



Einfluß von Strahlenschäden auf die
Eigenschaften eines Supraleiters

The Influence of Radiation Damage on
the Properties of a Superconductor

M. Soell

IPP 4/104

Oktober 1972

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Einfluß von Strahlenschäden auf die
Eigenschaften eines Supraleiters

The Influence of Radiation Damage on
the Properties of a Superconductor

M. Soell

IPP 4/104

Oktober 1972

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Abstract

After discussing problems of irradiation effects in solids, a review is given of the influence of radiation damage to the properties of type II superconductors. The damages in the critical temperature T_c , in the critical magnetic fields and in the critical current I_c are treated.

The critical temperature T_c was reduced in all superconductors by particle irradiation.

Clean type II superconductors such as Nb show an increase of the H_{c2} and the critical current, whereas by cold-worked NbZr and NbTi a decrease of I_c was measured. This decrease is explained by the reduction of the pinning strength of the dislocation wall.

The behaviour of the critical current of Nb_3Sn by irradiation depends on the value before the irradiation. For samples with initial low J_c -values, the critical current was increased by particle irradiation, whereas for samples with high J_c the opposite was measured.

Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	2
II.	Zur Theorie der Defekterzeugung	3
	1. Gitterfehler durch elastische Stöße	3
	2. Vergleich zwischen Defekterzeugung durch Neutronen und geladene Teilchen	9
	3. Defekterzeugung durch Kernreaktionen	11
	4. Strahlenschäden durch γ -Quanten	12
III.	Erholungsprozesse	14
IV.	Einfluß von Strahlenschäden auf die Eigenschaften eines Supraleiters	17
	1. T_c -Änderungen	17
	2. Einfluß auf den Ginzburg-Landau-Parameter und auf kritische Feldstärken	19
	3. Einfluß auf das Flußpinning	24
	a) Änderung des kritischen Stromes bei Nb	30
	b) Änderungen des kritischen Stromes bei NbZr und NbTi	35
	α) NbZr-Bestrahlungen	37
	β) NbTi-Bestrahlungen	39
	c) Änderung des kritischen Stromes bei Supraleitern mit Al5-Struktur	48
	α) Nb ₃ Sn-Bestrahlungen	49
	β) Nb ₃ Al, V ₃ Ga, V ₃ Si-Bestrahlungen	57
	d) Änderung des kritischen Stromes bei NbN	58
	4. Zusammenfassung	59

I. Einleitung

Es ist sowohl in technologischer als auch physikalischer Hinsicht von Bedeutung, die Einflüsse von Strahlenschäden auf die Eigenschaften eines Supraleiters zu untersuchen.

Für die Erzeugung von Magnetfeldern in Fusionsreaktoren und Beschleunigern werden supraleitende Magnete Verwendung finden. Die den Supraleiter durchdringenden Strahlungsteilchen erzeugen Fehlstellen, die sich auf die Stromtragfähigkeit auswirken können. Änderungen der kritischen Ströme müssen aber, um ein sicheres Arbeiten mit den Spulen gewährleisten zu können, bekannt sein.

Darüber hinaus geben Bestrahlungen eine Möglichkeit, die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen und Gitterfehlstellen zu untersuchen, da durch Stöße zwischen Gitteratomen und Strahlungsteilchen Verlagerungen von Gitteratomen verursacht werden können. Die strahlungsinduzierten Gitterfehler können vor allem bei einem reinen Supraleiter als Pinningzentren wirken. Eine Zunahme des kritischen Stromes wäre die Folge.

Das Gegenteil kann aber auch der Fall sein. Durch Bestrahlungen können die metallurgischen Unterschiede zwischen schon vor der Bestrahlung vorhandenen Pinningzentren und den übrigen Bereichen des Supraleiters verkleinert werden, was zu einer Abnahme des kritischen Stromes führen kann.

Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, die bis jetzt gewonnenen Ergebnisse bei Bestrahlungen von Typ II-Supraleitern (speziell harte Supraleiter) zusammenzufassen und diese Resultate mit einfachen Modellen zu erklären versuchen. Dabei wird besonders der Einfluß von Strahlenschäden auf den kritischen Strom berücksichtigt.

Um das Pinningverhalten interpretieren zu können, wird in den nächsten zwei Abschnitten auf Entstehung der Strahlendefekte und ihr Temperaturverhalten eingegangen.

II. Zur Theorie der Defekterzeugung

1. Gitterfehler durch elastische Stöße

Die während einer Bestrahlung mit energiereichen Teilchen in einem Festkörper ausgelösten Prozesse sind vielschichtig und komplex. Am ausführlichsten wurde bis jetzt die Erzeugung von Gitterfehlern durch elastische und unelastische Stöße untersucht [1].

Trifft ein Strahlungsteilchen auf ein Gitteratom, so kann dieses aus seinem Platz herausgeschlagen werden, wenn die übertragene Energie T größer als eine bestimmte Schwellenergie E_d ist. Im einfachsten Fall bleibt am ursprünglichen Gitterplatz eines verlagerten Atoms eine Leerstelle zurück, während das herausgeschlagene Atom einen Zwischengitterplatz einnimmt. Leerstelle und Zwischengitteratom bilden ein sogenanntes Frenkel-Paar.

Die Energie E_d , die auch Verlagerungsenergie genannt wird, ist ein Maß dafür, wie stark das Atom im Gitter gebunden ist. Nach Seitz und Koehler [2] ist E_d für alle Metalle etwa gleich groß, nämlich ungefähr 20 - 25 eV. In Tabelle I sind einige experimentelle Werte für E_d angegeben (eine ausführliche Zusammenstellung ist in dem Buch "Studies in Radiation Effects in Solids 3" zu finden [3]).

Die Verlagerungsenergie ist richtungsabhängig; es existieren ausgesprochene Maxima und Minima bezüglich bestimmter Kristallrichtungen.

Tabelle I Verlagerungsenergien für einige Metalle

Metall	Verlagerungsenergie [eV]
Al	17
Au	33
Cu	22
Nb	36
Zn	17
Zr	24

Die Größe des Energiebetrages, die vom Strahlungsteilchen auf das Gitteratom übertragen werden kann, hängt wesentlich vom Massenunterschied der Stoßpartner ab. Nach den Gesetzen des elastischen Stoßes ist die maximal übertragene Energie durch

$$T_{\max} = \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad (1)$$

gegeben. Dabei ist E die kinetische Energie des Strahlungsteilchens, M_1 und M_2 sind die Massen der beiden Stoßpartner.

Neben dem Massenverhältnis ist für den Verlagerungsprozeß das Wechselwirkungspotential zwischen Gitteratom und Strahlungsteilchen entscheidend. Bei Neutronenbestrahlung kann näherungsweise das Modell für harte Kugeln verwendet werden. Bei Bestrahlung mit geladenen Teilchen muß die Coulomb-Wechselwirkung berücksichtigt werden.

Das vom Strahlungsteilchen aus dem Gitter herausgeschlagene Atom, das als primäres Rückstoßatom bezeichnet wird (Abkürzung PRA), kann nun seinerseits mit anderen Gitteratomen wechselwirken und bei ausreichend großer Energie T ($T \gg E_d$) weitere Verlagerungsprozesse auslösen. Der Raumbereich, in dem Verlagerungen auftreten, wird als Defektkaskade bezeichnet. In Abbildung 1 ist schematisch eine Defektkaskade dargestellt.

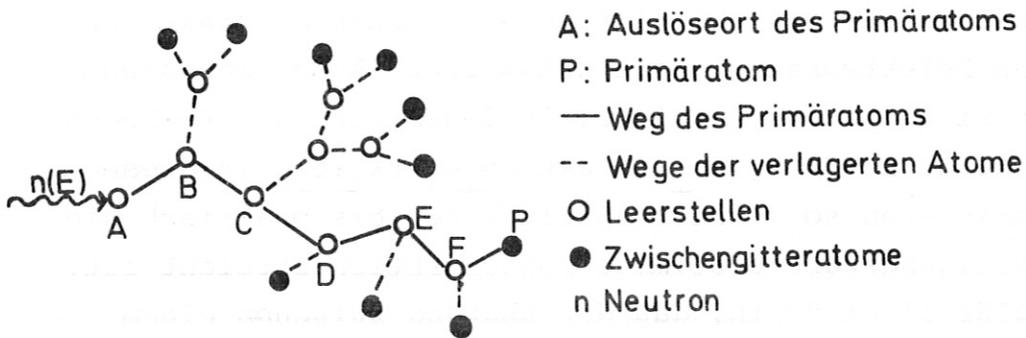


Abb. 1 Schematische Darstellung einer Defektkaskade

Ein Neutron mit der Energie E trifft bei A auf ein Gitteratom. Dieses wird aus dem Gitter herausgeschlagen und erzeugt in den Punkten B, C, D, E, F weitere Verlagerungen, bis es bei P als Zwischengitteratom an einer energetisch günstigen Stelle ins Gitter eingebaut wird. Aus Abb. 1 ersieht man, daß die Anzahl der Leerstellen gleich der Zahl der Zwischengitteratome ist. Diese einfachen Verhältnisse erhält man aber nur dann, wenn die Bestrahlungstemperatur nur bei einigen Grad Kelvin liegt. Andernfalls besteht die Möglichkeit, daß bereits während der Bestrahlung eine der beiden Fehlstellenarten durch thermische Diffusion an geeigneten Senken verschwindet oder ein Teil der Fehlstellen Agglomerate bildet [4].

Die Größe der Defektkaskaden hängt im wesentlichen von der auf das PRA übertragenen Energie T ab. Bestrahlungsexperimente am Forschungsreaktor München in Garching ergaben für Nb [5] und Pb-In-Legierungen [6] einen mittleren Kaskadendurchmesser von etwa 100 \AA .

Eine charakteristische Eigenschaft von Strahlenschäden ist das Phänomen der Sättigung. Darunter versteht man, daß die durch

Bestrahlung erzeugte Defektkonzentration einen bestimmten Grenzwert nicht überschreiten kann. Sättigung tritt dann auf, wenn die einzelnen Defektkaskaden sich zu überlappen beginnen. Da die Konzentration der Gitterfehler in einer Kaskade praktisch der maximalen Defektkonzentration entspricht (Ausnahmen siehe [7]), ergibt sich für die Bereiche, in denen sich die Kaskaden überdecken, keine Erhöhung der Defektkonzentration. In diesem Gebiet rekombinieren so viele Frenkel-Paare, bis praktisch die durch den Sättigungswert bestimmte Konzentration erreicht ist. Der Grund dafür liegt darin, daß der Abstand zwischen einem Zwischengitteratom und einer Leerstelle eine bestimmte Größe haben muß, damit keine Rekombination auftritt. Jede Leerstelle ist also von einem bestimmten Volumen umgeben - dem Volumen der spontanen Rekombination V_R -, in dem Zwischengitteratome nicht stabil sind. In einem Kristall, der Leerstellen der Konzentration C enthält, fällt damit das Volumen $C \cdot V_R$ für die Zwischengitteratomerzeugung aus. Die Defekterzeugungsrate muß also wegen der Existenz des spontanen Rekombinationsvolumens mit zunehmender Defektdichte abnehmen.

In Tabelle II sind einige Werte für die Sättigungskonzentration C_∞ , für die maximale Widerstandszunahme ρ_∞ , für das Rekombinationsvolumen V_R und für den spezifischen Widerstand ρ_f pro Atomprozent von Frenkel-Defekten zusammengestellt.

Die Entstehung von Defektkaskaden durch primäre Rückstoßatome läßt sich nach der Theorie von Kinchin und Pease [8] mathematisch formulieren. Das dabei verwendete Modell beruht auf einigen einfachen Annahmen.

1. Alle Stöße sind Zweierstöße.
2. Die Gitteratome sind vor dem Stoß in Ruhe.
3. Es gibt eine scharfe Ablöseenergie E_d für ein Atom im Gitter.
4. Ein Stoßpartner, der mindestens die Energie E_d nach dem Stoß

hat, verläßt den Stoßort mit unverminderter Energie (kein Anlaufen gegen einen Potentialberg).

5. Die Wechselwirkung zwischen stoßenden Atomen sei die harter Kugeln.

Tabelle II

Material	Strahlung	$\Delta \rho_{\infty}$ ($10^{-9} \Omega \text{cm}$)	C_{∞} (at %)	V_R (Atomvolumen)	$\int F$ ($\mu \Omega \text{cm/at \%}$)
Cu	e	850	0.33	170	2.5
	n	340	0.14	300	
	α	510	0.20	150	
Ag	n	400	0.16	260	
Au	e	930	0.37	135	3.3
	n	650	0.26	190	2.5
Al	e	550	0.12	420	4.6
	n	860	0.13	300	6.8
Fe	n	9230	0.74	60	12.5
Nb	n				3.5

In diesem Modell ist die Erzeugungsrate von Frenkel-Defekten pro Gitteratom und pro Sekunde (Verlagerungswahrscheinlichkeit) durch die Gleichung

$$S = \frac{dC}{dt} = \int_{T=0}^{\infty} \int_{E=0}^{\infty} \psi(E) K(E,T) \nu(T) dE dT \quad (2)$$

gegeben. Dabei ist $\psi(E)$ die differentielle Teilchenflußdichte, $K(E,T) dT$ gibt den Wirkungsquerschnitt dafür an, daß ein energiereiches Teilchen (Neutron, Proton) mit der kinetischen Energie E einem Gitteratom eine Energie zwischen T und $T+dT$ überträgt. Die Funktion $\nu(T)$ stellt den Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie T des PRA und der von diesem Rückstoßatom erzeugten Anzahl von Frenkel-Defekten her. In guter Nähe-

ung ergibt sich für die Gesamtzahl ν der in einer Kaskade verlagerten Atome:

$$\nu(T) = \begin{cases} 0 & 0 < T < E_d \\ 1 & E_d < T < 2E_d \\ T/2E_d & 2E_d < T < E_i \\ E_i/2E_d & E_i < T \end{cases} \quad (3)$$

E_i ist die Energie, bei der die Ionisationsverluste überwiegen. Gleichung (2) läßt sich in einer anschaulicheren Form schreiben.

$$S = \int_{T=0}^{\infty} R(T) \nu(T) dT \quad (4)$$

Dabei bedeutet $R(T)$

$$R(T) = \int_{\sigma}^{\infty} K(E, T) \varphi(E) dE \quad (5)$$

die Erzeugungsrate von PRA mit einer Energie zwischen T und $T+dT$. Nach den Stoßgesetzen ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt $K(E, T)$,

$$K(E, T) = \frac{4\pi}{\alpha E} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (6)$$

wobei die Größe α über die Beziehung

$$T_{\max} = \alpha E = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad (7)$$

definiert ist.

Mit Hilfe von Gleichung (3) läßt sich der Ausdruck (4) wie folgt schreiben:

$$S = \int_{E_d}^{2E_d} R(T) dT + \frac{1}{2E_d} \left[\int_{2E_d}^{E_i} T R(T) dT + E_i \int_{E_i}^{\infty} R(T) dT \right] \quad (8)$$

Der 1. Term ist bei Neutronenbestrahlungen mit Energiengrößen als 0.1 MeV vernachlässigbar. Für schwere Elemente ist auch der 3. Term vernachlässigbar, da für diese Elemente die Ionisierungsenergien E_i sehr groß sind.

Bei Neutronenbestrahlungen hängt die Strahlenschädigung wesentlich von der Energie der einfallenden Neutronen ab. Dies wird unter anderem in einer Arbeit von S. Blow [9] gezeigt. Darin wird für den Neutronenfluß eines Kernreaktors (totaler Fluß 2.5×10^{15} n/cm²) und eines Fusionsreaktors (totaler Fluß 2.77×10^{15} n/cm²) die Verlagerungsrate in Nb berechnet, wenn das Metall unmittelbar diesen Strahlungen ausgesetzt wird.

Das Energiespektrum der "Fusionsneutronen" erstreckt sich bis zu 14 MeV und besitzt bei diesem Wert sein Maximum; dagegen erstreckt sich das Spektrum der Neutronen des Kernreaktors nur bis etwa 10 MeV und weist bei etwa 1 MeV sein Maximum auf. Für die Verlagerungsrate pro Atom in einem Zeitraum von einem Jahr ergibt sich damit für den Fusionsreaktor ein Wert von 165 und für den Kernreaktor ein Wert von 78. Die Strahlenschädigungsrate ist beim Fusionsreaktor um etwa den Faktor 2 größer als im Hochflußkernreaktor.

Unterschiede ergeben sich auch in der Größe der Defektkaskaden. Beim Kernreaktor liegt die Zahl der Defekte pro Kaskade vor allem im Bereich zwischen 50 und 300; beim Fusionsreaktor existieren dagegen über den ganzen Bereich von 2 bis 6000 Versetzungen pro Kaskade die Kaskaden in fast gleicher Anzahl.

2. Vergleich zwischen Defekterzeugung durch Neutronen und geladene Teilchen

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Kaskadentheorie

kann sowohl für Neutronen als auch für geladene Teilchen verwendet werden. Die Unterschiede gehen nur in den Streuquerschnitt $K(E,T)$ zwischen einfallendem Teilchen und Gitteratom ein.

Bei Bestrahlung mit geladenen Teilchen tritt unter anderem die Schwierigkeit auf, daß durch Energieverluste der den Festkörper durchdringenden Strahlungsteilchen nur dann homogene Bestrahlungseffekte erreicht werden können, wenn die Proben sehr dünn sind.

Durch die bei der Streuung von geladenen Strahlungsteilchen eine wesentliche Rolle spielende Coulomb-Wechselwirkung ergeben sich Unterschiede zwischen Neutronenbestrahlung und Bestrahlung mit geladenen Teilchen. Vor allem sind die im Mittel auf die Gitteratome übertragenen Energiebeträge unterschiedlich. In Tabelle III sind einige wichtige Größen gegenübergestellt.

Tabelle III

Bestrahlung mit	$\bar{\chi}_d$	\bar{T}_d
geladenen Teilchen	$\frac{T_{\max} E_d}{T_{\max} - E_d} \frac{1}{T^2} \approx \frac{E_d}{T^2}$	$\approx E_d \ln \frac{T_{\max}}{E_d}$
Reaktorneutronen	$\frac{1/T - 1/T_{\max}}{\ln \frac{T_{\max}}{e E_d} + \frac{E_d}{T_{\max}}}$	$\approx \frac{1}{2} \frac{T_{\max}}{\ln \frac{T_{\max}}{e E_d}}$

$\bar{\chi}_d(T)dT$: Wahrscheinlichkeit, daß nach einem Stoß die Energie eines Primärteilchens zwischen T und $T+dT$ liegt (Der Index d bedeutet, daß nur Prozesse betrachtet werden, bei denen wenigstens 1 Frenkel-Paar erzeugt wird).

\bar{T}_d : mittlere auf ein Gitteratom übertragene Energie.

Aus der dritten Spalte ersieht man, daß der auf ein Gitteratom übertragene mittlere Energiebetrag bei geladenen Teilchen von der Größenordnung E_d ist, während er bei Reaktorneutronen von der Größenordnung T_{\max} ist. Die damit vom PRA erzeugten Verlagerungszonen sind bei Neutronenbestrahlung größer. Bei einer Elektronenbestrahlung kommt noch hinzu, daß die Masse etwa um den Faktor 2000 kleiner ist als die von Neutronen.

In Tabelle IV sind für Elektronen, Deuteronen und Neutronen einige Werte für die auf ein Gitteratom übertragbare maximale Energie T_{\max} , für die mittlere übertragene Energie \bar{T} und Werte für die mittlere Anzahl von Verlagerungen $\bar{\nu}$ zusammengestellt, die sich bei Bestrahlung von Cu ergeben.

Tabelle IV

Teilchenart	Energie der einfallenden Teilchen in MeV	T_{\max} [eV]	\bar{T} [eV]	$\bar{\nu}$
Elektronen	1	68	33	1
Deuteronen	10	$1.18 \cdot 10^6$	240	5
Neutronen	1.5	$9 \cdot 10^4$	$27 \cdot 10^3$	500

Man sieht, daß bei Elektronenbestrahlungen kaum Defektkaskaden gebildet werden, da der Wert von $\bar{\nu}$ bei eins liegt.

3. Defekterzeugung durch Kernreaktionen

Bei Kernreaktionen kommen im allgemeinen relativ hohe Energien ins Spiel. Daher können Rückstoßeffekte häufig Verlagerungen erzielen.

Nach einem Neutroneneinfang kann der Kern in einen Compoundzustand übergehen. Unter Aussendung von γ -Strahlen kehrt der

Kern in den Grundzustand zurück. Die bei diesem Prozeß auftretende Rückstoßenergie ist durch

$$T = \frac{E_{\gamma}^2}{2Mc^2} \quad (9)$$

gegeben. Diese Rückstoßenergien sind in der Regel so groß, daß selbst für hohe Massenzahlen Verlagerungen erzielt werden. Für diese (n, γ) -Prozesse sind praktisch allein die thermischen Neutronen verantwortlich. Beim β -Zerfall treten Gitterfehler weniger durch Verlagerungen als vielmehr durch die Umwandlung der Atome auf.

Als ein weiterer Kernprozeß, der Verlagerungen im Festkörper hervorruft, soll der nukleare Photoeffekt erwähnt werden. Er tritt bei hohen γ -Energien auf. Dabei wechselwirken die γ -Quanten direkt mit dem Atomkern. Sowie E größer als die Bindungsenergie E_B eines Neutrons ist ($E_B \sim 8$ MeV), kann der Compound-Kern, nachdem das γ -Quant absorbiert worden ist, ein Neutron abgeben. Nach einem (γ, n) -Prozeß ist der Kern radioaktiv (meist Positronenzerfall). Gitterstörungen werden also durch Kernumwandlungen und durch die abgegebenen Neutronen erzielt (ausführliche Darstellung dieser Probleme von G. Leibfried [1]) .

4. Strahlenschäden durch γ -Quanten

Strahlenschäden durch γ -Quanten werden in erster Linie durch Wechselwirkung mit Elektronen verursacht. Dabei handelt es sich um drei verschiedene Effekte: den Photoeffekt, bei dem das γ -Quant vom Atom absorbiert wird und ein Elektron die γ -Energie übernimmt, den Compton-Effekt und die Paarbildung, bei der das γ -Quant ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Die bei diesen Effekten erzeugten energiereichen Elektronen be-

wirken dann ihrerseits durch Coulomb-Wechselwirkung Verlagerungen.

In diesem Zusammenhang ist es wichtig, auf das unterschiedliche Verhalten von Metallen und organischen Stoffen bei Bestrahlung hinzuweisen. Bei Metallen führen Ionisation und Elektronenanregungen zu keinen Veränderungen, solange dabei keine Verlagerungen stattfinden. In Metallen gleicht sich nämlich durch die freien Leitungselektronen eine Störung der Elektronenstruktur sofort aus, so daß die γ -Absorption im Endeffekt nur zu einer Erwärmung führt.

Ganz im Gegensatz dazu wirken in organischen Verbindungen Ionisation und Elektronenanregungen. Diese Tatsache erklärt sich aus der ganz anderen chemischen Struktur der organischen Stoffe. In solchen Verbindungen werden die verschiedenen Atomgruppen im allgemeinen durch homöopolare chemische Bindungen zusammengehalten, d.h. durch zwei Elektronen, die den benachbarten Gruppen gemeinsam angehören und ständig ausgetauscht werden. Wird nun im Verlauf der Bestrahlung durch Ionisation eines dieser Bindungselektronen entfernt, so wird die betreffende lokalisierte Bindung zerstört und ein freies Radikal abgespalten. Diese Radikale können nun alle möglichen weiteren chemischen Reaktionen eingehen, so daß sich letzten Endes durch die Bestrahlung die chemische Struktur der betreffenden Verbindungen verändert.

Auch die neben der Ionisation noch viel häufiger vorkommenden Elektronenanregungen können die Reaktionsfähigkeit der betreffenden organischen Verbindungen wesentlich erhöhen und somit zu einer Strukturveränderung Anlaß geben. So kann z. B. die primäre Anregungsenergie eines Elektrons sich in eine Anregung von Gitterschwingungen umwandeln, die unter Umständen so stark

ist, daß bei der Bestrahlung von organischen Stoffen chemische Bindungen aufgerissen und neue, oft ganz andersartige chemische Bindungen eingegangen werden. Im Gegensatz zu den Metallen steht auch, daß sich die gebildeten Strahlenschäden nicht durch Tempern rückgängig machen lassen.

III. Erholungsprozesse

Strahlenschäden in Metallen zeigen die charakteristische Eigenschaft, daß sie durch Wärmebehandlung wieder rückgebildet werden. Beim Erwärmen der Probe führen die thermischen Schwingungen der Gitteratome zu einer größeren Beweglichkeit der Defekte, die dann in der Lage sind, untereinander in Wechselwirkung zu treten. Einige der wichtigsten Reaktionen sind die Vernichtung von Frenkeldefekten durch Wanderung von Zwischengitteratomen und Agglomeratbildung von Gitterfehlern einer Art. Die durch Teilchenbeschuß erzeugten Gitterfehler können auch mit Defekten, die durch andersartige Einflüsse entstanden sind (z.B. mechanische Deformation, Legieren ...), in Wechselwirkung treten.

Zur Untersuchung der Strahlenschäden in Festkörpern werden meistens Widerstandsmessungen durchgeführt. Zur Illustration dient Abbildung 2, die die Abhängigkeit des Restwiderstandes eines Nb_3Sn -Supraleiters von der Deuteronendosis zeigt [10].

Um Aussagen über das Verhalten der Fehlstellen bei höheren Temperaturen (nach einer Tieftemperaturbestrahlung) zu erhalten, werden Erholungskurven des elektrischen Widerstandes gemessen. In Abbildung 3 ist die Erholungskurve von Kupfer nach Tieftemperaturbestrahlung dargestellt. Deutlich erkennbar sind die bei verschiedenen Temperaturen auftretenden Erholungsstufen. Jede Stufe in der Erholungskurve deutet an, daß in diesem Temperaturbereich ein bestimmter Defekttyp thermisch aktiviert wird.

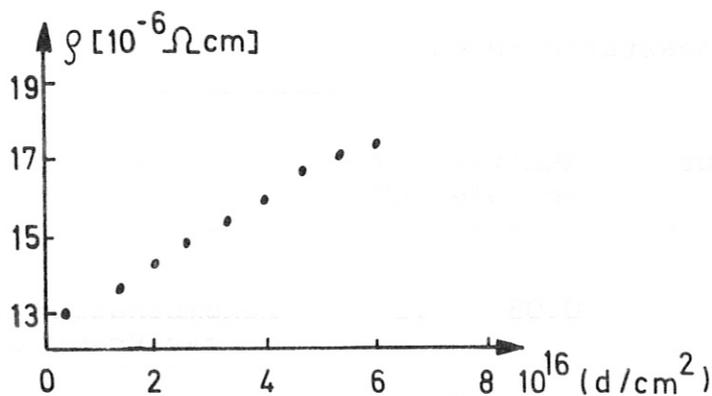


Abb. 2 Restwiderstand einer Nb_3Sn -Probe in Abhängigkeit der Deuteronendosis (H.T. Coffey et al. [10])

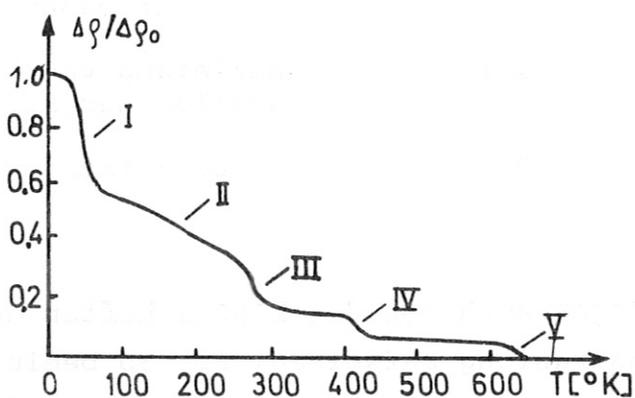


Abb. 3 Erholung des elektrischen Widerstandes nach Tieftemperaturbestrahlung von Cu

In Kupfer werden fünf Erholungsstufen festgestellt. Empfindlichere Messungen ergaben eine kompliziertere Struktur, da Unterstufen entdeckt wurden. So besitzt die erste Stufe wiederum fünf Unterstufen ($I_A \dots I_E$). Möglichkeiten, die Erholungsstufen in Kupfer zu erklären, sind in Tabelle V zusammengestellt.

Tabelle V Erholungsstufen in Cu

Stufe	Temperatur °K	Aktivierungs- energie [eV]	Modell
I _A - I _C	16 - 22	0.05 - 0.1	Rekombination benachbarter Frenkeldefekte
I _{E'} , I _E	35 - 55	0.12	freie Wanderung von Zwischengitteratomen
II	60 - 220	0.2 - 0.4	Befreiung von Zwischengitteratomen aus Haftstellen
III	220 - 270	0.7	Wanderung von Leerstellen oder Doppelleerstellen oder Zwischengitteratomanhäufungen
IV	370	1.1	Befreiung von Leerstellen aus Haftstellen
V	500	2.1	Selbstdiffusion

Die Bestrahlungseffekte hängen auch von den Eigenschaften der Proben, die sie vor der Bestrahlung aufweisen, ab. So beeinflussen z. B. durch Verformung oder durch Legieren entstandene Gitterfehler die Widerstandszunahme und die Erholungskurve. Neutronenbestrahlungsexperimente von M.L. Swanson und G.R. Piercy [11] ergaben bei verformten Al- und Au-Proben eine um den Faktor 1.5 größere Widerstandszunahme als bei Proben, die vor der Bestrahlung getempert worden sind. Erklären kann man dieses Verhalten dadurch, daß die durch Strahlung induzierten Defekte durch die schon vorhandenen Gitterfehler stabilisiert werden. Das Rekombinationsvolumen wird durch die schon vor der Bestrahlung vorhandenen Gitterfehler herabgesetzt.

IV. Einfluss von Strahlenschäden auf die Eigenschaften eines Supraleiters

Die freie Weglänge der Elektronen bestimmt in entscheidendem Maße die Eigenschaften eines Supraleiters. Wegen der Verkleinerung der freien Weglänge der Elektronen durch die Defekte sind Auswirkungen von Strahlenschäden auf die Eigenschaften eines Supraleiters zu erwarten.

In diesem Abschnitt sollen Ergebnisse von Bestrahlungsexperimenten, die an Supraleitern durchgeführt wurden, zusammengestellt und diskutiert werden. Dabei werden in besonderem Maße die Eigenschaftsänderungen der sogenannten harten Supraleiter berücksichtigt.

1. T_c -Änderungen

Die kritische Temperatur T_c , bei der der Übergang vom normal- in den supraleitenden Zustand erfolgt, ergibt sich nach der BCS-Theorie [12] zu

$$kT_c = 1.14\omega_D \exp[-1/N(0)V] \quad (10)$$

Dabei bedeutet ω_D die der Debye-Temperatur entsprechende Phononenenergie, $N(0)$ stellt die Zustandsdichte der Elektronen an der Fermifläche dar, und V bedeutet das der BCS-Theorie entsprechende konstante Wechselwirkungspotential zwischen den Elektronen.

Nach Gleichung (10) hängt die kritische Temperatur von den drei Größen ω_D , $N(0)$, V ab. Diese Größen werden durch das Phononenspektrum, die Valenzzahl der Elektronen und durch die attraktive Wechselwirkung der Elektronen bestimmt.

Durch Bestrahlungen können alle drei Größen geändert werden. So ergeben Kernreaktionen, die zu chemischen Umwandlungen

führen, Änderungen in der Zustandsdichte $N(0)$.

Das Phononenspektrum wird durch die entstehenden Gitterfehler beeinflusst, da die Defekte die elastischen Eigenschaften ändern. Bei reinen Supraleitern ($\ell \gg \xi_0$) spielt der sogenannte Anisotropieeffekt eine besondere Rolle. Dabei handelt es sich um folgendes:

Die Wechselwirkung zwischen den Elektronen über die Phononen hängt von der Richtung der Elektronenimpulse relativ zu den Kristallachsen ab. Die Elektronen besitzen in reinen Metallen bezüglich bestimmter Richtungen maximale Möglichkeit, Cooper-Paare zu bilden, da die Gitterschwingungen, das Elektron-Phonon-Matrixelement und die Zustandsdichte der Elektronen Anisotropie aufweisen können; d.h. ihre Stärke und Größe sind von Kristallrichtungen abhängig. In nicht reinen Metallen wirken die Störstellen im Gitter als Streuzentren sowohl für die Phononen als auch für die Elektronen. Vorzugsrichtungen existieren dann wegen der Streuvorgänge kaum mehr. Das Einbringen von Störstellen in das Gitter wird aus diesem Grund als ein "Auswaschen" der Anisotropie bezeichnet. Durch den Verlust von Vorzugsrichtungen wird die Möglichkeit für die Elektronen, Cooper-Paare zu bilden, herabgesetzt. Dies führt zu einer T_c -Erniedrigung.

Der Einfluß des Anisotropieeffektes auf T_c wurde von Kadanoff und Markowitz [13] berechnet. Anstelle von Gleichung (10) wurde der Ausdruck

$$kT_c = 1.14 \omega_D \exp \left\{ - [N(0)V[1 + \langle a^2 \rangle]]^{-1} \right\} \quad (11)$$

hergeleitet. Dabei ist $\langle a^2 \rangle$ ein Maß für die Größe der Anisotropie. Der Wert von $\langle a^2 \rangle$ liegt bei schwach koppelnden Supraleitern ungefähr bei 0.01.

Eine weitere Möglichkeit, die Übergangstemperatur zu beeinflussen, ergäbe sich aus einer Änderung der Fermifläche. Besonders würden Phasenübergänge bei Umwandlungen der Gitterstruktur von Bedeutung sein. Daß solche Prozesse bei Bestrahlungen auftreten können, wurde von M. Schenk gezeigt [14]. Es wurde KNbO_3 bei einer Temperatur unterhalb 80°C mit Neutronen bestrahlt. Durch die Bestrahlung ging der Kristall von der orthorhombischen in die kubische Hochtemperaturphase über. Eine einstündige Temperung bei 1000°C ergab eine Rückumwandlung in die Raumtemperaturphase.

Relativ große T_c -Abnahmen bei Bestrahlung könnten durch Erzeugung von paramagnetischen Atomen als Folge von Kernreaktionen auftreten.

Über T_c -Änderungen durch Bestrahlung sind einige Arbeiten erschienen. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Ergebnisse ist in Tabelle VI gegeben. Man sieht, daß im Durchschnitt die T_c -Abnahme bei einigen Zehntel Grad Kelvin liegt.

Prinzipiell ist es schwierig, die T_c -Änderungen bei Bestrahlungen eindeutig auf bestimmte Vorgänge zurückzuführen, da meist mehrere Ursachen, wie chemische Veränderungen, Änderung der Schwingungszustände usw., gleichzeitig wirken.

2. Einfluß von Strahlenschäden auf den Ginzburg-Landau-Parameter κ und auf die kritischen Feldstärken

Das Verhalten des Supraleiters im Magnetfeld wird entscheidend durch den Wert des Ginzburg-Landau-Parameters κ bestimmt. Der Ginzburg-Landau-Parameter, der von den Materialeigenschaften abhängt, ist als Quotient aus der Eindringtiefe λ kleiner Magnetfelder und der Kohärenzlänge ξ definiert

$$\kappa = \lambda / \xi \quad (12)$$

Tabelle VI T_c-Änderungen

Material	Strahlen- art	Dosis pro cm ²	Bestrahlungs- temperatur	T _c vor Be- strahlg. [°K]	ΔT _c	Literatur
Nb	Reaktor- neutronen	8.74x10 ¹⁸	4.6° K		-0.14	15
Nb	Deuteronen	10 ¹⁷	30° K	9.42	-0.09	10
Pb	Deuteronen	10 ¹⁷	30° K	7.18	-0.20	10
Nb ₃ Sn	Deuteronen	10 ¹⁷	30° K	15.04	-1.17	10
Nb ₃ Sn	Reaktor- neutronen	2.7x10 ¹⁸	50° C	18.32	-0.18	16
Nb ₃ Sn	Reaktor- neutronen	1.5x10 ¹⁸		17.84	-0.10	17
Nb ₃ Al	do.	1.5x10 ¹⁸		17.70	-0.22	17
V ₃ Ga	do.	1.5x10 ¹⁸		14.48	-0.16	17
V ₃ Si	do.	1.5x10 ¹⁸		16.87	-0.19	17
V ₃ Si (Urandot.)	thermische Neutronen	1.66x10 ¹⁸	30° C	16.90	-0.22	18
Nb ₃ Al (Urandot.)	thermische Neutronen	1.66x10 ¹⁸	30° C	19.94	-0.45	18
NbZr	Deuteronen	10 ¹⁷	30° K		-0.2	10
NbTi	Deuteronen	10 ¹⁷	30° K	8.95	-0.2	10
U ₆ Fe	thermische Neutronen		60° C	3.9	-2.3	19

Um den Einfluß von Strahlenschäden auf κ diskutieren zu können, ist es einfach von der Goodman-Gorkov-Gleichung auszugehen.

$$\kappa = \kappa_0 + 7.5 \times 10^{-3} \gamma^{1/2} g_n \quad (13)$$

Dabei ist κ_0 der Ginzburg-Landau-Parameter für einen reinen Supraleiter, γ ist der Koeffizient der spezifischen Wärme der Elektronen und ϱ_n der spezifische Restwiderstand (in $\mu\Omega\text{cm}$). Dieser Ausdruck gilt nur streng im Temperaturbereich nahe T_c , da Gleichung (13) im Rahmen der Ginzburg-Landau-Theorie hergeleitet wurde (Für Temperaturabhängigkeit siehe z.B. Helfand und Werthamer [20] bzw. Eilenberger [21]). Durch Teilchenbestrahlungen werden, wie bereits erwähnt, Fehlstellen im Gitter erzeugt. Deshalb wird ϱ_n größer und damit nach Gleichung (13) auch x . Es wird allerdings angenommen, daß sich γ nicht bzw. sehr wenig ändert. Dies ist eine gute Annahme, wie γ -Messungen an PbIn-Legierungen [22] zeigten. Die Vergrößerung von x kann aber nicht beliebig anwachsen, da Sättigung der Defektkonzentration auftritt. Für Blei wurde von Papastaikoudis et al. [23] ein Sättigungswert des spezifischen Widerstandes von $\Delta\varrho_\infty = 1.6 \mu\Omega\text{cm}$ durch Elektronenbestrahlung bestimmt. Dies würde einer x -Erhöhung von 0.48 entsprechen. Neutronenbestrahlungen von PbIn-Legierungen [6] ergaben eine Widerstandszunahme von $\Delta\varrho = 0.17 \mu\Omega\text{cm}$ nach einer Dosis von $1.26 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$. Mit diesen Versuchen konnte der Übergang von einem Typ I-Supraleiter mit $x = 0.69$ in einen Typ II-Supraleiter durch Bestrahlung gezeigt werden.

Mit x ändert sich auch der Wert der oberen kritischen Feldstärke H_{c2} , da H_{c2} über

$$H_{c2} = x\sqrt{2} H_{cb} \quad (14)$$

mit x verknüpft ist. Die Änderungen von H_{cb} sind in der Regel, solange keine magnetischen Verunreinigungen entstehen, klein. Mit Hilfe von Gleichung (15) kann dies unmittelbar eingesehen werden.

$$H_{cb}(T=0) = \sqrt{2\pi\gamma} T_c \quad (15)$$

T_c ändert sich meist nicht entscheidend (siehe Tabelle VI) durch Bestrahlungen und γ bleibt bei kleinen Konzentrationen von Gitterfehlern annähernd konstant. Da x durch eine lineare Funktion mit ρ_n verknüpft ist (Gleichung 13) und H_{c2} nach Gleichung (14) ebenfalls linear von x abhängt müßte H_{c2} linear von ρ_n bzw. von der Dosis abhängen, solange keine Sättigung auftritt. Dieser Zusammenhang wurde auch gefunden. In den folgenden beiden Abbildungen ist H_{c2} in Abhängigkeit von ρ_n bei Nb dargestellt. Dabei wurde Nb einmal mit Neutronen [5] und einmal mit Elektronen [24] bestrahlt.

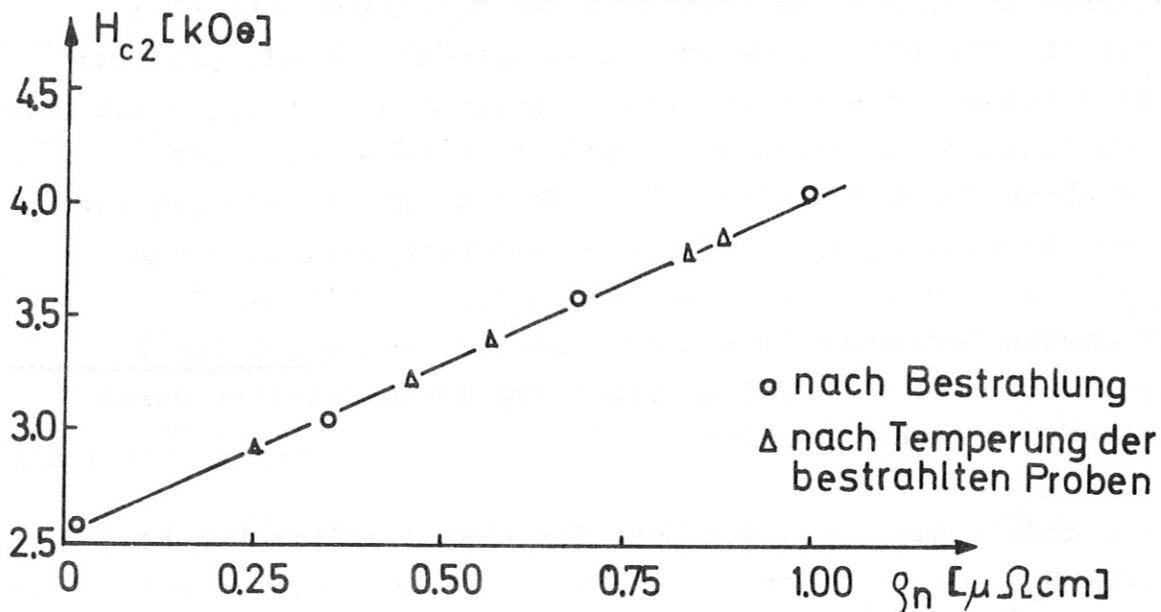


Abb. 4 H_{c2} -Abhängigkeit von ρ_n bei Nb nach Neutronenbestrahlung und Temperung (H. Berndt et al. [5])

Der Unterschied dürfte daher kommen, daß bei Elektronenbestrahlung nur Einzeldefekte (Frenkel-Paare) erzeugt werden, die beim Tempern Agglomeratbildungen verursachen. Da nach Eilenberger [21] die H_{c2} -Abhängigkeit vom spezifischen

Widerstand durch den Streumechanismus zwischen den Leitungselektronen und den Fehlstellen beeinflusst wird (s- oder p-Wellenstreuung), deuten diese Ergebnisse auf eine unterschiedliche Elektronenstreuung von Frenkel-Paaren und Agglomeraten hin. Die Werte der Dosiskurve in Abb. 5 liegen über denen der Temperkurve. Demnach bewirken einzelne Frenkel-Paare eine stärkere H_{C2} -Zunahme als Agglomerate bei gleichem Widerstand. Nach Eilenberger [21] würden Frenkel-Paare demnach s-Wellenstreuung verursachen.

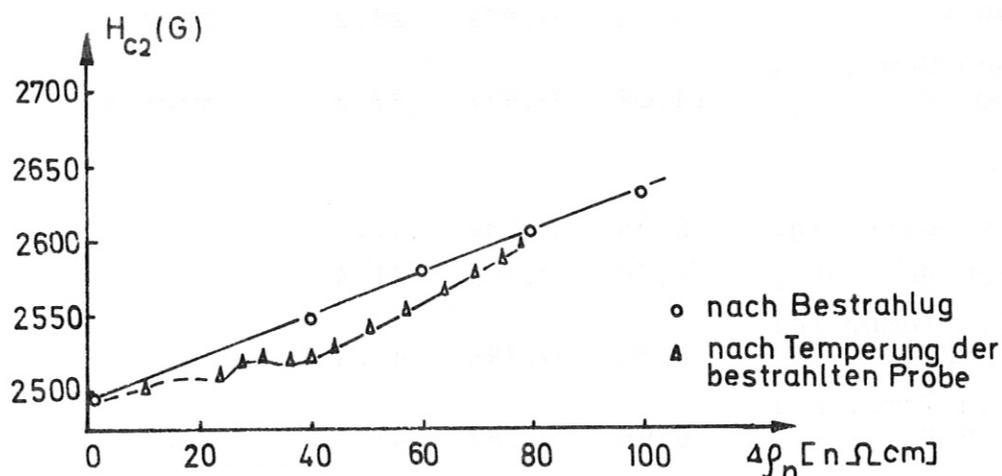


Abb. 5 H_{C2} -Abhängigkeit von $4\rho_n$ bei Nb nach Elektronenbestrahlung und Temperung (H. Ullmaier et al. [24])

Die Änderung von H_{C2} durch Deuteronenbestrahlung (max. Dosis 10^{17} d/cm²) wurde für Nb₃Sn und NbTi von Coffey et al. [10] untersucht. Dabei muß berücksichtigt werden, daß H_{C2} stark von der kritischen Temperatur T_C abhängt. Für die Nb-Legierungen stellt die Formel (16) eine gute Anpassung an die experimentellen Werte von Coffey dar.

$$H_{C2}(t) = 2\sqrt{2} \kappa(t=1) H_{Cb}(0) (1-t^2)/(1+t^2) \quad (16)$$

t = reduzierte Temperatur T/T_C .

Die gemessenen und die mit Formel (16) berechneten H_{c2} -Werte sind in Tabelle VII zusammengestellt.

Tabelle VII H_{c2} -Werte für Nb_3Sn und Nb-61 % Ti (Coffey et al. [10])

Supraleiter	T_c °K	t	H_{c2} (kOe)		
			exper.	theor.	
Nb_3Sn	vor Bestrahlung	15.04	0.816	44	44.8
	nach Bestrahlung	13.87	0.883	23	24.9
	nach Temp. bei 77° K	13.92	0.882	24.2	28.0
	nach Temp. bei 300° K	14.07	0.871	27.2	30.7
Nb-61 % Ti	vor Bestrahlung	8.95	0.782	47.4	48.5
	nach Bestrahlung	8.66	0.809	41.4	40.6
	nach Temp. bei 77° K	8.80	0.796	45.4	44.3
	nach Temp. bei 300° K	8.95	0.782	47.1	48.7

Im Vergleich zu den Ergebnissen bei Nb-Bestrahlungen treten hier starke Abweichungen auf. Während bei Nb die H_{c2} -Werte durch Bestrahlung größer werden, erfolgt hier eine Abnahme der kritischen Feldstärke H_{c2} . Besonders gravierend ist sie bei Nb_3Sn . Formal kann die H_{c2} -Erniedrigung durch die T_c -Abnahme mit Gleichung (16) erklärt werden.

3. Einfluß von Strahlenschäden auf das Flußpinning

Es ist bekannt, daß die kritische Stromdichte und die Bulk-Hysterese von Typ II-Supraleitern durch die metallurgische

Struktur beeinflusst werden. Die Verbindung zwischen Metallurgie und diesen supraleitenden Eigenschaften stellen verschiedenartige Wechselwirkungsprozesse zwischen den Gitterdefekten und den Flußschläuchen her.

Die Stärke, mit der die Flußschläuche festgehalten (gepinnt) werden, hängt von vielen Eigenschaften der Pinningzentren ab. So spielen die Größe, der Grad der Defektkonzentration im Vergleich zur Matrix und die Abstände zwischen den Defektbereichen im Vergleich zu den Flußschlauchabständen eine wichtige Rolle. Bei Legierungen, in denen Ausscheidungen als Pinningzentren wirken, konnte der Einfluß der Größe auf die Pinningkraft gezeigt werden. So stellten Blanc et al. [25] bei Ag-Al-Legierungen fest, daß Ausscheidungen mit einem kleineren Durchmesser als die Kohärenzlänge ξ nicht als Pinningzentren wirken. Genauere Untersuchungen führten Koch und Carpenter [26] an Nb-Hf-Legierungen durch. Sie fanden, daß erst dann Pinning auftrat, wenn die Ausscheidungen einen Teilchendurchmesser von 60 \AA (Kohärenzlänge $\xi = 65 \text{ \AA}$) erreicht hatten.

Um die Flußschläuche von den Pinningzentren loslösen zu können, müssen größere Kräfte als die Pinningkräfte auf sie wirken. Eine Möglichkeit besteht darin, einen genügend großen Transportstrom durch den Supraleiter zu schicken, da durch das Fließen eines Transportstroms die Lorenzkräfte auf den Flußschlauch wirken (falls nicht der Transportstrom parallel zum Magnetfeld fließt).

Ist die Lorentzkraft gleich der Pinningkraft, so löst sich der Flußschlauch aus seiner Verankerung und beginnt zu wandern (thermische Aktivierung wird hier nicht berücksichtigt). Dieser Zustand wird als der kritische bezeichnet, da beim Wandern von Flußschläuchen Energiedissipation

auftritt. Durch Messen des zu diesem Zustand gehörenden Stroms (kritischer Strom I_c) kann man Aufschluß über die Pinningkräfte bekommen. Es ist aber schwierig, diese makroskopische Größe des kritischen Stromes mit dem Modell für einen Einzelpinningprozeß in Verbindung zu bringen (siehe Webb [27]).

Die Pinningkraft für einen Einzelprozeß kann aus dem Unterschied in der Eigenenergie eines Flußschlauches zwischen dem Defektbereich und der Matrix berechnet werden. Beide Bereiche unterscheiden sich im spezifischen Widerstand ρ_n und somit nach den Gleichungen (13) und (14) in ihren x - und H_{c2} -Werten. Für die Wechselwirkungsenergie eines isolierten Flußschlauches bekommt man mit Hilfe der 1. Ginzburg-Landau-Gleichung für den Fall der H_{c2} - und x -Variation (siehe A.M. Campbell, J.E. Evetts [28]):

$$\delta E = \int \mu_0 H_{cb}^2 \left(-\frac{\delta H_{c2}}{H_{c2}} |\psi|^2 + \frac{1}{2} \frac{\delta x^2}{x^2} |\psi|^2 \right) dV \quad (17)$$

ψ ist der Ordnungsparameter. für die Matrix und H_{cb} das thermodynamische kritische Feld. Die Pinningkräfte erhält man aus (17) durch Bildung des Gradienten. Campbell und Evetts [28] erhielten aus Gleichung (17) unter vereinfachenden Annahmen für den kritischen Strom

$$J_c \approx \left(\frac{\delta H_{c2}}{H_{c2}} \right) \left(\frac{H_{c1}}{a_0} \right) \quad (18),$$

wobei a_0 durch $(\phi_0/B)^{1/2}$ gegeben ist (ϕ_0 = Flußquant). Für H_{c2} -Änderungen von einem Prozent erhält man daraus Stromdichten von 10^5 A/cm² bei $\mu_0 H_{c1} = 1$ kOe und $B = 20$ kOe.

Eine andere Möglichkeit, Pinningkräfte theoretisch zu bestimmen, besteht darin, die elastische Energie zwischen

Flußschlauch und Gitterdefekten zu berechnen [29]. Der Grund für elastische Wechselwirkung liegt darin, daß beim Übergang vom normal- in den supraleitenden Zustand Änderungen im Volumen und in den elastischen Konstanten auftreten. Die relativen Änderungen für die elastischen Konstanten sind in der Größenordnung von 10^{-4} , während die für das Volumen bei 10^{-8} liegen. Da ein Flußschlauch aus einem normalleitenden Kern besteht, ist er mit einem Deformationsfeld gekoppelt, das mit dem Spannungsfeld eines Gitterdefektes wechselwirken kann.

Durch Tieftemperaturbestrahlungen werden im Supraleiter Einzeldefekte (Elektronenbestrahlung) oder Defektkaskaden erzeugt. Die durch Bestrahlung mit schnellen Neutronen ($E > 0.1$ MeV; Reaktor-neutronen) gebildeten Defektkaskaden besitzen einen mittleren Durchmesser von etwa 100 \AA (siehe [5], [6]) und sind somit größenordnungsmäßig gleich den Kohärenzlängen der meisten Typ II-Supraleiter. Bei reinen Supraleitern kann die Wirkung der Defektkaskaden als Pinningzentren dadurch erklärt werden, daß im Inneren einer Kaskade durch die Verlagerungen von Gitteratomen ein größerer spezifischer Widerstand und somit größeres x und H_{c2} als in den ungestörten Materialbereichen gegeben sind; dies führt zu einer Absenkung der Eigenenergie eines Flußschlauchs im Bereich einer Defektkaskade.

Der Mechanismus für das Flußpinning von Einzeldefekten (Frenkel-Paaren) bei Elektronenbestrahlung dürfte anderer Natur sein. Da sich die durch Einzeldefekte verursachten Kräfte, die im Bereich eines Flußschlauches homogen verteilt sind, kompensieren, wird vermutet, daß Fluktuationen in der Defektdichte für das Flußpinning verantwortlich sind [62].

Wie bereits erwähnt, zeigt ein Supraleiter mit Pinningzentren irreversibles Verhalten bei Magnetfeldänderungen, da die Einstellung thermodynamischer Gleichgewichtszustände verhindert wird.

An Magnetisierungskurven läßt sich dies besonders deutlich zeigen. In Abb. 6 sind Magnetisierungskurven von Nb vor und nach Neutronenbestrahlung mit verschiedenen Dosen dargestellt [5]. Kurve a zeigt die reversible M-H-Kurve vor der Bestrahlung. Nach einer Dosis von etwa 10^{17} n/cm² kann man deutlich Hysterese und Remanenz feststellen (Kurve b). Drei Eigenschaften der M-H-Kurven von Abb. 6 sind besonders zu erwähnen:

1. Reines Nb (Restwiderstandsverhältnis $\Gamma = 795$) reagiert sehr empfindlich auf Strahlenschäden. Nb-Proben mit kleinerem Restwiderstandsverhältnis ergeben keine so großen Effekte [30, 31].
2. Charakteristisch für diese Bestrahlungsversuche und für alle anderen Neutronenbestrahlungen ist das Auftreten eines ausgeprägten Peak-Effektes [32]. Bei Elektronenbestrahlung von Nb [62] wurde dagegen dieser Effekt nicht beobachtet. Dies bestärkt die Vermutung, daß das Auftreten des Peak-Effektes mit einer Korrelation von Flußschlauchabständen mit den Abständen zwischen den Pinningzentren (hier Defektkaskaden) zusammenhängt. Koch und Carpenter [26] konnten diesbezüglich an NbHf-Legierungen zeigen, daß maximales Pinning dann auftrat, wenn die Abstände zwischen den Pinningzentren (Ausscheidungen) gleich den Abständen zwischen den Flußschläuchen waren.

Eine weitere Möglichkeit, den Peak-Effekt zu erklären, stützt sich darauf, daß normalleitende Pinningzentren stärker wirken als supraleitende. Nimmt man an, daß die Pinningzentren mit zunehmendem äußerem Magnetfeld normalleitend werden, so würde dies zu einer Zunahme der Pinningkraft führen, und damit wäre für das Auftreten des Peak-Effektes eine Erklärung gefunden. Für Bestrahlungen ist diese Erklärungsmöglichkeit kaum gerechtfertigt, da die Defektkaskaden ein größeres x und H_{C2} besitzen als die Matrix.

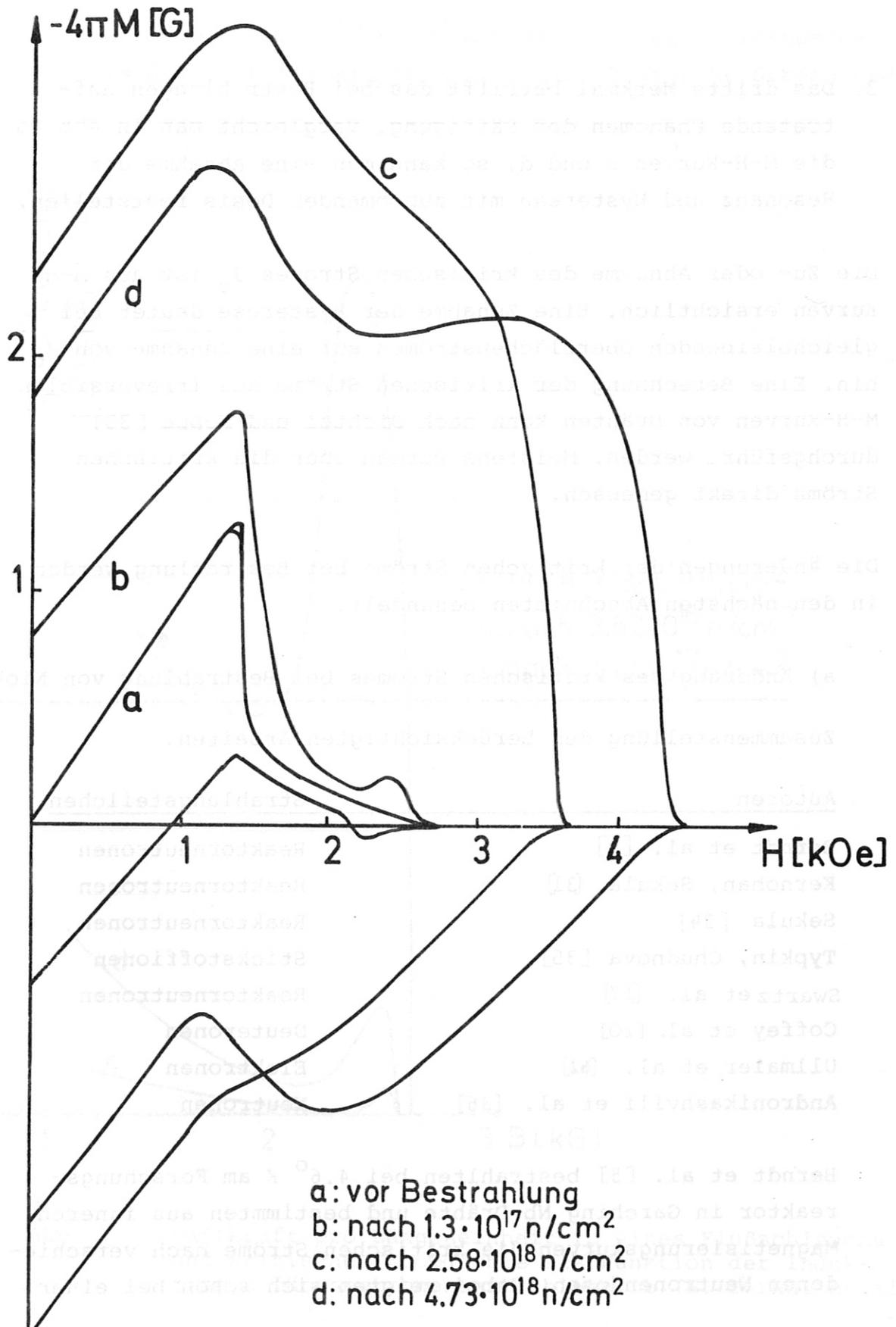


Abb. 6 M-H-Kurven vor und nach Neutronenbestrahlung von Nb (H. Berndt et al. [5])

3. Das dritte Merkmal betrifft das bei Bestrahlungen auftretende Phänomen der Sättigung. Vergleicht man in Abb. 6 die M-H-Kurven c und d, so kann man eine Abnahme der Resonanz und Hysterese mit zunehmender Dosis feststellen.

Die Zu- oder Abnahme des kritischen Stromes J_c ist aus M-H-Kurven ersichtlich. Eine Zunahme der Hysterese deutet bei gleichbleibenden Oberflächenströmen auf eine Zunahme von J_c hin. Eine Berechnung der kritischen Ströme aus irreversiblen M-H-Kurven von Drähten kann nach Dichtel und Koppe [33] durchgeführt werden. Meistens werden aber die kritischen Ströme direkt gemessen.

Die Änderungen der kritischen Ströme bei Bestrahlung werden in den nächsten Abschnitten behandelt.

a) Änderung des kritischen Stromes bei Bestrahlung von Niob

Zusammenstellung der berücksichtigten Arbeiten:

<u>Autoren</u>	<u>Strahlungsteilchen</u>
Berndt et al. [5]	Reaktorneutronen
Kernohan, Sekula [31]	Reaktorneutronen
Sekula [34]	Reaktorneutronen
Typkin, Chudnova [35]	Stickstoffionen
Swartz et al. [17]	Reaktorneutronen
Coffey et al. [10]	Deuteronen
Ullmaier et al. [62]	Elektronen
Andronikashvili et al. [36]	Neutronen

Berndt et al. [5] bestrahlten bei 4.6° K am Forschungsreaktor in Garching Nb-Drähte und bestimmten aus inneren Magnetisierungskurven die kritischen Ströme nach verschiedenen Neutronendosen. Dabei zeigten sich schon bei einer

Dosis von $1.1 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$ deutliche Effekte, insbesondere der Peak-Effekt. In Abb. 7 sind kritische Ströme und

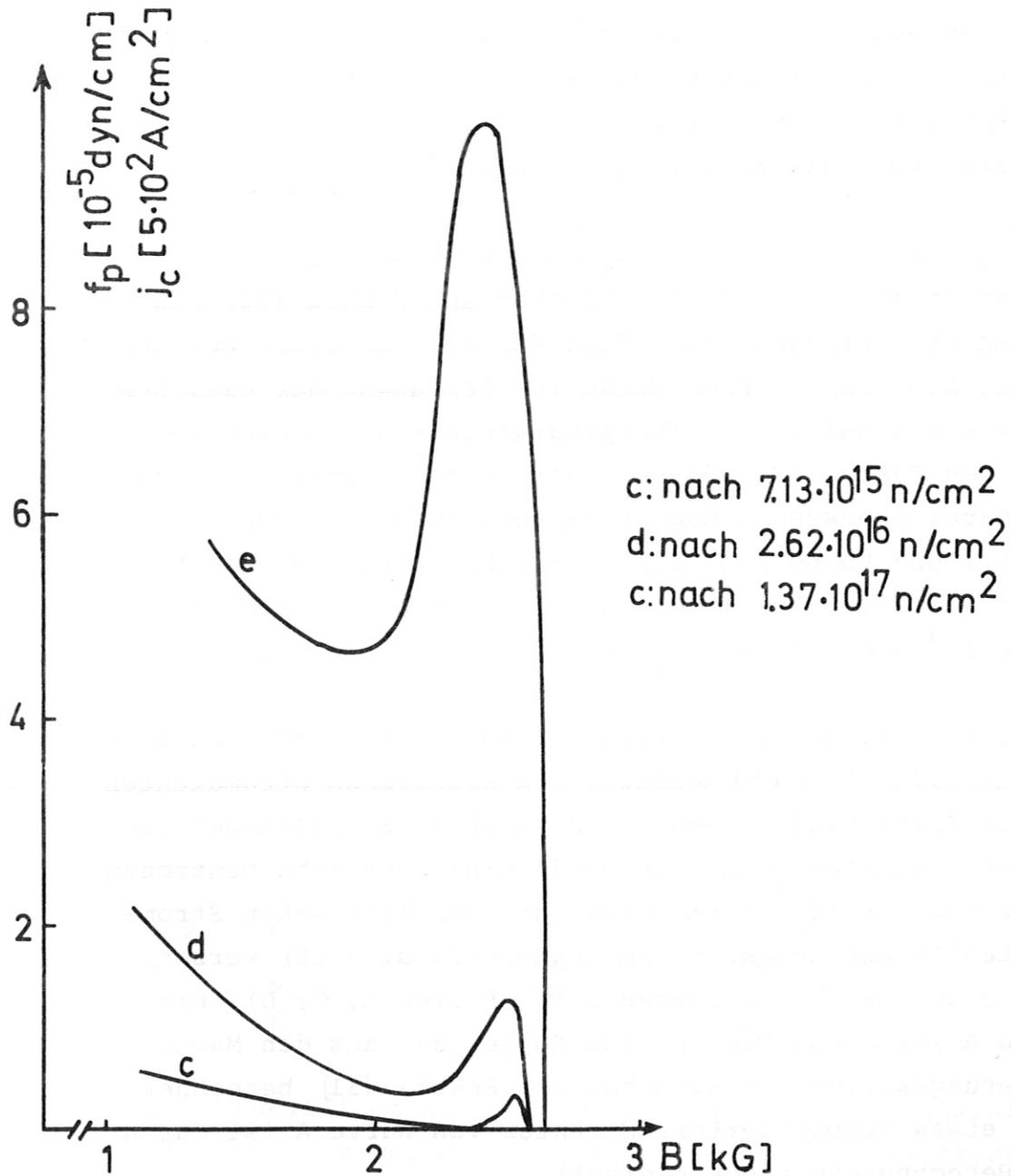


Abb. 7 Haftkraft pro Längeneinheit f_p eines Flußschlauchs und kritische Stromdichte als Funktion der Induktion B für neutronenbestrahltes Nb (H. Berndt et al. [5])

mittlere Haftkräfte für einen Flußschlauch pro Längeneinheit dargestellt.

Beim Tempern der Nb-Proben nahmen die Hysterese und damit die kritischen Ströme wieder ab. Nach einer Temperung bei Zimmertemperatur ergab sich aus Widerstandsmessungen, daß etwa 90 % der Fehlstellen ausgeheilt waren.

Im Gegensatz zu den Tieftemperaturbestrahlungen von Berndt et al. [5] führten Kernohan und Sekula [31] Neutronenbestrahlungen (Oak Ridge Research Reactor) bei 40°C durch. Aus diesem Grund wurde zur Erzeugung der gleichen Effekte wie bei der Tieftemperaturbestrahlung eine um etwa den Faktor 10 größere Neutronendosis benötigt. Aus den dabei gemessenen Magnetisierungskurven berechneten Dichtel und Koppe [33] die kritischen Ströme J_c . Nach einer Dosis von $2.6 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$ lagen ihre Werte zwischen 10^3 und 10^4 A/cm^2 (siehe Abb. 8, Kurve A).

Ebenfalls bei 40°C bestrahlte Sekula [34] Nb-Einkristalle im Oak Ridge Research Reactor. Die kritischen Stromdichten wurden durch niederfrequente Permeabilitätsmessungen bestimmt. Bei diesem Versuch wurde eine sehr hohe Neutronendosis von $6 \times 10^{19} \text{ n/cm}^2$ erreicht. Die kritischen Stromdichten in Abhängigkeit vom Magnetfeld sind für verschiedene Dosen in Abb. 8 dargestellt (Kurven B, C, D). Die Kurve A wurde von Dichtel und Koppe [33] aus den Magnetisierungskurven von Kernohan und Sekula [31] berechnet (Die etwas kompliziertere Struktur von Kurve A ist durch die Berechnungsmethode bedingt).

Zunahme in der kritischen Stromdichte erzielten auch Coffey et al. [10] durch Deuteronenbestrahlung (10^{17} d/cm^2 ; Bestrahlungstemperatur 30°K) von getempertem Nb. Das Auftreten eines Peak-Effektes konnte allerdings nicht festgestellt werden.

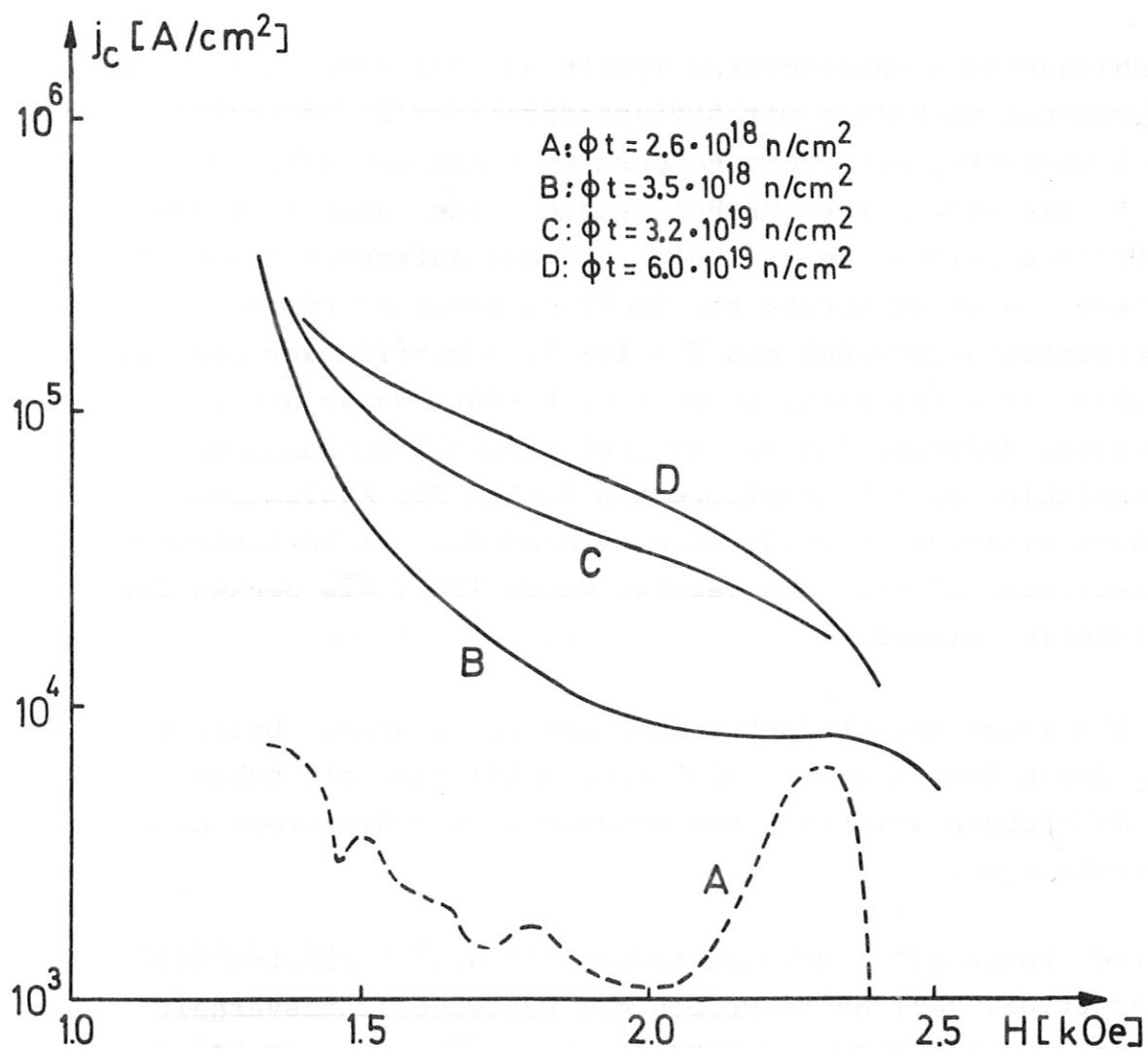


Abb. 8 Kritische Ströme in Abhängigkeit des Magnetfeldes nach verschiedenen Neutronendosen.
 Kurven B, C, D nach Sekula [34]
 Kurve A nach Dichtel und Koppe [33]

Andronikashvili et al. [36] bestimmten die Pinningkräfte auf mechanische Weise [37] vor und nach einer Neutronenbestrahlung ($3.5 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2$; Bestrahlungstemperatur 4.2° K). Dabei wurde eine Zunahme der für die Stärke des Flußpinnings gemessenen Größe um 75 % erzielt. Der Peak-Effekt wurde gemessen.

Den Einfluß von Verunreinigungen auf die j_c -Änderungen durch

Strahlenschäden untersuchten Typkin und Chudnova [35]. Sie bestrahlten Nb-Folien mit Stickstoffionen (10 - 40 MeV); dabei überstieg die Proben temperatur nicht den Wert von 70° C. Die getemperten Proben zeigten eine Zunahme in den kritischen Strömen um etwa 50 % und das Auftreten des Peak-Effektes. Dagegen konnte bei nicht getemperten Proben (Restwiderstandsverhältnis $\bar{\tau} = 15$) kein Einfluß auf den kritischen Strom festgestellt werden. Erklärt wurde dieses Verhalten dadurch, daß die in großer Anzahl vorhandenen Gitterfehler in den ungetemperten Proben die Agglomeratbildung einzelner Punktdefekte verhindern. Die vorhandenen Versetzungen können, wie gezeigt wurde [38], als Senken für Leerstellen wirken.

Ein ähnlicher Effekt dürfte auch bei der Neutronenbestrahlung durch Swartz et al. [17] eine Rolle gespielt haben. Die M-H-Kurven zeigten keine Zunahme in der Hysterese nach Bestrahlungen.

Bestrahlungen mit 3-MeV-Elektronen bei 4.6° K führten Ullmaier et al. [62] an Nb-Proben mit Restwiderstandsverhältnissen zwischen 2500 und 3500 durch. Da in diesem Fall nur Einzeldefekte erzeugt werden, die im Bereich eines Flußschlauches homogen verteilt sind, kann keine resultierende Pinningkraft entstehen [27]; die Einzelkräfte heben sich gegenseitig auf. Die gemessene Zunahme der Hysterese bei M-H-Kurven deutet aber auf eine Zunahme der kritischen Ströme hin (vorausgesetzt, die Oberflächenströme ändern sich nicht). Ullmaier et al. führten daher das Flußpinning auf Fluktuationen in der Defektdichte zurück (siehe [39, 40]). Die aus den M-H-Kurven berechneten Pinningkräfte pro Volumeneinheit liegen bei 10^6 N/m³. Im Gegensatz zu den Neutronenbestrahlungen von reinem Nb trat bei diesem Experiment der Peak-Effekt nicht sichtbar in den Kurven auf.

Aussagen über die Größe der von energiereichen Neutronen (Reaktorneutronen; Bestrahlungstemperatur 50° C) erzeugten Defektkaskaden in Nb versuchten Tucker und Ohr [41] durch elektronenmikroskopische Untersuchungen zu bekommen. Nach einer Neutronendosis von 2×10^{18} n/cm² wurde für die Fehlstellenkluster, deren Durchmesser zwischen 30 und 170 Å variierte, eine Dichte von 5×10^5 pro cm³ angegeben.

b) Änderung des kritischen Stromes bei Bestrahlung von
NbZr und NbTi

Zusammenstellung der berücksichtigten Arbeiten:

Für NbZr:

<u>Autoren</u>	<u>Strahlungsteilchen</u>
McEvoy et al. [43]	Reaktorneutronen
Babcock, Riemersma [42]	Protonen
Keller et al. [44]	Deutronen
Coffey et al. [10]	Deutronen

Für NbTi:

Coffey et al. [10]	Deutronen
Hassenzahl et al. [45]	Protonen
Maurer, Brechna [46]	Deutronen
Söll et al. [47]	Reaktorneutronen
Söll [57]	Reaktorneutronen

Der Einfluß von Strahlenschäden auf die kritischen Ströme von NbZr und NbTi hängt vom metallurgischen Zustand des Supraleiters ab. Hohe kritische Ströme werden in diesen Legierungen durch Kaltverformen und durch Wärmebehandlungen

erzielt. Beim Kaltverformen (Ziehen der Drähte) entstehen Versetzungsbänder, die parallel zur Drahtachse verlaufen. Zwischen den Versetzungsbändern liegen Bereiche mit kleineren Versetzungsdichten. Man bezeichnet daher die Versetzungsbänder auch als Zellwände. Der Durchmesser dieser Zellen liegt etwa zwischen 10^{-4} und 10^{-6} cm. Mit wachsendem Kaltverformungsgrad wird die kritische Stromdichte erhöht und - wie elektronenmikroskopische Untersuchungen zeigen - nimmt im gleichen Maße auch die Dichte der Versetzungsbänder zu [48, 49, 50]. Daher können die Versetzungsbänder als Pinningzentren betrachtet werden.

Als Pinningzentren können in diesen Legierungen auch Ausscheidungen wirken. In titanreichen Legierungen wurde das Auftreten von ω -Phasenausscheidungen beobachtet [51, 52]. Durch Erwärmen von Nb-78 at % Ti-Legierungen auf etwa 400° C erhielten Kramer und Rhodes [51] ω -Ausscheidungen mit einer Dichte von 10^{15} bis 10^{17} pro cm^3 . Die Ausscheidungen hatten ellipsenförmige Gestalt mit Hauptachsen zwischen 50 und 1300 \AA .

Die für die technische Verwendung benötigten NbTi-Supraleiter haben meist einen Titangehalt von etwa 50 wt %. Diese Legierungen befinden sich unterhalb 600° C in einem Zweiphasengebiet [53], das aus einer bcc- β -Phase und einer hexagonalen α -Phase besteht, die bei Heliumtemperatur normalleitend ist.

I. Pfeiffer und H. Hillmann [48] konnten an einer Nb-50 wt%Ti- (66 at %) Legierung α -Phasenausscheidungen feststellen. Sie konnten zeigen, daß die kritische Stromdichte durch α -Ausscheidungen (Durchmesser 200 \AA) bestimmt wurde. Die durch diese Ausscheidungen erzeugten Pinningkräfte waren um den Faktor 10 höher als die durch die Versetzungsbänder gegebenen Pinningkräfte. Nach H. Hillmann [54] scheiden sich die α -Teilchen bevorzugt längs der Versetzungsbänder ab.

Im Gegensatz dazu fanden Neal et al. [50] sowie Hampshire und Taylor [55] nach Wärmebehandlungen von Nb-4 at % Ti- und Nb-60 at % Ti-Legierungen keine α -Ausscheidungen. In diesen beiden Arbeiten wurde die Zunahme des kritischen Stromes beim Erwärmen auf Temperaturen bis zu 400° C durch geringfügige Veränderungen in der Versetzungsstruktur erklärt. Erst beim Erwärmen über 400° C tritt eine stärkere Ausheilung der Versetzungen in den Zellwänden ein, die mit einem starken Anwachsen des Zellkerndurchmessers verbunden ist. Diese Vorgänge führen zu einer Erniedrigung der kritischen Stromstärke.

α) NbZr-Bestrahlungen

Keine Änderungen der kritischen Stromstärke durch Bestrahlungen stellten Babcook, Riemersma [42] und Mc Evoy et al. [43] fest. Mc Evoy et al. [43] führten Neutronenbestrahlungen an kaltbearbeitetem Nb-25 % Zr-Material durch, das in Form eines Hohlzylinders bestrahlt wurde. Sie versuchten festzustellen, ob sich die Abschirmfähigkeit von Magnetfeldern durch Neutronenbestrahlung ändert. Nachdem der Zylinder bei einer Temperatur von 50° K einer Dosis von 10^{18} n/cm² ausgesetzt wurde und nach der Bestrahlung einen Tag bei Raumtemperatur lagerte, wurden die Messungen durchgeführt. Diese ergaben, daß sich die Abschirmfähigkeit nicht geändert hat; die Stromtragfähigkeit war demnach die gleiche wie vor der Bestrahlung. Die Unempfindlichkeit gegenüber Neutronenbestrahlungen wurde als Folge der Kaltverformung des NbZr-Materials gedeutet. Man muß aber auch berücksichtigen, daß durch die Lagerung bei Zimmertemperatur die wirksamen Defekte ausgeheilt sein könnten.

Babcook und Riemersma [42] bestrahlten eine Spule aus Nb-25 % Zr mit Protonen in flüssigem Helium. Nach einer Dosis von 8×10^{10} p/cm² wurden keine Eigenschaftsänderungen festgestellt.

In den Experimenten von Keller et al. [44] und Coffey et al. [10] wurde das Verhalten von getempertem und kaltbearbeitetem Nb-25 % Zr bei Deuteronenbestrahlungen ($E = 15 \text{ MeV}$) untersucht. In beiden Experimenten wurde die Bestrahlung bei 30° K durchgeführt. Bei der getemperten Probe wurde nur das Auftreten des Peak-Effektes festgestellt (siehe Abbildung 9), während bei der kaltverformten (ungetemperten) Probe eine Abnahme von etwa 20 % über den ganzen Magnetfeldbereich festgestellt wurde (siehe Abb. 10).

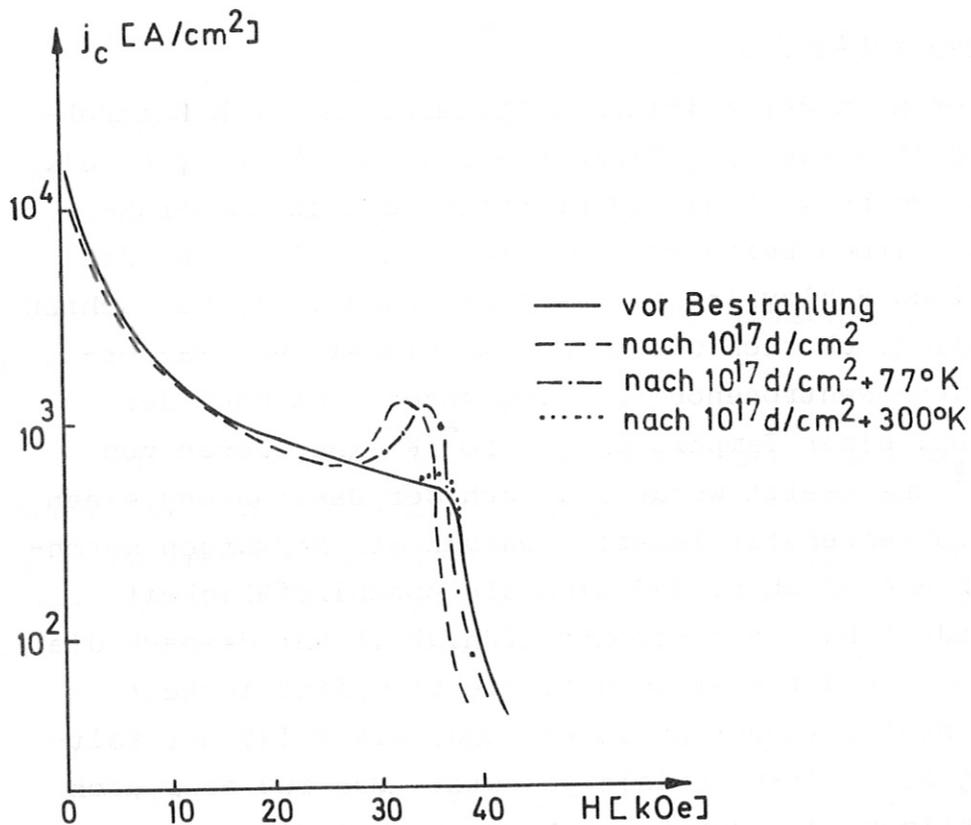


Abb. 9 Kritische Stromdichte einer getemperten NbZr-Probe vor und nach Deuteronenbestrahlung und anschließenden Temperungen (E.L. Keller et al. [44])

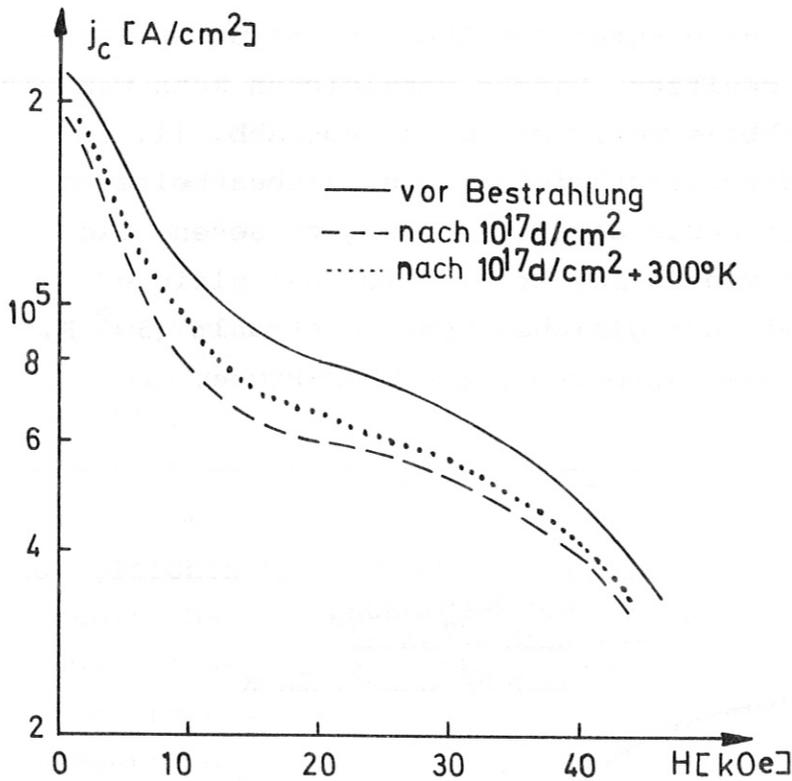


Abb. 10 Kritische Stromdichte einer kaltverformten NbZr-Probe vor und nach Deuteronenbestrahlung und Temperung bei 300°K (H.T.Coffey et al. [10])

Beide NbZr-Proben unterscheiden sich in ihren kritischen Stromdichten. Man könnte erwarten, daß bei Bestrahlungen von Proben mit kleineren kritischen Strömen bei gleicher chemischer Zusammensetzung und damit geringeren Defektdichten bei Bestrahlung zuerst eine Zunahme des kritischen Stromes auftritt so lange, bis eine maximale Defektdichte erreicht ist, und dann bei weiterer Bestrahlung eine Abnahme erfolgt. Dies scheint wenigstens bei NbZr nicht der Fall zu sein.

β) NbTi-Bestrahlungen

Der Einfluß von Strahlenschäden auf den kritischen Strom von NbTi ist ähnlich dem bei NbZr, da beide Supraleiter

hinsichtlich der Pinningzentren ähnliche Struktur (Versetzungsbänder) besitzen. Direkt vergleichen kann man die Ergebnisse von Abbildung 10 mit denen von Abb. 11. In dieser ist die Stromtragfähigkeit von kaltbearbeitetem NbTi vor und nach Deuteronenbestrahlung zu sehen. Die NbTi-Probe wurde von Coffey et al. [10] bei gleicher Temperatur und mit der gleichen Dosis bestrahlt (30° K, 10^{17} d/cm²) wie die kaltbearbeitete NbZr-Probe.

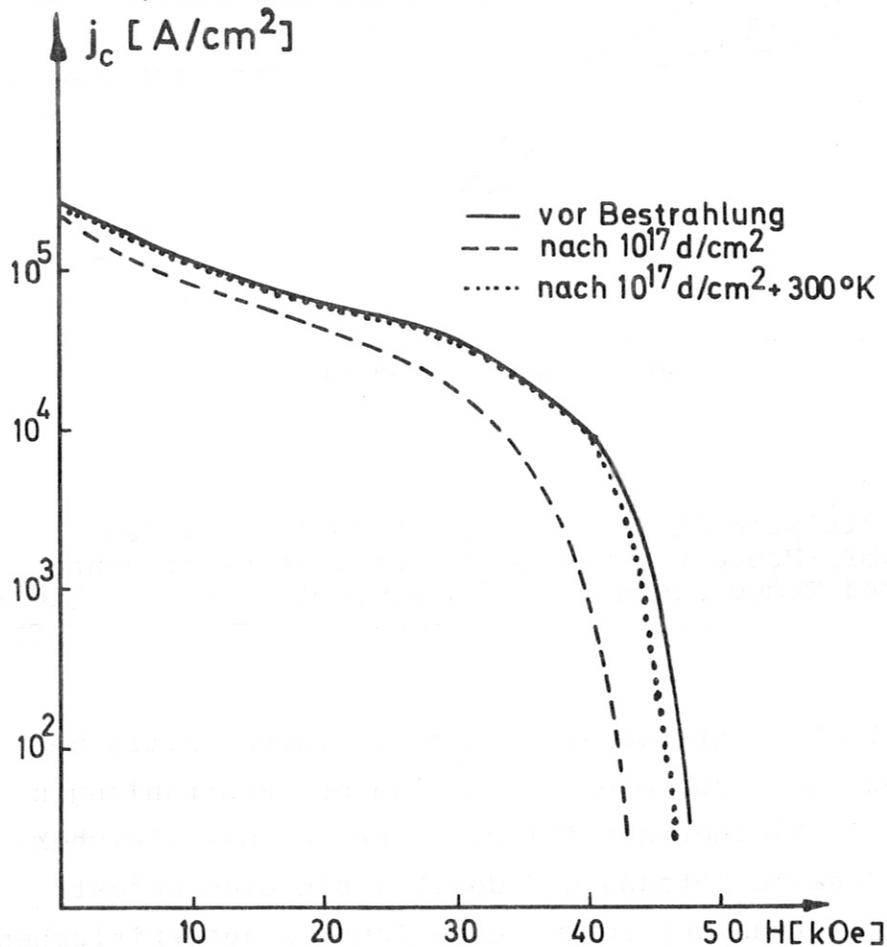


Abb. 11 Kritische Stromdichte einer kaltverformten NbTi-Probe vor und nach Deuteronenbestrahlung und Temperung bei 300° K (H.T. Coffey et al. [10])

Unterschiede bestehen vor allem im Temperverhalten. NbTi zeigt eine fast vollständige Erholung (bis 40 kOe) nach einer Temperung bei 300° K im Gegensatz zu NbZr.

Bestrahlungsexperimente mit 51.5 MeV-Deuteronen bei Zimmertemperatur führten Maurer und Brechna [46] an zwei unterschiedlichen NbTi-Multifilamentleitern durch. Nach einer Dosis von $1.1 - 1.24 \times 10^{11}$ rad (Einheit für absorbierte Strahlungsdosis, d.h. absorbierte Energie: $1 \text{ rad} = 10^2 \text{ erg/g}$) zeigte der eine Multifilamentleiter (Kupfer-Matrix, 1 mm Durchmesser, 361 Filamente mit je $26 \mu\text{m}$) eine Reduktion des kritischen Stromes von $15 - 22 \%$ in einem Feldbereich (H_{1j_c}) zwischen 25 und 40 kOe. Eine 14-tägige Lagerung der Probe bei Zimmertemperatur führte zu keiner Erholung. Eine zweite Probe des gleichen Multifilamentleiters wurde mehrmals bestrahlt. Nach einer Dosis von 0.35×10^{11} rad wurde eine Reduktion des kritischen Stromes von etwa 10% erreicht. Diese Probe wurde danach für 10 Tage bei Zimmertemperatur gelagert. Dadurch erreichte die Stromtragfähigkeit wieder 97% der Werte vor der Bestrahlung. Eine darauffolgende Bestrahlung mit 1.24×10^{11} rad reduzierte den kritischen Strom dann um etwa 78% vom ursprünglichen Wert.

Eine geringere Abnahme der Stromtragfähigkeit wurde mit einem anderen Multifilamentleiter (Kupfer-Matrix 0.4 mm Durchmesser, 61 Filamente mit je $35 \mu\text{m}$) erzielt, nämlich eine Abnahme um etwa 5% nach 10^{11} rad.

Bestrahlungen mit 14-MeV-Protonen führten Hassenzahl et al. [45] an verkupferten NbTi-Drähten (0.4 mm) durch. Die Probentemperatur während der Bestrahlung lag unter 30°K . Nach einer Dosis von 10^{17} p/cm^2 wurde eine leichte Abnahme des kritischen Stromes vor allem unterhalb 50 kOe festgestellt.

γ -Bestrahlungen [45] von Spulen aus NbTi-Multifilamentleitern führten zu instabilerem Verhalten und zu einer Degradation des Spulenstromes.

Neutronenbestrahlungen ($E > 0.1 \text{ MeV}$) an Nb-50 wt %Ti-

Drähten wurden von Söll et al. [47] in der Tieftemperaturbestrahlungsanlage ($T \approx 5^{\circ} \text{K}$) des Forschungsreaktors in Garching durchgeführt. Bis jetzt wurde vor allem das Verhalten blanker NbTi-Einzeldrähte mit sehr kleinem Durchmesser (11 und 21 μm) untersucht. Der Grund für die Verwendung dünner NbTi-Drähte liegt darin, daß bei dickeren Drähten der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand durch Instabilitäten verursacht werden kann und nicht durch den echten kritischen Strom, der durch die Stärke der Pinningkräfte gegeben ist. Bei allen Experimenten wurden die kritischen Ströme direkt aus Spannungs-Strom-Charakteristiken bestimmt [56].

In Tabelle VIII ist eine Übersicht über die bestrahlten Proben gegeben.

Tabelle VIII

Probennr.		Durchmesser in μm	max. Dosis (n/cm^2)
1	blanker Einzeldraht	11	7.5×10^{18}
2	do	11	4.5×10^{18}
3	do	11	4.5×10^{18}
4	do	21	4.5×10^{18}
5	do	11	4.7×10^{18}
6	Multifilamentleiter; Kupfer: Supraleiter 3:1, 46 Filamente mit je 11 μm		4.7×10^{18}

Bei allen Proben wurde eine Abnahme der Stromtragfähigkeit durch Neutronenbestrahlung festgestellt. In den Abbildungen 12, 13 und 14 sind die kritischen Ströme der Proben 1, 4 und 6 vor und nach den Bestrahlungen und nach Tempern bei verschiedenen Temperaturen dargestellt.

Probe 1

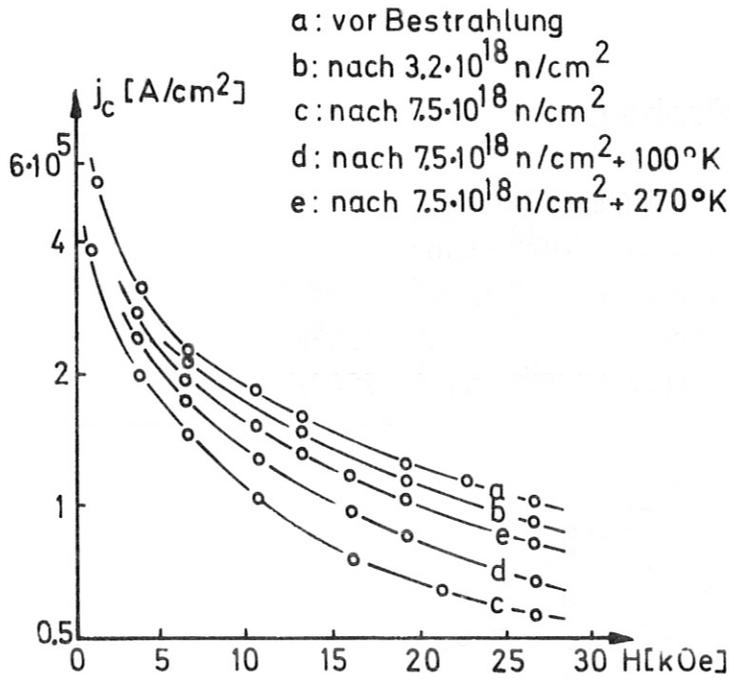


Abb. 12

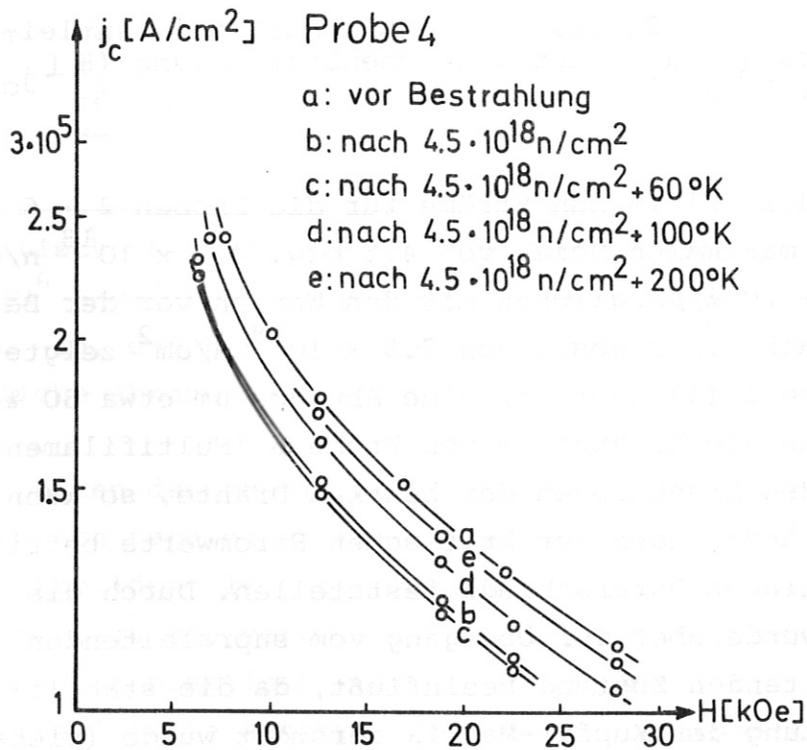


Abb. 13 Kritische Ströme von NbTi-Drähten vor und nach Neutronenbestrahlungen in Abhängigkeit eines transversalen Magnetfeldes bei $5,3^\circ\text{K}$

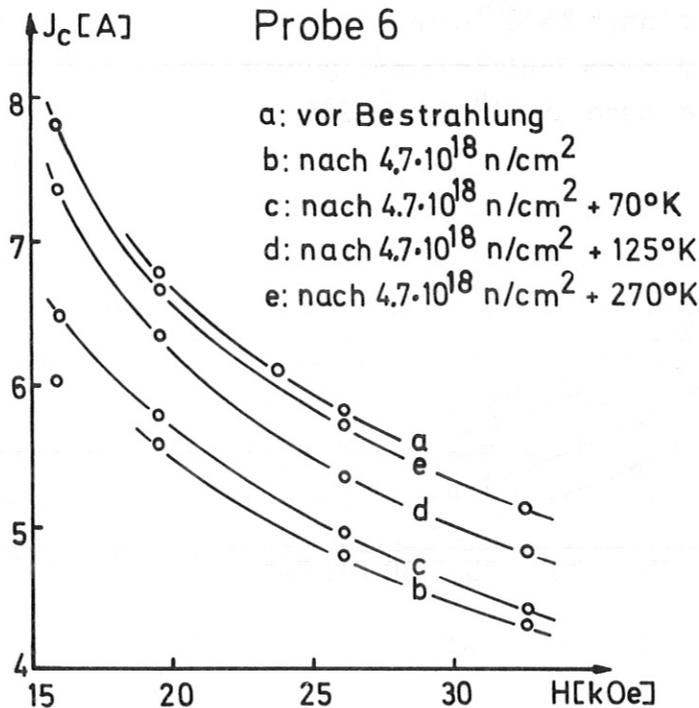


Abb. 14 Kritische Ströme eines NbTi-Multifilamentleiters vor und nach Neutronenbestrahlung ($H \perp j_c$) bei 5°K

Die Abnahme der kritischen Ströme für die Proben 2 - 6 lag nach den maximalen Dosen von 4.5 bzw. $4.7 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ bei etwa 15 - 20 %, verglichen mit den Werten vor der Bestrahlung. Nach einer Dosis von $7.5 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ zeigte sich bei Probe 1 (11 μ -Draht) eine Abnahme um etwa 50 %. Vergleicht man die Ergebnisse von Probe 6 (Multifilamentleiter) mit den Ergebnissen der blanken Drähte, so kann man, was die Änderungen der kritischen Stromwerte betrifft, keine wesentlichen Unterschiede feststellen. Durch die Bestrahlung wurde aber der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand beeinflusst, da die stabilisierende Wirkung der Kupfer-Matrix zerstört wurde (siehe [57]).

Für einen blanken 11 μ -NbTi-Draht (Probe 5) wurde eine Dosiskurve für den kritischen Strom (ohne äußeres Magnetfeld) gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5 dargestellt.

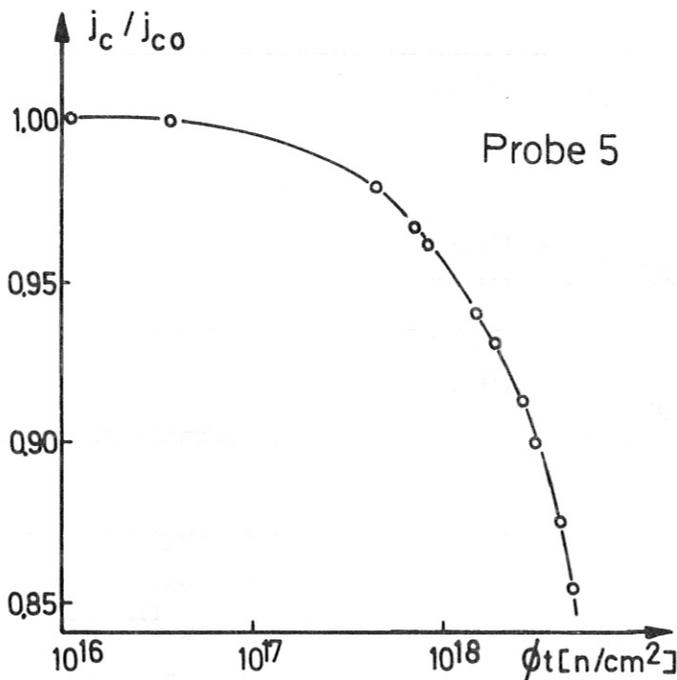


Abb. 15 Relative Änderung der kritischen Stromdichte j_c (für $H=0$) eines NbTi-Drahtes in Abhängigkeit der Neutronendosis (j_{c0} -Stromdichte vor Bestrahlung)

Die kritische Stromdichte j_{c0} vor der Bestrahlung betrug 1.3×10^6 A/cm² bei einer Meßtemperatur von 5° K. Man sieht aus Abb. 15, daß bis zu einer Dosis von 10^{17} n/cm² keine wesentliche Abnahme auftritt.

Das Verhalten des kritischen Stromes der Proben 2, 3 und 4 beim Tempern nach einer Neutronendosis von 4.5×10^{18} n/cm² wird in Abbildung 16 gegenübergestellt. Es wurden dabei die Werte bei 12.5 kOe verwendet. Gemeinsam haben allen Proben, daß bis 60° K praktisch keine Erholung auftritt, bei Probe 4 sogar eine leichte Abnahme. Dann folgt zwischen 60 und 100° K ein steiler Anstieg. Bei den Proben 1, 2, 3 und 6 erfolgte nach Erwärmung auf 270° K keine vollständige Erholung des kritischen Stromes; nur bei Probe 4 (21 μ Durchmesser) wurden die kritischen Werte vor der Bestrahlung erreicht.

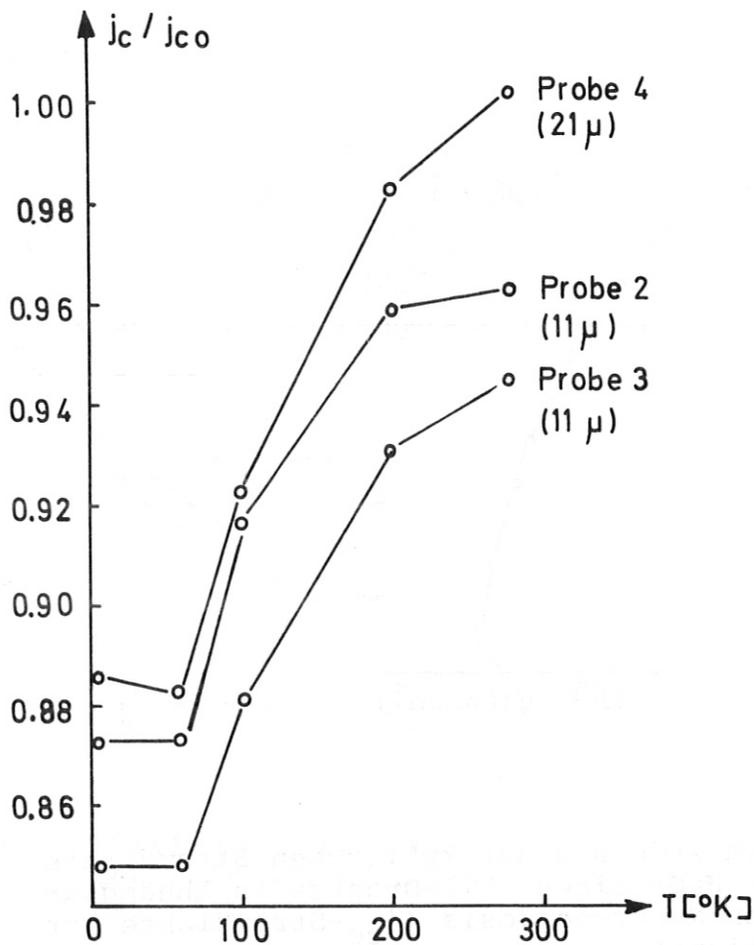


Abb. 16 Erholung der kritischen Stromdichten (normiert auf die Werte j_{c0} vor der Bestrahlung) beim Tempern

Allgemein kann zum Temperverhalten von NbZr und NbTi festgestellt werden, daß diesbezüglich recht unterschiedliche Ergebnisse erzielt wurden (siehe z.B. Abbildung 10 und 11 sowie Mauer, Brechna [46]).

Die Abnahme des kritischen Stromes durch den Einfluß von Strahlenschäden kann nicht eindeutig erklärt werden. Einige Möglichkeiten sollen diskutiert werden.

1. T_c -Abnahme. Eine Abnahme der kritischen Temperatur T_c würde bei gleichbleibender Pinningstärke ebenfalls eine j_c -

Erniedrigung bewirken, da für die meisten harten Supraleiter die kritische Stromdichte etwa linear mit der Temperatur abnimmt. Um die beobachtete j_c -Erniedrigung durch eine T_c -Abnahme erklären zu können, müßte sie bei einigen Grad Kelvin liegen. Dies ist aber unwahrscheinlich, da die meisten T_c -Messungen eine Abnahme von einigen Zehntel Grad ergeben (siehe z.B. Tabelle VI).

2. Phasenübergänge und Ausheilung von Gitterfehlern. Bei Bestrahlungen können durch elastische Stöße, die zu keinen Verlagerungen führen, die Atome zu starken thermischen Schwingungen angeregt werden. Der Volumenbereich, in dem diese Prozesse ablaufen, kann für eine Zeitdauer von 10^{-12} bis 10^{-10} sec auf Temperaturen bis zu 10^4 °C erwärmt werden (thermal spikes). Diese Erwärmung kann zum Ausheilen von Gitterfehlern führen oder lokale Phasenübergänge induzieren. In NbTi könnten z.B. α -Ausscheidungen in die unterkühlbare Hochtemperatur- β -Phase übergeben und somit als Pinningzentren unwirksam sein. Eine Abnahme des kritischen Stromes, verursacht durch diese metallurgischen Veränderungen, würde aber keine Erholung beim Tempern bis zu Raumtemperatur zeigen. Da aber bei allen Proben die Stromtragfähigkeit beim Erwärmen zunimmt, sind Phasenübergänge und Fehlstellenausheilung nicht allein für die j_c -Abnahme verantwortlich.

3. Reduktion der Pinningstärke der Versetzungsbänder (Zellwände). Durch Kaltverformen konnte gezeigt werden, daß die Versetzungsbänder als Pinningzentren wirken. Die Wirkung dieser, auch Zellwände genannten Versetzungsbänder kann nun herabgesetzt werden, wenn der Unterschied in der für das Pinning verantwortlichen Defektdichte zwischen Zellwand und Zellkern verkleinert wird. In Abb. 17 wird dieses Modell dargestellt. Es muß dabei angenommen werden, daß die durch Strahlenteilchen erzeugten Defekte nur im

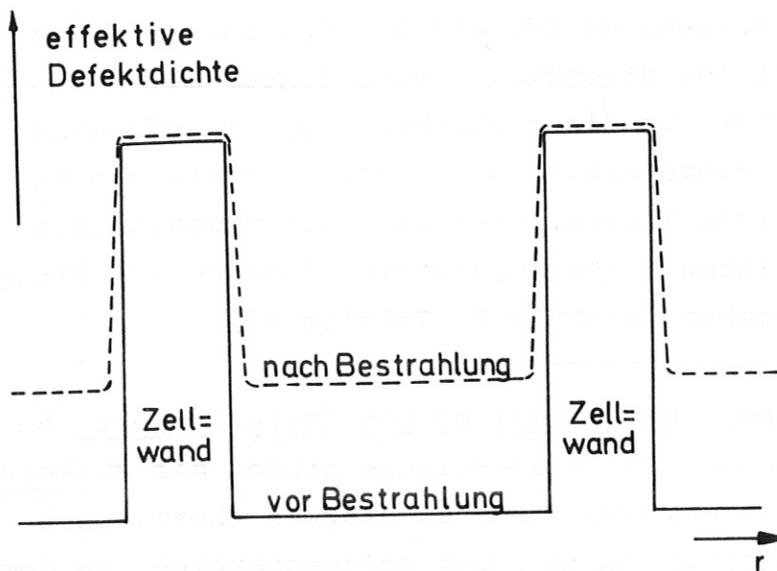


Abb. 17 Effektive Defektdichte für Flußpinning

Bereich der Zellkerne stabil sind oder nur dort wegen der geringeren Defektdichte zur Wirkung kommen. Die Zellwände könnten auch als "Senken" für Leerstellen wirken (siehe [38]).

c) Änderung des kritischen Stromes bei Bestrahlungen von Supraleitern mit A-15-Struktur

Eine Anzahl von Bestrahlungen wurden an Supraleitern mit A-15-Struktur durchgeführt; im besonderen Maße wurde bei Nb_3Sn der Einfluß von Strahlenschäden auf die kritische Stromstärke untersucht.

α) Nb₃Sn-Bestrahlungen

Autoren

Wohlleben [58]
 Bode, Wohlleben [59]
 Coffey et al. [10]
 Cullen, Novak [16]
 Mc Evoy et al. [43]
 Swartz et al. [17]

Strahlungsteilchen

Deuteronen, Protonen
 Protonen
 Deuteronen
 Reaktorneutronen
 Reaktorneutronen
 Reaktorneutronen

Wohlleben [58] bestrahlte Nb₃Sn-Diffusionsschichten mit 1, 2- und 3-MeV-Protonen und mit 3-MeV-Deuteronen bei einer Temperatur von etwa 100° C. Die Änderung der kritischen Stromdichte j_c in Abhängigkeit der Dosis zeigt für alle Experimente ein charakteristisches Verhalten.

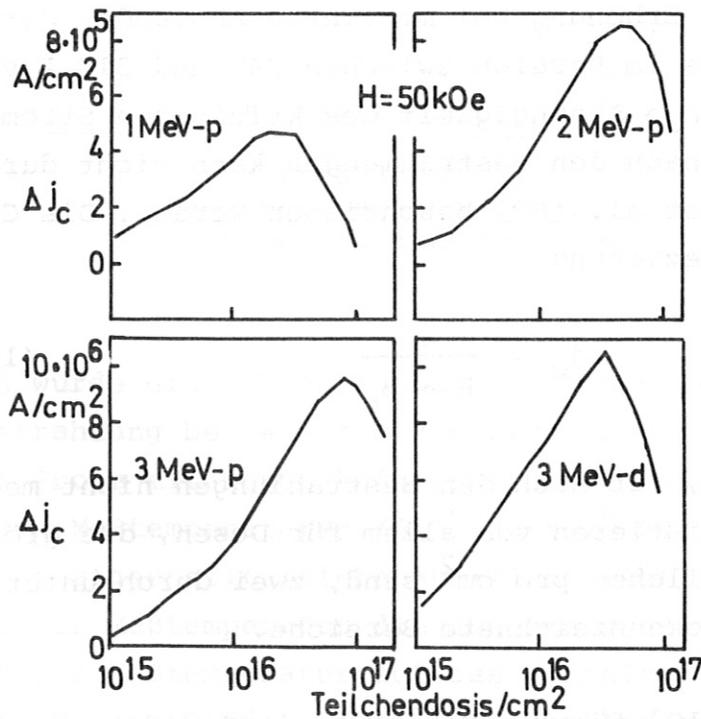


Abb. 18 Änderung der kritischen Stromdichte j_c in Abhängigkeit der Teilchendosis für Protonen mit verschiedenen Energien und für 3-MeV-Deuteronen (Wohlleben [58])

Zuerst erfolgt eine Zunahme der Stromtragfähigkeit um einen Faktor 3 bis 6, dann folgt eine Abnahme (siehe Abbildung 18). Weiterhin ergab sich, daß die Δj_c -Werte kaum vom Magnetfeld abhängig sind.

Diese Experimente liefern zwei wesentliche Ergebnisse: sowohl die Teilchendosis beim Erreichen der maximalen Δj_c -Werte als auch $\Delta j_{c_{\max}}$ selbst sind für die verschiedenen Ionen unterschiedlich. Das erste Resultat wird durch den Wechselwirkungsmechanismus Strahlungsteilchen - Gitteratom bestimmt, der bei geladenen Teilchen durch die Rutherford'sche Streuformel beschrieben wird, das zweite Resultat ($\Delta j_{c_{\max}}$) erlaubt, Aussagen über die Größe und Konzentration der wirksamen Gitterdefekte zu machen. Aus der Analyse dieser Messungen berechnete Wohlleben [58] einen Mindestdurchmesser für die Defektkaskaden von etwa 75 \AA , um als Pinningzentren wirken zu können. Ferner ergab sich, daß die maximale j_c -Erhöhung bei mittleren Abständen der Pinningzentren, die im Bereich zwischen 240 und 310 \AA variieren, liegen. Die Abhängigkeit des kritischen Stromes vom Magnetfeld nach den Bestrahlungen kann nicht durch das Modell von Kim et al. [60] beschrieben werden. Die Größe α , die durch die Beziehung

$$j_c = \frac{\alpha}{H + \beta_0} \quad (19)$$

festgelegt wird, ist nach den Bestrahlungen nicht mehr konstant. Es existieren vor allem für Dosen, die größer als 2×10^{15} Teilchen pro cm^2 sind, zwei durch unterschiedliche α -Werte gekennzeichnete Bereiche.

Coffey et al. [10] führten Deuteronenbestrahlungen ($E = 15 \text{ MeV}$; Bestrahlungstemperatur $T = 30^\circ \text{ K}$) an Nb_3Sn -Proben, die aus "Gasphasen-Schichten" bestanden, durch.

Zwei Proben unterschieden sich durch die kritischen Stromwerte vor der Bestrahlung. Die Probe mit den kleineren Werten zeigte eine Zunahme nach einer Dosis von 10^{17} d/cm² bei einer Meßtemperatur von $T = 5.7^{\circ}$ K (siehe Abb. 19a).

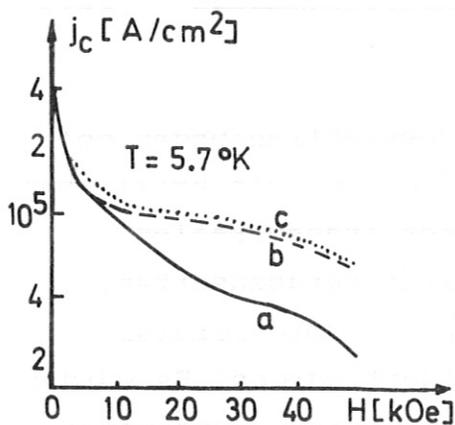


Abb. 19a

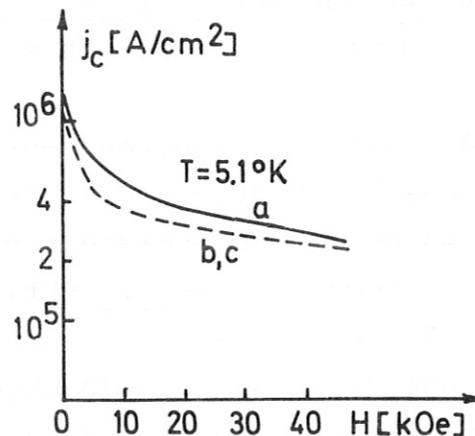


Abb. 19b

Kritische Stromdichte für 2 Nb₃Sn-Proben mit unterschiedlichen Werten vor der Bestrahlung (Coffey et al. [10]).

- a: vor Bestrahlung
- b: nach Bestrahlung 10^{17} d/cm²
- c: nach Bestrahlung und 300° K Temperung

Dagegen wurde eine Abnahme des kritischen Stromes durch die Bestrahlung bei einer Meßtemperatur von 10.9° K gemessen. Bei der Probe mit hoher Anfangsstromtragfähigkeit wurde bei allen Meßtemperaturen (5.1° K, 8.1° K, 12.2° K) eine Abnahme festgestellt (siehe Abbildung 19b), wobei mit zunehmender Meßtemperatur die Abnahme größer wurde. Den Einfluß der Meßtemperatur auf das Verhalten des kritischen Stromes führten Coffey et al. auf die Änderung von T_c zurück.

Auffallend ist das j_c -Verhalten in Abbildung 19a nach der Temperung bei 300°K - die Stromtragfähigkeit ist größer als unmittelbar nach der Bestrahlung. Dies deutet darauf hin, daß Agglomerate gebildet wurden, die stärkere Pinningzentren sind als die bei tiefen Temperaturen gebildeten Defektkluster. Die Zunahme der Pinningkraft kann entweder eine Folge der geänderten Clustergröße oder durch eine Umgruppierung von Defektarten bedingt sein.

Cullen und Novak [16] führten Neutronenbestrahlungen bei 50°C an "Gasphasen- Nb_3Sn -Schichten" durch. Die kritischen Ströme J_c wurden in Abhängigkeit eines transversalen Magnetfeldes gemessen. Um die Aktivität herabzusetzen, wurden die Proben für 3 - 4 Wochen bei Raumtemperatur gelagert, ehe die Messungen durchgeführt wurden. Es wurden 3 Proben mit unterschiedlicher Zusammensetzung und unterschiedlicher Stromtragfähigkeit verwendet. Die erste Probe FS-20(5) mit stöchiometrischer Zusammensetzung trug vor der Bestrahlung den kleinsten kritischen Strom. Die zweite, mit Nb angereicherte Probe (75(3)) trug einen größeren Strom als die erste, aber einen kleineren als die dritte (74(4)).

In Tabelle IX sind die Änderungen in Abhängigkeit der Neutronendosis zusammengefaßt.

Im wesentlichen sind die Ergebnisse ähnlich denen von Wohlleben [58] und Coffey et al. [10]. Die Nb_3Sn -Probe mit der kleinsten Stromtragfähigkeit (FS-20(5)) zeigt eine stetige Zunahme in der kritischen Stromdichte mit steigender Neutronendosis. Nach $1.4 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ ist die Stromtragfähigkeit um den Faktor 10 größer als vor der Bestrahlung. Die Probe (75(3)) zeigt zuerst eine Zunahme, dann nimmt die Stromtragfähigkeit ab. Eine stetige Abnahme ergibt sich bei Probe (74(4)). Auch hier entspricht die

Abhängigkeit des kritischen Stromes vom Magnetfeld nicht dem Modell von Kim et al. [60]. Es ergeben sich zwei α -Werte (siehe Gl. (19)).

Tabelle IX Stromtragfähigkeit als Funktion der Neutronendosis (Cullen, Novak [16]) für 3 Nb₃Sn-Proben

Probe	Zusammensetzung (wt % Sn)	ϕt (n/cm ²) $\times 10^{-17}$	JH (kOexA/cm ²) $\times 10^{-6}$		kOexA/cm ² $\times 10^{-6}$	
			H = 10 kOe		α_1	α_2
FS-20(5)	29,5 \pm 0,3	0	1,36	1,49		
		3,4	5,30	6,58	14,3	
		7,2	9,38	14,3	28,6	
		10,5	13,0	24,1	90,5	
		14,0	15,0	35,0	76,0	
75(3)	28,0 \pm 0,1	0	4,0	6,5		
		3,3	6,6	12,1		
		6,9	8,0	15,6		
		10,1	6,2	10,1	19,5	
74(4)	29,2 \pm 0,1	0	11,5	19,4	27,9	
		3,4	11,7	19,2	29,7	
		7,2	0,89	1,18	2,32	

Daß bei Abnahme der Stromtragfähigkeit nicht Effekte wie die Ausheilung von Fehlstellen auftraten, zeigen Widerstandsmessungen bei der Probe (75(3)); Werte des spez. Widerstandes sind in Tabelle X zusammengestellt.

Aus der linearen Zunahme des spez. Widerstandes erkennt man, daß noch keine Sättigung der Defektkonzentration auftritt.

Das Verhalten des kritischen Stromes bei Neutronenbestrahlung (Bestrahlungstemperatur 50^o K; Meßtemperatur 4,2^o K; max. Neutronendosis 10¹⁸ n/cm²) untersuchten

Mc Evoy et al. [43] über die Abschirmfähigkeit von Magnetfeldern durch Hohlzylinder mit einer Nb₃Sn-Außenschicht.

Tabelle X Restwiderstand in Abhängigkeit der Neutronendosis für die Probe (75(3)) (Cullen, Novak [16])

ϕt (n/cm ²) x 17 ⁻¹⁷	ρ_0 ($\mu\Omega\text{cm}$)	$d\rho_0 / d\phi$ ($\Omega \times \text{cm}^3/\text{n}$) x 10 ²⁴
0	21,8	
3,3	23,7	5,8
6,9	25,6	5,5
10,1	27,8	5,9

Nach der Bestrahlung wurden die Proben für etwa 24 Stunden bei Zimmertemperatur gelagert, ehe die Messungen durchgeführt wurden. Es wurden zwei Proben mit unterschiedlicher Ausgangsstromtragfähigkeit bestrahlt. Die erste, mit einem μ -Wert von $1.54 \times 10^6 \text{ kG} \times \text{A}/\text{cm}^2$, zeigte nach der Neutronenbestrahlung so viele Flußsprünge, daß keine Aussagen über eine Zu- oder Abnahme von j_c hatte gemacht werden können. Bei der zweiten Probe, die weniger Flußsprünge nach der Bestrahlung zeigte, konnte für die Zunahme des kritischen Stromes ein Wert von etwa 50 % geschätzt werden.

Eine Bestätigung, daß die Änderung der Stromtragfähigkeit vom Grad der Gitterstörungen bei Nb₃Sn abhängt, ergaben Versuche von Swartz et al. [17]. Es wurde sowohl ein durch Schmelzen (arc-cast) als auch ein durch den Diffusionsprozeß hergestelltes Nb₃Sn bestrahlt. Nach einer Dosis von $10^{18} \text{ n}/\text{cm}^2$ und bei einem Magnetfeld von 4 kOe ergaben sich folgende, in Tabelle XI zusammengestellte Änderungen.

Tabelle XI Änderung des kritischen Stromes durch Neutronenbestrahlung (Swartz et al. 17)

Material	$\Delta j_c \times 10^5$ (A/cm ²)	T_c (°K)
Arc-Cast Nb ₃ Sn	1.1	17.84
Diffusion Nb ₃ Sn	2.7	17.86

Die Änderung des kritischen Stromes wurde aus Magnetisierungskurven bestimmt.

Zusammenfassend kann zu den Neutronenbestrahlungen von Nb₃Sn festgestellt werden:

1. Die Änderungen von j_c durch Strahlenschäden hängen stark von den Materialeigenschaften der Proben ab. Proben mit anfänglich kleinem α (kleine kritische Ströme) weisen eine starke j_c -Vergrößerung auf. Bei Proben mit relativ hohem α erfolgt eine Abnahme.
2. Die Widerstandsänderung $d\rho/d\phi$ ist annähernd konstant (solange keine Sättigungserscheinungen auftreten).
3. Die Feldabhängigkeit von j_c nach Kim et al. [60] geht durch die Bestrahlung verloren (α_1, α_2).
4. In der Regel sind die T_c -Änderungen klein.
5. Über das Verhalten beim Tempern nach Neutronenbestrahlungen ist nichts bekannt. Tieftemperaturbestrahlungen mit anschließenden Temperungen müßten noch durchgeführt werden.
6. Nb₃Sn reagiert empfindlicher auf Strahlenschäden als NbZr und NbTi.

β) Bestrahlungen von Nb₃Al, V₃Ga, V₃Si

Autoren	Strahlungsteilchen
Swartz et al. [17]	Reaktorneutronen
Bean et al. [18]	thermische Neutronen

Wegen der gleichen Gitterstruktur dürften die Supraleiter Nb₃Al, V₃Ga, V₃Si ein ähnliches Verhalten bei Bestrahlungen zeigen wie Nb₃Sn.

Swartz et al. [17] bestrahlten Nb₃Al, V₃Ga und V₃Si mit schnellen Neutronen; die dabei aufgetretenen Änderungen sind aus Tabelle XII ersichtlich.

Tabelle XII Änderung der kritischen Ströme durch Neutronenbestrahlungen (Swartz et al. [17])

Supraleiter	ΔJ (10^5 A/cm)	Dosis
Nb ₃ Al	1.75	10^{18} n/cm ²
V ₃ Ga	3.3	10^{18} n/cm ²
V ₃ Si	7.0	10^{18} n/cm ²

Alle drei Supraleiter sind mit dem gleichen Verfahren hergestellt worden (arc-cast). Beim Vergleich der J-Werte fällt auf, daß die Zunahme der Stromtragfähigkeit vom Atomgewicht der Elemente abhängt. Die Zunahme ist um so größer, je kleiner die Atomgewichte sind. Dieses Ergebnis ist eine Folge der Gesetze des elastischen Stoßes. Danach ist die maximale übertragene Energie T_{\max} durch

$$T_{\max} = \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad (1)$$

gegeben. Bei leichteren Elementen kann das Strahlungsteilchen größere Energiewerte T auf das Gitteratom über-

tragen als bei schwereren. Die Schädigungsrate ist daher bei leichteren Elementen größer.

Interessante Ergebnisse erzielten Bean et al. [18] durch Bestrahlung mit thermischen Neutronen von Nb_3Al - und V_3Si -Proben, die mit spaltbarem Uran und Bor dotiert waren. Bei Nb_3Al betrug die Urankonzentration 0.321 at % und bei V_3Si 0.19 at %. Der kritische Strom nahm beim mit Uran dotierten V_3Si nach einer Dosis von $1.7 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ um etwa den Faktor 100 (siehe Abb. 20) bei höheren Magnetfeldern zu. Wie bei den Bestrahlungsexperimenten von Swartz et al. [17], ist auch hier die j_c -Zunahme bei Nb_3Al etwas kleiner als bei V_3Si .

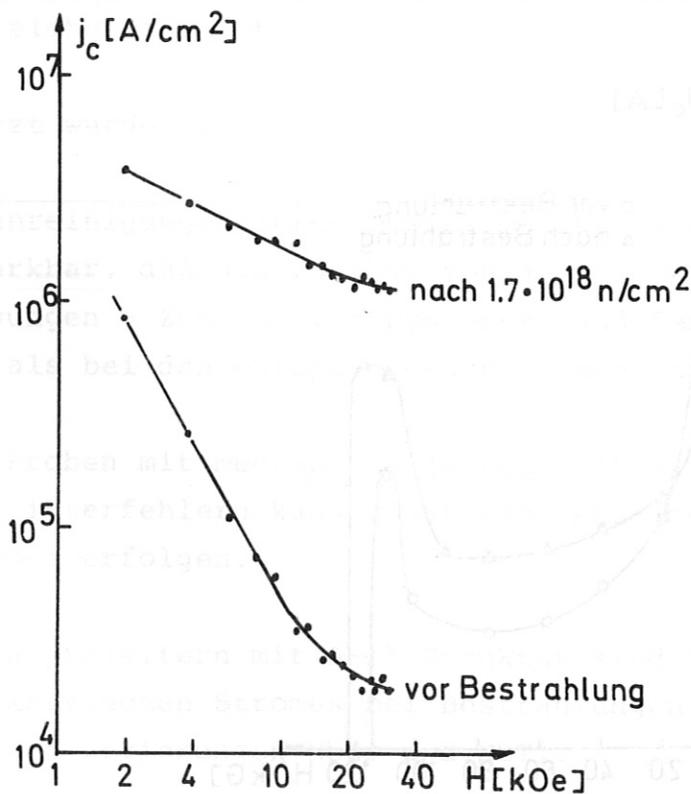


Abb. 20 Kritische Stromdichte von $\text{V}_3\text{Si} + 0.19 \text{ at}\% \text{U}$ in Abhängigkeit eines Magnetfeldes ($H \perp j_c$) bei 4.2°K vor und nach einer Bestrahlung mit thermischen Neutronen (Bean et al. [18])

Dagegen zeigten sich die mit Bor dotierten Supraleiter als relativ unempfindlich gegenüber Bestrahlungen mit thermischen Neutronen. Die Stromzunahme ist praktisch gleich der des undotierten Materials. Die Ursache dafür dürfte darin liegen, daß die Spaltprodukte bei Uran wegen ihrer großen Masse größere Defektkaskaden bilden als die Spaltprodukte von Bor. Bean et al. berechneten eine um den Faktor 10 bis 100 größere Erzeugungsrate von Atomversetzungen bei den mit Uran dotierten Supraleitern als bei den entsprechenden mit Bor dotierten.

d) Änderung der kritischen Ströme bei Bestrahlung von NbN

Sadagopan et al. [61] führten Neutronenbestrahlungen (Reaktor) bei einer Bestrahlungstemperatur kleiner als 70°C durch. Nach einer Dosis von $\phi t = 3.7 \times 10^{19} \text{ n/cm}^2$ wurde

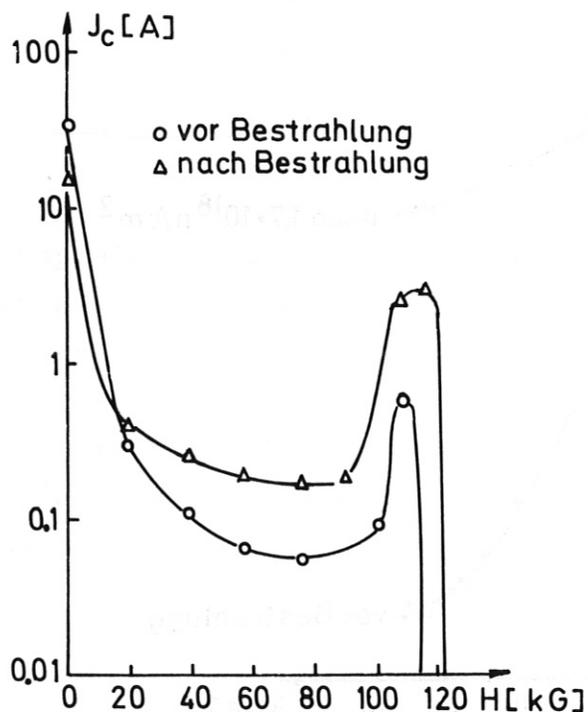


Abb. 21 Kritischer Strom in Abhängigkeit des Magnetfeldes (H J_c) vor und nach Neutronenbestrahlung (Sadagopan et al. [61])

die Probe bei Raumtemperatur für einige Wochen in Wasser aufbewahrt (Aktivität), ehe die Messungen durchgeführt wurden. Insgesamt wurden fünf Proben bestrahlt, die sich in ihrer Herstellung unterschieden (Nitrierungstemperatur, Druck, Zeit). Für die Versuchsreihe charakteristische Ergebnisse sind in Abb. 21 dargestellt.

4. Zusammenfassung

Eindeutige Aussagen über das Verhalten der kritischen Ströme bei Bestrahlungen von Supraleitern können nicht gemacht werden, da die Bestrahlungseffekte stark von den metallurgischen Eigenschaften, die meist nicht genau bekannt sind, abhängen. Hinzu kommt, daß die Änderungen der metallurgischen Eigenschaften durch das Abkühlen auf tiefe Temperaturen kaum untersucht wurden (Auftreten von Nichtgleichgewichtsphasen usw.).

Bis jetzt wurde festgestellt:

1. Verunreinigungen (Fremdatome) machen sich dadurch bemerkbar, daß die Zunahme von j_c (bei Magnetisierungsmessungen - Zunahme von Hysterese und Remanenz) kleiner ist als bei den entsprechenden reinen Materialien.
2. Bei Proben mit mechanisch (durch Kaltverformung) erzeugten Gitterfehlern kann sogar eine Abnahme des kritischen Stromes erfolgen.
3. Bei Supraleitern mit A-15-Struktur sind die Änderungen des kritischen Stromes bei Bestrahlungen größer als bei den Legierungen NbZr und NbTi.
4. Die Änderung der Stromtragfähigkeit bei Nb_3Sn hängt

von den Werten der kritischen Ströme vor der Bestrahlung ab. Das Herstellverfahren spielt dabei ebenfalls eine Rolle.

5. Die für die Änderungen der kritischen Ströme verantwortlichen Defekte bei Nb_3Sn heilen nicht durch Erwärmen auf Raumtemperatur aus.

Für Anregungen und Diskussionen sei den Herren Dr. S.L. Wipf und Dr. G. Vogl gedankt.

L i t e r a t u r

- 1 G. Leibfried: Bestrahlungseffekte in Festkörpern, Teubner-Verlagsgesellschaft Stuttgart (1965).
- 2 F. Seitz, J.S. Koehler: Solid State Physics 2, 307 (1956).
- 3 J. Denies: Studies in Radiation Effects in Solids 3, New York (1969).
- 4 A. Seeger, D. Schumacher, W. Schilling, J. Diehl: Vacancies and Interstitials in Metals, Amsterdam (1970).
- 5 H. Berndt, N. Kartascheff, H. Wenzl: Z. angew. Phys. 24, 305 (1968).
- 6 M. Soell: Diplomarbeit TU München (1970).
7. K. Dettmann, G. Leibfried, K. Schröder: Phys. Stat. Sol. 22, 433 (1967).
- 8 H.G. Kinchin, R.S. Pease: J. Nucl. Energy 3, 200 (1955).
- 9 S. Blow: J. Phys. D: Appl. Phys. 4, 1107 (1971).
- 10 H.T. Coffey, E.L. Keller, A. Patterson, S.H. Autler: Phys. Rev. 155, 355 (1967).
- 11 M.L. Swanson, G.R. Piercy, Can. J. of Phys. 42, 1605 (1964).
- 12 J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer: Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- 13 D. Markowitz, L.P. Kadanoff: Phys. Rev. 131, 563 (1963).
14. M. Schenk: Phys. Stat. Sol. 36, K 31 (1969).
- 15 H. Berndt, F. Sernetz: Phys. Lett. 33, 427 (1970).
- 16 G.W. Cullen, R.L. Novak: J. Appl. Phys. 37, 3348 (1966).
- 17 P.S. Swartz, H.R. Hart Jr., R.L. Fleischer: Appl. Phys. Lett. 4, 71 (1964).
- 18 C.P. Bean, R.L. Fleischer, P.S. Swartz, H.R. Hart Jr.: J. Appl. Phys. 37, 2218 (1966).
- 19 I.V. Voronova, N.N. Mikhailov, A.I. Skvortsov: Jetp. Lett. 12, 145 (1970).
- 20 E. Helfand, N.R. Werthamer: Phys. Rev. Lett. 13, 686 (1964).

- 21 G. Eilenberger: Phys. Rev. 153, 584 (1967).
- 22 D.E. Farrell, B.S. Chandrasekhar, H.V. Culbert: Phys. Rev. 177, 694 (1969).
- 23 C. Papastaikoudis, H. Ullmaier, R.H. Kernohan: Phys. Stat. Sol. (a)2, K 171 (1970).
24. H. Ullmaier, C. Papastaikoudis, W. Schilling: Phys. Stat. Sol.38, 189 (1970).
- 25 I. Blanc, B.B. Goodman, A.Némoz: Proc. 10th Low Temp. Conf. Moscow, p. 15 (1966).
- 26 C.C. Koch, R.W. Carpenter: Phil. Mag. 25, 303 (1972).
- 27 W.W. Webb: J. Appl. Phys. 42, 107 (1971).
- 28 A.M. Campbell, I.E. Evetts: Adv. in Phys. 21, March 1972.
- 29 E.J. Kramer, Ch.L. Bauer: Phil.Mag. 15, 1189 (1967).
- 30 H. Berndt, N. Kartascheff, H. Wenzl: Forschungsbericht BMWF-FBK 68-43 (1968).
- 31 R.H. Kernohan, S.T. Sekula: J. Appl. Phys. 38, 4904 (1967).
- 32 I. Petermann: Z. Metallk. 61, 724 (1970).
- 33 K. Dichtel, N. Koppe: J. Low Temp. Phys. 1, 137 (1969).
- 34 S.T. Sekula: J. Appl. Phys. 42, 16 (1971).
- 35 S.I. Typkin, R.S. Chudnova: Sov. Phys. Sol. State 13, 2588 (1972).
- 36 E.L. Andronikashvili, S.M. Ashimov, Dzh.S. Tsakadze: ZhETF Pis. Red. 14, 299 (1971).
- 37 E.L. Andronikashvili, I.G. Chigvinadze, R.M. Kerr, I. Lowell, K. Mendelssohn, I.S. Tsakadze: Cryogenics, April 1969.
- 38 A.C. Damask, G.I. Dienes: Point Defects in Metals, Gordon and Beach, New York (1964).
- 39 R. Labusch: Crystal Lattice Defects 1, 1 (1969).
- 40 K. Miyahara, F. Irie, K. Yamafuji: J. Phys. Soc. Jap. 27, 290 (1969).
- 41 R.P. Tucker, S.M. Ohr: Phil. Mag. 16, 643 (1967).

- 42 R. Babcock, H. Riemersma: Appl. Phys. Lett. 1, 43 (1962).
- 43 I.R. Mc Evoy Jr., R.F. Decell: Appl. Phys. Lett. 4, 43 (1964).
- 44 E.L. Keller, H.T. Coffey, A. Patterson, S.H. Autler: Appl. Phys. Lett. 9, 270 (1966).
- 45 W.V. Hassenzahl, J.D. Rogers, H.L. Laquer, W.C. Armstrong: 3rd International Conference on Magnet Technology, Hamburg 1970.
- 46 W. Maurer, H. Brechna: KFK-Report 1469.
- 47 M. Soell, S.L. Wipf, G. Vogl: Applied Superconductivity Conference, Annapolis, May 1972.
- 48 I. Pfeiffer, H. Hillmann: Acta Metallurgica 16, 1429 (1968).
- 49 H. Hillmann, I. Pfeiffer: Z. Metallkunde 58, 129 (1967).
- 50 D.F. Neal, A.C. Barber, A. Woolcock, I.A.F. Gidley: Acta Metallurgica 19, 143 (1971).
- 51 D. Kramer, C.G. Rhodes: Trans. Met. Soc. Aime 236, 1612 (1967).
- 52 C. Baker, J. Sutton: Phil. Mag. 19, 1223 (1969).
- 53 U. Zwicker, R. Löhberg, W. Heller: Z. Metallkunde 61, 836 (1970).
- 54 H. Hillmann: Laborbericht O70/39a, E-Hi/Eb; Vakuumschmelze Hanau.
- 55 R.G. Hampshire, M.T. Taylor: J. Phys. F Metal Phys. 2, 89 (1972).
- 56 S.L. Wipf, M. Soell: ICEC4, Eindhoven, May 1972.
- 57 M. Soell: VII Symposium on Fusion Technology, Grenoble, October 1972.
- 58 K. Wohlleben: Zeitschr. angew. Phys. 27, 92 (1969).
- 59 H.J. Bode, K. Wohlleben: Phys.Lett. 24A, 25 (1967).
- 60 Y.B. Kim, C.F. Hempstead, A.R. Strnad: Phys. Rev. 192, 528 (1963).
- 61 V.Sadagopan, H.C. Gatos, K. Hechler, E. Scur: Z. Phys. 225, 231 (1969).
- 62 H. Ullmaier, K. Papastaikoudis, S. Takács, W. Schilling: Phys. Stat. Sol. 41, 671 (1970).