

telbar nach der Zertrümmerung zeigt dieselbe sogar einen gelblichen Ton, der sich jedoch in wenigen Minuten wieder verliert; die weißlich-blaue Fluoreszenzfarbe ist jedoch beständig. Im Spektrum äußert sich der Farbumschlag in einer Intensitätszunahme des langwelligen Ausläufers der Emission (Abb. 4). Neue Banden treten nicht auf. Die Abklingzeit der gesamten Emission eines solchen Präparats ist kürzer als die von nicht zermahlener Substanz. Für die blauen Banden beträgt $\tau = 6,5 \cdot 10^{-9}$ sec gegenüber $1,3 \cdot 10^{-8}$ sec bei der unzerstörten Substanz. Filtert man das Licht der langwelligen Ausläufer ($\lambda > 5200 \text{ \AA}$) aus, so mißt man für diese eine erheblich längere Abklingzeit, nämlich $9,5 \cdot 10^{-9}$ sec. Bringt man die zerriebene Sub-

stanz zum Schmelzen und läßt sie wieder erstarren, dann wird die Fluoreszenzfarbe wieder tiefblau. Der Intensitätsanstieg in den langwelligen Ausläufern und die ihm eigentümliche längere Abklingzeit ist daher sicher nicht auf eine Verunreinigung mit Fremdstanz zurückzuführen, sondern ist ein Effekt der Kristallitengröße. Die Annahme liegt nahe, daß an der Oberfläche der Einzelkriställchen die Energiezustände der Moleküle gegenüber dem Kristallinnern verändert sind. Ähnliche Veränderungen in der Fluoreszenzemission kann man beobachten, wenn man durch Lösen von Anthracen in Alkohol und Mischen dieser Lösung mit reinem Wasser eine Suspension kleinster Kriställchen herstellt.

Werden alle Metalle supraleitend?

Von K. Clusius

Physikalisch-Chemisches Institut der Universität
Zürich

(Z. Naturforschg. 8a, 214 [1953]; eingeg. am 5. Sept. 1952)

Wiederholt ist die Frage aufgeworfen worden, ob alle Metalle supraleitend werden, wenn man sie nur genügend tief abkühlt. Verneint man diese Frage, so ergibt sich die Notwendigkeit, eine Materialeigenschaft zu nennen, die eine Einteilung der Metalle in zwei Gruppen — eine supraleitende und eine nicht supraleitende — ermöglicht.

Ein solches Kennzeichen läßt sich heute noch nicht mit Sicherheit angeben. Doch sei die Aufmerksamkeit auf folgende Tatsachen gelenkt:

1. Keines der supraleitenden Metalle — Nb, Pb, La, Ta, V, Hg, Sn, Tl, Ti, Th, Al, Ga, Zn, Zr, Cd, Hf, U, Os, Ru, Re — wird ferromagnetisch.
2. Keines der ferromagnetischen Metalle — Fe, Co, Ni, Gd — wird bei den bisher untersuchten Temperaturen supraleitend.

3. Entsprechendes gilt, soweit es das vorliegende Versuchsmaterial erkennen läßt, für supraleitende bzw. ferromagnetische Legierungen und Verbindungen.

Im Sinne einer prüfbaren Arbeitshypothese darf man folgenden Zusammenhang vermuten. Die Existenz des Meissner-Effekts, nach dem bei massiven Supraleitern beim Unterschreiten des Sprungpunktes die Induktion im Leiter $B = 0$ wird, zeigt, daß hier jedes innere Feld verschwindet. Gerade die Existenz

eines solchen inneren Feldes ist jedoch das Charakteristikum der Ferromagnetica. Infolgedessen sollten Supraleitung und Ferromagnetismus nie gleichzeitig an derselben Materialprobe auftreten, sondern sich gegenseitig ausschließen.

Wenn also nach dieser Hypothese ein Metall *entweder* durch einen Curie-Punkt als ferromagnetisch *oder* durch einen Sprungpunkt als supraleitend festgestellt wird, so darf nicht übersehen werden, daß damit nicht alle Metalle erfaßt werden. Es gibt noch eine dritte Kategorie, die gegenwärtig *weder* der einen *noch* der andern Gruppe zugeteilt werden kann, so z. B. alle Alkali- und Erdalkalimetalle, ferner die „typischen“ Metalle Cu, Ag, Au sowie Cr, Mo, W, Rh, Pd, Ir, Pt und einige andere. Ob es sich hier um eine dritte Möglichkeit handelt, oder ob diese Elemente bei hinreichender Abkühlung einen Curie- bzw. Sprungpunkt durchlaufen, kann wohl nur experimentell entschieden werden.

Die eingangs gestellte Frage jedoch, ob alle Metalle supraleitend werden, ist nach der erwähnten Arbeitshypothese zu verneinen.

Zusatz b. d. Korr.: Herr W. Meißner macht mich darauf aufmerksam, daß Herr v. Laue (Theorie der Supraleitung, Springer-Verlag 1949, S. 74) die Erfahrung, daß die Ferromagnetica keine Supraleitung zeigen, bereits im Zusammenhang mit der London'schen Theorie erwähnt hat. Da durch die letztere aber noch keineswegs ein lückenloses Verständnis der Supraleitung erreicht ist, halte ich das oben gegebene Argument nicht für überflüssig.

Maximale Energie der Neutronen vom Einfang negativer μ -Mesonen in Eisenkerne *

Von L. Niklas und K. H. Lauterjung

Physikalisches Institut der Universität Köln

(Z. Naturforschg. 8a, 214—216 [1953]; eingeg. am 10. Nov. 1952)

Beim Einfang negativer μ -Mesonen in schwere Kerne werden bekanntlich Neutronen frei. In den hier beschriebenen Versuchen wurden die beim Einfang in Fe

* Vorgetragen auf der Tagung der Nordwestdeutschen Physikalischen Gesellschaft am 28. 4. 1952 in Essen.

frei werdenden schnellen Neutronen durch die in Paraffin ausgelösten Stoßprotonen nachgewiesen. Die Auslöse- bzw. Absorptionskurven der Stoßprotonen erlauben Aussagen über die maximale Energie dieser Neutronen.

Abb. 1 zeigt die benutzte Versuchsanordnung. Registriert werden Antikoinzidenzen (K I, K II, K III, -A). Das Teleskop K I, K II wird wegen der Absorber von insgesamt $165 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ Luftäquivalent (Pb + Betondecke) nur von der durchdringenden Komponente der Höhenstrahlung durchsetzt, die gemäß Vorversuchen zu 98% aus μ^+ - und μ^- -Mesonen besteht. Im



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.

Absorber Fe kommen dabei 2,3 μ^- -Mesonen pro Minute zur Ruhe. Die bei dem darauffolgenden Einfang in Fe-Kerne frei werdenden Neutronen setzen zum Teil in den Paraffinplatten P Stoßprotonen in Bewegung, auf die die Zählrohre K III ansprechen. Diese arbeiten im Proportionalbereich, um schwach ionisierende Teilchen, die von anderen möglichen Prozessen herrühren, von der Registrierung auszuschließen. Die Antikoinzidenzrohre unterbinden die Registrierung ionisierender, von Fe ausgehender Teilchen sowie Schauer.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen $W(D)$ bei der Paraffindicke D , d. h. die Zahl der aus tretenden Stoßprotonen pro auftreffendes Neutron, berechnet sich zu:

$$W(D) = \frac{2}{\pi \cdot \lambda} \exp\left(-\frac{D+s}{\lambda}\right) \cdot \int_s^R \exp\left(\frac{z}{\lambda}\right) \cdot \arccos\left(\frac{z}{R}\right)^{\frac{1}{4,4}} dz \quad \text{für } D < R - s, \quad (1)$$

$$W(D) = \frac{2}{\pi \cdot \lambda} \exp\left(-\frac{D+s}{\lambda}\right) \cdot \int_s^R \exp\left(\frac{z}{\lambda}\right) \cdot \arccos\left(\frac{z}{R}\right)^{\frac{1}{4,4}} dz \quad \text{für } D > R - s. \quad (2)$$

Dabei ist D die Paraffindicke in $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$, s das Paraffinäquivalent der Protonenabsorber Al einschließlich Wandstärke der K III-Rohre, $R = 2,75 \cdot 10^{-3} \cdot E^{1,7} \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ die maximale Reichweite der Stoßprotonen von Neutronen der Energie E in MeV, $\lambda = 0,428 E \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ die mittlere freie Weglänge der Neutronen in Paraffin¹. Die graphische Integration der Gln. (1) und (2) ergibt für $s = \text{const}$ die Auslösekurven der Stoßprotonen.

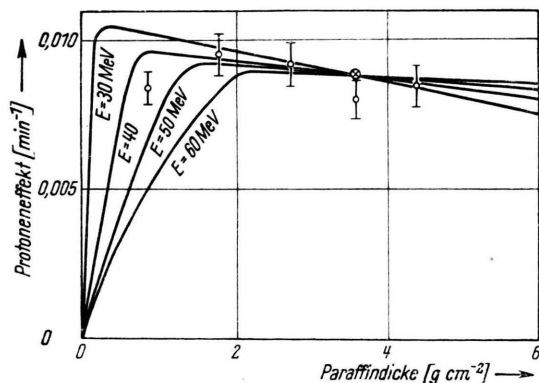


Abb. 2. Protonenauslösekurve für Neutronen vom μ^- -Einfang in Eisen. (Ausgezogene Kurven für verschiedene Neutronenenergien berechnet).

In Abb. 2 sind die für verschiedene Paraffindicken D registrierten Protonen mit dem einfachen statistischen Fehler aufgetragen. Die ausgezogenen Kurven sind die mit $s = 0,62 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ Paraffinäquivalent (Zählrohrwandstärke) für verschiedene Neutronenenergien E berechneten Auslösekurven der Stoßprotonen. Um

¹ J. Hadley, E. Kelly, C. Leith, E. Segre, C. Wiegand u. H. Jork, Physic. Rev. **75**, 351 [1949].

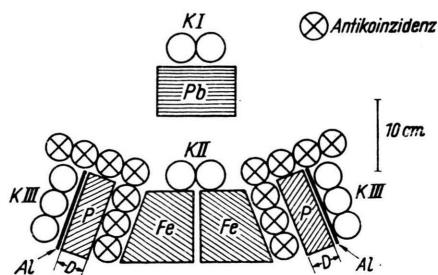


Abb. 1. Versuchsanordnung.

eine Diskussion der Kurvenform zu erleichtern, wurde bei $D = 3,76 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ auf die Meßwerte normiert. Die Meßwerte passen sich einer für Neutronenenergien zwischen 40 und 50 MeV berechneten Auslösekurve am besten an. Aus dem Vergleich des gemessenen Protoneneffekts mit dem in Vorversuchen nach der Methode der verzögerten Koinzidenzen bestimmten Effekt an μ^- -Mesonen folgt, daß pro eingefangenes Meson im Mittel $0,85 \text{ Neutronen} \pm 60\%$ in diesem Energiebereich frei werden. Wegen der Protonenabsorption in den Wänden der K III-Rohre können in dieser Meßanordnung nur Neutronen mit Energien über 25 MeV nachgewiesen werden².

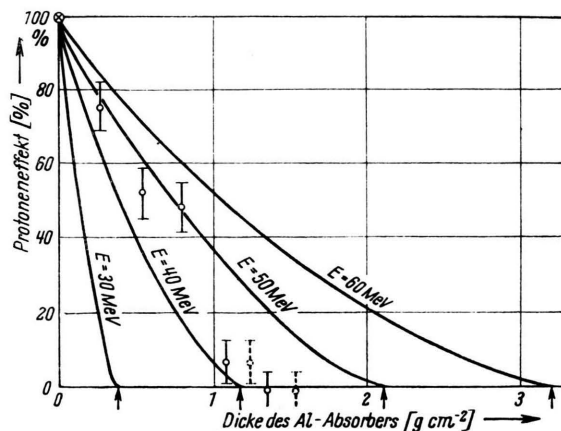


Abb. 3. Absorptionskurven für Stoßprotonen von Neutronen aus dem μ^- -Einfang in Fe. (Ausgezogene Kurven für verschiedene Neutronenenergien N berechnet).

² J. H. Smith, Physic. Rev. **71**, 32 [1949].

Mit $D = \text{const}$ liefern die Gln. (1) und (2) für variables s die Absorptionskurven der Stoßprotonen. Bei der Messung wurde die Protonenabsorption durch die Aluminiumplatten Al bewirkt. Die Absorptionskurven in Abb. 3 sind mit einer Paraffindicke $D = 1,78 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ aufgenommen. Zum Vergleich mit den berechneten Werten (ausgezogene Kurven) wurde bei der Al-Dicke 0 auf 100% normiert. Für Al-Dicken größer als $1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ waren wegen der Geometrie der Versuchsanordnung Korrekturen erforderlich, die in den gestrichelt gezeichneten Werten berücksichtigt sind. Die Messungen zeigen, daß Neutronenenergien bis etwa 45 MeV vorkommen.

Die Frage, ob die hier nachgewiesenen Neutronen aus dem Prozeß $P + \mu^- \rightarrow N + \mu_0$ (Anm. 3) stammen, bei dem überwiegend Neutronen mit einer Energie bis zu ca. 20 MeV emittiert werden, kann auf Grund der bisherigen Messungen noch nicht mit Sicherheit entschieden werden.

Herrn Professor Kirchner sind wir für zahlreiche Anregungen und Diskussionen zu großem Dank verpflichtet.

³ J. Tiomno u. J. A. Wheeler, Rev. mod. Physics 21, 153 [1949].

Altersbestimmungen nach der Kalium – Argonmethode unter Berücksichtigung der Diffusion des Argons

Von W. Gentner, R. Präg, und F. Smits

Aus dem Physikalischen Institut
der Universität Freiburg i. Brg.

(Z. Naturforschg. 8a, 216–217 [1953]; eingeg. am 4. Dezember 1952)

In einer früheren Veröffentlichung¹ sind bereits Werte über den Argongehalt von tertiären Sylvinen aus dem Kaliwerk Buggingen (Oligozän des Oberrheins) mitgeteilt worden. Es hatte sich danach herausgestellt, daß die Menge des radiogenen Argons 40 für die gleiche Kaliummenge in den verschiedenen Schichten, die wohl als Jahresringe anzusehen sind, in gewissen Grenzen schwankt. Eingehendere Messungen mit einem eigens dazu konstruierten Massenspektrometer haben nun gezeigt, daß der Gehalt an radiogenem Argon 40 einen eindeutigen Zusammenhang mit der Kristallgröße aufweist. Von den verschiedenen Schichten wurden Schiffe hergestellt und durch Auszählung der Einkristalle die mittlere Kristallgröße jeder Schicht bestimmt. Es lag nahe, die Unterschiede im Argongehalt auf Diffusionsvorgänge zurückzuführen, besonders da ein wesentlicher Altersunterschied der Schichten nicht angenommen werden kann und auch keine geologischen Ursachen für diese Unterschiede denkbar sind. Aus der Schwankungsbreite des Argongehaltes, die maximal etwa 1:2 beträgt, kann geschlossen werden, daß es sich wohl hauptsächlich um eine Volumendiffusion handelt, da eine reine Oberflächendiffusion wesentlich kleinere Unterschiede ergeben müßte. Zur Berechnung der Diffusionskonstanten wurde angenommen, daß die physikalischen Bedingungen in den verschiedenen Schichten immer die gleichen waren und daß das radiogene Argon nur von innen nach außen diffundierte. Diese Annahme erscheint berechtigt, da das radiogene Argon von dem Luftargon durch die massenspektrometrischen Messungen unterschieden wird.

¹ F. Smits u. W. Gentner, Geochim. cosmochim. Acta [London] 1, 22 [1950]; M. Pahl, J. Hiby, F. Smits u. W. Gentner, Z. Naturforschg. 5a, 404 [1950].

Ist die Diffusionskonstante D von der Konzentration c des diffundierenden Stoffes (Ar^{40}) unabhängig, was bei kleinen Konzentrationen in erster Näherung erfüllt ist, so schreibt sich das zweite Ficksche Gesetz der Diffusion in der Form

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \Delta c.$$

Hinzu kommt, daß der diffundierende Stoff (Ar^{40}) dauernd aus dem radioaktiven Zerfall des K^{40} nachgebildet wird. Dies führt zu

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \lambda_K \cdot c_{K_0} - \lambda c.$$

Hierin ist $\lambda = \lambda_K + \lambda_\beta$ und λ_K, λ_β die Zerfallskonstanten von K^{40} für K- bzw. β -Zerfall. c_{K_0} ist die Konzentration des K^{40} zur Zeit $t = 0$. Die beiden obigen Gleichungen ergeben addiert die Gesamtänderung wieder

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \Delta c - \lambda c + \lambda_K c_{K_0}.$$

Durch Reihenentwicklung läßt sich diese Differentialgleichung lösen, man kommt so zu einem Ausdruck für die räumliche Verteilung der Argonkonzentration innerhalb eines Kristalls. Nimmt man einen kubischen Kristall mit der Kantenlänge d an, so ergibt sich für die mittlere Konzentration des radiogenen Argon 40

$$\bar{c} = c_{K_0} \cdot f\left(\frac{D}{d^2}, \lambda_K, \lambda, t\right),$$

worin f eine dimensionslose Funktion darstellt.

In Abb. 1 ist diese Funktion numerisch ausgewertet für verschiedene Werte der Diffusionskonstante und verschiedene mögliche Alter des Sylvinlagers. Für die Ermittlung von λ_K wurde ein Mittelwert von $(3,3 \pm 0,3)$ K-Übergänge pro g Kalium und Sekunde zugrunde gelegt (vgl.²), für λ_β ein solcher von $28,3 \pm 3$ Übergänge pro g Kalium und Sekunde.

Es zeigt sich, daß die gemessenen Werte einer einzigen theoretischen Kurve zugeordnet werden können. Damit erhalten die Vorstellungen über die Volumen-

² F. G. Houtermans, O. Haxel u. J. Heintze, Z. Physik 128, 657 [1950].