

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 28 (1955)

Heft: IV

Artikel: Richtungskorrelationsmessungen in supraleitenden Metallen

Autor: Albers-Schönberg, Heinz / Heer, Ernst

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112614>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 30.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Richtungskorrelationsmessungen in supraleitenden Metallen

von Heinz Albers-Schönberg und Ernst Heer

Physikalisches Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich.

(12. IV. 1955.)

Summary. The angular correlation of two successive nuclear radiations following the K -capture of In^{111} has been measured in metallic Indium sources above and below the transition temperature. Within the accuracy of the experiment no change in the correlation was found, indicating that the electron distribution is approximately the same in the superconducting and in the normal state.

1. Einleitung*).

Die Winkelverteilung zweier nacheinander emittierter Gamma-Strahlen ist im allgemeinen anisotrop. Die Grösse der Anisotropie hängt einerseits von den Kerndaten (Drehimpulsmomente, Multipolordnungen), andererseits von der *Wechselwirkung des Kerns mit extranuklearen Feldern* ab. Als Wechselwirkung soll im folgenden insbesondere die Quadrupolwechselwirkung des *elektrischen Kernquadrupolmomentes* mit *inhomogenen elektrischen Feldern* (z. B. in Kristallen) betrachtet werden, deren Einfluss auf die Richtungskorrelation gut bekannt ist. In Metallkristallen setzen sich die elektrischen Felder aus den Beiträgen der Ionen an den Gitterplätzen und der freien Metallelektronen zusammen. Bei bekanntem Quadrupolmoment kann daher — mindestens prinzipiell — aus einer Messung der R. K. (Richtungskorrelation) in Metallkristallen Aufschluss über die Wellenfunktionen (d. h. die Dichteverteilung) der Metallelektronen gewonnen werden. Von besonderem Interesse ist dabei die Tatsache, dass solche Messungen auch in *Supraleitern* durchgeführt werden können**).

Die Theorie der Supraleitung ist bis heute eine rein phänomenologische und macht keine Aussagen über die Wellenfunktionen der

*) Für eine ausgezeichnete Übersicht über Richtungskorrelation siehe H. FRAUENFELDER⁶⁾. Das Problem der Beeinflussung der Richtungskorrelation durch äussere Felder wird in ¹⁻⁵⁾ eingehend behandelt.

***) Auf diese Möglichkeit sind wir seinerzeit durch Herrn Dr. W. KÄNZIG hingewiesen worden.

supraleitenden Elektronen. Experimente, welche die Dichteverteilung der Elektronen im supraleitenden und im normalen Zustand vergleichen, sind aus diesem Grunde sehr wertvoll. Wir haben uns deshalb zum Ziel gesetzt, mit Hilfe der R. K. zu untersuchen, ob die Wellenfunktionen der Metallelektronen beim Übergange vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand geändert werden.

2. Theorie.

Die Theorie der R. K. unter Berücksichtigung des Einflusses äusserer Felder ist von mehreren Autoren ausführlich untersucht worden¹⁾⁴⁾⁵⁾. Wir stellen ohne Ableitungen die für uns wichtigen Formeln zusammen:

Bei *Abwesenheit äusserer Felder* kann die Korrelationsfunktion als

$$W(\Theta) = \sum_k A_{kk} P_k(\cos \Theta) \quad (1)$$

geschrieben werden. In einer *polykristallinen Quelle*, in der eine Quadrupolwechselwirkung ohne ausgezeichnete Richtung vorhanden ist, gilt dagegen

$$W(\Theta) = \sum_k A_{kk} G_{kk} P_k(\cos \Theta), \quad (2)$$

wobei die *Schwächungsfaktoren* G_{kk} wie folgt von der Quadrupolwechselwirkung abhängen:

$$G_{kk} = \sum_m S_m^{kk} 1/(1 + (m x)^2), \quad (3)$$

$$x = -\frac{e Q}{4 \hbar} \frac{dE_z}{dz} \frac{6}{(2I-1) I} \tau_N \quad (4)$$

x	= Wechselwirkungsparameter	
S_m^{kk}	= Koeffizienten, tabelliert bei ⁵⁾	
Q	= el. Quadrupolmoment	}
I	= Kernspin	
τ_N	= Lebensdauer	
dE_z/dz	= el. Feldgradient	

Für axialsymmetrische Felder gilt

$$\frac{dE_z}{dz} = \int \frac{\varrho(r, \vartheta)}{r^3} (3 \cos^2 \vartheta - 1) d\tau, \quad (5)$$

wobei $\varrho(r, \vartheta) d\tau$ die Ladung im Volumenelement $d\tau$ mit den Koordinaten r und ϑ bedeutet.

Misst man nun die Richtungskorrelation sowohl im normalleitenden als auch im supraleitenden Metall, so erhält man

$$\begin{aligned} W^n(\Theta) &= \sum_K A_{kk} G_{kk}^n P_k(\cos \Theta) \\ W^s(\Theta) &= \sum_K A_{kk} G_{kk}^s P_k(\cos \Theta), \end{aligned} \quad (6)$$

wobei in diesen und den folgenden Formeln die Indices n und s normalleitend und supraleitend bedeuten. Durch die Experimente bestimmt man die Schwächungsfaktoren G_{kk}^n und G_{kk}^s und berechnet daraus nach Formel (3) die Wechselwirkungsparameter x^n und x^s . Sofern Lebensdauer τ_N und Quadrupolmoment Q bekannt sind, folgen aus (4) die Feldgradienten $(dE_z/dz)^n$ und $(dE_z/dz)^s$. Definiert man

$$\Delta = \left(\frac{dE_z}{dz}\right)^n - \left(\frac{dE_z}{dz}\right)^s = (x^n - x^s) \frac{4\hbar(2I-1)I}{6eQ\tau_N} \quad (7)$$

so ist Δ ein Mass für die Differenz der Feldgradienten der normalleitenden und der supraleitenden Elektronen. Für den Fall, dass bei der einen Messung alle Elektronen normalleitend und bei der anderen Messung alle Elektronen supraleitend sind, gilt:

$$\Delta = \int \frac{g^n}{r^3} (3 \cos^2 \vartheta - 1) d\tau - \int \frac{g^s}{r^3} (3 \cos^2 \vartheta - 1) d\tau. \quad (8)$$

Die erste Bedingung ist leicht zu erfüllen, für die zweite ist zu beachten, dass die Zahl der supraleitenden Elektronen durch

$$N^s = N_0 (1 - 3/4 (T/T_c)^2 - 1/4 (T/T_c)^{16}) \quad (9)$$

gegeben ist⁷⁾.

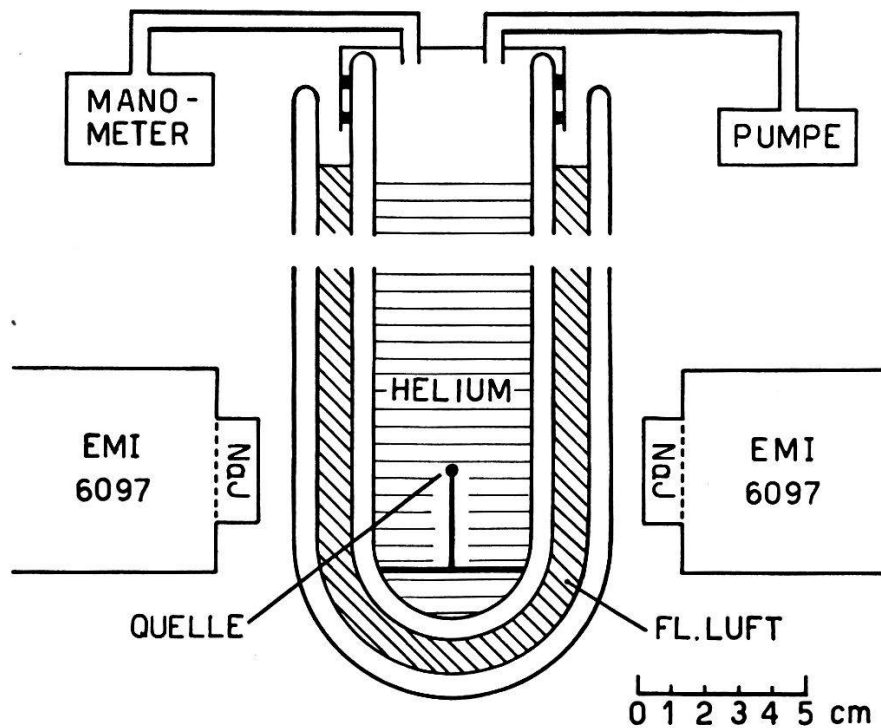
Analog zu der hier skizzierten Methode der Bestimmung von Δ aus zwei Messungen der R. K. oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur T_c an einer polykristallinen Quelle kann dasselbe Resultat durch Messung an einem Einkristall erhalten werden, wobei sogar eine höhere Genauigkeit erreicht wird. Die zu den Formeln (2) und (3) analogen sind entsprechend komplizierter und von der Orientierung des Einkristalles abhängig. Sie werden am besten⁵⁾ entnommen.

3. Experimente.

Für unsere Experimente eignet sich aus mehreren Gründen die Kaskade des Cd^{111} besonders gut. Einmal hat die Mutteraktivität In^{111} , welche durch K -Einfang in Cd^{111*} zerfällt, eine bequeme Lebensdauer von 4,0 d. Zweitens ist die Quadrupolwechselwirkung in metallischen Indiumkristallen gut untersucht²⁾³⁾; der Wechsel-

wirkungsparameter hat eine günstige Grösse ($x \sim 1$). Drittens lässt sich die Aktivität leicht in Supraleiter wie Indium und Zinn einbauen.

Die Aufarbeitung des im Cyklotron hergestellten In^{111} zu polykristallinen und monokristallinen Metallquellen und deren röntgenographische Untersuchung und Orientierung sind in ²⁾ beschrieben. Die Messung erfolgte in einer konventionellen R. K.-Apparatur mit NaJ(Tl)-Kristallen und E. M. I. 6097 Photomultipliern bei einem Auflösungsvermögen der Koinzidenzstufe von $\tau_R = 2,86 \cdot 10^{-7}$ sec.



Dem endlichen Auflösungsvermögen wurde gemäss den Formeln von ⁵⁾ bei der Auswertung der Resultate Rechnung getragen. Da die Korrelationsfunktion des Cd^{111} nur einen A_{22} -Term enthält ($A_{22} = -0,170^2$ ³⁾), wurde abwechslungsweise in Intervallen von 5 min bei $\theta = 90^\circ$ und $\theta = 180^\circ$ gemessen.

Die Anordnung und Dimensionierung der Dewargefässe für flüssige Luft und flüssiges Helium ist aus der Figur ersichtlich. Die quellennahe Materie des Heliums, des Glases und der flüssigen Luft verursachte eine gewisse Verschmierung der Korrelation, die experimentell bestimmt wurde. Die Messung wurde bei Atmosphärendruck ($T = 4,2^\circ \text{ K}$) oberhalb der Sprungpunkte von Indium ($T_c = 3,4^\circ \text{ K}$) und von Zinn ($T_c = 3,7^\circ \text{ K}$) und bei einem Druck von ca. 10 mm Hg ($T = 1,8^\circ \text{ K}$) unterhalb der Sprungpunkte durchgeführt. Die Dauer einer Messung betrug 8 bis 48 Stunden.

4. Resultate.

Die Resultate sämtlicher durchgeführter Messungen sind aus der Tabelle ersichtlich. Die A_{22} -Werte der Indium-Pulverquellen zeigen grössere Schwankung als die statistische. Vermutlich sind diese Quellen nicht ideal polykristallin, sondern bestehen aus einigen wenigen Einkristallen. Nur der Mittelwert mehrerer, beliebig orientierter Quellen ist daher für die Pulverquellen repräsentativ. Bei der Messung Nr. 4 wurde der Einkristall mit der Symmetrieachse senkrecht zur Ebene der beiden Zähler montiert (Anordnung 3 in ⁵). Die angegebenen Fehler entsprechen den mittleren quadratischen Schwankungen.

Aus den Messungen an polykristallinen und monokristallinen Indiumquellen folgt:

$$(x^n - x^s)/x^s = (3,1 \pm 3,6)\%$$

und daraus mit $Q \sim 10^{-24} \text{ cm}^2$

$$\Delta = (dE_z/dz)^n - (dE_z/dz)^s \sim 3,5 \cdot 10^{15} \text{ Volt/cm}^2,$$

wobei allerdings zu beachten ist, dass bei $T = 1,8^\circ \text{ K}$ nach (9) nur 80% der Elektronen supraleitend sind.

	Quelle	$A_{22} G_{22}^n (T = 4,2^\circ \text{ K})$	$A_{22} G_{22}^s (T = 1,8^\circ \text{ K})$	$A_{22} G_{22}^n / A_{22} G_{22}^s$
1	Indium polykrist.	$-0,0495 \pm 0,0029$	$-0,0426 \pm 0,0023$	$1,16 \pm 0,09$
2	Indium polykrist.	$-0,0606 \pm 0,0030$	$-0,0600 \pm 0,0030$	$1,01 \pm 0,05$
3	Indium polykrist.	$-0,0524 \pm 0,0032$	$-0,0594 \pm 0,0027$	$0,88 \pm 0,07$
	Mittelwert 1 bis 3	$-0,0541 \pm 0,0017$	$-0,0523 \pm 0,0015$	$1,03 \pm 0,04$
4	Indium Einkristall	$-0,0282 \pm 0,0014$	$-0,0275 \pm 0,0014$	$1,03 \pm 0,07$
5	Zinn polykrist.	$-0,0359 \pm 0,0027$	$-0,0248 \pm 0,0022$	$1,03 \pm 0,10$

*

5. Diskussion.

Unsere Messungen haben ergeben, dass — innerhalb der statistischen Fehler — sich die Korrelationsfunktion beim Übergang vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand nicht ändert. Dies bedeutet, dass die Dichteverteilung der supraleitenden Elektronen entweder genau oder doch nahezu dieselbe ist, wie die der normalleitenden Elektronen.

Wie uns Dr. H. FRAUENFELDER brieflich mitgeteilt hat, hat auch er den Einfluss der Supraleitung auf die Richtungskorrelation untersucht. Er findet in Übereinstimmung mit unseren Messungen keinen oder höchstens einen sehr kleinen Effekt.

In diesem Zusammenhange sei noch auf eine Arbeit über die Lebensdauer von Positronen in supraleitenden und normalleitenden Metallen hingewiesen⁸). Ob allerdings aus dem gemessenen Unterschied in der Lebensdauer auf eine unterschiedliche Elektronenverteilung geschlossen werden kann, hängt vom Mechanismus der Positronenvernichtung ab, der noch nicht restlos geklärt ist.

Wir danken Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER für sein Interesse an dieser Arbeit, Herrn Dr. I. L. OLSEN für seine freundliche Mithilfe und Beratung bei den Tieftemperaturproblemen und den Herren F. GIMMI und R. RÜETSCHI für anregende Diskussionen und Mithilfe bei den Messungen.

Literatur.

- 1) A. ABRAGAM and R. V. POUND, Phys. Rev. **92**, 943 (1953).
 - 2) H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, T. B. NOVEY und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **27**, 547 (1954).
 - 3) H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **27**, 637 (1954).
 - 4) K. ALDER, Helv. Phys. Acta **25**, 235 (1952).
 - 5) K. ALDER, H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER and T. B. NOVEY, Helv. Phys. Acta **26**, 761 (1953).
 - 6) H. FRAUENFELDER, *Angular Correlation* in K. SIEGBAHN, *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1955.
 - 7) H. LONDON, Proc. Roy. Soc. **A 176**, 522 (1940) (London).
 - 8) R. STUMP and H. E. TALLEY, Phys. Rev. **96**, 904 (1954).
-