

Zerstörung der Supraleitung im Eigenstromfeld und transversalen Außenfeld

Von L. Rinderer

Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik,
Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich

(Z. Naturforschg. **10a**, 174—175 [1955]; eingeg. am 28. Januar 1955)

Die bisherigen Untersuchungen über die Quersfeldabhängigkeit des Überganges zur Supraleitung in Zylindern beschränkt sich auf relativ kleine Meßströme^{1–4}. Zerstörung der Supraleitung durch starke Belastungsströme in Gegenwart eines transversalen Magnetfeldes war bisher noch nicht untersucht worden. Dies war jedoch für das Verständnis der von uns bereits gewonnenen Ergebnisse über Legierungen⁵ wichtig.

Die Messungen über die Abhängigkeit des Widerstandes von Eigenfeld und transversalem Außenfeld wurden an einem chemisch reinen Zinn Draht (Bankart-Zinn, 99,95% Reinheit) von 0,75 mm Durchmesser bei 3,5° K vorgenommen. Sein Restwiderstand betrug 0,3% vom Widerstand bei Zimmertemperatur. Das kritische Feld H_k von Zinn ist bei dieser Temperatur 29,8 Oersted (23,7 Ampère/cm).

In Abb. 1 sind die Linien gleichen Widerstandes ($0,0 \cdot R_n, 0,1 \cdot R_n, \dots, 1,0 \cdot R_n$; R_n = Restwiderstand) in Funktion eines äußeren transversalen Feldes H_T und des dem Belastungsstrom entsprechenden Oberflächenfeldes $H_I = 2I/a$ aufgezeichnet (I = Belastungsstrom, a = Radius des Drahtes). Wie nach einer einfachen Erweiterung der Silsbee'schen Hypothese⁶ zu erwarten ist, kann man das erste Auftreten eines Widerstandes im $(H_I - H_T)$ -Diagramm beobachten in der Nähe einer Geraden, die durch folgenden Ausdruck definiert ist

$$2H_T + H_I = H_k. \quad (1)$$

In Abb. 1 ist diese theoretisch zu erwartende Grenzlinie s gestrichelt eingezeichnet. Die entsprechenden experimentellen Werte sind durch die 0,0-Linie wiedergegeben.

Für $H_I > H_k$ und $H_T = 0$ nimmt die Langevin-London-Theorie^{7, 8} einen zentralen Kern im Zwischenzustand an, der von normalleitendem Metall umgeben ist. Theoretisch soll dieser Kern einen Durchmesser⁹ haben von

$$b = a (I/I_k - \sqrt{(I/I_k)^2 - 1}). \quad (2)$$

Betrachtet man andererseits einen zylindrischen, stromdurchflossenen Leiter mit einer exzentrischen, zur Achse parallelen Ausbohrung, so kann man zeigen, daß das Feld \mathfrak{H}_R an der inneren Oberfläche dieses exzentrischen Hohlzylinders die Größe hat

$$\mathfrak{H}_R = 2\pi [j_n b], \quad (3)$$

¹ W. J. de Haas, J. Voogd u. J. M. Jonker, Physica **1**, 281 [1934].

² A. D. Misener, Proc. Cambr. Phil. Soc. **35**, 95 [1939].

³ E. R. Andrew, Proc. Roy. Soc. A **194**, 80 [1948].

⁴ N. E. Alexeyewsky, J. Exp. Theor. Phys. U.S.S.R. **8**, 342 [1938].

also auch in der Ausbohrung selbst homogen ist. Dabei ist j_n die Stromdichte und b der Abstand der Achse der Ausbohrung von der Zylinderachse.

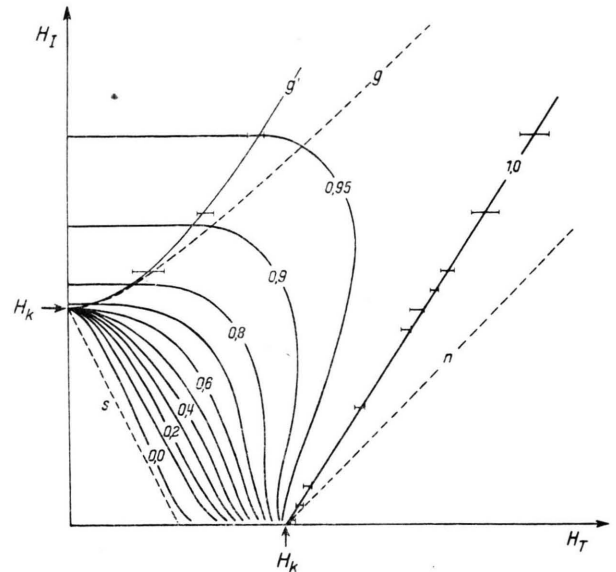


Abb. 1. Kurven gleichen Widerstandes ($0,0 \cdot R_n, 0,1 \cdot R_n, \dots, 1,0 \cdot R_n$) eines Zinnzylinders (0,75 mm \varnothing) im Eigenstromfeld H_I und transversalen Außenfeld H_T bei 3,5° K. Die Linien s und n entsprechen den Gl. (1) und (6), g ist die Grenzlinie nach Gl. (5), g' die entsprechende experimentelle Linie.

Man macht nun die Annahme, daß sich ein im Zwischenzustand befindlicher Kern beim Anlegen eines transversalen Außenfeldes so lange seitlich verschiebt, bis das durch die Verschiebung am Rande eines entsprechenden Hohlzylinders entstehende Feld dem Außenfeld entgegengesetzt gleich ist. Denn dann sind die Verhältnisse im Zwischenzustandskern ununterscheidbar von den Verhältnissen ohne Außenfeld und es ist anzunehmen, daß die Gl. (2) wieder Gültigkeit besitzt. Dies bedeutet aber, daß für konstantes $H_I > H_k$ der Widerstand trotz zunehmendem H_T so lange konstant bleibt, bis der Zwischenzustandskern die äußere Oberfläche des Zylinders berührt. Dies tritt ein, sobald

$$d + b = a. \quad (4)$$

Bringt man die Gl. (2), (3) und (4) miteinander in Beziehung und berücksichtigt zudem, daß die Stromdichte⁹ j_n im normalleitenden Mantel $j_n = H_k/2\pi a$ ist, so erhält man für die Grenzbedingung (4) im $(H_I - H_T)$ -Diagramm den Ausdruck

$$H_I = H_k \left(\frac{2 (H_T/H_k)^2}{2 (H_T/H_k) + 1} + 1 \right). \quad (5)$$

⁵ P. Graßmann u. L. Rinderer, Helv. Phys. Acta **27**, 309 [1954].

⁶ F. B. Silsbee, J. Wash. Acad. Sci. **6**, 597 [1916].

⁷ P. Langevin, private Mitteilung an F. B. Silsbee in F. B. Silsbee, Bull. Bur. Stand. **14**, 301 [1918].

⁸ F. London, Superfluids Vol. I, 1950, S. 120.

⁹ D. Shoenberg, Superconductivity 1952, S. 130.



Die gestrichelte Kurve g in Abb. 1 ist die nach Gl. (5) theoretisch berechnete Grenzlinie, während die ausgezogene Linie g' die entsprechende experimentell ermittelte Grenzkurve darstellt.

Wie zudem aus Abb. 1 ersichtlich ist, existieren sogar für $H_T > H_k$ Bereiche, in denen $R < R_n$ ist. (Dieser Effekt ist schon aus Messungen von Scott¹⁰ ersichtlich.) Dies ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß sich das transversale Außenfeld dem zirkularen Feld des Eigenstromes überlagert und dieses auf der einen Seite des zylinderförmigen Drahtes verstärkt, auf der anderen jedoch vermindert. Daraus folgt, daß in gewissen Bereichen trotz $H_T > H_k$ ein unterkritisches Feld herrscht und so Ursache des Zwischenzustandsgebietes ist. Man sieht leicht, daß solche Gebiete zu erwarten sind, solange

¹⁰ R. B. Scott, J. Res. Nat. Bur. Stand. **41**, 581 [1948].

$$H_T - H_I < H_k. \quad (6)$$

(In Abb. 1 ist der Grenzfall dieses Ausdruckes als n -Linie eingezeichnet.) Unsere Messungen zeigen jedoch, daß die Supraleitung schon bei ein etwas kleinerem H_T vollständig zerstört (1,0-Linie) ist, doch ist trotzdem die beobachtete Beziehung zwischen H_T und H_I für die experimentelle Grenzlinie sehr genau linear.

Über die Ergebnisse weiterer Untersuchungen sowie über Ansätze zu ihrer theoretischen Deutung wird später berichtet werden. Herrn Prof. Dr. P. Graßmann möchte ich auch an dieser Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für seine wertvolle Unterstützung bestens danken. Herrn Dr. J. L. Olsen bin ich für die zahlreichen Diskussionen und den Beitrag zur theoretischen Auswertung der Resultate sehr dankbar.

BESPRECHUNGEN

Grundlagen der Elektronenoptik. Von W. Glaser. Springer-Verlag, Wien I, 1952. X, 699 S. mit 445 Abb.; Preis geb. DM 120.—.

Wer sich mit elektronenoptischen Problemen, sei es als Experimentator oder Theoretiker, zu beschäftigen hat, wird dankbar sein, wenn er auf eine exakte und ausführliche Darstellung der Grundlagen der Elektronenoptik zurückgreifen kann. In dem vorliegenden 700 Seiten umfassenden Band des bekannten Theoretikers der Elektronenoptik wird in lehrbuchartiger Darstellung eine gründliche Einführung in die „Abbildungsfelder und Gaußsche Dioptrik“, „Theorie der geometrischen Aberrationen“ und „Elektronenoptik und Wellenmechanik“ gegeben. Unbeschwert durch historischen Ballast wird eine klare theoretische Linie verfolgt, die aber nicht verleugnet, daß sie durch den unmittelbaren Kontakt des Verfassers mit der Praxis befruchtet ist. Es ist vorauszusehen, daß die Leser bald den Wunsch nach einem zweiten Band empfinden werden, in dem der Verfasser die aktuellen Probleme wie sphärische Korrektur, Stigmatoren, Zwischen-Beschleuniger, elektronenoptische Apochromate usw. in ebenso gründlicher Darstellung behandelt. Es besteht kein Zweifel, daß dieses Werk sowohl für experimentell wie theoretisch interessierte Elektronenoptiker ein zuverlässiger und fruchtbarer Ratgeber ist.

G. Möllenstedt, Tübingen.

Grimsehl's Lehrbuch der Physik. 1. Band. Mechanik. 15. Auflage. Herausgegeben von W. Schallreuter. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1954. X, 622 S. mit 722 Abb.; Preis geb. DM 21.40.

Nach dem 2. und 3. Band des bekannten und beliebten Lehrbuchs von Grimsehl liegt nun auch der 1. Band in Neuauflage vor, der die Mechanik, Wärmelehre und Akustik umfaßt.

Der Herausgeber, Prof. Dr. Schallreuter, hat die gesamte Darstellung jetzt auf Vektorrechnung umgestellt, was gerade in der Mechanik eine viel klarere und einprägsamere Ausdrucksweise erlaubt. In einem Anhang ist ein Abriß der Vektoralgebra (und aus der Vektoranalysis noch der Begriff des Gradienten) angefügt.

Im übrigen wurde die bewährte Gliederung des Stoffes im wesentlichen beibehalten. Die Wärmelehre ist durch den Enthalpie-Begriff, die Akustik durch eine Reihe neuer Abschnitte über Schallfeldgrößen, Ultraschall, Elektroakustik u. a. bereichert.

Auch alle Zahlenangaben sind überarbeitet, so daß in der Neuauflage des Grimsehl nun wieder ein elementares Lehrbuch auf modernem Stande vorliegt.

W. Braunbek, Tübingen.

Grundzüge der Physik. Band II. Elektrizitätslehre, Optik, Atomistik. Von Franz Wolf. Verlag G. Braun, Karlsruhe 1954. XII, 565 S. mit 450 Abb.; Preis geb. DM 28.—.

Nach langer Wartezeit ist nun auch der 2. Band des Physikbuchs von Wolf erschienen, der die Elektrizitätslehre, die Optik und die Atomistik behandelt. Wie im ersten Band, so fällt auch hier eine saubere Gründlichkeit der Darstellung auf und das Bemühen, Schwierigkeiten nicht aus dem Wege zu gehen. Trotzdem ist aber das Buch nicht ausschließlich für Physiker gedacht, sondern soll all denen, die eine über einen bloßen Überblick hinausgehende Kenntnis der Physik anstreben, ein klarer Wegweiser zu diesem Ziel sein.

Die Gliederung des Inhalts ist die übliche, der Aufbau entsprechend dem Zweck des Buches durchweg induktiv. Die Elektrizitätslehre wird mit der Elektrostatik eingeleitet und auch der Größen- und Einheiten-