

1400 und 1450 cm²/Vs für Elektronen und um 500 cm²/Vs für Löcher geschlossen werden.

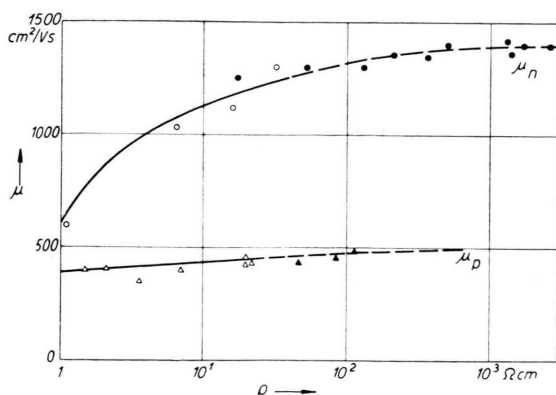


Abb. 2. Driftbeweglichkeit der Minoritätsträger und spez. Widerstand in Silicium.

— △ O M. B. PRINCE; — — — ▲ ● eigene Werte.

Die Messung der Temperaturabhängigkeit der Driftbeweglichkeit ergab sowohl für n- als auch für p-Silicium im Rahmen der Meßgenauigkeit einen Gang mit $T^{-2,3}$ im gesamten untersuchten Störlebensbereich (Abb. 3)⁶. Damit wird das Verhältnis von Elektronen- zu Löcherbeweglichkeit temperaturunabhängig. Während die Beweglichkeit der Defektelektronen in n-Silicium mit den PRINCESchen Messungen übereinstimmt, fand er für Elektronen in p-Silicium einen weit schwächeren Gang prop. $T^{-1,5}$. Infolge des höheren Reinheitsgrades unseres Materials war die Streuung der Elektronen an Gitterstörungen nur noch von untergeordnetem Einfluß, durch die ein zu geringer Temperaturgang bei den PRINCESchen Proben aufgetreten war.

Der starke Abfall der Beweglichkeit des injizierten Ladungsträgerimpulses in der p-Typ-Probe oberhalb 350° K beruht auf dem Übergang von der unipolaren

⁶ Auch für die Störleitefähigkeit unseres hochreinen Materials ergab sich ein Gang proportional $T^{-2,3}$, so daß auch für die Beweglichkeit der Majoritätsträger die gleiche Temperaturabhängigkeit gilt. Hiervon abweichend hatten MORIN und MAITA⁷ durch rechnerische Elimination der

zur ambipolaren Driftbeweglichkeit beim Erreichen der Eigenleitung, wie er theoretisch von VAN ROOSBROECK⁸ angegeben worden war

$$\mu_a = \frac{p-n}{p/\mu_n + n/\mu_p} \quad (2)$$

Der aus der bekannten Dotierung unter Berücksichtigung des Temperaturganges von μ_n und μ_p nach (2) berechnete Kurvenast stimmt gut mit den experimentell gefundenen Werten für μ_a überein (Abb. 3).

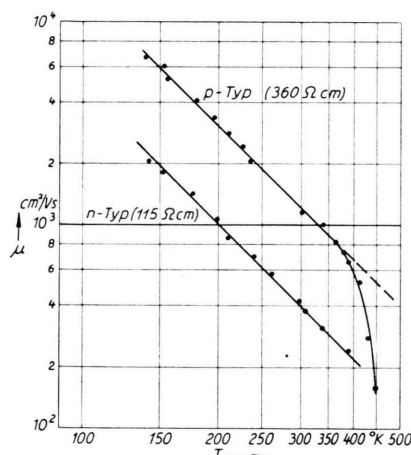


Abb. 3. Temperaturgang der Driftbeweglichkeit von Elektronen und Löchern in Silicium.

A n m. b. d. K o r r.: In einer jüngst erschienenen Arbeit fanden LUDWIG und WATTERS⁹ bei Silicium mit einem spez. Widerstand zwischen 20 und 200 Ohm·cm einen etwas höheren Temperaturgang der Driftbeweglichkeit:

$$\mu_n \sim T^{-2,5}; \mu_p \sim T^{-2,7}.$$

Ob diese Abweichungen auf Unterschiede im Reinheitsgrad des verwendeten Siliciums zurückgeführt werden dürfen, kann nicht entschieden werden.

Störstellenstreuung auf einen Gang proportional $T^{-2,6}$ für Elektronen in n-Silicium geschlossen.

⁷ F. J. MORIN u. J. P. MAITA, Phys. Rev. **96**, 28 [1954].

⁸ W. VAN ROOSBROECK, Phys. Rev. **91**, 282 [1953].

⁹ G. L. LUDWIG u. R. L. WATTERS, Phys. Rev. **101**, 1699 [1956].

Längenänderung in Blei bei Zerstörung der Supraleitung

Von P. GRASSMANN, J. L. OLSEN und H. ROHRER

Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik
der Eidg. Technischen Hochschule, Zürich

(Z. Naturforsch. **11a**, 609—610 [1956]; eingegangen am 7. Mai 1956)

Ein notwendiger Beitrag zum Verständnis der Supraleitung liegt in der Erforschung mechanischer Einflüsse auf die charakteristischen Eigenschaften der Supraleiter. Deshalb ist in letzter Zeit von vielen Autoren¹⁻⁶ über Messungen der Abhängigkeit des kritischen Fel-

des H_c vom Druck p berichtet worden. Leider scheinen aber genaue Messungen von $\partial H_c / \partial p$ nur bei den „weichen“ Supraleitern mit scharfen Übergängen zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand möglich.

¹ Siehe Bibliographie von C. S. F. SQUIRE, Progress in Low Temp. Physics Vol. 1, 151, North Holland Publishing Co., Amsterdam 1955.

² C. GRENIER, Proc. 4th Int. Conf. Low Temp. Phys., Paris 1955.

³ M. D. FISKE, ibid. ².

⁴ D. H. CHESTER u. G. O. JONES, ibid. ².

⁵ J. HATTON, Phys. Rev. **100**, 1784 [1955].

⁶ N. L. MUENCH, Phys. Rev. **99**, 1814 [1955].



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 digitalized 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.

Für die harten Supraleiter und für Blei (wo nur die qualitative Beobachtung von KAN, SUDOVSTOV und LASAREW⁷, wonach $\partial H_c/\partial p$ in Blei größer ist als in Zinn, vorliegt) müssen andere Methoden für die Ermittlung von $\partial H_c/\partial p$ gefunden werden.

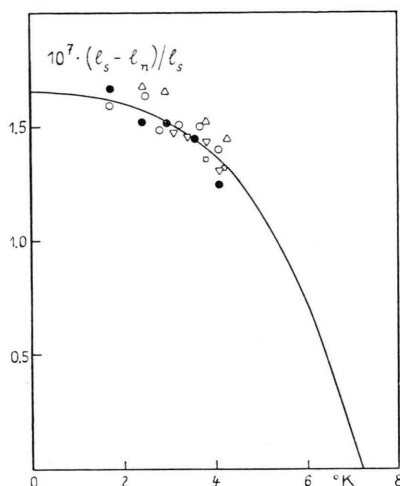


Abb. 1. Die Längenänderung in Blei bei Zerstörung der Supraleitung.

● Pb 1 ▽ Pb 2 beide 2 mm Φ ;
□ Pb 3 7 mm Φ .

Im Kältelaboratorium des Institutes für Kalorische Apparate und Kältetechnik der Eidg. Technischen Hochschule in Zürich sind jetzt Messungen der Volumenänderung bei Zerstörung der Supraleitung im Gange, um daraus die Berechnung von $(\partial H_c/\partial p)_T$ zu ermöglichen. Thermodynamisch soll die Differenz zwischen den Volumina V_n und V_s im normalen und supraleitenden Zustande gegeben sein durch⁸

$$V_n - V_s = V_s \frac{H_c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_c}{\partial p} \right)_T + \frac{H_c^2}{8\pi} \left(\frac{\partial V_s}{\partial p} \right)_T,$$

und diese Beziehung ist durch die eleganten Messungen von LASAREW und SUDOVSTOV⁹ an Zinn experimentell bestätigt.

⁷ L. S. KAN, A. I. SUDOVSTOV u. B. G. LASAREW, J. Exp. Theor. Phys. USSR **18**, 825 [1948].

⁸ vide e. g. D. SHOENBERG, Superconductivity, Cambridge 1952, S. 74.

Durch Modifikation eines schon früher¹⁰ von uns beschriebenen Lichtzeigergerätes war es möglich, Längenänderungen von nur $2 \cdot 10^{-8}$ cm zu beobachten. Die Supraleitung in den polykristallinen, stabförmigen Bleiprobe von 10 cm Länge wurde jeweils durch Einschalten eines longitudinalen, homogenen Magnetfeldes zerstört und die dabei eintretende Längenänderung gemessen. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 1 wiedergegeben.

Da die Proben polykristallin waren, kann $\Delta V/V$ aus der Längenänderung durch die Beziehung $\Delta V/V = 3 \Delta l/l$ berechnet werden.

Man kann leicht zeigen, daß bei Metallen mit einer Temperaturabhängigkeit des kritischen Feldes von der Form $\{1 - (T/T_c)^2\}$ die Volumenänderung gegeben ist durch

$$\Delta V/V = 3 \Delta l/l = \{1 - (T/T_c)^2\} \cdot \{A + B(T/T_c)^2\},$$

wobei A und B Konstanten sind. Die in Abb. 1 eingezeichnete Kurve ist von dieser Form und entspricht folgender Druckabhängigkeit von H_c :

$$(\partial H_c/\partial p)_T = (7,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-9} + (4 \pm 2) \cdot 10^{-9} (T/T_c)^2$$

$$\text{Oersted dyn}^{-1} \text{ cm}^2.$$

Der Wert von $(\partial H_c/\partial p)_T$ bei $T=0$ bildet ein Maß für die Druckempfindlichkeit der Kondensationsenergie der supraleitenden Phase. Wir haben deshalb die jetzt verfügbaren Werte dieser Konstanten in Tab. 1 zusammengestellt.

	Al	In	Sn	Hg	Pb
$\left(\frac{\partial H_c}{\partial p} \right)_{T=0}$	-2	-5	-4,8	-4,5 (?)	-7,8

Tab. 1. Zahlenwerte in Oersted $\text{dyn}^{-1} \text{ cm}^2 \cdot 10^{-9}$.

Wir sind dem Schweiz. Aluminiumfonds für die wertvolle finanzielle Unterstützung bei dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

⁹ B. G. LASAREW u. A. I. SUDOVSTOV, Dokl. Akad. Nauk, SSSR **69**, 345 [1949].

¹⁰ P. GRASSMANN u. J. L. OLSEN, Helv. Phys. Acta **28**, 24 [1955].