

Zur Kenntnis des ferro-paramagnetischen Übergangsgebietes

Von FRIEDRICH FRAUNBERGER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität München

Herrn Prof. Dr. W. Gerlach zum 60. Geburtstag in Verehrung gewidmet

(Z. Naturforsch. 5 a, 129—132 [1950]; eingegangen am 28. März 1949)

Es wird der Hochfrequenzwiderstand von Nickel zwischen 350°C und 550°C gemessen, um das Verschwinden der spontanen Magnetisierung aus dem Skin-Effekt verfolgen zu können. Die Ansicht, daß der paramagnetische Curiepunkt Θ_p der eigentliche Curiepunkt ist, wird unterstützt. Daß daneben noch ein Anomalienpunkt auftritt, der unter Θ_p liegt, folgt zwangsläufig aus der Annahme, daß die Weißsche Feldkonstante im Anomalienpunkt ansteigt.

In dem Temperaturbereich, in welchem die spontane Magnetisierung zu verschwinden beginnt, zeigen die meisten physikalischen Eigenschaften einen anomalen Gang mit der Temperatur, und zwar fallen die Maxima der Anomalien alle zusammen. Da bei dieser Temperatur die spontane Magnetisierung die größte Steilheit ihres Abfalls besitzt, lag es nahe, diesen Punkt als den Curiepunkt zu betrachten. Indessen hat besonders W. Gerlach¹ eben aus dem Verlauf der Anomalien darauf geschlossen, daß auch noch oberhalb des Anomalienpunktes, den wir auch den ferromagnetischen Curiepunkt nennen, noch spontane Magnetisierung vorhanden ist. Diese verschwindet dann allmählich.

Eine rein magnetische Bestimmung des ferromagnetischen Curiepunktes wird durch den Umstand erschwert, daß die Anwendung starker äußerer Felder auch wahre Magnetisierung erzeugt. Deswegen wurde zur Curiepunktbestimmung die Anfangspermeabilität herangezogen, die nach dem bekannten Maximum nahezu geradlinig abfällt und eine Extrapolation bis zum Schnitt mit der Temperaturachse nahelegt².

Verf. versuchte, durch Messung des Skin-Effektes bei hohen Frequenzen ($2,17 \cdot 10^7$ Hz) den Gang der Permeabilität zu verfolgen. Eine vorläufige Mitteilung hierüber ist bereits erschienen³. Die Versuche konnten nun mit wesentlich verbesserten Mitteln fortgesetzt werden. Die Überlegungen, die zur Anwendung hochfrequenter Wechselströme führten, waren dabei folgende:

1. Man kommt mit sehr kleinen Feldstärken von der Größenordnung $m\text{Oe}$ und weniger aus, was die Erzeugung wahrer Magnetisierung ausschließt.

1 W. Gerlach, Z. Elektrochem. angew. physik. Chem. 45, 151 [1939].

2. Bei entsprechend hohen Frequenzen (hier $2 \cdot 10^7$ Hz) hat man es nur noch mit reinen reversiblen Wandverschiebungen zu tun. Die sehr schwachen Wechselfelder sollten an den Wänden gleichsam nur noch rütteln, ohne aber sonst das Eigenleben der Elementarbezirke und der Wände merklich zu stören. Nach R. Becker ist die Hochfrequenz-Permeabilität im wesentlichen bedingt durch das Produkt aus spontaner Magnetisierung und Oberfläche der Wände pro cm^3 . Solange eine von 1 verschiedene Permeabilität beobachtet wird, muß demnach noch spontane Magnetisierung vorhanden sein.

3. Die Permeabilität wurde aus dem Skin-Effekt unter Benützung der Zenneckschen Formeln berechnet, und zwar kam im vorliegenden Fall der Bereich $1,5 < z < 10$ in Betracht. Dann ist

$$\frac{R^\sim}{R^=} = 0,997 z + 0,277, \quad z = \frac{r_0}{2} \frac{\sqrt{2\pi\omega\mu}}{c\sqrt{\varrho}}.$$

Hier bedeutet R^\sim Wechselstromwiderstand, $R^=$ Gleichstromwiderstand, r Radius des Drahtes, ω die Kreisfrequenz, c Lichtgeschwindigkeit, ϱ spezif. Widerstand, wenn im elektrostatischen CGS-System gerechnet wird. Man sieht, daß gerade im Bereich kleiner Werte von μ Änderungen dieser Größe sehr merkbare Auswirkungen auf die Größe des Wechselstromwiderstandes haben. Eine Vergrößerung von μ von 1 auf 2 erhöht z bereits um den Faktor $\sqrt{2}$. Aus diesem Grunde läßt sich gerade das Verschwinden der spont. Magnetisierung mit dieser Methode besonders gut verfolgen.

4. Zwar kann man einwenden, daß beim Skin-Effekt nur oberflächennahe Bereiche erfaßt werden, doch dürfte dies nichts schaden, solange die Eindring-

² A. Küßmann u. A. Schulze, Physik Z. 38, 42 [1937].

³ F. Fraunberger, Ann. Physik (6) 2, 178 [1948].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

tiefe des Feldes größer ist als die Ausdehnung der Weißschen Bezirke. In unserem Falle war diese nicht kleiner als $0,7 \cdot 10^{-3}$ cm.

Die Versuchsanordnung war so eingerichtet, daß ein quarzgesteuerter, aus Batterien gespeister Sender auf einen Sekundärkreis einwirkte, welcher aus einer Kopplungsschleife und zwei parallelgeschalteten Drehkondensatoren für Grob- und Feinabstimmung bestand. Die den Kreis schließenden Kupferleitungen führten einerseits in den Ofen, wo sie durch den Probendraht unterbrochen wurden; an einer zweiten Stelle konnten Skin-Effekt-freie Widerstände zur Eichung eingeschaltet werden. Die Eichkurve gestattete zu ermitteln, welche Widerstände dieselbe Stromerniedrigung hervorriefen wie

lauf bis etwa 480° . Von hier ab wird merkwürdigweise der Widerstand kleiner, obwohl man nach den Widerstandsmessungen von Gerlach und Bittel⁴ einen anderen Verlauf erwarten möchte. Bei 450° tritt eine Richtungsänderung ein. In der ersten Mitteilung, bei welcher allerdings erst von 470° an gemessen wurde, erschien diese Richtungsänderung als Zeichen erster magnetischer Dämpfung, etwa verursacht durch Schwarmbildung. Sollte diese Deutung richtig sein, so wäre der Beginn dieser Schwarmbildung jetzt auf 480° zu verlegen. Immerhin ist der Befund in Übereinstimmung damit, daß die para-

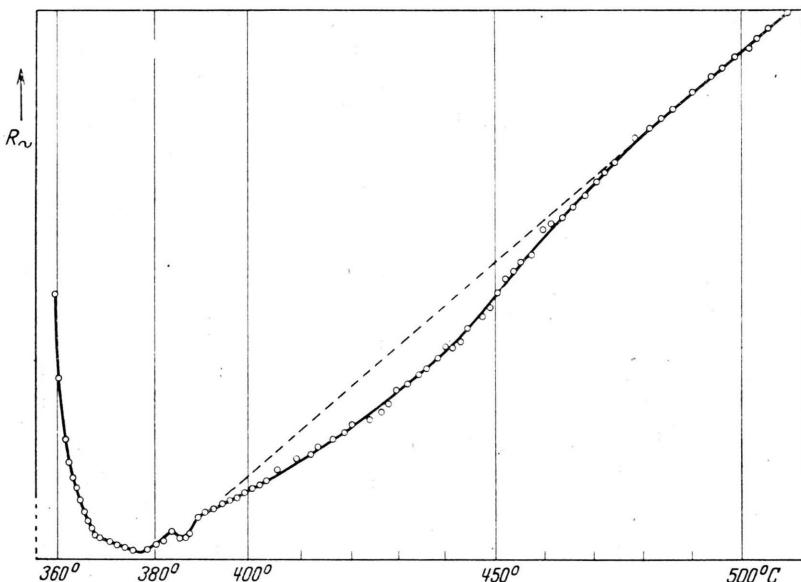


Abb. 1. Hochfrequenzwiderstand eines Carbonylnickel-Drahtes (Länge 15 cm, Dicke 0,4 mm). Willkürl. Einheiten.

der jeweilige Skin-Effekt der Proben; es handelte sich also um eine Substitutionsmethode. Da immer die Resonanzmaxima gemessen wurden, kamen nur die reinen Wirkwiderstände zur Geltung. Auch für den Fall, bei dem die Permeabilität nicht verschieden von 1 ist, fand ein nahezu geradliniger Gang der Stromstärke mit der Temperatur statt, der vom Temperaturgang des Ohmschen Widerstandes der Probe herrührte. Die Steilheit dieses Ganges stimmt mit der berechneten befriedigend überein. Zur Auswertung wurden die Widerstandswerte benützt, die früher im Münchener Institut ermittelt wurden⁴. Die Temperaturmessung bezieht sich auf die Temperatur des Ofenraumes, die wahre Temperatur der Probe war um $\pm 1^\circ$ verschieden.

Abb. 1 gibt die Verhältnisse bei Carbonylnickeldraht wieder. Als Ordinate ist der Widerstand im willkürlichen Maß aufgetragen. Herkommend von hohen Temperaturen findet sich ein geradliniger Ver-

magnetische $(1/\chi, T)$ -Kurve bei Nickel tatsächlich erst von 480° an wirklich geradlinig ist.

Als nächste Besonderheit bemerkt man bei 382° bzw. bei 378° eine Widerstandszunahme, die zweifelsohne ferromagnetischen Ursprungs ist. Dies ließ sich dadurch zeigen, daß von dieser Temperatur abwärts ein längs des Probendrahtes wirkendes, überlagertes Gleichfeld eine Beeinflussung des Kurvenverlaufes hervorruft, während oberhalb 380° alles unverändert bleibt. Bei 369° hat die Kurve einen ausgesprochenen Knick. Von hier ab strebt die Permeabilität steil ihrem Maximum bei 356° zu. Abb. 2 bezieht sich auf einen Draht aus hartem Reinnickel. Die Ordinate gibt diesmal direkte μ -Werte wieder.

Nach Frank und Wirtz⁵ ist ein Knick kurz vor

⁴ W. Gerlach, H. Bittel u. S. Velayos, S.-B. math.-nat. Abt. bayr. Akad. Wiss. **1936**, 81.

⁵ C. F. Frank u. K. Wirtz, Naturwiss. **26**, 687 [1938].

dem Verschwinden der Permeabilität notwendig, wenn es sich bei der magnetischen Umwandlung um eine solche zweiter Ordnung handeln soll. Dieser Punkt dürfte mit dem bei 369° gefundenen identisch sein. Bei L. Néel⁶, dem in seiner „Theorie des fluctuations du champ moléculaire“ eine überraschend gute Wiedergabe der Zustandsgleichung des Nickels gelungen ist, spielt die Temperatur $369,2^\circ$ eine zentrale Rolle. Nach vorliegendem Bild hätte dieser Punkt eine mehr als rechnerische Bedeutung. Außerdem treten bei Néel die Temperaturen 378° und 382° hervor. Die letzte Temperatur ergibt sich als berechneter Wert, 378° als experimenteller Wert des paramagnetischen Curiepunktes durch Extrapolation aus dem Gebiet oberhalb 480° . Es ist bemerkenswert, daß, wenn man den geradlinigen Teil bei Abb. 1 verlängert, man auf dieselben Temperaturen kommt, und zwar mit derselben Unsicherheit, die auch Néel bespricht.

L. Néel rechnet mit Konstanten des inneren Feldes, die über den ganzen Temperaturbereich unveränderlich sind. Dafür muß im Curiegebiet eine Zunahme der Träger oder des Moments der Träger angenommen werden. Andererseits hat Potter⁷ aus dem Verhalten des magnetokalorischen Effektes geschlossen, daß der Weißsche Faktor W des inneren Feldes im Curiegebiet ansteigt. Jellingshaus und Schlechtweg⁸ berechneten aus den Weißschen Isothermen des Nickels auf verschiedene Weise den Faktor W . Es ergeben sich zwar keine einheitlichen Werte, aber ein Anstieg im Curiegebiet erfolgt immer. Sykes und Wilkinson⁹ berechneten aus dem Gang der spezif. Wärme ebenfalls einen, wenn auch wesentlich geringeren Anstieg von W , und zum selben Resultat kam Stoner¹⁰.

Es lag nun nahe, zu untersuchen, wie sich der Verlauf der spontanen Magnetisierung, der spezif. Wärme und des magnetokalorischen Effektes gestaltet, wenn ein Ansteigen des Weißschen Faktors im Curiegebiet a priori angenommen wird. Den Ausgangspunkt bildete die Lenzsche Form der magnetischen Zustandsgleichung $\eta = I/I_\infty = \frac{1}{2}g(pWI/kT)$.

Bezeichnet W_0 den Wert des Feldfaktors bei derjenigen Temperatur, bei welcher die spontane Magnetisierung 0 werden soll, wir nennen sie θ_p und W die

⁶ L. Néel, J. Physique Radium, Ser. VII, V, 103 [1934].

⁷ H. H. Potter, Proc. Roy. Soc. [London] Ser. A, 146, 362 [1934].

⁸ W. Jellingshaus u. H. Schlechtweg, Ann. Physik (6) 2, 161 [1948].

Feldkonstante bei irgendeiner tieferen Temperatur, so muß W der Ungleichung $W > \vartheta W_0$ genügen, wobei $\vartheta = T/\theta_p$. Dies folgt aus der Tatsache, daß immer $a > \frac{1}{2}g\alpha$. W muß in der Abb. 3a also oberhalb der gezeichneten Geraden verlaufen.

Es wurde nun der Rechnung folgende Annahme zugrunde gelegt: W bleibt unverändert von $\vartheta = 0$ bis

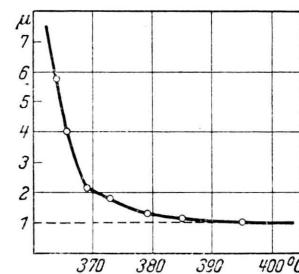


Abb. 2. Permeabilität von Reinnickel im Bereich des Verhulst'schen Übergangs (Länge des Drahtes: 6,0 cm, Dicke 0,4 mm).

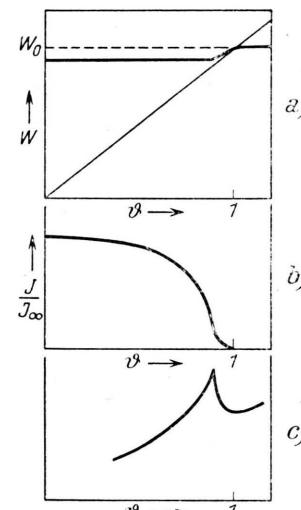


Abb. 3. a) Angenommener Gang des Weißschen Faktors mit der Temperatur; b) spontane Magnetisierung; c) spezifische Wärme. Schematische Zeichnung.

$\vartheta = 0,9$. Dann steigt W an, um schließlich bei $\vartheta = 1,0$ die Grenzgerade zu erreichen. Die Durchrechnung führt zu folgenden Ergebnissen:

1. Die Kurve der spontanen Magnetisierung bekommt bei $\vartheta = 0,9$ einen Wendepunkt und verläuft mit einem Schwanz in die Temperaturachse. Dies zeigt auch das Experiment.

2. Der Wert dJ/dT hat an dieser Stelle ein aus-

⁹ C. Sykes u. H. Wilkinson, Proc. phys. Soc. 50, 834 [1938].

¹⁰ E. C. Stoner, Philos. Mag. J. Sci. Ser. VII, 22, 81 [1936].

geprägtes Maximum; da diese Größe den Verlauf der spezifischen Wärme bestimmt, hat auch letztere ein Maximum bei $\vartheta = 0,9$. Dann fällt sie bis zum paramagnetischen Curiepunkt (bei Nickel also über einen Bereich von 25°) stetig ab.

3. Die Berechnung des magnetokalorischen Effektes führt ebenfalls auf ein Maximum, dessen Lage jedoch noch davon abhängt, wie groß c_0 angenommen wird. c_0 ist der Wert der spezifischen Wärme, der bei unmagnetischem Nickel für diese Temperaturen in Rechnung zu stellen wäre. Der Ort des Maximums rückt mit wachsendem c_0 an den Wert 0,9 heran, ohne ihn jedoch zu unterschreiten. Für den wahrscheinlichen Wert

$c_0 \approx 0,12 \frac{\text{cal}}{\text{C} \cdot \text{g}}$ beträgt die Differenz schon weniger als $0,1^\circ$.

Somit wäre die Diskrepanz zwischen Anomalienpunkt und eigentlichem Curiepunkt Θ_p wenigstens qualitativ einfach zu verstehen. Als Übergangsgebiet gälte dann der Bereich, in dem W sich ändert. Ein geringfügiges Weitersteigen oberhalb Θ_p würde zwangsläufig die anfängliche Krümmung der paramagnetischen $(1/\chi, T)$ -Kurve erklären. Um mit den wirklichen Temperaturen in Einklang zu kommen, dürfte die Zunahme von W bei Nickel allerdings nicht mehr betragen als 2,6%.

Die Erzeugung intensiver Elektronenblitze

Von WERNER SCHAAFFS

Aus den Laboratorien der Siemens & Halske AG., Berlin-Siemensstadt

(Z. Naturforsch. 5a, 132–136 [1950]; eingegangen am 17. November 1949)

An eine Hochvakuumröhre mit zylindrischer Anode und spitzer kalter Kathode wird über eine Schaltfunkentstrecke ein geladener Kondensator gelegt. Während der Entladung tritt ein Teil der aus der Kathode herausgerissenen Elektronen als „Elektronenblitz“ durch die Anode in einen Untersuchungsraum oder durch ein Lenard-Fenster in die Luft aus. Diese Elektronenblitze können zur Behandlung verschiedener Probleme in ähnlicher Weise wie Röntgenblitze eingesetzt werden. Aus Ladungsmessungen und starken induktiven Wirkungen ergeben sich für die erzeugten Elektronenblitze mittlere Stromstärken von mehreren Ampere und Kurzzeitdauern unter 10^{-7} sec.

1. Aufgabenstellung

Der Versuch, mit Hilfe von Röntgenblitzen Funkenwellen in Gasen in ähnlicher Weise wie in Flüssigkeiten nachzuweisen, stößt aus verschiedenen Gründen auf erhebliche experimentelle Schwierigkeiten. Es wird daher die Anwendung von Elektronen, deren Absorption viel größer als die der Röntgenstrahlen ist, trotz der mit ihnen verbundenen (mit dem Gasdruck allerdings sich stark ändernden) Diffusion erwogen. Der Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung von Elektronenblitzen wird ferner noch durch folgende hiermit zusammenhängende Probleme nahegelegt.

Wenn man ein dünnes Drähtchen im Hochvakuum oder in verdünnten Gasen durch Stromdurchgang explosionsartig verdampft, so kann man diesen Vorgang und die Geschwindigkeits- und DichteVerteilung der verdampfenden Atome nicht nur mit Röntgenblitzen photographieren, sondern auch mit Elektronenblitzen zu beobachten versuchen.

Es ist ferner bekannt, daß an Atom- und Molekular-

strahlen Elektroneninterferenzen erzeugt werden können. Entsprechende Untersuchungen an Drahtexplosionen zur Erforschung ihrer Struktureigenschaften im Hochvakuum können nur mit Elektronenblitzen vorgenommen werden.

Wenn es gelingt, sehr starke Elektronenblitze zu erzeugen, muß es möglich sein, ihre kräftige Induktionswirkung für Untersuchungen des magnetischen Moments freier Elektronen auszunutzen.

Auch für eine sehr kurzzeitige und doch intensive Anregung von Leuchtstoffen kommen Elektronenblitze in Frage.

Schließlich legt eine große Intensität der Elektronenblitze ihre Verwendung für spezielle elektronenoptische Probleme nahe und dürfte sich zur Erzielung höchster Schreibgeschwindigkeiten in Elektronenstrahl-Oszilloskopographen bei der Untersuchung einmaliiger äußerst kurzzeitiger Vorgänge verwenden lassen.

Aus diesen Erwägungen heraus wurden die nachstehend beschriebenen Versuche zur Erzeugung von Elektronenblitzen angestellt.