmen wir zunächst an, dass das innere Feld allein existiert, und zeigen wir, dass ferromagnetische Körper in Abwesenheit eines äußeren Feldes eine endliche Magnetisierungsstärke annehmen können, so wie Flüssigkeiten unter einem äußeren Druck von null (oder sogar negativ) existieren können. Die Gleichung (2) wird zu

$$(3) \quad I = a \frac{rT}{\mu N}.$$

Diese Gleichung wird in Fig. t dargestellt. 1 durch die Gerade OA dargestellt. Da die Stärke der Magnetisierung sowohl (1) als auch (3) erfüllen muss, ergeben die Schnittpunkte der Kurve und der Geraden die Werte von I. Eine Lösung ist offensichtlich: $I = 0$, $a = 0$ und folglich $H = 0$. Aber es ist leicht zu sehen, dass nicht diese, sondern diejenige, die durch den Punkt A gegeben ist, einem stabilen Zustand entspricht. Stellen wir uns nämlich vor, dass die Magnetisierungsstärke durch einen direkten Eingriff in die Reaktion der Moleküle auf einen etwas niedrigeren Wert als AA' gesetzt wird. Der Wert von a, der sich aus der Idite ergibt, ist dann etwas höher als der Wert, der sich aus der Kurve für die gleiche Intensität ergibt.

der Magnetisierung. Diese θ -Werte sind proportional zum molekularen Ampere-Cm und zum χ_{amp} , das in der Larmour-Formel gefordert wird. Der erste Wert gewinnt also und die Magnetisierung steigt wieder auf den Wert χ_{amp} an. Umgekehrt wird eine Magnetisierung, die etwas kleiner als χ_{amp} ist, auf diesen Wert zurückgehen.

Wir müssen diese eher unreflektierte Vorstellung von einer endlichen, in einem Nullfeld erzeugten Stamm-Amperen mit den Tatsachen des Ferromagnetismus in Einklang bringen, bei dem das äußere Feld eine Rolle spielt.

Die ferromagnetischen Eigenschaften von Kristallen spielen eine wichtige Rolle, und für das spätere werden wir uns damit beschäftigen.

Im Moment sei nur darauf hingewiesen, dass es aufgrund der geringen paramagnetischen Suszeptibilität enorme Zeiträume bräuchte, um diese spontane Magnetisierung weiter zu steigern, so dass sie nur dem entspricht, was man gemeinhin als Intensität bezeichnet. Sättigungsmagnetisierungsdichte bei der betrachteten Temperatur T .

Von der Temperatur abhängt der Ringkoeffizient der Geraden χ_{amp} proportional mit T und damit sinkt die Magnetisierungsintensität. Bei der Temperatur θ , bei der die Gerade tangential zur Kurve bei Punkt 0 verläuft, hebt sie sich auf. θ ist die absolute Temperatur, bei der der spontane Ferromagnetismus verloren geht. Die beiden Gleichungen (1) und (3) können als das Gesetz der Änderung der Magnetisierungsintensität in Abhängigkeit von der Temperatur mit Hilfe der Hilfsvariablen θ dargestellt werden.

Beachten Sie, dass am Grenzwert $\theta \rightarrow 0$ gilt: - in θ , es kommt:

$$(\#) \quad \theta = \frac{\mu N I_0}{3T}.$$

Die Gleichung (3) kann dann in der Form:

$$(\#) \quad \frac{T}{\theta} = \frac{3}{a} \frac{I}{I_0}.$$

Das Gesetz der Änderung der Magnetisierungsintensität mit der Temperatur ist also für alle Körper gleich und wird durch die entsprechenden Zustände ausgedrückt.

Gewichte charakterisiert durch die Werte von $\frac{T}{\theta}$ und $\frac{I}{I_0}$. Sie ist vertreten durch θ und I_0 .

Die Kurve von χ_{amp} / θ . * Die Übereinstimmung mit den bisher bekannten experimentellen Kurven ist offensichtlich, aber es gibt eine schnellere Änderung der Magnetisierung bei niedrigen Temperaturen.

Temperaturen zu erreichen. Der Grund dafür ist, dass bei relativ kleinen Feldern, in denen bislang gearbeitet wurde, die Sättigung in der Mitte des Feldes erreicht wird.

Die Magnetisierung lag nur in der Nähe von 0, während sie bei sehr niedrigen Temperaturen unterhalb der Sättigung blieb. Pierre Curie, in Bei einem Feld von 1300 Gauß erhielt er für Eisen bei Zimmertemperatur eine Magnetisierungsstärke von 100. Später zeigten du Bois und Taylor Jones^(*), dass dieser Wert noch nicht der Sättigung entspricht und dass die Magnetisierungsstärke von Eisen zwischen 10 000 und 5000 Gauß weiter ansteigt und in diesem letzten Climpunkt den Wert 150 erreicht.

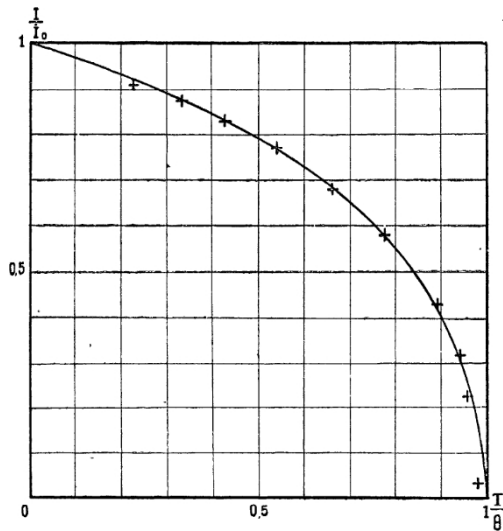


Fig. 2.

Verifikation experimentale. - Ich habe dieses Gesetz an Magnetit überprüft, von dem ich aus einer früheren Studie wusste, dass er in einem Feld von 300 Gauß im Wesentlichen gesättigt ist, und ich habe in einem Feld von 300 Gauß operiert.

Die von mir angewandte Messmethode ist neu. Sie besteht darin, die Substanz in Form eines Ellipsoids zu schneiden und sie mithilfe einer Torsionsfeder in das horizontale Feld eines Elektromagneten zu hängen, der sich um eine vertikale Achse bewegt. Auf diese Weise wird das Drehmoment gemessen, das der Magnet auf die Substanz ausübt. Die Koeffizienten h' , und N' sind

(*) De Bois und Taylor Jones, *Electricity*, t. X^e II, p. 494; 1896.

Wenn Sie das Ellipsoid für die Achsen Horizont-Rate O_n und O_y und V für das Volumen verwenden, ist das Drehmoment :

$$C = V \cdot I \cdot H \sin(\alpha - \varphi),$$

wobei α der Winkel des Magnetfeldes und φ der Winkel der Magnetisierungsstärke mit O_n ist. Das Feld, das sich aus dem äußeren Feld und dem entmagnetisierenden Feld des Ellipsoids ergibt, hat jedoch die gleiche Richtung wie die Magnetisierungsstärke, also :

$$\frac{H \cos \alpha - N \cdot I \cos \alpha}{\text{GOS } Q} = \frac{H \sin \alpha - NBI \sin \alpha}{\text{SIR } e},$$

d.h.

$$G = V(N; -N) I^2 \sin \alpha \cos \varphi.$$

Dieses Paar hat ein Maximum, das p 45° :

$$C = \frac{1}{2} V (Nt - N) I^2.$$

Der Wert ist bis auf eine Konstante gleich dem Quadrat der Schenkungsintensität. Man dreht den Magneten also so lange, bis die Ablenkung maximal ist, und misst dieses Maximum. Es ist nicht notwendig, den genauen Wert oder die Richtung des Feldes zu kennen. Ich habe das Magnetit-Ellipsoid so geschliffen, dass die Magnetisierungsintensität zum Zeitpunkt der Messung in Richtung einer binären Achse des Kristalls verläuft, d. h. in Richtung eines relativen Magnetisierungsmaximums. Es genügt, wenn diese Bedingung in grober Näherung erfüllt wird, damit die Drehmomente magnetokristallinen Ursprungs einen völlig untergeordneten Einfluss haben.

Diese Messung wurde bei Temperaturen von Trockeneis (-78°) bis zum Verschwinden des Ferromagnetismus (-587°) durchgeführt. Die Punkte wurden in derselben Figur markiert wie die theoretische Kurve (Fig. 2), in der die Abszissenskala mit Hilfe der vier Beobachtungen bei den höchsten Temperaturen so festgelegt wurde, dass die Temperaturen des Verschwindens des Ferromagnetismus theoretisch und experimentell übereinstimmten. Die Ordinaten-Skala wurde so gewählt, dass der zweite Punkt, der der gewöhnlichen Temperatur entspricht, auf der theoretischen Kurve liegt. Man sieht, dass nur der erste Punkt ein wenig von der Kurve abweicht. Die Überprüfung der Theorie ist also vollkommen zufriedenstellend.

6s Erklärung der magnetokristallinen Phänomene durch die
Molekularfeld-Hypothese. - Die magnetischen Eigenschaften des Kristalls
von

Pyrrhotin, das ich in einer früheren Arbeit experimentell untersucht
habe.

Die folgenden Beispiele zeigen, wie sich die inneren Werte (') zusammenfassen
lassen:

Der Kristall hat eine bestimmte Richtung O_n , in der die
Magnetisierungsintensität einen konstanten Wert hat, der unabhängig
von der Feldstärke der Sättigungsmagnetisierungsintensität entspricht.
Wenn man ein wachsendes Feld gegen die Magnetisierungsstärke in
die gleiche Richtung wirken lässt, ändert sich die
Magnetisierungsstärke abrupt in dem Moment, in dem das Feld einen
bestimmten Wert S_i überschreitet, der als Koerzitivfeld bezeichnet
wird. Die Magnetisierungsstärke kann nur zwei Werte annehmen, die
der positiven und die der negativen Sättigung. Der Grund dafür ist,
dass ein Teil der Materie positiv und der Rest negativ magnetisiert ist
und man den Unterschied beobachtet.

Die Phänomene, die in dieser Richtung O_z auftreten, die ich als
Richtung der leichten Magnetisierung bezeichnet habe, sind also
irreversibel. Wenn man das Feld in einer Richtung schräg zu O_n
wirken lässt, weicht die Magnetisierung von dieser Richtung ab,
behält aber eine hohe Urkonstante und bleibt in der Grundebene des
orthorhombischen Pyrrhotinprismas, das ich aus diesem Grund als
magnetische Ebene bezeichnet habe. Diese Abweichung der
Magnetisierung ist reversibel. Alles ist so, als ob in der Richtung O_y
senkrecht zu O_n

und in der magnetischen Ebene kontextualisiert, herrscht eine demagneti-
stische Kette ztly, die von der Kristallstruktur herrührt und
proportional ist zu

die Komponente der Magnetisierungsintensität in Richtung O_{ff} . Um
die Magnetisierungsintensität auf der O_y -Achse zur Deckung zu
bringen, muss das äußere Feld, das ebenfalls auf der O_y -Achse liegt,
mindestens den Wert

Maximum dieser entmagnetisierenden Kette, das bei $H = 7.300$ Gauß lag.
Noch nie zuvor durchgeführte Experimente haben gezeigt, dass dieser
Wert das Feld hatte denselben Wert in einer großen Anzahl von Fragmenten
aus mehreren Proben, es ist also ein gemeinsames Merkmal.

Die Eigenschaft der magnetischen Ebene ist nicht streng. Wenn
man dem Feld eine starke Komponente in der O_c -Richtung gibt

(') J. de Phys., 1- Serie, t. IV, S. 869 und 829; t 903.

Senkrecht zu dieser Ebene erhält man eine schwache Komponente der Intensität der Magnetisierung, die parallel zu O_s und proportional zu dieser Feldkomponente verläuft. Ich hatte daraus geschlossen, dass Pyrrhotin, das in der magnetischen Ebene ferromagnetisch ist, senkrecht dazu paramagnetisch ist.

zu diesem Plan. Ich ziehe hier eine andere Aussage für die *mè mes faits* vor.

Alles geschieht in der mO -Ebene wie in der mO_y -Ebene, mit dem Unterschied, dass das strukturierende entmagnetisierende Feld in der O_c -Richtung viel größer ist als in der O_y -Richtung, wobei sein Maximalwert in der Größenordnung von $zt'l \equiv 150.000$ Gauß liegt.

Anstatt, wie ich es implizit getan habe, davon auszugehen, dass das Molekularfeld in allen Richtungen gleich ist, werde ich nun annehmen, dass das Kristallgebäude drei rektangulare Symmetrieebenen hat, die mit den Koordinatenebenen zusammenfallen, und dass jede der Komponenten des Molekularfelds proportional zur entsprechenden Komponente der Magnetisierungsintensität ist, mit einem different Koeffizienten $N, > N > N_3$, für jede der drei Achsen.

Dann hat das Molekularfeld im Allgemeinen nicht mehr die Richtung dO der Magnetisierungsintensität, außer wenn diese entlang einer der Achsen gerichtet ist. Diese Ausrichtung entspricht einem stabilen Gleichgewicht nur für die Achse ($Oæ$), für die der Koeffizient ($N,$) am größten ist, wie wir gleich sehen werden.

Wenn ein äußeres Feld zum Molekularfeld hinzukommt, nimmt die Magnetisierung eine Richtung an, die mit dem resultierenden Feld zusammenfällt, was ausgedrückt wird durch :

$$(6) \quad \frac{H_x + N_1 I_x}{I_x} = \frac{H_y + N_2 I_y}{I_y} = \frac{H_z + N_3 I_z}{I_z}.$$

Nehmen wir an, dass I und H in der XY -Ebene liegen, und nennen wir " und * die Feldstärke und die Magnetisierungsstärke mit OX , dann :

$$(7) \quad HI \sin(z - e') - (N, - N_i) I - \sin p \cos o \quad o.$$

Diese Gleichung ist identisch mit der Gleichung, in der ich zuvor die experimentellen Eigenschaften von Pyrrhotin in der XOY -Ebene zusammengefasst habe, wenn man $(N, - h') I \equiv ml \ 7300$ Gauß setzt. Die soeben aufgestellte Hypothese gibt also die experimentellen Eigenschaften von Pyrrhotin in der XOY -Ebene wieder. Wir haben bereits gesagt, dass sich diese Eigenschaften von denen in der $XOfi$ -Ebene nur durch die folgende Eigenschaft unterscheiden

Größe der Konstante. Für letztere werden wir haben:

$$(N, - N;) I \quad a' l \quad 150\,000 \text{ Gauss.}$$

Die Gleichung (7) besagt, dass das Drehmoment, das das äußere Feld auf die Magnetisierungsstärke H ausübt. $I \sin(\theta - \gamma)$, das die Magnetisierungsstärke von der m -Achse wegbewegt, gleich dem Drehmoment ist, das auf die Struktur $(I_i, - N_i) I^\circ \sin \gamma \cos \theta$ wirkt und sie wieder dorthin zurückbringen würde, wenn das äußere Feld wegfallen würde. Die Gleichgewichtslage, die der Orientierung der Magnetisierung entlang Oz entspricht, ist also nur dann stabil, wenn N , der größte der drei Koeffizienten ist.

Die Untersuchung der magnetokristallinen Eigenschaften liefert daher nur die Unterschiede zwischen den wichtigsten molekularen Ampere. Wir werden später sehen, dass die gleichzeitige Betrachtung der magnetischen Eigenschaften unterhalb und oberhalb der Temperatur, bei der der spontane Ferromagnetismus verloren geht, den Wert des molekularen Feldes selbst ergibt. Da sich die Magnetisierung von selbst auf die Achse richtet, auf der sie am größten ist, wird das maximale Molekularfeld N, l bestimmt.

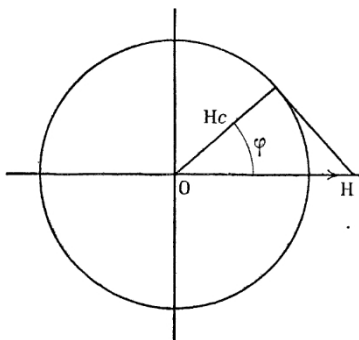
Es ist Aufgabe des Experiments zu zeigen, ob das Schema des Magnetkristalls

Die Theorie, dass die durch die vier Zahlen I, H'', m, l gekennzeichnete Theorie auf andere Körper anwendbar ist, ist nicht zutreffend. Das Wenige, was wir über kristallisierten Magnetit wissen, widerspricht dem nicht, wenn man annimmt, dass die bisher untersuchten Kristalle durch die Nebeneinanderlagerung oder Penetration von einfacheren Kristallen unterschiedlicher Orientierung gebildet wurden. J. eines der wichtigsten entmagnetisierenden Felder beträgt bei diesem Material etwa 500 Gauß.

Es gibt mehr Daten über Eisen, das wie Magnetit in kubisch aussehenden Kristallen kristallisiert. Die Experimente wurden jedoch mit Induktion durchgeföhrt, das aus kristallinen Geflechten besteht, die nur Durchschnittswerte aufweisen. Diese Mittelwerte haben jedoch nur dann eine einfache Bedeutung, wenn keine Richtung begünstigt wird, was bei aminierten oder durch die Spindüse gezogenen Metallsorten in der Regel nicht der Fall ist. Es ist jedoch gut möglich, dass ein besonderer Umstand bei Eisen, nämlich der Übergang in den Zustand T_d 92G°, hier auf vorteilhafte Weise zum Tragen kommt, und zwar dank der Rekristallisation, die damit einhergeht, wie Herr Osmund gezeigt hat. Es würde also genügen, bei einer ausreichend hohen Temperatur zu glühen, um die scheinbare Isotropie wiederherzustellen.

Synthese von Eisen-Verbindungen, Eigenschaften, Hysteresekurven.

- Wie dem auch sei, ich beabsichtige zu zeigen, dass man, indem man dem Eisenkristall ähnliche Eigenschaften wie dem Pyrrhotinkristall zuschreibt und die Magnetisierungskurven eines Mediums, das aus in alle Richtungen orientierten Kristallen besteht, von Grund auf konstruiert, die experimentellen Eigenschaften wiederfinden und die Gründe für einige ihrer bislang ungeklärten Besonderheiten liefern kann.



Nehmen wir zunächst an, dass wir bei schwachen Feldern nur das irreversible Phänomen betrachten und die reversible Ablenkung der Magnetisierung aus der Richtung der leichten Magnetisierung im Kristallklippen vernachlässigen. Wenn sich die Materie in ihrem ursprünglichen Zustand befindet, werden alle Magnetisierungsvektoren der verschiedenen Kristalle auf einer Kugel mit konstanter Dichte verteilt sein. Wenn das Feld H , das in einer festen Richtung f wirkt, das Koerzitivfeld H_c überschreitet, werden alle Magnetisierungsintensitäten innerhalb eines Kreises mit (JH) als Achse und einem Halbkreis zum Sommet durch :

$$JH \cos \varphi,$$

die ursprünglich auf die negative Seite gerichtet waren, werden ihr Vorzeichen ändern, und die resultierende Magnetisierungsstärke wird :

$$J = \frac{I}{2} \sin^2 \varphi = \frac{I}{2} \left[1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^2 \right],$$

wobei I die Stärke der Magnetisierung darstellt, die man erhalten würde, wenn alle Richtungen der leichten Magnetisierung mit der Ox zusammenfallen würden.

Wenn wir das Wachstum des Feldes bei H stoppen und es anschließend zwischen $-H$ und $+H$ oszillieren lassen, nimmt die Stärke der Belästigung periodisch wieder den Maximalwert I an, der sich aus dieser Gleichung ergibt. Die Gleichung stellt also den Ort der Scheitelpunkte der Zyklen dar. Es handelt sich um eine Kubik, deren nützlicher Teil grob dem Ast einer gleichseitigen Hyperbel ähnelt. Sie hat die horizontale Asymptote I , für die der Abstand zwischen der Kurve und der Asymptote I die Höhe der Kurve ist.

Die Asymptote ist unendlich klein der zweiten Ordnung, und die vertikale Asymptote $H = 0$. Sie trifft die Abszissenachse im Punkt $H = H_c$.

Anstatt vom neutralen Zustand auszugehen, nehmen wir nun an, dass alle bildlichen Punkte durch die Wirkung eines sehr starken Feldes auf der negativen Seite der Kugel zusammengeführt wurden. Dann beginnen wir mit der Beschreibung eines Zyklus, indem wir das Feld von $-m$ bis zu zunehmend positiven Werten variieren. Es wird nichts passieren, und die Magnetisierung bleibt

- solange das Feld kleiner ist als $-H_c$. Dann wird die Intensität von a_i

In der Abbildung wird eine Kurve beschrieben, die vom Punkt $(-H_c, -I)$ ausgeht, identisch mit der Kurve der Scheitelpunkte der Zyklen, die wir bereits gefunden haben, und mit denselben Asymptoten, aber die Ordinaten werden in doppeltem Maßstab dargestellt. Dies wird, zusammen mit dem Teil der rechts - bereits ducrito, die Hälfte des Grenzzykls, entsprechend den Variationen des Feldes von $-H_c$ bis $+H_c$. Es vervollständigt sich durch Symmetrie um den Ursprung.

Man sieht leicht, dass man die Zyklen, die Variationen des Feldes mit endlicher Amplitude von $-H$ bis $+H$ entsprechen, erhält, indem man die bereits gefundene Kurve der Scheitelpunkte der Zyklen verwendet und durch diese Scheitelpunkte horizontale Geraden und die vertikal verschobene Kurve des Grenzzyklus zieht.

Um die Annäherung weiter voranzutreiben, muss die Abweichung der Magnetisierungsintensität von ihrer ursprünglichen Richtung durch das Feld berücksichtigt werden. Wenn man die beiden Hauptdemagnetisierungsfelder H_p (\vec{U} , $-h$) I und $H_p = (N, -FJ)$ I sowie die Verteilung der Bildpunkte auf der Kugel kennt, hat man alle Elemente für die Berechnung.

Es seien e_1, e_2, e_3 die Leitkosinusse des äußeren Feldes H in Bezug auf die rechtwinkligen Achsen eines elementaren Kristalls, $\vec{e} = e_1 \vec{e}_1 + e_2 \vec{e}_2 + e_3 \vec{e}_3$

etix der Magnetisierungsstärke. Die Komponente der Magnetisierung in Richtung des Feldes ist gegeben durch :

$$(8) \quad \delta = I(\alpha_1 \varphi_1 + \alpha_2 \varphi_2 + \alpha_3 \varphi_3),$$

mit

$$(9) \quad \underline{H\alpha_1 + N_1 I \varphi_1} \quad \underline{H\alpha_2 + N_2 I \varphi_2} \quad \underline{H\alpha_3 + N_3 I \varphi_3}$$

Gleichung, die ausdrückt, dass die Intensität der Anionisierung und das Feld, das aus dem äußeren Feld und dem molekularen Feld resultiert, die gleiche Richtung haben.

Eliminiert man δ , so erhält man das Gesetz der Magnetisierung in Richtung des Feldes für diesen elementaren Kristall:

$$(10) \quad 4 \quad I * = H \left(\frac{\alpha_1^2}{H_0} + \frac{\alpha_3^2}{H_0'} \right) - \frac{H^2}{4.2} \left(\frac{3\alpha_1\alpha_3^2}{H_0'^2} + \frac{3\alpha_1\alpha_3^2}{H_0^2} \right) \\ - \frac{H^3}{J.2.3} \left(\frac{12\alpha_1^2\alpha_3^2}{H_0'} + \frac{12\alpha_1^2\alpha_3^2}{H_0} \right) - \dots \Big].$$

Wenn die Richtungen der leichten Magnetisierung durch Punkte festgelegt werden, die die positive Hemisphäre mit einer konstanten Dichte bedecken, ergibt eine doppelte Integration I*:

$$(11) \quad \delta = I \left[\frac{1}{2} + \frac{H}{3} \left(\frac{1}{H_0} + \frac{1}{H_0'} \right) - \frac{3H}{16} \left(\frac{1}{H_0^2} + \frac{1}{H_0'^2} \right) \right. \\ \left. + \frac{2}{15} H^3 \left(\frac{1}{H_0^3} + \frac{1}{H_0'^3} \right) - \frac{1}{38} H^4 \left(\frac{1}{H_0^4} + \frac{10}{H_0^2 H_0'^2} + \frac{1}{H_0'^4} \right) + \dots \right]$$

In einem Fall, in dem die Materie aus einem neutralen Anfangszustand stammt, bleiben die ungeraden Potenzen von H mit denselben Koeffizienten bestehen.

1. Der Koeffizient der ersten Potenz $d c H$ stellt die anfängliche Suszeptibilität dar, die Lord Rayleigh (*) untersucht hat und von der er gezeigt hat, dass sie bei allen kleinen reversiblen Änderungen der Magnetisierung, die durch Änderungen des Feldes mit kleiner Amplitude hervorgerufen werden, erhalten bleibt, selbst wenn die Magnetisierung einen beträchtlichen Teil der Sättigungsintensität erreicht hat. Die Theorie erklärt daher die Konstanz dieser reversiblen Suszeptibilität. Sie fügt jedoch eine weitere Konsequenz hinzu, die durch das Experiment leicht nachgewiesen werden kann. Diese Suszeptibilität

(*) *Lonn Bz were ii, Phr losopliica l magazine, DXI II, S. 225- 24ii; 1867.*

Die Anfangsgeschwindigkeit kann geschrieben werden:

$$(12) \quad K_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{N_1 - N_2} + \frac{1}{N_1 - N_3} \right);$$

Sie ist also temperaturunabhängig, wenn die Koeffizienten N_1 , N_2 , N_3 ihrerseits temperaturunabhängig sind, wie wir angenommen haben. Die Experimente zur Änderung der Suszeptibilität mit der Temperatur (t) in schwachen Feldern scheinen mit dieser Konsequenz der Theorie übereinstimmen zu können. Im Allgemeinen zeigen sie *einen* relativ geringen Anstieg der Suszeptibilität mit steigender Temperatur. So fand Ewing, dass bei einem kaltverfestigten Eisenfil die Intensität im Erdfeld von $2,1''$ bis $2,23$ variiert, wenn die Temperatur von 6° bis 100° schwankt. Die Schwierigkeit bei der Interpretation dieses und ähnlicher Experimente liegt darin, dass der Bereich der anfänglich konstanten Suszeptibilität bei höheren Temperaturen schnell sehr eingeschränkt wird, wie es in einigen Kurven von Hopkins' (t) zu sehen ist. Es wäre notwendig, weitere Experimente durchzuführen, um die Ausdehnung des Bereichs der anfänglichen Suszeptibilität bei hohen Temperaturen genau zu erforschen.

(a) Fig. 4 stellt die Zyklen dar, die durch das oben beschriebene Verfahren mit den Konstanten $I_g = 1900$, H , t , u und korrigiert mit Hilfe der reversiblen Suszeptibilität und dem quadratischen Term der Entwicklung (t) (t^2), unter der Annahme $N_p = 1 \cdot 10^6$ Gauß, $H_D =$ (Wir werden in der Tat weiter unten erläutern, dass einer der Ch ampfen H_p , $+D$ it être sehr groß ist, ist sein numerischer Wert hier nicht von Bedeutung.) (Die Konstanten wurden so gewählt, dass sie so genau wie möglich sind.

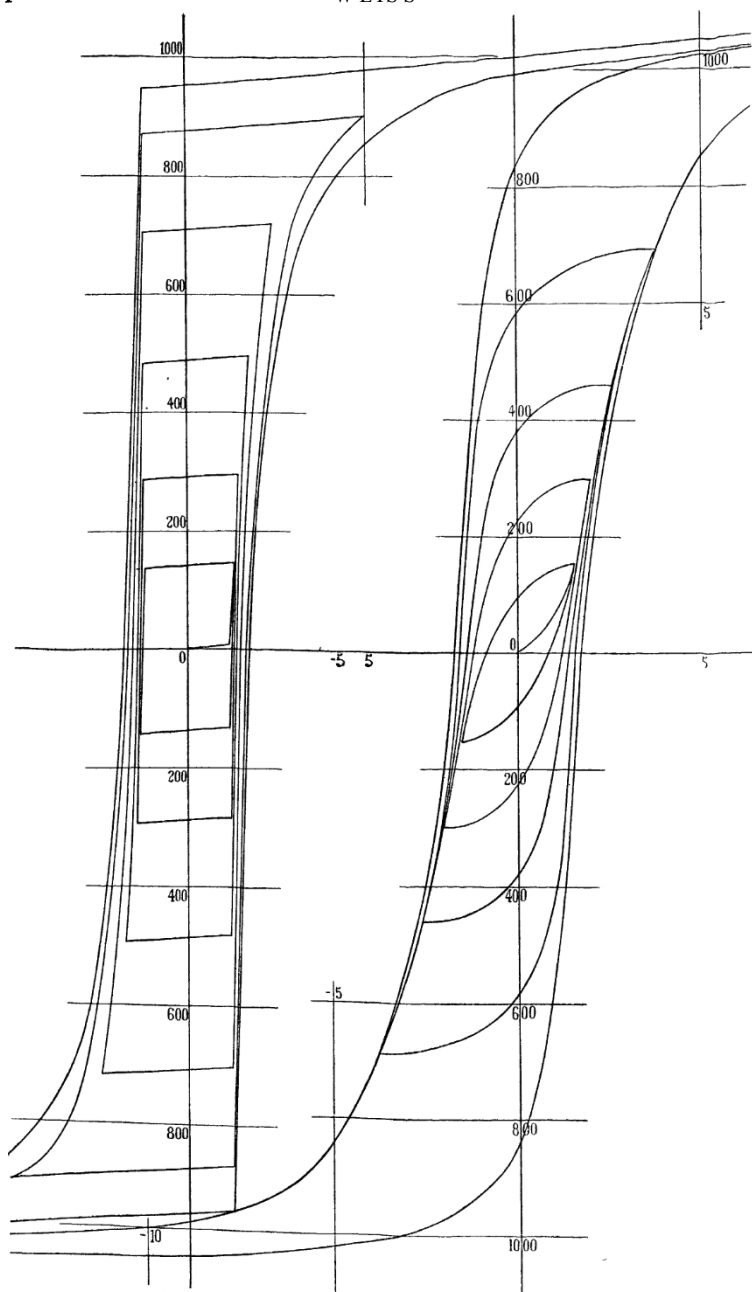
Die experimentellen Kurven (Fig. 3), die einer Tafel aus Eisen ges klassischer Arbeit nachempfunden sind, sind leicht zu erkennen (*). Es ist nicht nötig, auf die Ähnlichkeit der aufsteigenden Linien hinzuweisen, die besonders beim Grenzyklus auffällig ist, oder auf die konstante Neigung der absteigenden Linien in der unmittelbaren Nähe der Scheitelpunkte der Zyklen, (es ist ein Ausdruck der konstanten Suszeptibilität.

(1) E' ixc, d'ay ne in fnr/uc ion iii Inc n. 3-û d.; Lontl on, 4900, S. 1G6.

() Evixo, fou cit., p t7-i, /ip. 8c°.

() Die versifizierte Pheno mē ne re mo fl if iziert extrem wenig das irreYer- sible Pliénoin ène, zu dem sie sich gesellt, solange die Cha-i°- schwach bleiben; siehe J. de Pl/*JS., i- sē rie, Bd. IV, S. 629 und folgende.

(+) E 'exo, Phil. T" c ns. lfnçne/ic Incluctioii, 3- Ed, S. 106, Abb. a0.



1° Die Scheitelpunkte der mittelgroßen Zyklen sind in /f,q. 5 näher am Aufgang des mittleren Zyklus als in /fy. 1° Die Scheitelpunkte der mittelgroßen Zyklen sind in /f,q. 5 näher am Aufgang des mittleren Zyklus als in /fy. 4. Diese Eigenschaft der experimentellen Kurven ist oft noch ausgeprägter als in dem von uns gewählten Beispiel. Es kommt nämlich häufig vor, dass die Scheitelpunkte kleinerer Zyklen von den Aufsteigern etwas größerer Zyklen geschnitten werden, wie in Jp. 6. Der Grund dafür scheint folgender zu sein: Während die gesamte Materie in die Beschreibung des Grenzyklus einfließt, ist der Anteil der Materie, der von dem irreversiblen Phänomen betroffen ist, umso geringer, je kleiner der Zyklus ist, und alles läuft so ab, als ob dieser Anteil durch schwächer magnetisierte Materie verdünnt wird. Das Ergebnis ist ein entmagnetisierender Einfluss, durch den die kleinen Zyklen sind relativ stärker geneigt als die großen.

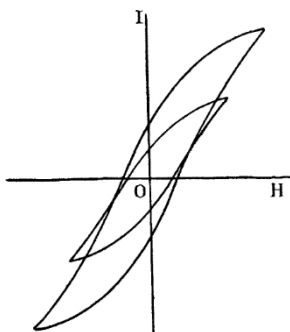


Fig. 6.

2° Es gibt einen erheblichen Unterschied im Aussehen der kleinen Zyklen, die in der Theorie streng reversibel sind und eine Fläche von null haben, solange H zwischen den Grenzen zwischen H'' schwankt, und dann, wenn H etwas größer ist, eine fast rechteckige Form haben, während die Erfahrung die abgerundeten Kurven liefert, von denen Lord Rayleigh (') gezeigt hat, dass sie in einem ziemlich großen Intervall Parabeln gleichgestellt werden können. Zur Erklärung des Auftretens irreversibler Phänomene bei den schwächsten Feldern kann man annehmen, dass neben den zahlreicheren Molekülen, deren Aktivitätssplitter größer ist als die der anderen, die sich in der Nähe des Feldes befinden.

(') Lonn R AYLe H, POC. Cit.

Bei anderen wird der Wirkungsbereich durch die Körperoberfläche oder durch innere Unstetigkeitsflächen eingeschränkt, die umso größer sind, je feiner die Körnung der Kristallstruktur und je weniger rein die Materie ist. Damit eine Gruppe von molekularen Magneten, die durch ihre gegenseitige Wirkung zusammengehalten werden, das normale Koerzitivfeld H hat, das wir bisher nur betrachtet haben, ist es wahrscheinlich, dass die Aktivitätssphäre für eine große Anzahl von ihnen intakt sein muss. In dem Fall

Im Gegensatz dazu kommt es bei einem HQ II-Feld zu einer irreversiblen Drehung um 180° .

In diesen Teilen der Materie suchen wir nach dem Grund für den I_4° -Teil der Parabolics von Lord Rayleigh, den die Theorie, die nur auf ungerade Terme für die Magnetisierung in den H -Kanten verweist, nicht liefert. 1. Die Erfahrung hat gezeigt, dass die relative Bedeutung von H -Term und H^2 -Term für die Ariable-Tracs diese Interpretation stützt, indem sie die unfallbedingte Ursache für den H^2 -Term hervorhebt. In der Tat fand Lord Rayleigh für einen gerauchten Suède-Eisendraht:

$$I = 6,4H + 3,1H^2.$$

Bei ähnlichen Experimenten mit einer anderen Probe von skroiziertem schwedischem Draht fand ich (1):

$$I = 0,46H + 4H^2.$$

Andere Autoren geben noch stärker abweichende Werte für den Koeffizienten von H^2 an.

Die Existenz dieser Nebenfächer mit geringerem Koerzitivfeld Dies erklärt zumindest teilweise die Rundungen, die den scharfen Winkel der absteigenden Linie in den großen Zyklen ersetzen.

3° Wenn das Feld von einem beliebigen Wert zu einem kleineren Wert wechselt, ohne dass sich die Magnetisierung ändert, muss die gleichzeitige Veränderung der Magnetisierung laut Theorie reversibel sein. Die Erfahrung stimmt mit dieser Konsequenz nur bei einem unendlichen Abnehmen der Magnetisierung überein.

4° Wenn diese Veränderung endlich ist, wenn sie beispielsweise darin besteht, dass das Feld auf Null zurückgeht, beobachtet man die wohlbekannten Phänomene, die durch Fig. 7 dargestellt werden, wo die Existenz

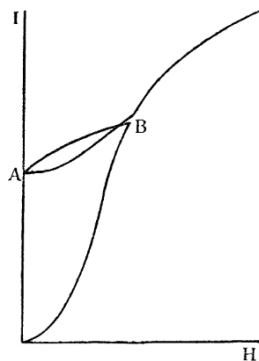
(1) Jp /niroiyé élec f riry ue. VII1. }i . 43G ; 18.86.

(-) Ilo raonx, II "in/iefinri ztit J/iir/ôut/t, 2° ed. , \ 'l, p. -°36.

des AB-Kreises, der die Irreversibilität bezeugt. Damit es zu einem irreversiblen Phänomen kommt, ist es notwendig, dass in bestimmten Fällen

Das Feld muss an mindestens einem Punkt der Materie das gleiche Vorzeichen haben wie die Veränderung der Magnetisierung. Dort, wo die Magnetisierung abnimmt, muss das Feld also negativ sein. Dies kann nur geschehen, wenn die inutuellen Wirkungen zwischen elementaren Kristallen, in denen die Magnetisierung unterschiedlich orientiert ist, stark genug sind, um das Feld an bestimmten Punkten umzukehren.

Dieses Phänomen muss bei einigen kristallinen Strukturen stärker ausgeprägt sein als bei anderen. Es wird, unter sonst gleichen Bedingungen, bei Substanzen mit großer Magnetisierungsstärke häufiger auftreten. Ewing (') berichtet von einer Nickelprobe mit relativ großer Koerzitivfeldstärke, bei der ein Kurvenzweig, der AB entspricht, sehr annähernd erreichbar ist.



Pin. 7.

Wir sehen also, dass die Theorie die Form der Zyklen so gut wiedergibt, wie es möglich scheint, und dass die verbleibenden Abweichungen auf eine sehr plausible Weise erklärt werden können. Es gibt noch einige quantitative Informationen, die sich aus der Theorie ableiten lassen.

Die Ordinate zum Ursprung des Grenzyklus ist gleich der Hälfte der Magnetisierungsdichte bei Sättigung. Die größte gemessene Magnetisierungsintensität von 1800 ist wahrscheinlich noch etwas geringer als die Sättigungsmagnetisierung. Ich habe in meiner Dissertation

(') Ewmo, *Phil. 'razts.*, t. CLXXIX.. }i. 3e°7; 1889.

J. de Phys., 4- sērie, t. VI. (3e}stribre 19ü7.).

von Ewing, die Ordinate am Ursprung mehrerer Grenzzyklen von weichen feF :

	I
Eisenring modêrûinent weich	866
Sehr weicher Draht.....	877
- recuit.....	1 137
	1 015
- süß.....	920
— —	1 094
— —	1 042
— — recuit.....	933
M ovsNxz .	1 000,1

Die Übereinstimmung ist recht zufriedenstellend, wenn man bedenkt, dass wir nicht wissen, inwieweit die Eisen die Bedingung der apparenten Isotropie erfüllen.

Die Abszisse des Schnittpunkts des Grenzzykus mit der H-Achse ist H Ç2. Dies ist das, was man gemeinhin als Koerzitivfeld bezeichnet. Man muss hingegen H durch den Schnittpunkt des Ortes der Scheitellücken erhalten
der Zyklen mit dieser Achse. Um diese Überprüfung zu versuchen, müssten Sie

über eine Substanz verfügen, die keine Elemente eines geringeren Koerzitivfeldes aufweist. Oder man kann den im Wesentlichen geradlinigen Teil des Ortes, an dem die Scheitelpunkte der Zyklen liegen, näherungsweise auf die Achse der Felder extrapolieren. Die bisherigen Experimente bestätigen diese Eigenschaft in hohem Maße.

Mittlere und starke Felder. - Wenn man sich den Bereich der Magnetisierungskurve eines sehr weichen Eisens ansieht, der z. B. zwischen H und 20 Gauß liegt, bemerkt man nach dem schnellen Anstieg der Magnetisierung im Bereich des Hysteresesyklus einen langsameren Anstieg, den man als Hinweis auf die Nähe der Sättigung werten könnte. Der Anstieg der Magnetisierung in diesem Bereich ist jedoch in der gleichen Größenordnung wie der Anstieg der anfänglichen Suszeptibilität.

die Magnetisierungsstärke noch ziemlich nahe bei - liegt.

Als Stärke der Sättigungsmagnetisierung von Eisen wurde häufig ein Wert um t 700 angegeben. Trotz des großen Interesses an der genauen Kenntnis des Sättigungsannäherungsgesetzes, das zuerst durch du Bois geweckt wurde, gibt es nur wenige genaue Angaben über Felder von mehr als t 000 Gauß. Zu den besten gehören

Ûloessler (¹), von dem /fy. 8 einen Teil graphisch wiedergibt und die charakteristische Physiognomie der Magnetisierungskurve bei Feldern zwischen 600 und 1300 Gauß hervorhebt. Da die Magnetisierung zwischen 800 und t 300 Gauß nur um 0,5 0 '0 ihres Wertes zunimmt, glaubt Roessler, er könne daraus schließen, dass die Sättigung erreicht ist, aber Jy. 8 zeigt, dass seine Experimente noch besser mit der Annahme übereinstimmen, dass die Magnetisierung in Feldern zwischen 600 und t 300 Gauß gleichmäßig um 20 Einheiten pro 1 000 Gauß zunimmt.

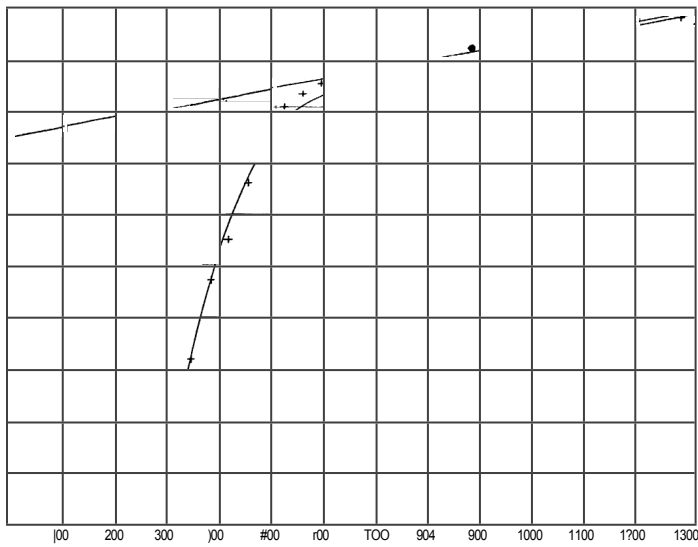


Fig. 8.

Die älteren magnetooptischen Experimente von du Bois (²), die bis zu 1200 Gauß reichen, ergeben ebenfalls eine Zunahme der Magnetisierung um etwa *ii Einheiten pro 1000 Gauß in der Nähe von $H = t\ 000$.

Die Magnetisierung wächst tatsächlich weiter, wie die folgende Tabelle zeigt, die d u Boi.s und Taylor Jones (³) entlehnt ist und die einzigen genauen numerischen Daten enthält, die wir für sehr starke Felder haben.

(¹) R or ssrzn, *Ele kti-oteclt. 2eilsclir. Aufl.*, T. XIV, } . 97, 4 li, t33, t49, 461; t893.

(²) Du Bois, f/t i/. 3fnp., 5- Serie. t. XXI X, S. 293; J890.

(³) Du Bois et TxYLOn Jours, *E le kti ot. 2eits chr.*, Bd. XVII, S. 543; t886.

H	J	
	Schweden laminirt	A vier Nichte — Styrie laminirt
5000	1800	1620
40000	1830	4760
15000	1850	4770

Die Annahme, die wir über die Beschaffenheit des Eisens getroffen haben, ermöglicht es uns, mithilfe der Gleichungen (8) und (9) das Gesetz zur Annäherung an die Sättigung zu berechnen. Wir finden:

$$(J_3) I - 4 = I^2_{15H^2} [(N_1 - N_2)^2 + (N_1 - N_3)^2 - (N_1 - N_2)(N_1 - N_3)]$$

$$= \frac{3}{8} \frac{H_3}{H} \frac{(N_1 - N_2)(N_1 - N_3) - (N_2 - N_3)(N_1 - N_2) + (N_3 - N_2)(N_1 - N_3)}{(N_1 - N_2)(N_1 - N_3) + (N_2 - N_3)(N_1 - N_2) + (N_3 - N_2)(N_1 - N_3)} + \frac{H_3}{H} \frac{(N_1 - N_2)(N_1 - N_3)}{(N_1 - N_2)(N_1 - N_3) + (N_2 - N_3)(N_1 - N_2) + (N_3 - N_2)(N_1 - N_3)}$$

Der Abstand zwischen der Kurve und der Asymptote ist daher unendlich klein der zweiten Ordnung. Der Koeffizient des ersten Terms kann geschrieben werden:

$$(14) \quad \frac{1}{15} (H_D^2 + H_D'^2 - H_D \cdot H_D').$$

meine experimentelle Kenntnis dieses Terms zusammen mit der Kenntnis der anfänglichen Suszeptibilität :

$$\chi_0 = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{H_D} + \frac{1}{H_D'} \right),$$

so und also die beiden wichtigsten demagnetisierenden Felder.

Experimente in starken und schwachen Feldern wurden noch nie mit demselben Material durchgeführt. Daher kann man sie nicht für die numerische Bestimmung von H_p und H_p' kombinieren. Man kann aber daraus schließen, dass diese entmagnetisierenden Felder sehr ungleichmäßig sind, wobei das kleinste in der Größenordnung von 20 bis 100 Gauß und das größte bei mehreren tausend Gauß liegt. Die anfängliche Suszeptibilität hängt dann fast ausschließlich vom ersten ab, die Annäherung an die Asymptote vom zweiten.

lin neJligiert den ersten und setzt folglich,

$$N - N_1 > H'' \quad (N_1 - N_2) H / ,$$

wird die Formel (13) zu :

$$(15) \quad I - J = I \left[\frac{1}{15} \left(\frac{H_D'}{H} \right) - \frac{2}{105} \left(\frac{H_D'}{H} \right)^3 + \dots \right],$$

und die Berechnung ergibt in diesem speziellen Fall einen Nullwert für den nächsten Term in $\left(\frac{H'_D}{H}\right)^4$, so dass die ersten beiden Terme einen relativ großen Kurvenabschnitt darstellen können.

Diese Formel stimmt mit dem allgemeinen Verlauf der Experimente von du Bois und Taylor Jones überein und ergibt :

Laminiertes Wildleder	860	4 000
Stahl coulë	1 810	8 500
Steiermark laminiert.	869	5 200

Es wären jedoch neue, extrem genaue Experimente nötig, um diese Theorie umfassender zu überprüfen.

Die Größe des Verhältnisses $\frac{H'_D}{H_D}$ zeigt, dass *Eisen, ebenso wie Pyrrhotin, eine sehr genaue magnetische "titische" Ebene besitzt*. Die scheinbare Sättigung, die häufig in der Nähe von 1000 Gauß beobachtet wurde, lässt sich daher leicht erklären. Wenn die magnetische Ebene streng wäre, würde die Richtung der Magnetisierung in jedem elementaren Kristall gegen die Projektion des Feldes auf die magnetische Ebene tendieren. Sein Wert resultiert aus

Tante, I, würde die Höhe d e r Asymptote der Kurve bestimmen

der Magnetisierung zu tun. In dem Fall, in dem die magnetische Ebene angenähert wird, ergibt sich PtS die geringe Neigung des geradlinigen

Lagers, die wir aus den Experimenten von Hoessler (/fy. 8} und du Bois berichtet haben.

Die Gleichung für den Kurvenabschnitt neben dieser falschen Asymptote kann berechnet werden. Wir finden :

$$(t6) \quad \delta = \frac{\pi}{4} I + \frac{1}{3} \frac{H}{H_D} - \frac{\pi}{16} I \frac{H_D^2}{H^2},$$

Wenn man den letzten Term streicht, erhält man die falsche Asymptote selbst. Diese Gerade lässt sich relativ leicht in den Verlauf der experimentellen Kurve einzeichnen, woraus sich eine neue Bestimmung von I und H ableiten lässt. Hoesslers Experimente ergeben:

$$I = - . 1 f 6 \hat{u} \quad 2 t 20$$

und

$$H = 35\,000.$$

So findet man ein Hauptfeld, das riotablement demagn é tissant principal riotablement

höher als in der Nähe der wahren Sättigung. In Anbetracht der Unsicherheit der scheinbaren Isotropie und der Identität des Materials und der geringen Unterschiede, auf denen diese Bestimmung beruht, ist es bereits sehr zufriedenstellend, einen Wert in der gleichen Größenordnung zu finden. Eine ähnliche Bestimmung, die ich in einer anderen Arbeit beiläufig an einer Probe Weicheisen vorgenommen hatte, ergab, dass es sich bei dem Material, das ich in den letzten Jahren untersucht hatte, um ein weiches Eisen handelte:

$$I \quad 1922, H_j \quad 7600,$$

Werte, die viel besser mit den Werten übereinstimmen, die wir aus den Experimenten von du Bois und Taylor Jones abgeleitet haben.

Es ist also prinzipiell möglich, die charakteristischen Konstanten des Eisenkristalls I , H , H_p , H_Q durch Experimente an scheinbar isotropen Proben zu bestimmen und die Hypothese über die Natur dieses Kristalls einer gewissen Anzahl von Kontrollen zu unterziehen. Es ist nicht zweifelhaft, dass Experimente, die speziell auf diesen Zweck ausgerichtet sind, viel eindeutiger Schlussfolgerungen zulassen als die, die wir hier ziehen können.

Es wäre wahrscheinlich noch besser, den umgekehrten Weg zu gehen und die direkte Untersuchung von *kristallisiertem Eisen* zu versuchen, ~~obwohl~~ sehr schwierig ist, die *magnetischen Eigenschaften von Eisen über die Verlusttemperatur hinaus* zu untersuchen. - Die Theorie, die oben für die Änderung des Ferromagnetismus in Abhängigkeit von der Temperatur angegeben wurde, kann leicht auf den Fall ausgedehnt werden, dass das äußere Feld H , ist von Null verschieden. Die Gleichung (2) wird durch Einsetzen von :

$$H = H_e + NI,$$

und unter Berücksichtigung von (4) :

$$(17) \quad \frac{T}{\theta} = \frac{3}{a} \frac{I}{I_0} + \frac{3H}{aN I_0}.$$

Diese Gleichung, kombiniert mit Gleichung (1), ergibt durch Lüntermé

diär der x'ariablen Hilfslinie o, die Beziehung zwischen $\frac{T}{\theta}$ und I die entspricht-

Sie unterscheidet sich von der analogen Beziehung für J/I_e -flF durch die Hinzufügung eines Terms zu $\frac{T}{\theta}$, der umgekehrt proportional zu J/I_e -flF ist.

tional zu u ist. Solange a klein ist, ist diese Menge gleich 3

und folglich :

$$(18) \quad \frac{T}{\theta} - 1 = \frac{H_e}{NI}.$$

Der Überschuss $T - \theta$ der Temperatur über die Temperatur, bei der der spontane Ferromagnetismus verschwindet, ist also umgekehrt proportional zur Magnetisierungsstärke I , die bestehen bleibt. Die grafische Darstellung der Beziehung zwischen diesen beiden Größen ist eine gleichseitige Hyperbel, deren Parameter proportional zum äußeren Feld ist. Die Fig. 9, die Pierre Curies Diplomarbeit entnommen ist, zeigt, dass die Erfahrung diese Theorie der Phänomene in der Nähe der Temperatur θ auf bemerkenswerte Weise bestätigt.

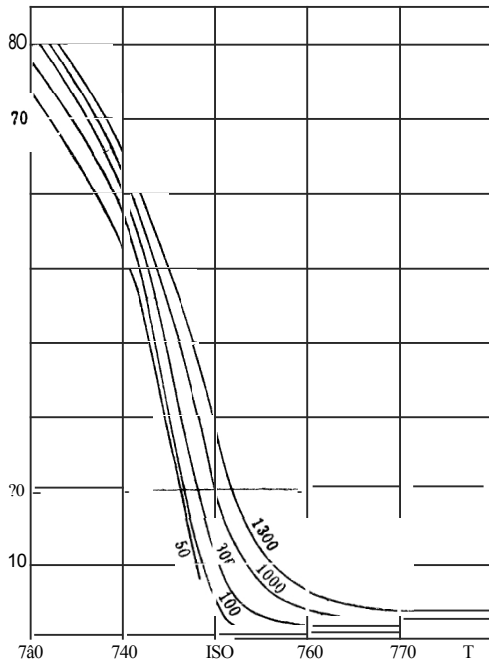


Fig. 9.

Es scheint nicht zweifelhaft, dass sich andere ferromagnetische Substanzen in der Nähe von θ ähnlich wie Eisen verhalten. Curie hat dies sogar für mehrere von ihnen nachgewiesen. Mit anderen Worten, sie gehen vom Zustand des spontanen Ferromagnetismus (Zustand ") in den Zustand des durch das äußere Feld beanspruchten Ferromagnetismus (Zustand §) über, und es ist möglich, dass sie sich in der Nähe des äußeren Feldes befinden.

Es ist möglich, dass bestimmte Stoffe, wie zum Beispiel Nickel, nur in diesen beiden Zuständen existieren. Die Experimente von Curie, die sich über einen beträchtlichen Temperaturbereich erstreckten, ließen ihn anhand ihrer magnetischen Eigenschaften zwei weitere Zustände des Eisens finden, von denen der erste das γ -Eisen von M. Osmond ist und der zweite, der bereits von Ball gesehen wurde, als 3-Eisen bezeichnet werden muss. Die Experimente sind in /fp. schematisch zusammengefasst. 10, in der die Temperaturen auf der Abszisse und die Koeffizienten der spezifischen Magnetisierung γ auf der Ordinate aufgetragen sind. In der Region J, die bei 1511° beginnt, geht der spezifische Magnetisierungskoeffizient von unendlich aus und nimmt nach einem exakten Gesetz ab.

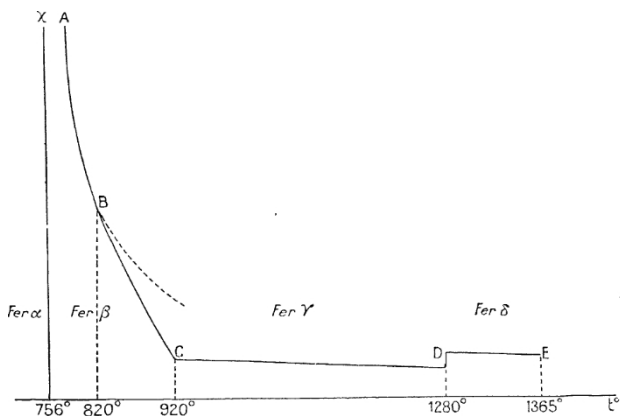


Fig. 10.

Bis etwa 520° ist sie hyperbolisch. Danach nimmt die Temperatur schneller ab. Es ist wahrscheinlich, dass zwischen dieser Temperatur und 920° , ab der der γ -Zustand beginnt, eine progressive Umwandlung stattfindet. Im γ -Zustand besitzt Eisen eine Suszeptibilität, die umgekehrt proportional zur absoluten Temperatur ist, was charakteristisch für den paramagnetischen Zustand ist. Bei 1280° , der letzten Zustandsänderung, steigt der spezifische Magnetisierungskoeffizient plötzlich im Verhältnis 2 zu 3 an und scheint sich dann wieder umgekehrt zur absoluten Temperatur zu verändern.

Bei paramagnetischen Körpern, in denen das Molekularfeld null ist, ist das Produkt aus dem spezifischen Magnetisierungskoeffizienten γ und der absoluten Temperatur T gleich der Curie-Konstante. Ich werde zeigen, dass jede der vier Regionen der Eisen α , β , γ , δ eine Bestimmung dieser Konstante liefert.

eisen e. - Die Curie-Konstante, die sich naturgemäß auf paramagnetisches Eisen bezieht, kann man aus den Beobachtungen an ferro-magnetischem Eisen ableiten. Indem man in der Formel (1) a und I gegen Null tendieren lässt,

$$I = I_0 \left(1 - \frac{I_0^2}{3RT} \right)$$

oder, indem man oben und unten mit der Anzahl M der Molecule pro Kubikzentimeter multipliziert und beachtet, dass $Mb I$, $MRT p$, oder p der Druck des angenommenen gasförmigen Körpers ist:

$$K = \frac{I}{H} = \frac{I_0^2}{3p},$$

oder, indem man D als die Dichte bezeichnet :

$$K = \frac{I_0^2}{3pD}$$

Ich werde diese Formel so umformen, dass sie auch auf feste Körper übertragen werden kann, in denen die Moleküle keine potenzielle Rotationsenergie besitzen. Nennen wir M die Anzahl der Moleküle pro Kubikzentimeter im betrachteten Körper, M die Anzahl der Moleküle in t Kubikzentimeter Gas bei gleicher Temperatur und Normaldruck p_0 , so gilt:

$$\frac{I_0}{3pD} = \frac{I_0}{3p_0 M}$$

Wenn man n die Anzahl der Atome im Molekül des Körpers, μ sein Atomgewicht, ρ die Luftdichte unter normalen Bedingungen nennt, ergibt sich :

$$(19) \quad C = \chi T = \left(\frac{\mu_0}{D} \right)^2 \frac{2J_3 n}{3p_0} \cdot \frac{\mu}{28,8}.$$

Im Fall von Eisen lässt sich die Sättigungsmagnetisierungsstärke beim absoluten Nullpunkt I_0 aus der Sättigungsmagnetisierungsstärke bei gewöhnlicher Temperatur mit Hilfe der oben angegebenen Theorie ableiten. Wenn man für die gewöhnliche Temperatur die Zahl von du Bois und

Taylor Jones, finden wir $D = 270$, was zu :

$$C = 0,00616n.$$

Eisen χ . - k bei einer Temperatur, die etwas höher ist als die Temperatur θ , bei der der spontane Ferromagnetismus verloren geht, die ferromagnetischen Eigenschaften des Materials.

Die Magnetik tritt nur dann auf, wenn ein äußeres Feld H das unzureichende Molekularfeld ergänzt. Das Ergebnis ist ein höherer spezifischer Magnetisierungskoeffizient χ' als der, der ohne das innere Feld auftreten würde. Sie sind miteinander durch die Formel :

$$\frac{M}{C} = \frac{1}{\chi} \left(\frac{H_0}{I} + \frac{NI}{\chi} \right) = \frac{1}{\chi'} + DN.$$

Die Temperatur θ ist diejenige, bei der die Suszeptibilität, die dem Beginn der Kurve (fp. 1) entspricht, gleich ist :

$$CND = \theta,$$

und folglich :

$$(20) \quad C = \chi' (T - \theta),$$

die in einer anderen Form die gleiche Gleichung wie (18) ist.

Curies Experimente liefern in der Tat zwischen 756° und 820° für den spezifischen Magnetisierungskoeffizienten χ' Werte, die durch den Bogen der gleichseitigen Hyperbel AB dargestellt werden. Wir haben:

$$\chi' = \frac{C}{T - \theta} \quad (0.6 \text{ für } T = 273^\circ \text{ bis } 820^\circ)$$

was zu führt:

$$C = 0.00164 \quad (2).$$

In der Theorie gibt es keine Gründe für die Annahme, dass das Molekül des Eisens aus zwei Atomen besteht. In der Theorie gibt es keinen Grund für die Annahme, dass das Molekül des Eisens anders ist. Wenn es jedoch eine Veränderung des Moleküls an irgendeinem Punkt in der Region "gäbe, müsste diese Veränderung stattfinden, ohne dass der Wert von I beeinflusst würde.

Eisen χ' - Von 920° bis 280° zeigt die Suszeptibilität, die umgekehrt proportional zu 1 ist, das Fehlen eines inneren Feldes an. Die Experimente von Curie ergaben bei $T = 273^\circ$ bis 940° :

$$\chi' = 28.4 \quad 10^{-6},$$

bei $T = 273^\circ$ bis 280° :

$$\chi' = 23.9 \quad 10^{-6},$$

Daher die ziemlich übereinstimmenden Werte :

$$C = 0.00164 \quad \text{und} \quad C = 0.00165 \quad (2),$$

Das bedeutet, dass die Curie-Konstante immer noch dieselbe ist, wenn man die Genauigkeit der Experimente betrachtet.

for b. - Curies Experimente ergeben für $T = 273^\circ$ -[- 1 280°, $\zeta = 38,3 \cdot 10^{-6}$, woraus folgt:

$$C = 0,00198 \quad 3,$$

und für $T = 273^\circ$ -[- t i)3f1°, $\gamma = 32,3 \cdot 10^{-6}$, oii:

$$C = 0,00173 \quad 0,$$

a le uro, die noch mit den vorherigen übereinstimmen, wenn man annimmt, dass die so/eii'/e rlu {et "o cet comyosëe aus drei 'itomes (') besteht. Diese Ergebnisse scheinen mir mit den Ergebnissen der interessanten Untersuchungen von MCI übereinstimmen zu können. Osmond und Cartaud (°) über die Kristallographie von Eisen. Denn während diese Autoren zwischen dem e- und S-Eisen einerseits und dem γ -Eisen andererseits eine Reihe von deutlichsten Unterscheidungsmerkmalen finden, sind die kristallographischen Unterschiede zwischen den Zuständen " und § von völlig untergeordneter Natur. Sie bestehen vor allem darin, dass einige Besonderheiten, die für Eisen "bekannt sind, bei Eisen § nicht beobachtet wurden und daher wahrscheinlich nicht den Eigenschaften entsprechen, die derselbe Körper bei so unterschiedlichen Temperaturen aufweisen kann.

Diese Autoren betrachten den Zustand " und den Zustand § als isomorph, nicht jedoch den Zustand γ , und geben zu, dass die Transformation e§ pro-

gressiv und umkehrbar.

Der Unterschied in der Natur der beiden Umwandlungen § γ und Pô ist äußerst interessant. Da die Experimente von Herrn H. Le Châtelier (3) gezeigt haben, dass der Übergang vom Zustand § zum Zustand γ von einer Kontraktion begleitet wird, scheint es auf den ersten Blick paradox, dass eine größere Annäherung der Elementarmagneten mit dem Verschwinden ihrer gegenseitigen Wirkungen einhergehen könnte. Doch mehr noch als diese Partikularität zeigt die Größenordnung dieser Wirkungen, dass ihr Ursprung noch nicht erklärt ist. So hat man für Eisen bei der **Ordi-**taltemperatur

(') Wir erinnern daran, dass in der hier verwendeten Sprache Molekül die Menge an Materie bedeutet, die die kinetische Energie der Rotation besitzt, die zwei Freiheitsgraden entspricht.

(") Oslo ri und CxR TAun, C. fi. und low-na l o f/ie Iron and Steel Institute, n- l l l, l'or 1906.

(°) Gonti-ibutions à l'étu de des ntliä9e.-- (Soc. d'Encouragement p. l'Industrie nationale, Paris, t fi0l, S. 4t1).

naire == ca. 0,91, woraus folgt: $r_i = 11,3$ und folglich

$$NI = 80.000.000 \text{ Gauß.}$$

Die Größe dieses Feldes ist umso auffälliger, als N. Langevin (') gezeigt hat, dass das magnetische Moment des Sauerstoffatoms sehr wohl auf ein einziges Korpuskel zurückzuführen sein kann, das eine Kreisbahn um das Atom mit einer Periode beschreibt, die in der Größenordnung derjenigen der Strahlung des sichtbaren Spektrums liegt. Repliziert man diese Berechnung auf das Eisenatom, so findet man eine Magnetisierungsintensität, die sehr nahe bei I' liegt. Das Feld im Zentrum dieser Bahn ist jedoch mehr als tausendmal schwächer als das Molekularfeld.

Ich glaube jedoch, dass die Molekularfeldtheorie durch eine ausreichende Anzahl von Fakten gestützt wird, so dass man behaupten kann, dass sie einen erheblichen Teil der Wahrheit enthält, und dass diese Interpretationsschwierigkeit weniger als Einwand denn als Hinweis für die Suche nach neuen Hypothesen über den Aufbau des Atoms angesehen werden sollte.

Deshalb kann es hilfreich sein, abschließend die Informationen über das molekulare Feld zusammenzustellen.

Die Annahme, dass dieses Feld gleichförmig ist, ist die einfachste, die man machen kann, aber sie ist ziemlich unwahrscheinlich. Ohne etwas an den obigen Ausführungen zu ändern, kann man annehmen, dass die Uniformität nur zufällig auf einen Durchschnittseffekt zurückzuführen ist, entweder aufgrund der großen Anzahl von Molekülen, die sich in der Aktivitätssphäre befinden, oder, was wahrscheinlicher ist, aufgrund ihrer thermischen Agitation. Aber man kann sogar ganz darauf verzichten, wenn man annimmt, dass das magnetische Element ein unendlich kurzer Magnet ist, da das auf einen solchen Magneten ausgeübte Drehmoment das gleiche ist, wie wenn das Feld gleichförmig wäre. In der Theorie der Magnetisierungszyklen von Ewing, der als erster versuchte, die Restphänomene durch gegenseitige Einwirkung zu erklären, spielt die Ungleichförmigkeit des Feldes aufgrund der endlichen Größe der Elementarmagnete eine entscheidende Rolle.

3POpos der §y-Transformation haben wir bereits festgestellt, dass der Abstand der Elementarmagneten zueinander nicht die überragende Bedeutung hat, die man vermuten könnte. Auch in Bezug auf diese einzigartige Eigenschaft des Molekularfeldes sind die Substituenten in der Lage, sich in einem bestimmten Bereich zu bewegen.

(') L. prierix, loc. cit.

o einen erheblichen Wert hat, nicht unter Ausschluss der anderen bevorzugt werden. Westman fand deutlich ferromagnetische Eigenschaften bei Oligist, dessen Sättigungsmagnetisierungsstärke bei t liegt, d. h. fast 2000 Mal kleiner als die von Eisen. Kobalt, dessen Sättigungsmagnetisierungsintensität geringer als die von ter ist, verliert seinen Magnetismus bei höheren Temperaturen.

Für einen magnetischen Körper gibt es zwei Möglichkeiten, nicht ferromagnetisch zu sein: Entweder gibt es kein molekulares Feld und der Körper ist paramagnetisch; oder das Feld ist zwar vorhanden, aber die Moleküle werden von anderen Kräften blockiert, die sie daran hindern, sich zu drehen. Es ist fraglich, ob dies beim Man- ganese der Fall ist, dessen Moleküle durch die Fremdmetalle Aluminium und Kupfer ihre Beweglichkeit zurückerhalten.

Bei Nickelstahl und Kohlenstoffstahl senkt die Zugabe des fremden Elements zum Eisen die Temperatur, bei der das innere Feld verschwindet, so weit ab, dass es scheint, dass sie ab einem bestimmten Prozentsatz direkt vom γ -Zustand in den α -Zustand übergehen, eine komplexe Umwandlung, die irreversibel ist. Im Gegensatz dazu scheint die Zugabe von Silizium zu kohlenstofffreiem Eisen den δ -Zustand bis zu einer höheren Temperatur beizubehalten (*). Die quantifizierende Untersuchung der magnetischen Phänomene in diesen Legierungen kann zu einigen Erkenntnissen über die Natur des Molekularfeldes führen.

Die von Herrn Maurain (*) entdeckten merkwürdigen magnetischen Eigenschaften dünner, in einem Magnetfeld erzeugter Elektrolytschichten lassen sich erklären, wenn man annimmt, dass bei der ersten Eisenschicht aufgrund des unvollständigen molekularen Aktivitätsbereichs der molekulare Clamp geringer ist und folglich auch die Magnetisierungsstärke geringer ist als bei undefiniertem Material.

Bei Nickel, dessen erste Schicht stärker magnetisch ist als die folgenden, muss man davon ausgehen, dass die verschiedenen Teile der Molekülaktivitätsphase mit unterschiedlichen Vorzeichen zum Molekülhochstand beitragen und dass bei einem dünnen lam e diejenigen Teile fehlen, die die negativen Terme ergeben würden, so dass das Feld,

(*) *Association inter nationale pour l'Essai des Matériaux, Conférences de Bruxelles* 1906: Osiloxo et C.xRTxun, S. 30: "In fast reinem Eisen aus Kohlenstoff scheint das Silicium den Punkt A" d.h. den Bereich des Eisens (, wenn es einen Gehalt von etwa 2 0/0 erreicht, fast vollständig zu unterdrücken."

(-) Mx vRxix, J. de *Phys.* 4' Series, Bd. I, S. 90, 15t; t902.

und damit auch die Stärke der Magnetisierung, ist in den ersten Momenten der Elektrolyse am intensivsten.

Ewing (') zeigte, dass eine Kompression in Längsrichtung die Magnetisierung von Eisen verringert und die von Nickel erhöht, während eine Traktion in Längsrichtung die Magnetisierung von Eisen erhöht und die von Nickel verringert. Es ist wahrscheinlich, dass der Mechanismus dieser und ähnlicher Phänomene in einer Veränderung des Molekularfeldes liegt. Wenn man bedenkt, dass der Zug von einer seitlichen Kontraktion und die Kompression von einer seitlichen Ausdehnung begleitet wird, wird man versucht sein, die umgekehrten Effekte der Verformungen auf Eisen und Nickel mit ihrer ebenfalls umgekehrten Wirkungsweise in den Experimenten von M. Maurain in Verbindung zu bringen.

Die Experimente von Herrn Maurain lassen also die Möglichkeit einer Verallgemeinerung der Theorie des Molekularfeldes erkennen, die die ferromagnetischen Eigenschaften der undefinierten Materie und die der Oberflächenschichten umfasst, die wie die Kompressibilität von Flüssigkeiten und Kapillarphänomene miteinander in Beziehung stehen.
