



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH

GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG

**Programmgruppe Systemforschung und
Technologische Entwicklung**

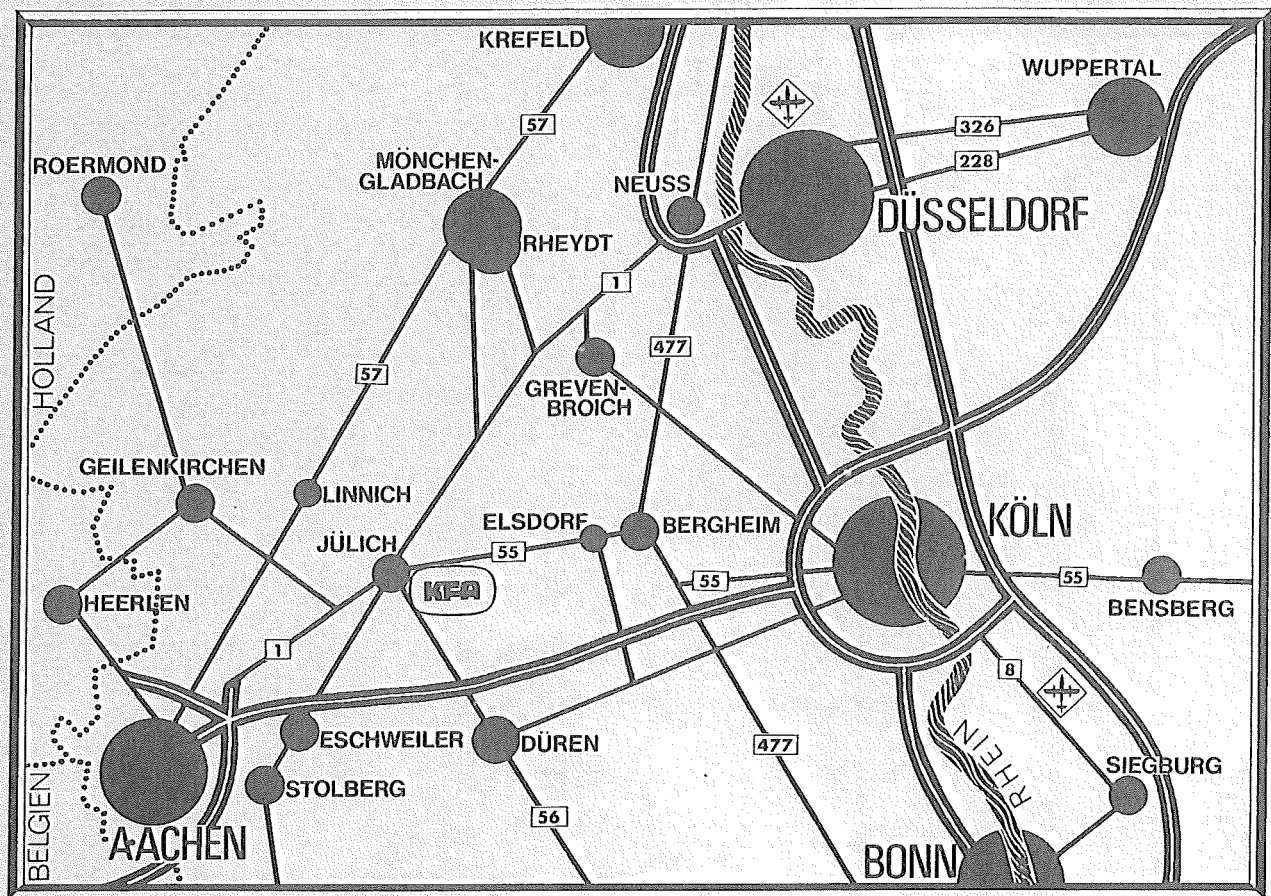
**Grundlegende Untersuchungen über die
Einsatzmöglichkeiten supraleitender Schalter
in der kryogenen Energietechnik**

von

K. Grawatsch

**Jül - 1132 - SE
November 1974**

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1132

Programmgruppe Systemforschung und Technologische Entwicklung Jül - 1132 - SE

Dok.: Power Engineering	-	Cryogenics
Power Engineering	-	Superconducting Switch

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Grundlegende Untersuchungen über die Einsatzmöglichkeiten supraleitender Schalter in der kryogenen Energietechnik

von

K. Grawatsch

Dissertation T. H. Graz

Die vorliegende Arbeit behandelt grundlegende Probleme supraleitender Schalter und deren Einsatzbereiche in der in letzter Zeit ins Blickfeld gerückten kryogenen Energietechnik.

Ich danke Herrn Prof. Dr. P. Klaudy für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit.

<u>INHALT</u>	Seite
1. EINFÜHRUNG	1
2. EINSATZBEREICHE FÜR SUPRALEITER-SCHALTSYSTEME IN DER KRYOGENEN ENERGIETECHNIK	2
2.1 Energieauskopplung mit Supraleiterschalter	2
2.1.1 Induktive Energiespeicherung mit supra- leitenden Spulen	5
2.1.2 Energieauskopplung mit einem Supralei- terschalter vom Supraleiterspeicher in eine ohmsche Last	7
2.1.3 Energieauskopplung vom Supraleiter- speicher auf vorwiegend induktive Last	9
2.1.4 Energieauskopplung von kapazitiven und induktiven Speichern auf vorwiegend induktive Last	20
2.2 Supraleitende Schalter in Anlagen zur Erzeu- gung und Verteilung elektrischer Energie	24
3. STAND DER TECHNIK KONVENTIONELLER SCHALTER FÜR DIE EINSATZBEREICHE IN DER KRYOGENEN ENERGIE- TECHNIK	26
3.1 Schaltgeräte mit Löschmittelströmung	27
3.2 Vakuumschaltgeräte	29
4. EIGENSCHAFTEN, DIE VON EINEM SUPRALEITEND-NORMAL- LEITENDEN SCHLATER GEFORDERT WERDEN.	31
5. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN DES SCHALTVERHALTENS SUPRALEITENDER MATERIALIEN	34
5.1 Der supraleitende Zustand und seine thermi- schen Eigenschaften	34
5.2 Supraleiter im Magnetfeld	37
5.3 Kritische Ströme in Supraleitern 1. und 2. Art	40
5.4 Supraleiter 3. Art, harte Supraleiter	43
5.5 Flußsprünge und Beherrschung der Instabili- täten	45
5.6 Supraleiterdrähte bei Wechselfeld oder Puls- betrieb	47

	Seite
5.6.1 Wechselfeldverluste	48
5.6.2 Hysteresisverluste in Supraleitern	53
5.6.3 Wirbelstromverluste in der Vielkern- leitematrix	56
5.6.4 Eigenfeldverluste in Vielkernleitern	57
6. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN AN NbTi VIELKERN- LEITERN IN CuNi MATRIX	59
6.1 Versuchsaufbau	60
6.2 Messungen an NbTi Vielkernleitern in CuNi- Matrix	62
6.3 Schaltverhalten bei lokaler thermischer Aus- lösung des Vielkernsupraleiters	68
6.3.1 Meßergebnisse - Statische Strom- und Spannungsmessungen	68
6.3.2 Meßergebnisse - Sondenmessungen im stationären Zustand mit supraleiten- den und normalleitenden Zonen	74
6.3.3 Interpretation der Meßergebnisse mit einer Wärmebilanz des stationären SL-NL-Zustandes	75
6.3.4 Umstrukturierung supraleitender und normalleitender Zonen	82
6.3.5 Der normalleitende Widerstand als Funktion der Zeit beim Schaltvorgang	85
6.3.6 Berechnung des Temperaturprofiles einer normalleitenden Zone im supra- leitenden Draht	85
6.3.7 Berechnung der Ausbreitungsgeschwin- digkeit aus der Wärmebilanz der Grenz- schicht	89
6.3.8 Widerstandsanstieg für beidseitige Aus- breitung als Funktion des Stromes	91
6.3.9 Berechnung des zeitabhängigen Normal- leitungswiderstandes als Funktion der Spannung	94

	Seite
6.3.10 Der zeitabhängige Normalleitungswiderstand und die Widerstandsanstiegs- geschwindigkeit als Funktion des Stromes; ausgewertet aus Oszillogrammen des Strom- und Spannungsverlaufes	99
6.3.11 Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes	104
6.4 Schaltverhalten bei magnetischer Impulsauslösung	108
6.4.1 Aufbau der Magnetisierungsspule	108
6.4.2 Prinzipieller Verlauf der gemessenen Schaltvorgänge	110
6.4.3 Experimentelle Ermittlung eines analytischen Ausdruckes für die zeitliche Widerstandsänderung des Schaltdrahtes	113
6.4.4 Meßergebnisse - Übergangsverhalten bei magnetischer Impulsauslösung	114
6.4.5 Sondenmessungen - Übergang in einen stationären Zustand	118
6.5 Wiederverfügbarkeit; Untersuchungen zur Wiedererlangung der Supraleitfähigkeit	119
6.6 Wechselstrom Schaltverhalten eines Multifilamentsupraleiters	122
6.6.1 Messung des Schaltverhaltens mit Wechselstrom und pulsierendem Gleichstrom	123
6.7 Schaltverhalten des Multifilament-Supraleiters bei Auslösung durch einen Stromimpuls	126
6.8 Messungen an Niob-Titan Folien	132
6.8.1 Abmessungen und Eigenschaften des verwendeten Materials	132

	Seite
6.8.2 Aufbau des Versuchsschalters aus NbTi-Supraleiterfolie	132
6.8.3 Thermisches Verhalten der NbTi-Supraleiterfolie	138
6.8.4 Meßergebnisse - Statische Strom- und Spannungsmessungen	139
6.8.5 Meßergebnisse - Sondenmessungen im stationären supraleitend-normalleitenden Zustand	140
6.8.6 Wärmebilanz der normalleitenden Zone und Vergleich von Supraleiterfolie und Draht	144
6.8.7 Ausbreitungsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone in der NbTi-Supraleiterfolie	145
6.8.8 Der zeitabhängige Normalleitungswiderstand und die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit als Funktion des Stromes, ausgewertet aus Oszillogrammen des Strom- und Spannungsverlaufes	148
6.8.9 Berechnung der Parameter für die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit in der NbTi Folie aus den Meßergebnissen	150
6.8.10 Vergleich der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit der NbTi Folie mit dem Vielkernsupraleiter in CuNi Matrix	152
6.8.11 Potentialsondenmessungen zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes und der Folientemperatur während des Schaltvorganges	153
6.8.12 Die Wiedererlangung der Supraleitfähigkeit in der NbTi Folie	156
6.9 Messungen an dünnen Niob Nitride (NbN) Supraleiterschichten	158
6.9.1 Kathodenzerstäubung (Sputtern) von dünnen NbN Supraleiterschichten	158

	Seite
6.9.2 Aufbau und Abmessungen der Dünnschicht NbN Probe	160
6.9.3 Normalleitender Widerstand der NbN Dünnschicht Probe bei Raumtemperatur und oberhalb der Sprungtemperatur	162
6.9.4 Kritischer Strom der NbN Dünnschicht- probe	163
6.9.5 Strom- und Spannungsmessungen im nor- malleitenden Zustand der NbN Filme	166
6.9.6 Schaltverhalten der NbN Dünnschicht- probe bei Auslösung durch Überstrom	167
6.9.7 Berechnung der Parameter für die Wi- derstandsanstiegsgeschwindigkeit in der NbN Dünnschichtprobe	171
6.9.8 Die Wiedererlangung der Supraleit- fähigkeit der NbN Dünnschichtprobe	172
7. VERGLEICH DER MESSERGEBNISSE DER VERSCHIEDENEN SUPRALEITERMATERIALIEN	174
7.1 Ausbreitungs- und Widerstandsanstiegsge- schwindigkeit	175
7.2 Das SL-NL Stromschaltverhältnis I_c / I_m	176
7.3 Wiederverfügbarkeit	178
7.4 Physikalische und technische Schlußfolge- rungen	179
8. ANHANG	181
9. ZUSAMMENFASSUNG	207
10. LITERATURVERZEICHNIS	211

1. EINFÜHRUNG

Die Energieversorgung ist eine wichtige Voraussetzung für die industrielle und gesellschaftliche Entwicklung der Menschheit und verlangt gerade in der gegenwärtigen Zeit vermehrte Forschungsanstrengungen. Ein vordringliches Problem ist dabei, den in Zukunft steigenden Bedarf an elektrischer Energie mit den vorhandenen Energievorräten unter möglichst geringer Umweltbelastung und hohem Wirkungsgrad zu erzeugen und zu verteilen. Eine Übersicht über die Ergebnisse vieler langfristiger Energieprognosen und den damit verknüpften Umweltproblemen gibt [1.1] .

Bei der Suche nach neuen Technologien für die Energieversorgung wurde auch bald deutlich, daß Tieftemperatur- und Supraleitungstechnologie für die Energietechnik von Bedeutung sind. Die diesbezüglichen Forschungsaktivitäten entwickelten sich in den letzten Jahren zu einem eigenen Forschungsgebiet "Kryogene Energietechnik".

Nebst Tieftemperaturkabel für die Energieübertragung sind dabei besonders großvolumige Supraleitermagnete für Energieerzeugungssysteme (MHD-Generatoren, Fusionskraftwerke), Magnete für Antriebssysteme (Motorwicklung, Schwebebahn) supraleitender elektrischer Maschinen (Synchrongeneratoren und Unipolarmaschinen) und neuerdings supraleitende Energiespeicher zu erwähnen.

In jüngster Zeit haben sich nun neue, bedeutende Anwendungsgebiete herauskristallisiert. Dazu zählen z.B. Schaltvorgänge in der Plasmaphysik, speziell der Fusionsforschung und die Energieauskopplung aus supraleitenden, induktiven Energiespeichern, wo auch supraleitende Schalter benötigt werden.

Schon vor Jahren wurde im Zusammenhang mit dem Überstromschutz von Supraleiterkabeln der Einsatz von "Supraleiterschaltern" diskutiert [1.2] .

Da über die Problematik solcher Schaltelemente noch sehr wenig bekannt ist, müssen zunächst umfangreiche grundlegende Unter-

suchungen durchgeführt werden, um prinzipiellen Aufschluß über Schwierigkeiten und Einsatzmöglichkeiten zu erhalten. Berichte und Fachtagungen haben jüngst gezeigt, daß bereits mit den kommerziell erhältlichen modernen Supraleiterdrähten und neuartigen Materialien vielversprechende Ergebnisse erzielbar zu sein scheinen. Es war deshalb notwendig, zunächst die Möglichkeiten von Schaltern mit den zur Zeit verfügbaren Materialien durch grundlegende Untersuchungen einzugrenzen und für verschiedene Anwendungsbereiche zu konkretisieren.

Dies war das Ziel dieser Arbeit.

2. EINSATZBEREICHE FÜR SUPRALEITERSCHALTSYSTEME IN DER KRYOGENEN ENERGIE-TECHNIK .

Künftige Einsatzbereiche für Supraleiterschaltssysteme zeichnen sich vor allem in Verbindung mit anderen supraleitenden Baugruppen, wie beispielsweise Supraleiterspeicher oder Supraleiterkabel ab, weil dabei die kryogene Versorgung gemeinsam genutzt werden kann.

2.1 Energieauskopplung mit Supraleiterschalter.

Eng verknüpft mit der supraleitenden Energiespeicherung ist das Problem eines supraleitenden Schalters, denn nur mit ihm ist eine praktisch verlustlose Speicherung über längere Zeit möglich.

Abb. 2.1 zeigt das Prinzipschaltbild eines induktiven supraleitenden Speichers mit einem supraleitenden Schalter.

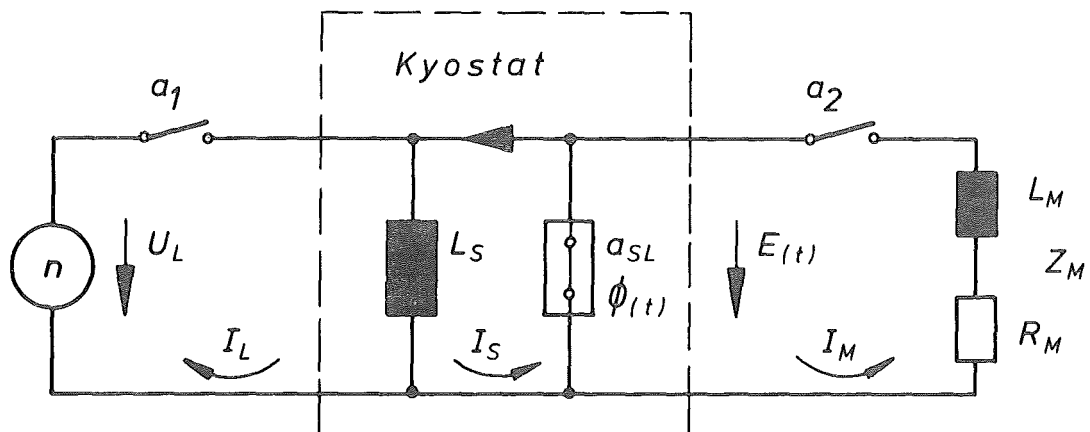


Abb. 2.1: Prinzipschaltbild eines supraleitenden Energiespeichers L_S , mit Supraleiterschalter a_{SL} , Ladekreis n , a_1 und Lastkreis Z_M (Magnetfeldspule), a_2

Der Speicher wird zunächst von der Gleichstromquelle n aufgeladen, wobei der Schalter a_1 geschlossen und der Schalter a_2 geöffnet ist. Der Supraleiterschalter a_{SL} befindet sich ebenfalls im offenen, normalleitenden Zustand bis der Ladevorgang

abgeschlossen ist, dann wird er dadurch, daß der Strom im Ladekreis konstant gehalten, das heißt die Spannung an der Speicherspule auf Null geregelt wird, in den supraleitenden Zustand übergeführt. Danach kann der Schalter a_1 geöffnet werden und der gespeicherte Strom I_S fließt nun verlustlos im Kreis $L_S - a_{SL}$ praktisch beliebig lange. Wird der Lastkreisschalter a_2 geschlossen und der Supraleiterschalter wieder geöffnet, dann entlädt sich die Speicherspule L_S in die Last Z_M . Der zeitliche Verlauf des Entladevorganges $u(t)$, $i(t)$ hängt von der Art der Last Z_M ab, die im einfachsten Fall ohmsch sein kann, aber auch induktiv, gekoppelt mit einer nichtlinearen ohmschen Komponente. Dieser Belastungsfall tritt bei Plasmaexperimenten für die Fusionsforschung auf, bei denen das Plasma induktiv aufgeheizt und verdichtet wird und dabei auch seine elektrische Leitfähigkeit stark ändert. Die Speicherspule kann auch über einen Wechselrichter mit einem Verbundnetz (konstanter Spannung) belastet sein. Die Abb. 2.2 zeigt einen Lade-Speicher- und Entladezyklus.

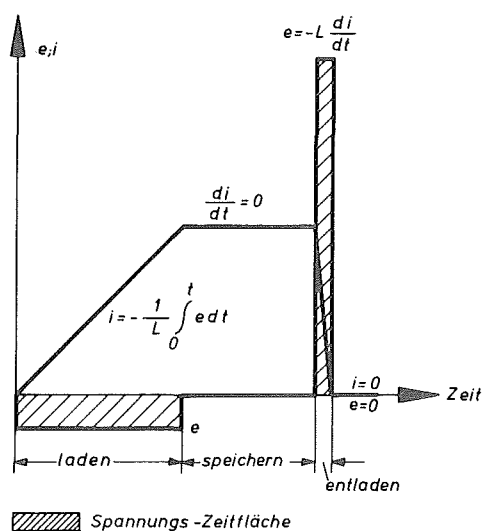


Abb. 2.2: Laden und Entladen einer Speicherspule

Bei all diesen Belastungsfällen ist der durch die Speicherspule erzielbare Gewinn an kurzzeitig verfügbarer hoher Leistung nicht wie bei kapazitiven Speichern durch eine Stromverstärkung, sondern durch eine Spannungserhöhung erzielbar. Der Strom ist am Beginn der Entladung gleich oder kleiner als nach der Aufladung. Die in die Last Z_M entladbare Energie ist davon

abhängig, ob die Last ohmsch oder induktiv ist und welches zeitliche Schaltverhalten der Supraleiterschalter a_{SL} aufweist.

2.1.1 Induktive Energiespeicherung mit supraleitenden Spulen.

Induktive Energiespeicher sind in den Blickpunkt der Forschung gerückt, seit dem es möglich ist, Energie in supraleitenden Magneten verlustlos zu speichern.

Die gesamte im Magnetfeld einer vom Strom I durchflossenen Spule, mit der Selbstinduktivität L , gespeicherte Energie ist

$$W = \frac{1}{2} I \Psi = \frac{1}{2} L I^2 \quad (2.1)$$

Ψ (Spulenfluß) in Vs und I in A ergibt die magnetische Energie in $VA \cdot s = Ws = \text{Joule}$ [2.1] .

Der Sitz der magnetischen Energie ist im magnetischen Feld und nicht im stromführenden Leiter, es ist daher möglich, die magnetische Energie unmittelbar aus dem Feld zu berechnen:

$$W = \frac{1}{2} \int_V \vec{H} \vec{B} dV \quad (2.2)$$

dV ist das Raumelement, das Integral ist über das ganze vom magnetischen Feld eingenommene Volumen zu erstrecken.

Bei konstanter Permeabilität μ vereinfacht sich die Beziehung (2.2), und daher ist die induktive Energiedichte Q_1 in einem homogenen Feld einer Luftspule proportional dem Quadrat der magnetischen Induktion

$$\frac{W}{V} = Q_1 = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.3)$$

Die Feldenergie in einem eisenerfüllten Volumen ist verhältnismäßig klein im Vergleich zur Energie in Luftfeldern, weil im Eisen μ groß ist.

Die kapazitive Energiedichte Q_c im homogenen Feld E ist

$$Q_c = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r E^2 \quad (2.4)$$

Das in Tabelle 2.1 skizzierte Zahlenbeispiel zeigt den Vorteil

der induktiven Speicherung bei Magnetfeldern über 2 T deutlich auf

Dielektrikum	V/m		MJ/m ³	(T)	MJ/m ³
	E _{max}		Q _c	B	Q _i
Papier, impräg	2,23	1,2 · 10 ⁸	0,14	1	0,397
Dest. Wasser	100	1,5 · 10 ⁷	0,10	2,5	2,48
Bo-Sr Titanat	1800	1 · 10 ⁷	0,79	5	9,91
Polystyren	2,56	3 · 10 ⁸	1,08	7,5	22,3
Mica	3	1,6 · 10 ⁸	0,34	10	39,7
Lucite	3	4 · 10 ⁸	2,14	15	89,3

Tab. 2.1: Vergleich der Energiedichte kapazitiver und induktiver Speicher.

Die Energiedichte heute leicht konstruierbarer Supraleitermagnete mit einer Induktion von 5 T übersteigt die von besten Kondensatoren rund um den Faktor 10. Sie erreicht sogar bei einer Feldstärke von ca. 15 T die Energiedichte von chemischen Speichern (Batterien) die bei ca. 70 MJ/m³ liegt.

Ein Vergleich des spezifischen Energiegewichts ergibt nach [2.2], daß die Supraleitermagnete ein wesentlich günstigeres Energiegewicht als Kondensatorbatterien haben. Ein Vergleich mit Batterien fällt nicht so günstig aus. Ihr spezifisches Energiegewicht liegt bei einigen 10 kg/MJ und ist damit um etwa einen Faktor 5 bis 10 besser. Das spezifische Energiegewicht supraleitender Spulen einschließlich Strukturmaterial liegt zwischen 200 und 2000 kg/MJ im Bereich einer gespeicherten Energie von 0,1 bis 10 MJ [2.2]. Zum Vergleich haben Hochleistungs-Kondensatoren (kurze Entladezeit, große Lebensdauer) ein spezifisches Energiegewicht von 10 000 kg/MJ, während Batterien ein spezifisches Energiegewicht von 2 bis 10 kg/MJ haben.

Supraleitende Energiespeicher werden zunächst für experimentelle Forschungsvorhaben entwickelt werden, bei denen kurzzeitig große elektrische Leistung benötigt wird, wie z.B. bei großen plasma-physikalischen Experimenten für die Fusionstechnologie.

Die größte in Kondensatoren speicherbare Energie liegt etwa bei 10 MJ. Schwungradgeneratoren können bis etwa 2 GJ speichern. Fusionsexperimente, die jetzt geplant werden, benötigen eine gespeicherte Energie von über 10 GJ und Leistungen von einigen hundert MW.

Da Speichersysteme nicht beliebig parallel schaltbar sind und Neuentwicklungen unvermeidbar sind, werden große Hoffnungen auf supraleitende Energiespeicher gesetzt.

2.1.2 Energieauskopplung mit einem Supraleiterschalter vom Supraleiterspeicher in eine ohmsche Last.

Wird der Supraleiterschalter in Abb. 2.1 als idealer Schalter angenommen mit dem Widerstand $R_{(t=0)} = 0$ und $R_{(t > 0)} = \infty$, dann führt die homogene lineare Differentialgleichung mit konstanten Koeffizienten

$$L_S \frac{di}{dt} + i R_M = 0 \quad (2.5)$$

durch Trennung der Variablen mit der Anfangsbedingung $i_{(t=0)} = i_0$ zu der allgemein bekannten Lösung

$$i = i_0 e^{-\frac{R_M}{L_S} t}$$

und mit

$$E = i R_M$$

auf

$$E(t) = i_0 R_M e^{-\frac{R_M}{L_S} t} \quad (2.6)$$

Der Supraleiterschalter stellt nun aber einen zeitabhängigen Widerstand dar. Dieser Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand wird in den Kapiteln 5 und 6 theoretisch und

experimentell untersucht.

Dabei zeigt sich, wie auch schon in [2.3] angedeutet, daß für $\phi(t)$ angenähert gilt:

$$\phi(t) = R_o (1 - e^{-\alpha t}) \quad (2.7)$$

Die Verluste, die bei der Entladung eines induktiven Energiespeichersystems auftreten, wurden von [2.3] als Funktion des Zeitkonstantenverhältnisses des Schalters und der Entladung unter der vereinfachten Annahme, daß R_o sehr groß ist gegenüber R_M , berechnet. Da dies nicht immer zutrifft, soll die exakte Lösung im Anhang A durchgeführt und das Ergebnis nachstehend zusammengefaßt werden.

Der Strom $i(t)$ der Speicherspule ergibt sich aus der Differentialgleichung

$$L_S \frac{di}{dt} + i \left(\frac{R_M \cdot \phi(t)}{R_M + \phi(t)} \right) = 0 \quad (2.8)$$

und der Gleichung (2.7) zu :

$$i = i_o e^{-\frac{R_M R_o}{L_S (R_M + R_o)} t} \cdot \left(1 + \frac{\phi(t)}{R_M} \right)^{\frac{R_M^2}{\alpha L_S (R_M + R_o)}} \quad (2.9)$$

Für die Entladespannung $E(t)$ folgt

$$E(t) = i_o \phi(t) \left(1 + \frac{\phi(t)}{R_M} \right)^{\left(\frac{R_M^2}{\alpha L_S (R_M + R_o)} - 1 \right)} e^{-\frac{t}{L_S \left(\frac{1}{R_o} + \frac{1}{R_M} \right)}} \quad (2.10)$$

Die Zeit t_m zu der $E(t)$ ein Maximum erreicht, kann aus $dE/dt = 0$ berechnet werden zu

$$t_m = \frac{2}{\alpha} \operatorname{arsh} \sqrt{\frac{\alpha L}{4 R_o}} \quad (2.11)$$

Eine einfachere Lösung für kleines t_m gibt das erste Glied der arsh-Potenzreihe.

$$t_m = \sqrt{\frac{L_S}{\alpha R_0}} \quad (2.12)$$

Auch die Lösungen für den Strom und die Spannung vereinfachen sich, wenn die Funktion (2.7) für $\phi(t)$ durch das erste Glied der e-Potenzreihe angenähert werden kann.

$$\phi(t) = R_0 \alpha t \quad (2.13)$$

$$i(t) = i_0 \left(1 + \frac{R_0 \alpha t}{R_M}\right) \left(\frac{R_M^2}{\alpha L_S (R_M + R_0)}\right) e^{-\frac{R_M R_0}{L_S (R_M + R_0)} t} \quad (2.14)$$

$$E(t) = i_0 R_0 \alpha t \left(1 + \frac{R_0 \alpha t}{R_M}\right) \left(\frac{R_M^2}{\alpha L_S (R_M + R_0)} - 1\right) e^{-\frac{R_M R_0}{L_S (R_M + R_0)} t} \quad (2.15)$$

2.1.3 Energieauskopplung vom Supraleiterspeicher auf vorwiegend induktive Last.

Das vorherrschende Problem bei der Energieauskopplung vom Supraleiterspeicher in eine induktive Last ist, daß im Schaltzeitpunkt die Speicherspule einen konstanten Strom liefert, während die Lastinduktivität keinen Stromsprung aufnehmen kann, ohne daß die Spannung $E = -L_S \frac{di}{dt}$ unendlich groß wäre.

Die Abb. 2.3 gibt einen Überblick über die Beziehung zwischen Strom und Spannung an Zweipolen. [2.5]

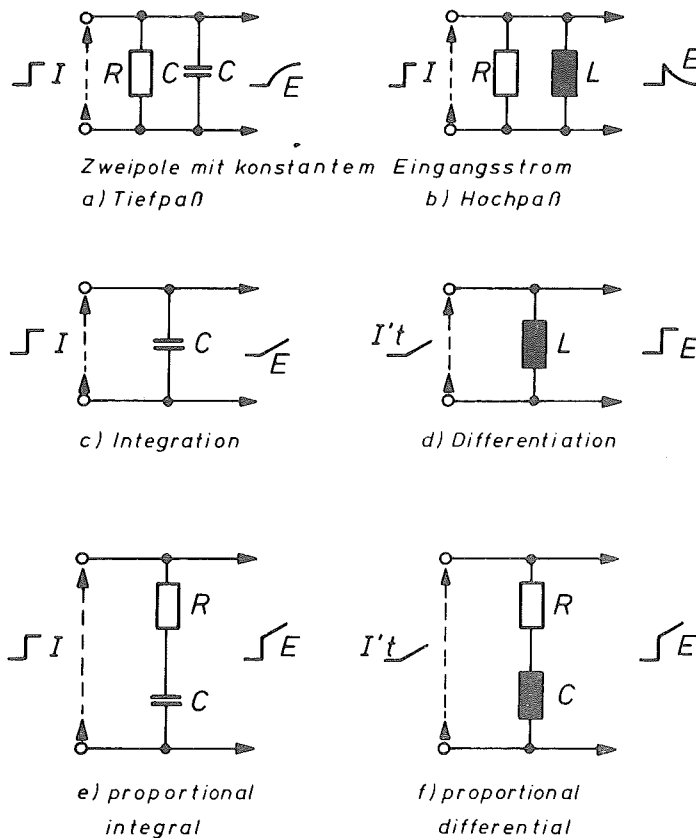


Abb. 2.3: Zweipole, angelegt an Stromsprung und Stromanstiegsfunktion.

Am häufigsten ist der Zweipol, der aus einer Parallelschaltung von R und C besteht, Abb. 2.3a. Dieses Glied führt eine Quasi-Integration aus und ist daher als Tiefpaß zu betrachten. Legt man einen Stromsprung von der Höhe I an, so entsteht der bekannte exponentielle Anstieg mit der Zeitkonstante RC und dem Endwert RI . Abb. 2.3b zeigt einen RL Hochpaß. Mit Zweipolen ist aber auch eine exakte Integration und Differentiation möglich. Gibt man in einen Kondensator C einen konstanten Strom I ein, so entsteht an seinen Klemmen eine linear steigende Spannung $E = I t / C$, Abb. 2.3c. Nicht nur die Sprungfunktion sondern jeder andere Stromverlauf wird durch diese Schaltung exakt integriert. Umgekehrt führt eine Induktivität eine Differentiation aus. Eine solche Schaltung kann allerdings nicht durch Anlegen einer Sprungfunktion geprüft werden, da ihr Differentialquotient unendlich wäre. Als Kontrollfunktion wählt man daher den linearen Stromanstieg $i = I't$, dessen Differentialquotient eine Sprungfunktion ist. Als Ausgangsspannung entsteht $U = I'L$, Abb. 2.3d.

Schließlich veranschaulichen die Abb. 2.3e und f noch zwei weitere Zweipole, die praktische Bedeutung haben. In e wird ein Stromsprung der Höhe I angelegt. Im Ausgang entsteht zuerst ein Spannungssprung der Höhe IR , dann ein linearer Anstieg mit der Anstiegsgeschwindigkeit I/C . In f kann kein Stromsprung angelegt werden, da sonst die Ausgangsspannung unendlich wäre, sondern nur ein linearer Stromanstieg $i = I't$. Am Ausgang entsteht jetzt die gleiche Signalform, wie in e. Der Sprung hat die Höhe I'/L , der Anstieg die Geschwindigkeit $I' \cdot R$.

Für das System aus Supraleiterspeicher und idealem Supraleiterschalter ($R_{(t<0)} = 0$; $R_{(t>0)} = \infty$) kommt als Last außer den Kondensatorschaltungen nur der R-L Hochpaß (Abb. 2.3b) oder eine Schaltung mit einem Überspannungsableiter in Frage. Ein Plasmaexperiment ist im allgemeinen gleichzeitig Sekundärwicklung eines Transformators und Gasentladungsstrecke. Das bedeutet aber, daß nicht, wie die analytischen Betrachtungen für induktive Last zeigen werden, der größte Teil der gespeicherten Energie im Schaltelement vernichtet wird, sondern daß dieser Energieanteil unter bestimmten Voraussetzungen zur Aufheizung des Plasmas verwendet werden kann.

Eine Berechnung eines an einem Supraleiterspeicher befindlichen induktiven Lastkreises wird in [2.6] angegeben. Die Vernachlässigung eines Faktors in den Wurzeln, führt zu einem nicht ganz vollständigen Resultat.

Es erscheint daher sinnvoll das in Abb. 2.4 dargestellte Schalt-schema analytisch näher zu betrachten.

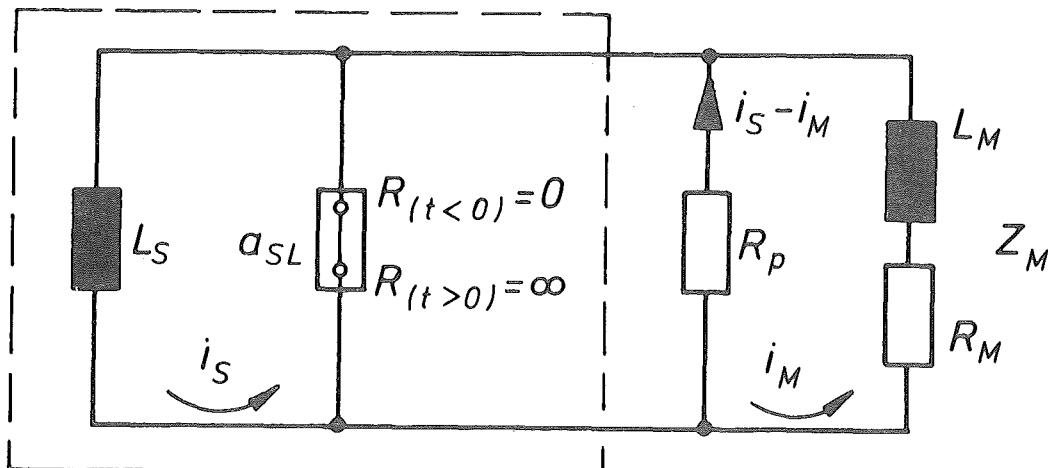


Abb. 2.4: Schaltschema für die Berechnung eines an einem Supraleiterspeicher befindlichen induktiven Lastkreises.

Wenn angenommen wird, daß die Supraleiterschaltzeit gegenüber der Entladezeit kurz genug ist und der Schaltwiderstand als Stufenfunktion mit $R = 0$ für $t < 0$ und $R = R_0 > R_p$ für $t > 0$ betrachtet werden kann, wobei R_p ein auf Raumtemperatur befindlicher Widerstand ist, in dem die Schaltleistung vernichtet wird, dann gelten für das Schema von Abb. 2.4 folgende Gleichungen:

$$L_S \frac{di_S}{dt} + R_P (i_S - i_M) = 0 \quad (2.16)$$

$$L_M \frac{di_M}{dt} + R_P (i_M - i_S) + R_M i_M = 0 \quad (2.17)$$

Dieses Differentialgleichungssystem wird in Anhang B gelöst. Es folgt mit den Zeitkonstanten

$$\tau_1 = \frac{L_S}{R_P}, \quad \tau_2 = \frac{L_M}{R_P}, \quad \tau_3 = \frac{L_M}{R_M} \quad (2.18)$$

für den Strom in der Magnetspule

$$i_M = I_S \frac{\frac{1}{\tau_2}}{\sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}} \cdot \left[e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} - \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}\right)t} - e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}\right)t} \right] \quad (2.19)$$

und für den Strom in der Speicherspule.

$$\begin{aligned}
i_s = \frac{I_S}{2\sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1\tau_3}}} & \left[\left(-\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1\tau_3}} \right) \right. \\
& \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} - \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1\tau_3}}\right)t} \\
& + \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1\tau_3}} \right) \\
& \left. \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1\tau_3}}\right)t} \right] \quad (2.20)
\end{aligned}$$

Wenn die Lastspule auch supraleitend gebaut wird, ist $R_M = 0$ und $\tau_3 = \frac{L_M}{R_M} = \infty$, dann vereinfachen sich die Gleichungen für

i_M und i_s :

$$i_M = I_S \frac{\frac{1}{\tau_2}}{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}} \left[1 - e^{-\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)t} \right] \quad (2.21)$$

$$i_s = I_S \frac{1}{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}} \left[\frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_1} e^{-\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)t} \right] \quad (2.22)$$

Mit einer Energiebilanz ($R_M = 0$) kann gezeigt werden, welche Energie in die Lastspule L_M übertragen werden kann, wieviel in der Speicherspule L_s bleibt und welche Energie im Schalter mit seinem Schutzwiderstand R_p vernichtet wird.

Die gesamte in der Speicherspule L_s gespeicherte Energie ist

$$W_{ges} = \frac{I_S^2 L_s}{2} \quad (2.23)$$

In die Magnetspule L_M wird übertragen

$$W_M = L_M \int_{t=0}^{\infty} i_M \frac{di_M}{dt} dt \quad (2.24)$$

Die Speicherspule gibt ab

$$W_S = L_S \int_{t=0}^{\infty} i_S \frac{di_S}{dt} dt \quad (2.25)$$

und im Schutzwiderstand des Schalters R_P wird vernichtet

$$W_P = R_P \int_{t=0}^{\infty} (i_S - i_M)^2 dt \quad (2.26)$$

Werden in diese Gleichungen die Ergebnisse für i_M und i_S sowie deren Ableitung

$$\frac{di_M}{dt} = I_S \frac{1}{\tau_2} e^{-(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})t}$$

und

$$\frac{di_S}{dt} = \frac{I_S}{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}} \left[-\frac{1}{\tau_1} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) e^{-(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})t} \right]$$

eingesetzt, dann wird mit (2.18)

$$W_M = \frac{I_S^2 L_M}{2} \frac{1}{(1 + \frac{L_M}{L_S})^2} \quad (2.27)$$

$$W_S = -\frac{I_S^2 L_S}{2} \left(1 - \frac{1}{(1 + \frac{L_M}{L_S})^2} \right) \quad (2.28)$$

$$W_P = \frac{I_S^2 L_M}{2} \frac{1}{1 + \frac{L_M}{L_S}} \quad (2.29)$$

Bezogen auf die gesamte in der Speicherspule L_S gespeicherte Energie ist die in die Lastspule L_M übertragene Energie:

$$\frac{W_M}{W_{ges}} = \frac{\frac{L_M}{L_S}}{(1 + \frac{L_M}{L_S})^2} \quad (2.30)$$

Sie erreicht ein Maximum für $L_M = L_S$ mit dem Wert

$$\frac{W_M}{W_{ges}} = \frac{1}{4} \quad (2.31)$$

Die maximal in die Lastspule übertragbare Energie beträgt also nur 1/4 der gespeicherten Energie.

Die Energiebilanz für die Speicherspule ist

$$\frac{W_S}{W_{ges}} = - \left(1 - \frac{1}{\left(\frac{L_M}{L_S} + 1 \right)^2} \right) \quad (2.32)$$

Für den Fall optimaler Anpassung $L_M = L_S$ wird

$$\frac{W_S}{W_{ges}} = - \frac{3}{4} \quad (2.33)$$

Die Speicherspule gibt 3/4 ihrer Energie ab und behält 1/4 der Gesamtenergie gespeichert. Im Verhältnis zur Gesamtenergie ist die im Schutzwiderstand des Schalters R_p vernichtete Energie

$$\frac{W_P}{W_{ges}} = \frac{\frac{L_M}{L_S}}{1 + \frac{L_M}{L_S}} = \frac{L_M}{L_S + L_M} \quad (2.34)$$

Bei optimaler Anpassung $L_M = L_S$ wird im Schutzwiderstand des Schalters die halbe gespeicherte Gesamtenergie vernichtet.

Die Abb. 2.5 gibt die Energiebilanz bezogen auf die Gesamtenergie in Abhängigkeit vom Verhältnis der Induktivitäten der Last und Speicherspule wieder.

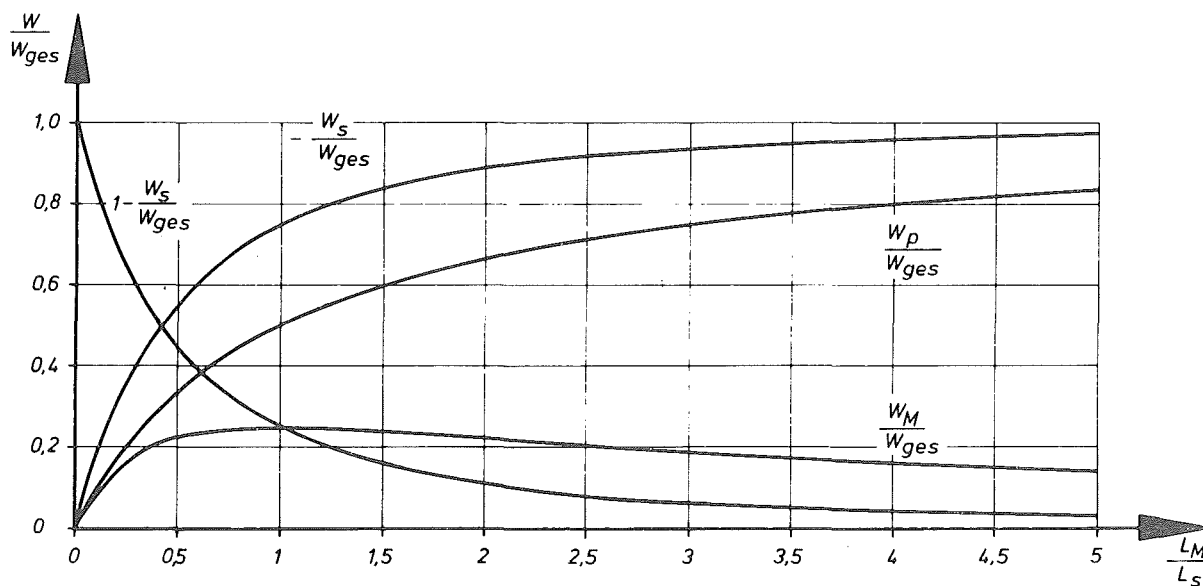


Abb. 2.5: Energiebilanz

Für optimale Anpassung und verlustfreie Wicklungen vereinfachen sich die Gleichungen für die Ströme im Speicher-, Schalt- und Lastkreis.

Mit $\tau = \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_1 + \tau_2}$ wird für

$$L_M = L_S \text{ auch } \tau_1 = \tau_2 \text{ und } \tau = \frac{\tau_1}{2} = \frac{\tau_2}{2} \quad (2.35)$$

Dann ist

$$i_M = \frac{I_S}{2} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2.36)$$

$$i_S = \frac{I_S}{2} (1 + e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2.37)$$

$$i_P = i_S - i_M = I_S e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.38)$$

Zur Zeit $t = 0$ ist $i_S = I_S$ und $i_M = 0$ zur Zeit $t = \infty$ ist, wenn beide Spulen gleiche Induktivität haben $i_M = i_S = \frac{I_S}{2}$.

Der Strom fließt in den beiden "supraleitenden" Spulen, die Spannung ist null.

Aus den Gleichungen (2.26) und (2.38) folgt, daß im Schutzwiderstand des Schalters R_p auch bei optimaler Anpassung noch die Energie vernichtet wird.

$$W_P = \frac{R_p I_S^2 \tau}{2} \quad (2.39)$$

Nähere Betrachtung verdient nun auch die im System Supraleiter-schalter mit parallelem Entladewiderstand R_p umgesetzte Energie, d.h., welche grundsätzlichen Auslegungsanforderungen werden an den Supraleiterschalter gestellt lit. [2.7]. Dazu sei zunächst der nicht mit R_p überbrückte Schalter betrachtet, der jedoch selbst einen endlichen Normalleitungswiderstand R ($t > 0$) = R_0 hat. Für den Fall, daß der Übergang von $R = 0$ auf $R = R_0$ in einer Zeit erfolgt, die kurz ist gegenüber der Entladezeit der Speicherspule in den Schalter und dem ihm wahlweise parallel geschalteten Widerstand R_p gilt:

$$R_P = \frac{2 W_P}{I_S^2 \tau} \quad (2.40)$$

und mit

$$W_P = \frac{W_{ges}}{2} \quad (2.41)$$

wird, wenn R_p durch R_0 ersetzt wird

$$R_0 = \frac{W_{ges}}{I_S^2 \tau} \quad (2.42)$$

Vor dem Schaltvorgang muß der Schalter den Strom I_S tragen können, womit der Supraleiterquerschnitt A_{SL} mindestens gegeben sein muß zu

$$A_{SL} = \frac{I_S}{j_c} \quad (2.43)$$

mit j_c der kritischen Stromdichte des Supraleiters im Eigenfeld des Stromes I_S .

Gl. (2.43) in (2.42) eingesetzt, gibt

$$R_o = \frac{W_{ges}}{\tau j_c^2 A_{SL}^2}$$

bzw. unter Verwendung von

$$R_o = \rho_{SL} \cdot l_{SL} / A_{SL} \quad (2.44)$$

(ρ_{SL} ... Spez. el. Widerstand des Supraleiters im normalleitenden Zustand, l_{SL} gesamte Drahtlänge).

$$\rho_{SL} \cdot l_{SL} \cdot A_{SL} = \frac{W_{ges}}{\tau j_c^2} \quad (2.45)$$

Führt man weiter das Volumen V_{SL} des Supraleiters ein ($V_{SL} = A_{SL} l_{SL}$), so folgt die grundlegende Beziehung

$$V_{SL} = \frac{W_{ges}}{j_c^2 \rho_{SL} \cdot \tau} \quad (2.46)$$

Ein einfaches Zahlenbeispiel zeigt sofort, das beachtliche Supraleitervolumen nötig sind, z.B. für $\rho_{SL} = 10^{-6} \Omega \text{ m}$, $j_c = 10^9 \text{ A/m}^2$ und $\tau = 10^{-3} \text{ sec}$. folgt:

$$V_{SL}^{(m^3)} = 10^{-9} W_{ges}^{(WS)} \quad (2.47)$$

d.h. für einen Speicher von 1 MJ sind 1 l Supraleitervolumen nötig, für einen mit 1 GJ schon 1 m^3 .

Man wird nun im ersten Moment annehmen, daß durch Parallelschalten eines Raumtemperaturwiderstandes $R_p \ll R_o$, in dem ein Großteil des Schaltstromes fließt, nur ein geringeres Supraleitervolumen nötig wäre. Eine kurze Betrachtung zeigt aber sofort, daß dies nicht der Fall ist:

Das Verhältnis R_o/R_p sei gegeben durch $R_o = r \cdot R_p$, dann gilt nach Gl. (2.39)

$$R_o = \frac{r W_{ges}}{I_S^2 \tau} \quad (2.48)$$

Mit Gl. (2.43) folgt nun

$$R_o = \frac{r W_{ges}}{\tau j_C^2 A_{SL}^2} \quad (2.49)$$

bzw. unter Einführung von ϱ_{SL} und V_{SL} wie zuvor

$$V_{SL} = \frac{r W_{ges}}{j_C^2 \varrho_{SL} \cdot \tau} \quad (2.50)$$

Damit ein Großteil der Energie auf Raumtemperatur vernichtet werden kann, muß $r \gg 1$ sein, so daß allein aufgrund dieser Bedingung wesentlich mehr Supraleitervolumen vorhanden sein muß, obwohl wesentlich weniger Energie darin vernichtet wird, nämlich der r -te Teil gegenüber dem nicht überbrückten Fall.

Die Beziehung (2.50) zeigt, daß bei der Materialauswahl für Supraleiterschalter auf hohe kritische Stromdichte j_C und hohen spezifischen Normalleitungswiderstand ϱ_{SL} zu achten ist.

Diese Energiebilanz beeinträchtigt die im Kapitel 2.11 beschriebenen Vorteile der induktiven Energieispeicherung für Fusionsexperimente.

Es ist aber zu beachten, daß diese Rechnung, abgesehen vom Wicklungswiderstand nur für induktive Last durchgeführt wurde und die ohmsche Belastung durch die Aufheizung des Plasmaexperimentes unberücksichtigt blieb. Im Schaltschema Abb. 2.4 müßte die Induktivität L_M durch einen Transformator ersetzt werden, der sekundärseitig mit dem Plasmaexperiment belastet ist. Die Rechnung bleibt gültig, wenn die Lastinduktivität L_M als Streuinduktivität des Transformators aufgefaßt, und die Wirklast des Plasmaexperimentes im Ersatzschaltbild dem Schutzwiderstand des Schalters R_p parallel geschaltet wird beziehungsweise Teil des Schutzwiderstandes ist. Würde im Plasmaexperiment doppelt soviel Energie zur Aufheizung verbraucht werden, als

zum Aufbau des Magnetfeldes erforderlich ist, könnte R_p entfallen.

Diese wenigen Überlegungen zeigen schon, welche Fülle an Entwicklungsproblemen hier noch zu bewältigen sind. Immerhin gibt es aber auch schon erste experimentelle Ansätze, die vornehmlich in Los Alamos Scientific Laboratory in USA durchgeführt wurden [2.8, 2.9, 2.10]. Ein 10 KJ-Speicher mit Entladeströmen von 1100 A und Spitzenspannungen von 2,2 KV wurde erfolgreich getestet, ein 300 KJ-Prototyp für 10.000 A und 20 KV ist im Aufbau. Speicher und Schalter haben getrennte Kryostate, die über ein Heliumleitungssystem verbunden sind. Der He-Kryostat des Speichers besteht aus Fiberglas, um Wirbelstromverluste zu vermeiden. Dies stellt ebenfalls eine Neuentwicklung auf dem Kryosektor dar.

Projektziel ist die Versorgung eines θ - pinch - Experimentes von mehreren MJ. Die Energieauskopplung aus dem Speicher erfolgt dabei induktiv.

2.1.4 Energieauskopplung von kapazitiven und induktiven Speichern auf vorwiegend induktive Last.

Kapazitive Energiespeicher, die bisher überwiegend verwendet wurden, können während der Entladung ihre Energie in kurzer Zeit mit großer Stromstärke abgeben. Sie sind in Verbindung mit Magnetspulen kleiner Induktivität besonders für die Erzielung von schnellen Feldanstiegen geeignet. [2.11]

Induktive Energiespeicher sind "Spannungsverstärker". Durch die stromstabilisierende Wirkung der Speicherinduktivität ist es außerdem möglich, Strom- bzw. Magnetfeldverläufe zu erzeugen, die sich in niederinduktiv aufgebauten Entladekreisen mit kapazitiver Energiespeicherung nicht realisieren lassen.

Supraleiterschalter können in Schaltungen überall dort vorteilhaft eingesetzt werden, wo induktive Stromkreise geöffnet werden.

Kapazitiv und magnetisch gespeicherte Energie für ein θ -Pinch-Experiment.

Ein supraleitendes magnetisches Energiespeichersystem, das durch normal werdende Supraleiter geschaltet wird, wurde von Ribe als Teil eines hoch- β - θ -pinch-Experimentes vorgeschlagen [2.12]. In diesem Vorschlag soll die Erhitzung des Plasmas in zwei Stufen durchgeführt werden. Eine Kondensatorbank liefert die anfängliche Schockerhitzung und ein magnetisches Energiespeichersystem, das später eingeschaltet wird, besorgt den Großteil der Erwärmung durch adiabatische Kompression.

Die Abb. 2.6 zeigt ein Schaltschema:

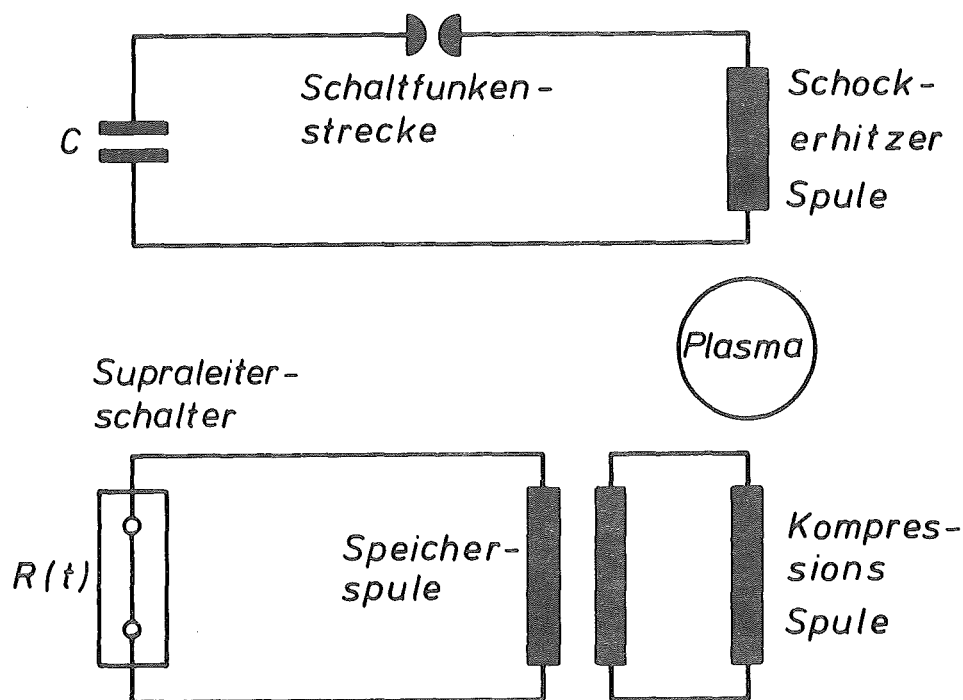


Abb. 2.6: Kapazitiv und magnetisch gespeicherte Energie für ein θ -pinch-Experiment.

Das adiabatische Kompressionsfeld sollte seine Energie von supraleitenden induktiven Speichern erhalten, die durch normal gehende Supraleiter geschaltet werden. Diese supraleitenden Schalter, mit und ohne Schutzwiderstand auf Raumtemperatur, werden in [2.13] hinsichtlich des thermodynamischen Wirkungsgrades und der Kosten diskutiert.

Auslösung des Supraleiterschalters als Folge einer Kondensatoren-entladung.

Das Konzept der kapazitiven und induktiven Speicherung regt zu Überlegungen an, ob eine Auslösung des Supraleiterschalters über die transformatorische Kupplung der Magnetisierungsspulen der beiden Entladekreise möglich ist.

Für prinzipielle Betrachtungen ist es gleichgültig, ob die Energie aus der Speicherspule transformatorisch ausgekoppelt wird (Abb. 2.6) oder ob Speicher und Lastspule galvanisch verbunden sind (Abb. 2.1, Abb. 2.7). In beiden Fällen bewirkt das Öffnen des Schalters einen Abfall des magnetischen Flusses in der Speicherspule und einen Stromanstieg in der Magnetisierungsspule.

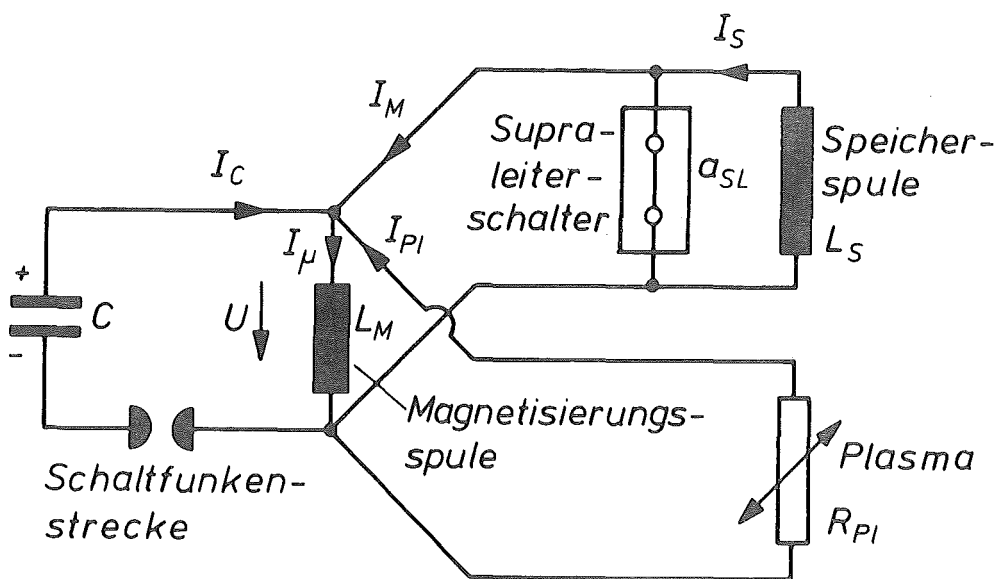


Abb. 2.7: Entladung eines kapazitiven und induktiven Speichers auf ein Plasmaexperiment, wobei der Supraleiterschalter durch die Kondensatorenentladung ausgelöst wird.

Für die Kombination mit dem kapazitiven Entladekreis gibt es zwei Möglichkeiten, die sich nur in bezug auf die Stromrichtung der Kondensatorentladung während der ersten Halbwelle im kapazitiven und induktiven Speicherkreis beim Öffnen des Supraleiterschalters unterscheiden.

Wenn der Strom der Kondensatorentladung in Pfeilrichtung (Abb. 2.7) zum Knotenpunkt hinfließt und der Strom in der Speicherspule die Richtung i_s hat, dann addieren sich beide Ströme im Supraleiterschalter und machen ihn, sobald I_K überschritten wird normalleitend. Danach wird sich der Kondensator hauptsächlich in die das Plasmaexperiment umgebende Magnetisierungswicklung entladen, weil deren Induktivität viel kleiner als die der Speicherspule ist. Der Strom in der Speicherspule behält seine Richtung bei, er kann jedoch nicht mehr über den Supraleiterschalter fließen, sondern fließt durch die Magnetisierungsspule. Sofern sich die Stromrichtung im Kondensator noch nicht umgekehrt hat, addieren sich die Ströme aus dem kapazitiven und induktiven Speicher in der Magnetisierungsspule und im Plasma, das im Ersatzschaltbild als nicht lineare ohmsche Belastung R_{pl} eingezeichnet ist.

Die Betrachtungen über die Energieauskopplung von kapazitiven und induktiven Speichern auf induktive Last hängen eng zusammen mit der direkten Auslösung des Supraleiterschalters über den kritischen Strom. Sie zeigen vor allem, daß sich die Ströme beider Speicherkreise im Supraleiterschalter addieren und ihn auslösen, und daß sie gemeinsam das magnetische Feld aufbauen und den Strom im Plasma treiben. Es wurde damit ein Anwendungsbeispiel für eine Auslösung des Supraleiterschalters durch Überstrom skizziert. Es kann erwartet werden, daß bei Auslösung des Supraleiters durch Überstrom der Übergang in die Normalleitung sehr schnell erfolgt. Das Schaltverhalten eines Supraleiters bei Auslösung durch einen Stromimpuls wird im Abschnitt 6.7. beschrieben.

2.2 Supraleitende Schalter in Anlagen zur Erzeugung und Verteilung elektrischer Energie.

Mit dem Ziel, den Wirkungsgrad bei der Erzeugung und Verteilung elektrischer Energie zu verbessern, die Kosten zu senken und immer größere Leistungseinheiten zu bauen, haben in den letzten Jahren Entwicklungen auf dem Gebiet der kryogenen Energietechnik begonnen.

Der Energietransport von den großen Kernkraftwerken der Zukunft in die Ballungszentren der Bevölkerung ist ein schwer zu lösendes Problem.

Die Hochspannungsfreileitungen sind wegen der großen Trassenbreiten nicht überall anwendbar und die Wärmeabfuhr von Hochleistungskabeln über den Boden dicht bebauter Ballungszentren ist problematisch. Da die Verlustwärme dann ohnehin durch Zwangskühlung abgeführt werden muß, lohnt es sich zu untersuchen, ob ein Gewinn erzielbar ist, wenn der elektrische Widerstand durch Tiefkühlung des Kryokabels verringert oder bei Supraleiterkabeln nahezu zum verschwinden gebracht wird.

Die ersten Vorschläge für tiefgeköhlte und besonders supraleitende Kabel wurden von P. Klaudy 1965 gemacht [2.14, 2.15, 2.16, 2.17]. Die Untersuchungen in der Grazer Anstalt für Tieftemperaturforschung führten u.a. zum Bau eines 50 m langen Modells eines supraleitenden Wellrohrkabels.

Gemeinsam mit Industriefirmen wurde von der KFA Jülich eine Studie über die Energieübertragung mit Kryokabeln durchgeführt. [2.18]. Es wurde untersucht, ob technische und wirtschaftliche Gesichtspunkte die Entwicklung von Kryokabeln rechtfertigen. Die ermittelten Grenzen der Übertragungsleistung und die Übertragungskosten von Kryokabeln und konventionellen Kabeln stimmen gut mit den entsprechenden Größen überein, die in einer kürzlich von A.D. Little verfaßten Studie über "Underground Power Transmission" angeführt werden. Die in der KFA Studie erarbeiteten Unterlagen zeigen, daß die Querschnittabmessungen der Kryokabel groß gegenüber denjenigen von herkömmlichen Kabeln werden.

Aus heutiger Sicht werden den supraleitenden Kabeln besondere Chancen eingeräumt, beim wachsenden Bedarf an zu übertragender elektrischer Energie eine dominierende Rolle einzunehmen. Dabei kommt dem Schutz der Kabel vor Überlast besondere Bedeutung zu. Bereits 1968 hat P. Klaudy [2.19] einen supraleitenden Überlastschutz vorgeschlagen und experimentell untersucht.

Supraleiterschalter als Überlastschutz von supraleitenden Starkstromgeräten, wie Hochleistungskabel, sind deshalb ein wichtiges Entwicklungsziel.

3. STAND DER TECHNIK KONVENTIONELLER SCHALTER FÜR DIE EINSATZBEREICHE IN DER KRYOGENEN ENERGIETECHNIK.

Es erscheint sinnvoll, bei den Untersuchungen über die Einsatzmöglichkeiten supraleitender Schalter in der kryogenen Energietechnik, auch den Stand der Technik konventioneller Schalter zu skizzieren. Allein der endliche Normalleitungswiderstand macht eine Kombination von Supraleiterschaltern mit konventionellen Schaltern erforderlich. Aber auch die Auslösung des Supraleiterschalters wird im allgemeinen mit konventionellen Schaltgeräten, wie z.B. Thyristoren, Thyratrons, Iquitrons oder Schaltfunkenstrecken erfolgen. Es ist im jeweiligen Anwendungsfall notwendig zukünftig entwickelte Supraleiter-Schalter mit konventionellen Schaltern zu vergleichen.

Wegen der hohen Wärmeverluste von Hochstromdurchführungen und den besonderen Anforderungen an eine kurze Schaltzeit bei der Energieauskopplung aus supraleitenden Speichern und Kabeln, wird man bestrebt sein, auch supraleitende Schalter, die den Strom verlustlos tragen können, in das kryogene System zu integrieren. Andererseits wird die Problematik konventioneller Gleichstromschalter auch im nicht kryogenen Bereich der Energieversorgung, wie beispielsweise bei der Hochspannung-Gleichstrom-Übertragung, HGÜ, deutlich.

Der Autor von [3.1] untersuchte 1970 die Verwendung von supraleitenden Materialien als Schalter bei der Übertragung elektrischer Energie und speziell die Fälle der Betriebsstromabschaltung und der Kurzschlußabschaltung bei der Hochspannung-Gleichstrom-Übertragung. Da die konventionelle Technik den Maßstab für die Anforderungen an eine neue Technologie setzt, sollen die Eigenschaften konventioneller und spezieller Schalter umrissen werden. Abgesehen von der Einteilung in Öffner und Schließer teilen sich die Schaltgeräte in zwei Gruppen. Einmal sind es Schaltgeräte, die eine Schaltstrecke hoher Leistungsaufnahme enthalten, deren Schalterspannung als Kommutierungsspannung ausgenutzt werden kann. Die andere Gruppe sind Schaltgeräte, bei denen die Kommutierung durch eine Stromüberlagerung mit einem künstlich erzeugten Nulldurchgang in einer Schaltstrecke erfolgt.

Zur Übertragung eines Gleichstromes aus einem Schaltkreis, z.B. induktiver Speicher, in einen Lastkreis ist ein Schaltgerät mit ausreichender Schaltspannung bzw. Schaltleistung und Schaltarbeit erforderlich. Werden zusätzliche Kommutierungshilfszweige verwendet, [3.2, 3.3] kann bei ausreichender Wiederverfestigung der Schaltstrecke nach einem künstlichen Nulldurchgang des Gleichstromes ebenfalls ein Stromübergang in einen Lastkreis erzielt werden. Die Anforderungen an ein Kommutierungsschaltgerät hängen dabei weitgehend vom Lastkreis ab. Kommutierungsschaltgeräte in induktiven Stromkreisen entziehen bei ihrer Kontaktöffnung der Schaltstrecke eine Schaltleistung, sie erzeugen bei dem vorhandenen Schalterstrom eine entsprechende Schalterspannung.

Die Schaltleistung wird in den einzelnen Schaltertypen mit verschiedenen Mitteln abgeführt.

3.1 Schaltgeräte mit Löschmittelströmung.

Um hohe Schaltspannungen und Schaltleistungen in einem Schaltgerät zu erzielen, muß aus dem Bereich des Schaltlichtbogens möglichst viel Energie abgeführt werden. Das ist durch die Energieaufnahme einer starken Löschmittelströmung möglich. Nach einer Lichtbogenlöschung erfolgt eine schnelle Entionisierung der Schaltstrecke durch diese Strömung, die als Gas- oder Flüssigkeitsströmung ausgebildet sein kann. Gasströmungen werden zur schnellen Entionisierung und Wiederverfestigung der Schaltstrecke bei kleinen Lichtbogenzeitkonstanten im Bereich des Stromnulldurchganges in Wechselstromschaltgeräten angewandt.

Aus dem steigenden Wachstum des Energiebedarfes resultiert auch eine Steigerung der Anforderung an die Wechselspannungs-Schaltgeräte.

Die neue Auflage der IEC-Publikation 56-1 bis 56-6 1971/72 ist für dreipolige Leistungsschalter bis 765 KV Nennspannung bestimmt. Bemerkenswert ist die Definition der transienten wiederkehrenden Spannung (TWS). In hochindustrialisierten Ländern sind heute Nennkurzschlußströme von 40, 50 oder sogar 63 KA keine Seltenheit mehr. Druckluftschaltgeräte können diesen Anforderungen an das Ausschaltvermögen genügen. [3.4]

Zur Zeit liegen einige Projekte für 1100-KV-Übertragung vor.

Die Ölströmung, welche vorwiegend in Gleichstrom-Schaltgeräten verwendet wird, führt durch intensive Energieabfuhr aus dem Lichtbogengebiet zu hohen Lichtbogenspannungsgradienten. Der Grund dafür liegt in der Kühlung durch Konvektion, die mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit zunimmt, hoher Wärmeleitung durch die Zersetzungsprodukte des Schalteröles (H_2), die durch die Turbulenz der Strömung verstärkt wird, und durch Energieabfuhr durch Strahlung, die bei hohen Drücken und Temperaturen bei scharfer Ölströmung beträchtliche Werte annehmen kann. In Verbindung mit der mechanischen Verlängerung des Schaltlichtbogens durch die Ölströmung ergeben sich bei hohen Lichtbogenfeldstärken hohe Schalterspannungen und Schaltleistungen. Durch die fortlaufende Zersetzung und Erwärmung neuen Öls im Lichtbogenbereich können hohe Schaltarbeiten aufgenommen werden. Der Anstieg der Schalterspannung ist durch den anfänglichen Verlauf der Ölströmung und der Energieabfuhr bestimmt. Eine strömungstechnisch gut ausgebildete Löscheinrichtung, in der die Rückwirkung des Lichtbogens auf die Ölströmung gering gehalten werden kann, und ein schneller Antrieb sind für einen schnellen Schalterspannungsanstieg Voraussetzung.

Nach dem Verlöschen des Schaltlichtbogens wird die thermische Zeitkonstante des stromlosen Lichtbogenplasmas stark von der Art der Löschmittelströmung beeinflusst. Sie liegt in der Größenordnung von μs , wenn eine schnelle Ölströmung vorliegt. Es kann daher mit einer hohen Wiederverfestigung der Schaltstrecke gerechnet werden. Ebenso können im Lichtbogengebiet vorhandene Ladungsträger, die einen Durchschlag der Schaltstrecke begünstigen, durch die Löschmittelströmung aus dem beanspruchten Gebiet transportiert werden.

Mit Gleichstromschaltern sind in einem Strombereich bis 10 KA Schalterspannungen bis 20 KV möglich. Die Stromführung kann über lange Zeiträume erfolgen. Größere Schaltgeräte dieser Art sind nicht handelsüblich.

3.2 Vakuumschaltgeräte.

Vakuumschalter nützen die guten Isolationseigenschaften des Vakuums aus, wie sie durch die Paschen Kurve für das Produkt aus Druck p mal Abstand d für Gase gegeben sind. Wasserstoff kann z.B. eine Spannung von 25 KV halten, wenn das Produkt $p \cdot d$ kleiner als 0,1 Torr - cm ist.

Handelsübliche Vakuumschalter werden für Wechselstromanwendungen mit Kontakten hergestellt, die mit einem Magnetantrieb geschlossen werden.

Ein neuer Hochspannungs-Gleichstrom-Unterbrecher, genannt "The Crossed Field Switch Tube" wurde 1972 von [3.5] entwickelt. Dieser Vakuumschalter wird mit einem Magnetfeld geschaltet, welches quer zur Richtung des elektrischen Feldes wirkt.

Wenn eine Röhre unter dem Einfluß eines Hochspannungs-Feldes im nichtleitenden Zustand bleiben soll, muß der Raum zwischen den Elektroden zwischen den Paschen und Feldemissions-Grenzen gehalten werden.

Um die Röhre leitend zu machen, müssen die Elektronen in geeigneter Weise zwischen den Elektroden gehalten werden. Dies kann mit einem Magnetfeld erreicht werden, das rechtwinkelig zum elektrischen Feld gerichtet ist, wenn folgende Forderungen erfüllt werden.

1. Der Kreisbahndurchmesser der Elektronen muß kleiner als der Elektrodenabstand sein.
2. Die Kreisfrequenz der Elektronen muß größer sein als ihre Stoßfrequenz.
3. Die Elektronenbahnen dürfen von keiner Oberfläche aufgefangen werden.

Aus der Elektronenbewegung im elektrischen und magnetischen Feld und der dritten Bedingung folgt, daß eine koaxiale Zylindergeometrie für die Vakuumschaltgeräte besonders gut geeignet ist.

Das Plasma beginnt zu verfallen, sobald ein bestimmtes Magnetfeld unterschritten wird und der Elektronenbahnradius so groß wird, daß die Elektronen die Elektroden treffen und die Ionisation verschwindet.

In allen, außer in den induktivitätsfreien Stromkreisen, steigt die Spannung proportional zum Stromabfall. Dies erhöht die Energie der Ionen, die die Kathode bombardieren, was zu einem Übergang von einer Glimm- in eine Bogenentladung führen kann. Es ist daher notwendig den Spannungsanstieg zu begrenzen, bis der Plasmaverfall vollständig ist. Dies kann mit einem Parallelkondensator erreicht werden, der den Spannungsanstieg auf I/C begrenzt, wobei I der maximale Strom des Kreises ist.

Die Zeit, in der die Röhre Strom führen kann ist aus zwei Gründen begrenzt. Einerseits ist die Leistungsdichte an der Kathode in der Größenordnung von kW/cm^2 , was zu ihrer Erwärmung führt. Andererseits werden einige Ionen, die die Kathode treffen im Material eingefangen. Dadurch verringert sich der Gasdruck, was zur Selbstunterbrechung führen kann.

Die Autoren von [3.5] entwarfen eine Querfeld-Unterbrecher-Röhre für Spannungen bis 100 kV, Ströme bis 2 000 A, Stromführungszeiten bis 50 ms, mit einer Stromdichte an der Kathode von $1/4 \text{ A/cm}^2$ und einer Erholzeit von 1 kV/ μs .

Eine Querfeld (Penning) Entladung kann als Hochleistungs-Gleichstromunterbrecher verwendet werden, der nicht nur die Schaltung von der Energieabsorptionsfunktion trennt, sondern vor allem einen zusätzlichen Kommutierungskreis überflüssig macht.

Als Beispiel für den Versuch einer Integration eines Vakuumschalters mit einem supraleitenden Element, das zur Strombegrenzung verwendet wird, soll ein US Patent [3.6] angeführt werden. In einer zylinderischen Anordnung wird das Vakuum als thermische Isolation für das Supraleiterelement und im Schalter verwendet, der mit beweglichen Kontakten ausgestattet ist.

4. EIGENSCHAFTEN, DIE VON EINEM SUPRALEITEND-NORMALLEITENDEN SCHALTER GEFORDERT WERDEN.

Die Eigenschaften, die von einem Supraleiterschalter gefordert werden, werden einerseits von der Aufgabe bestimmt, die der Schalter lösen soll, andererseits machen die Eigenschaften eines Schalters ihn erst für bestimmte Aufgaben anwendbar. Die Annäherung der erzielbaren Eigenschaften an die Anforderungen kann bei einem System, das am Anfang seiner Entwicklung steht nur in sich wiederholenden Zyklen erfolgen.

In einem Supraleiter kann der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand leicht bewerkstelligt werden. Die Wiedererlangung der Supraleitfähigkeit erfordert wegen der abzuführenden Wärme Zeit und zusätzlichen Aufwand an Schalteinrichtungen und Kühlmittel. Der Supraleiterschalter eignet sich daher nur als Stromunterbrecher, der, und das macht ihn in der kryogenen Energietechnik interessant, den Supraleiterstrom verlustlos tragen kann und der während des Schaltvorganges im Vergleich zur Lichtbogentemperatur auf niedriger Temperatur bleibt.

Aus der Eigenschaft Gleichstrom und prinzipiell auch Wechselstrom, unabhängig vom Nulldurchgang schalten zu können, resultieren die Anwendungsmöglichkeiten des SL-Schalters bei HGÜ, bei SL Kabeln und der Energieauskopplung aus SL Speichern. Da die Anforderungen, die an einen SL-Schalter für die Hochspannungs-Gleichstromübertragung [3.1] und für ein Supraleiterkabel gestellt werden [2.19] bereits definiert wurden, sollen die naheliegenden Anforderungen an den Supraleiterschalter bei der Energieauskopplung von einem induktiven Speicher auf ein Plasmaexperiment im Vordergrund stehen.

Von den Autoren von [2.10] wurden a priori Forderungen für die Eigenschaften und Leistungsfähigkeit für einen SL-NL Schalter aufgestellt:

- a) Der "aus" Zustand muß den höchsten erreichbaren Normalleitungswiderstand haben. Dies schließt den Gebrauch von reinem

Kupfer zur Stabilisation aus, welches bei herkömmlichen supraleitenden Magneten verwendet wird.

- b.) Der "ein" Zustand muß die höchsten erreichbaren Supraleiterstromdichten tragen und muß sie vor allem gleichmäßig tragen. Wenn es vielfache parallele Strompfade gibt, dann müssen sie gleiche Induktivitäten haben.
- c.) Eine Abmessung, die Dicke oder der Durchmesser, des Schaltelementes muß klein genug sein, um nicht die magnetische oder thermische Diffusion zu begrenzen und dadurch die Schaltzeit zu verlängern.
- d.) Genügend Maßhaltigkeit und elektromagnetische Gleichmäßigkeit muß erreicht werden, um örtliches Schalten mit der daraus folgenden langsamen longitudinalen Ausbreitung des thermischen Überganges zu vermeiden.
- e.) Es muß genügend Energie vorgesehen werden, um den Supraleiter schnell durch irgendeinen teilweise geschalteten Zustand oder mit niedrigem Widerstand behaftete Verschiebung der Flußlinien (flux-flow region) zu treiben.

Gegen eine thermische Hilfe während des Schaltvorganges ist nichts einzuwenden, vorausgesetzt, daß sich die Temperatur gleichmäßig im Schaltervolumen erhöht.

Der parallele Schutzwiderstand R_p kann nur wirkungsvoll sein, wenn der Normalleitungswiderstand R_n des Schalters beträchtlich höher als R_p ist, und wenn die Zeitkonstante für den SL-NL Übergang des Schalters beträchtlich kürzer als die Zeitkonstante für die Energieübertragung ist. Würde dies nicht der Fall sein, dann würde der Schalter zu lange auf niedrigen Widerstandswerten sein, die mit R_p vergleichbar sind. Dadurch würde die Energie die im Schalter vernichtet wird zu groß werden. Es ist klar, daß die Schaltergeometrie so beschaffen sein soll, daß sie eine minimale Induktivität hat, und daß alle parallelen Abschnitte oder Elemente genau auf die gleiche Induktivität abgestimmt sein müssen. Die erste Forderung kann am besten mit koaxialen Leitern oder parallelen Folien erreicht werden, die nur durch den minimalen Abstand, der für die elektrische Isolation be-

nötigt wird, getrennt sind. Die zweite Forderung wird von gerollten Folien nicht erfüllt, da dadurch bevorzugt Strompfade entstehen. Ein rundes oder flaches Drahtgeflecht gibt die notwendige Versetzung für gleiche Induktivität der parallelen Drähte, diese sollen voneinander isoliert sein.

Bei Hochspannungs-Leitungen und Supraleiter-Kabeln sind wegen der damit verbundenen Schaltüberspannung extrem schnelle Schalter, wie sie von der Energieauskopplung aus induktiven Speichern gefordert werden nicht erwünscht. Es besteht aber immer die Möglichkeit mit einem schnellen Schalter und Kommutierungshilfskreisen oder Nebenwegen das Schalten und das Vernichten der Energie in getrennte Einrichtungen vorzunehmen und unzulässige Schaltüberspannungen zu vermeiden.

5. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN DES SCHALTVERHALTENS SUPRALEITENDER MATERIALIEN.

Für die Verwendung supraleitender Materialien in Schaltsystemen ist das Verständnis der festkörperphysikalischen Vorgänge in Supraleitern und der technologischen Grenzen verfügbarer Drähte nötig. In den folgenden Abschnitten soll versucht werden, eine Darstellung der physikalischen Grundlagen zu geben, die für das Schaltverhalten supraleitender Materialien bedeutend sind. Es wird dabei mehr Wert gelegt auf eine allgemein verständliche Darstellung der Vorgänge und der ingenieurmäßig nützlichen Beziehungen als auf eine geschlossene festkörperphysikalische Analyse. Das Phänomen Supraleitung wird in vielen Monographien und Lehrbüchern ausführlich beschrieben, von denen einige Werke [5.1, 5.2] die übrige Fachliteratur zugänglich machen.

5.1 Der supraleitende Zustand und seine thermischen Eigenschaften.

Der supraleitende Zustand wurde von Bardeen, Cooper und Schrieffer in der heute allgemein als BCS Theorie bekannten atomistischen Theorie der Supraleitung als eine Wechselwirkung der Leitung der Elektronen über die Schwingungen des Gitters angegeben. Elektronen mit entgegengesetztem Impuls können dabei zu Paaren korrelieren wobei der Gesamtimpuls dieses Elektronenpaares null ist, so daß sie der Bose Statistik genügen. Solche Paare nennt man "Cooper-Paare", weil Cooper als erster zeigen konnte, daß eine derartige Korrelation zu einer Absenkung der Gesamtenergie führt. Ein Elektron im Gitter kann mit einem anderen Elektron dadurch wechselwirken, daß es mit diesem Schallquanten, Phononen austauscht. Diese Wechselwirkung kann unter gewissen Bedingungen, die in Supraleitern vorliegen, so stark sein, daß sie die Abstoßung der Elektronen aufgrund der elektrostatischen Kräfte überwiegt. Die mittleren Abstände, über die diese Paarkorrelation wirksam ist, wird die Kohärenzlänge ξ_{CO} des Cooper-Paares genannt.

Die außerordentlichen Eigenschaften eines Supraleiters sind eine Folge der besonders starren Korrelation der Gesamtheit

der Cooper-Paare. Es befinden sich alle Cooper-Paare im gleichen Quantenzustand, der durch eine Welle mit wohldefinierter Phase festgelegt wird. Erst diese makroskopische Besetzung eines einzigen quantenmechanischen Zustandes ergibt die merkwürdigen Eigenschaften eines Supraleiters. Das bedeutet aber, daß ein Cooper-Paar aufgebrochen, d.h. zerstört wird, wenn es aus der Gesamtheit aller Cooper-Paare herausgenommen wird. Dazu wird aber eine bestimmte Energie, nämlich die Bindungsenergie der Paarkorrelation benötigt. Wenn diese Energie nicht zur Verfügung gestellt wird, können die Cooper-Paare nicht mit dem Gitter wechselwirken. Dies bedeutet aber nichts anderes als die Existenz eines widerstandlosen Ladungstransportes durch das Gitter. Diese Stabilität wird begrenzt, wenn der gemeinsame Impuls der Cooper-Paare einen kritischen Wert erreicht, bei dem die aus dem Feld aufgenommene kinetische Energie eines Paares gleich seiner Bindungsenergie ist.

Dieser Prozeß des "pair breaking" führt dazu, daß eine kritische Stromdichte j_c nicht überschritten werden kann, ohne die Supraleitung zu zerstören. Da im Supraleiter Dauerströme angeworfen werden, wenn ein Magnetfeld angelegt wird, folgt daraus auch die Existenz eines kritischen Magnetfeldes.

Meissner und Ochsenfeld fanden, daß auch beim Abkühlen einer Probe in einem Magnetfeld dieses Feld beim Übergang in den supraleitenden Zustand aus der Probe verdrängt wird, obgleich hier keine Induktionsvorgänge für das Anwerfen der Dauerströme verantwortlich gemacht werden können. Dieses Verhalten kann nicht aus der Eigenschaft $R=0$ abgeleitet werden, sondern stellt eine neue Eigenschaft des supraleitenden Zustandes dar. Die allgemeinen Gesetzmäßigkeiten der Thermodynamik sind damit auf diesen einen supraleitenden Zustand anwendbar. Sie werden erfaßt durch die Angabe geeigneter thermodynamischer Funktionen, der Gibbs-Funktionen, auch thermodynamische Potentiale genannt. Das Verhalten des supraleitenden Zustandes im Magnetfeld wird durch die unabhängige Variable "Magnetfeld B " berücksichtigt.

Die zu den Variablen Temperatur T , Druck p und Magnetfeld B gehörende Gibbs-Funktion lautet

$$G = U - TS + pV - \vec{m} \vec{B} \quad (5.1)$$

wobei S die Entropie, V das Volumen und m das magnetische Moment des Supraleiters ist. Wird zunächst ohne äußeres Feld und unter konstantem Druck lediglich die Temperatur variiert, dann ist unterhalb von T_c die supraleitende Phase thermodynamisch stabil. Für $T < T_c$ muß also die Gibbs-Funktion G_s des Supraleiters kleiner werden als die Gibbs-Funktion G_n des Normalleiters. Diese Differenz ist ein direktes Maß für die Stabilität des supraleitenden Zustandes. Bei $T = T_c$ wird $G_s = G_n$. Aus $G_n - G_s$ folgt mit (5.1) auch die Definition der thermodynamischen kritischen Feldstärke B_{cth} für eine gewisse Temperatur $T < T_c$ zu:

$$G_n - G_s = \frac{V_s}{\mu_0} \int_0^{B_c} B dB = V_s \frac{B_c^2}{2\mu_0} \quad (5.2)$$

Das kritische Feld B_c in (5.2) ist als Funktion von T experimentell bestimmbar. Diese Meßwerte werden angenähert durch einen Ausdruck

$$B_c(T) = B_c(0) \cdot (1 - (T/T_c)^2) \quad (5.3)$$

Aus der Gibbs Funktion und der Bedingung, daß B_c null wird für $T = T_c$ kann abgeleitet werden, daß die spezifische Wärme bei T_c einen Sprung macht, der gegeben ist durch die "Rutgers-Formel".

$$(C_s - C_n)_{T=T_c} = \frac{V T}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_c}{\partial T} \right)^2_{T=T_c} \quad (5.4)$$

5.2 Supraleiter im Magnetfeld

Die vielen Elemente und Verbindungen die bei tiefen Temperaturen in den supraleitenden Zustand übergehen, werden nach ihrem Verhalten gegenüber Magnetfeldern und Strömen in drei Arten eingeteilt.

In die Supraleiter 1. Art kann das Magnetfeld, sofern es die kritische Feldstärke B_c nicht überschreitet nur in einer dünnen Oberflächenschicht eindringen. Dieser Verdrängungseffekt in der Meissner-Phase wird durch Abschirmströme (Stromdicht j_s) hervorgerufen, die das Außenfeld im Innern der Probe entsprechend der Maxwell Gleichung $\text{rot } B = \mu_0 j_s$ vollständig kompensieren. Ein parallel zur Oberfläche gerichtetes Magnetfeld $B_z(0)$ nimmt im Supraleiter exponentiell mit der Entfernung x von der Oberfläche ab nach der Beziehung

$$B_z(x) = B_z(0) e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (5.5)$$

Die Eindringtiefe λ ist darin die für Supraleiter erster Art charakteristische Länge, auf der das Magnetfeld auf den e-ten Teil abfällt.

Betrachtet man nun eine SL/NL Grenzfläche, so nimmt dort die Feldstärke vom Normalleiter her kommend über die Eindringtiefe λ von B_{cth} auf null ab. Die Cooper - Paardichte ist hingegen im normalleitenden Bereich null und baut sich in der Grenzflächenschicht mit einer ihr charakteristischen Länge ξ_{GL} auf den Gleichgewichtswert $n_s(T)$ im Supraleiter auf. Die Differenz der beiden Energiebeträge in der Grenzschicht, nämlich die mit der Verdrängung des Magnetfeldes verknüpfte Energie E_B und die durch "Kondensation" der Cooper-Paare freiwerdende Energie E_C wird als Phasengrenzenergie $E_{PG} = E_C - E_B$ bezeichnet.

In einem Supraleiter 2. Art wird bei einem bestimmten Feld B_{c1} der Gewinn an Verdrängungsenergie beim Eindringen des Feldes größer als der Verlust an Kondensationsenergie durch die dabei auftretende örtliche Variation der Cooper-Paardichte n_c . Das Magnetfeld dringt dann in den Supraleiter ein. Während der Supraleiter 1. Art das Feld bis zu dem thermodynamischen kritischen Wert B_{cth} vollständig verdrängt, also bis zu diesem Feld in der Meissner-Phase bleibt, geht der Supraleiter 2. Art beim unteren kritischen Feld B_{c1} in einen Zustand mit eingedrungenem Feld, die Schubnikov-Phase über. In dieser Schubnikov-Phase, auch gemischter Zustand (mixed state) genannt, nimmt die Magnetisierung mit wachsendem Feld monoton ab und verschwindet vollständig erst bei dem oberen kritischen Feld B_{c2} , das beträchtlich höher sein kann als das thermodynamische Feld des entsprechenden Supraleiters 1. Art.

Die Unterschiede zwischen den Supraleitern 1. und 2. Art werden in der Gestalt der Magnetisierungskurve Abb. 5.1 deutlich.

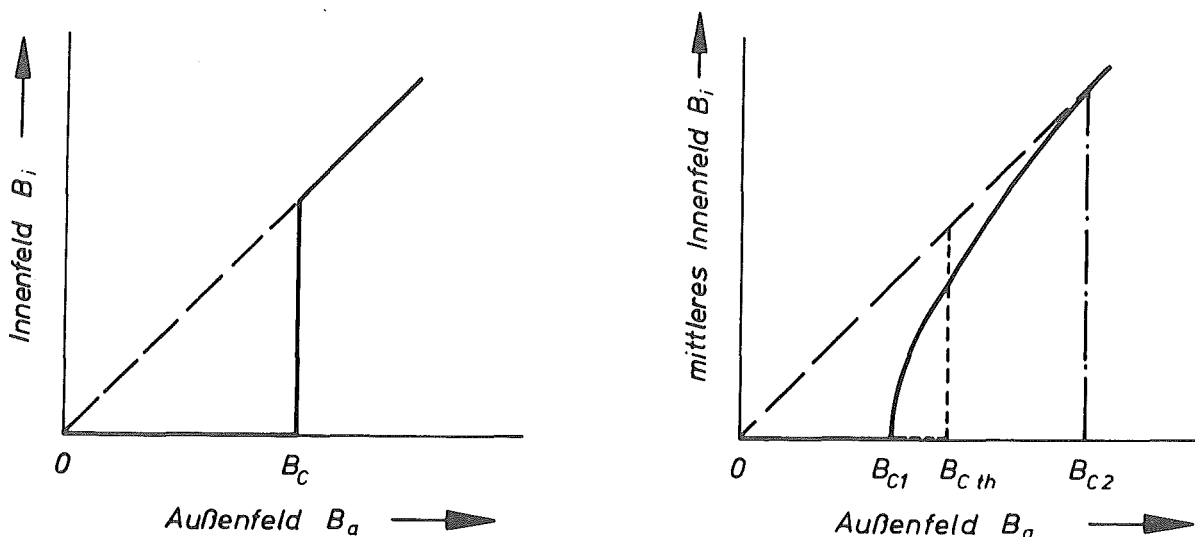


Abb. 5.1: Mittleres Magnetfeld im Inneren von Supraleitern 1. und 2. Art als Funktion des Außenfeldes.

Der Übergang zum Supraleiter 2. Art wird durch die Forderung festgelegt.

$$B_{c2} > B_{cth} \quad (5.6)$$

Diese Forderung ist gleichbedeutend mit:

$$k = \frac{\lambda}{\xi_{GL}} \gg 1 / \sqrt{2} \quad (5.7)$$

Wobei dieses Verhältnis k den Ginsburg-Landau-Parameter bedeutet. Die Supraleiter 1. und 2. Art sind also einfach durch die Größe des Ginsburg-Landau-Parameters k zu unterscheiden. Ihre Magnetisierungskurven können reversibel, d.h. mit zu- und abnehmendem Außenfeld durchlaufen werden, weil sich zu jedem Außenfeld B_a der thermodynamische Gleichgewichtszustand einstellen kann.

Bei den Supraleitern 3. Art ist dies nicht der Fall, weil Inhomogenitäten die Gleichgewichtsverteilung des Feldes verhindern.

In der Schubnikov-Phase, die für einen Supraleiter 2. Art bei den Außenfeldern B_a im Bereich zwischen B_{c1} und B_{c2} stabil ist, dringt magnetischer Fluß in den Supraleiter ein. Da nun im Supraleiter ein von null verschiedenes Magnetfeld stets einen Suprastrom bedingt, fließen in der Schubnikov-Phase auch im Innern des Supraleiters Ströme.

Diese Ströme müssen geschlossene Stromlinien haben, weil sie nur dann stationär sein können, sie erzeugen magnetische Flußwirbel. Der Supraleiter wird von magnetischen Flußschläuchen durchsetzt, die jeweils ein elementares Flußquant, $\phi_0 = h/2e = 2 \cdot 10^{-15} \text{Vs}$ ein Fluxoid, enthalten und ein regelmäßiges Gitter bilden.

Mit einem im Bereich von $B_{c1} < B_a < B_{c2}$ wachsenden Außenfeld B_a wird der Abstand der Flußschläuche kleiner.

In Abb. 5.2 ist ein Flußschlauch schematisch dargestellt

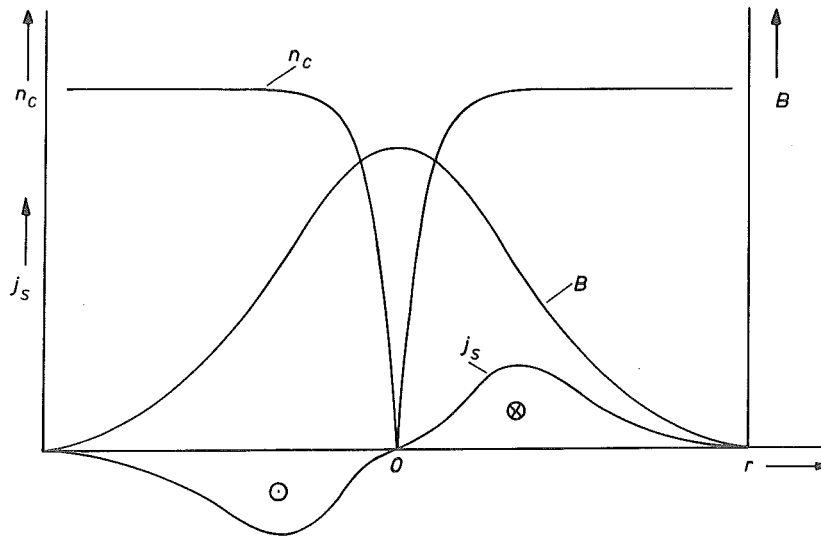


Abb. 5.2: Örtliche Variation von Cooper-Paardichte, Magnetfeld und Suprastromdichte für einen ebenen Schnitt durch einen Flußwirbel.

5.3 Kritische Ströme in Supraleitern 1. und 2. Art.

Die starke Korrelation der Cooper-Paare führt zur Existenz einer kritischen Geschwindigkeit und damit zu einer kritischen Stromdichte j_c , unterhalb der das System der Cooper-Paare nicht mit dem Gitter wechselwirken kann. Beim Überschreiten dieses kritischen Wertes werden die Cooper-Paare aufgebrochen, woraus sich Zusammenhänge für die Strombelastbarkeit eines Supraleiters ergeben.

Mit den Supraleitern 2. Art gibt es zwar Materialien, die auch bei technisch interessanten Magnetfeldern noch supraleitend bleiben. Für die Anwendung ist es aber ebenso wichtig, daß diese Supraleiter auch in den hohen Feldern noch genügend große Ströme widerstandsfrei transportieren können. Dieses Problem konnte erst mit den Supraleitern 3. Art gelöst werden. Ein von einem Strom I durchflossener Draht mit kreisförmigem Querschnitt aus einem Supraleiter 1. Art befindet sich bei genügend kleinen Strömen in der Meissner-Phase. In dieser Phase kann im Inneren

des Supraleiters kein Magnetfeld sein. Das bedeutet aber auch, daß im Inneren kein Strom fließen kann, da sonst das Magnetfeld des Stromes vorhanden wäre. Die Transportströme fließen ebenso wie die Abschirmströme, die als Ringströme im Supraleiter auftreten, nur in einer dünnen Oberflächenschicht.

Von Silsbee wurde die Hypothese aufgestellt, daß für "dicke" Supraleiter mit voll ausgebildeter Abschirmschicht, die kritische Stromdichte gerade dann erreicht wird, wenn das Feld des Stromes an der Oberfläche den Wert B_{cth} bekommt. Dabei ist es gleichgültig, ob die Stromdichte zu Abschirmströmen oder zu einem Transportstrom gehört.

Das Magnetfeld an der Oberfläche eines solchen Drahtes, der vom Strom I durchflossen wird, ist gegeben durch:

$$B_o = \mu_o \frac{I}{2 r \pi} \quad (5.8)$$

B_o = Feld an der Oberfläche, I = Gesamtstrom, r = Radius des Drahtes, $\mu_o = 4 \pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am.

Die kritische Stromstärke wächst nur proportional mit dem Radius des Drahtes, weil der gesamte Strom in der dünnen Abschirmschicht (Eindringtiefe λ) fließt.

Die Supraleiter 2. Art unterscheiden sich von den Supraleitern 1. Art erst, wenn das Magnetfeld an der Oberfläche den Wert B_{c1} überschreitet. Der Supraleiter 2. Art geht dann in die Schubnikov Phase über, d.h. es dringen Flußschläuche in den Supraleiter ein.

Ideale Supraleiter 2. Art haben in der Schubnikov-Phase schon bei sehr kleinen Belastungsströmen einen endlichen elektrischen Widerstand.

Der Belastungsstrom I ist unter diesen Bedingungen über den ganzen Querschnitt verteilt, weil mit dem Eindringen von magnetischem Fluß auch der Belastungsstrom im Inneren des Supraleiters fließen kann.

Hierbei tritt eine Wechselwirkung zwischen dem Belastungsstrom und den Flußschläuchen auf. Der Belastungsstrom durchfließt auch das Gebiet der Flußschläuche, d.h. Gebiete, in denen ein

Magnetfeld vorhanden ist, so daß zwischen den Flußschläuchen und dem Strom die Lorentz-Kraft wirkt, die eine Wanderung der Flußschläuche bewirkt. Diese Wanderung bedingt aber Verlust, d.h. es wird elektrische Energie in Wärme umgewandelt.

Da im idealen Supraleiter 2. Art schon beliebig kleine Belastungsströme zu einem Wandern der Flußschläuche führen, ist der kritische Strom eines idealen Supraleiters 2. Art in der Schubnikov-Phase gleich null. Damit scheiden diese Supraleiter trotz ihres hohen kritischen Feldes B_{c2} für technische Anwendungen aus. Ohne äußeres Magnetfeld ist der kritische Strom I_c an der Oberfläche eines Drahtes mit kreisförmigem Querschnitt

$$I_c = B_{c1} \frac{2 r \pi}{\mu_0} \quad (5.9)$$

Ebenso wie für den Supraleiter 1. Art, bei dem der kritische Strom I_c durch B_{cth} festgelegt wird, wird im idealen Supraleiter 2. Art I_c durch B_{c1} bestimmt. Da B_{c1} kleiner als B_{cth} ist, wird dieser kritische Strom in Supraleitern 2. Art stets kleiner sein als von entsprechenden Supraleitern 1. Art. Endliche kritische Ströme können in der Schubnikov-Phase nur dann vorliegen, wenn die Flußschläuche irgendwie an ihre Position gebunden sind. Dieses Festbinden (pinning) der Flußschläuche ist möglich.

Supraleiter 2. Art mit Haftstellen (pinning centers) nennt man, wie schon erwähnt Supraleiter 3. Art. Sie sind die heute technisch interessanten Substanzen.

5.4 Supraleiter 3. Art, harte Supraleiter

Während bei den Supraleitern 2. Art die Flußschläuche in der Schubnikov-Phase frei verschiebbar sind, sind bei den Supraleitern 3. Art die Flußschläuche sehr stark an energetisch bevorzugte Plätze im Material gebunden. Es kann sich die zum thermodynamischen Gleichgewicht gehörende Magnetisierung im Außenfeld nicht einstellen. Die Abb. 5.3 gibt als Beispiel für den Einfluß der Haftstellen die Magnetisierungskurven einer Nb-Ta-Legierung wieder [5.1].

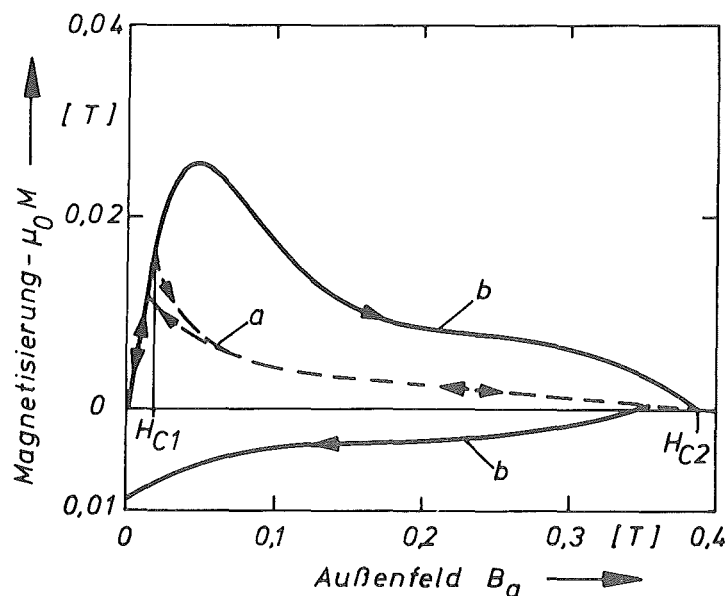


Abb. 5.3: Magnetisierungskurven einer Nb₄₅-Legierung nach [5.1]
 a. sehr gut getempert
 b. mit vielen Gitterstörungen

Sorgfältiges Tempern liefert sehr homogene Mischkristalle, so daß eine nahezu reversible Magnetisierungskurve (Kurve a) beobachtet werden kann. Wird ein solcher Mischkristall z.B. durch einen Ziehvorgang verformt, so werden viele Störungen im Gitteraufbau erzeugt, die als Haftstellen für Flußschläuche wirken. An der Gestalt der Magnetisierungskurve (Kurve b) fällt auf, daß eine höhere Magnetisierung erreicht wird und daß die Reversibilität verschwunden ist. Bei abnehmender Feldstärke bleibt magnetischer Fluß in der Probe auch bei $B_a = 0$

"gefangen". Die Irreversibilitäten der Magnetisierungskurve und insbesondere der eingefrorene Fluß bei $B_a=0$ werden mit der Existenz von Haftstellen für Flußwirbel erklärt.

Besonders wirksame "pinning centers" sind normalleitende Ausscheidungen in einem supraleitenden Grundmaterial. Kann ein Flußschlauch durch eine normalleitende Ausscheidung gehen, so reduziert sich seine Länge in der supraleitenden Phase und damit seine Energie.

Die kritischen Ströme in Supraleitern 3. Art ergeben sich aus den verlustbehafteten (dissipativen) Prozessen, die auftreten, wenn die Flußschläuche unter dem Einfluß der Lorentz-Kraft in Bewegung geraten. Solange die Lorentz-Kraft F_L kleiner ist als die Haltekraft F_H , die nötig ist um die Flußschläuche von den Haftstellen loszureißen, können die Flußschläuche nicht wandern. In Supraleitern 3. Art, beziehungsweise in realen Supraleitern 2. Art, sind in der Shubnikov-Phase widerstandsfreie Ströme (Supraströme) zu beobachten. Überschreitet der Belastungsstrom die kritische Größe, bei der $K_L = K_H$ wird, so setzt die Bewegung der Flußschläuche ein, d.h. es tritt dann Widerstand auf. Der kritische Strom ist demnach ein Maß für die Kraft F_H , mit der die Flußschläuche an energetisch bevorzugten Stellen "festgebunden" sind. Bei den Supraleitern 3. Art geht es darum die Haftstellen F_H besonders groß zu machen, um damit auch möglichst große, widerstandsfreie Belastungsströme zu erhalten. Durch die Bewegung der Flußschläuche wird am Supraleiter eine Spannung U erzeugt. Der so entstehende differentielle Widerstand $dU/dI = R_{fl}$, der "flow resistance" ist vergleichbar mit einer Art "Reibung" der Flußschläuche im Supraleiter, deren Wanderungsgeschwindigkeit v proportional zur Kraft $F = F_L - F_H$, beziehungsweise der Stromdifferenz $I - I_c$ ist. Aus der Proportionalität von U , v und $I - I_c$ folgt

$$R_{fl} = dU/dI = \text{const.} \quad (5.10)$$

Die Abb. 6.54 in Kapitel 6.8.3 zeigt den dynamischen Widerstand (flow resistance), wie er an der NbTi Folie gemessen wurde. Die wesentlichen Energieverluste bei der Wanderung von Flußschläuchen sind durch lokale elektrische Felder bedingt, die an den ungepaarten Elektronen angreifen. Der dynamische Widerstand hängt daher vom Normalleitungswiderstand des Materials und

nicht von den Haftzentren für die Flußschläuche ab.

Beim Einbau von Haftzentren wird die Charakteristik des Flußwiderstandes zu größeren Strömen I_c parallel verschoben. Das bedeutet aber, daß in einem Supraleiter 3. Art mit wachsendem I_c auch die in Wärme umgewandelte elektrische Leistung $P_{el} = U \cdot I$ anwächst, oder anders ausgedrückt, daß ein dissipativer Effekt vorliegt, der mit steigender Haftkraft stärker wird.

Experimentelle Ergebnisse zeigen einen dissipativen Prozeß auf, der mit den Haftzentren, speziell der Tiefe ihrer Potentialmulden, verknüpft ist. Ein solcher Prozeß wird dadurch verständlich, daß ein Teil der Energie in Wärme umgewandelt wird, wenn ein Flußschlauch in eine Potentialmulde zurückfällt.

Mit der Darstellung der Haftzentren als Potentialmulden für Flußschläuche kann auch der Vorgang des "Flußkriechens" beschrieben werden. Beim Flußkriechen handelt es sich um eine thermisch aktivierte Wanderung der Flußschläuche. Bei endlicher Temperatur T des Supraleiters stellen die thermischen Schwankungen die Energiedifferenz ΔE zur Verfügung, die nötig ist, um gemeinsam mit der Lorentz-Kraft die Bindungsenergie E_p der Potentialmulde aufzubringen.

Dies bedeutet, daß im Supraleiter 3. Art bei endlicher Temperatur prinzipiell immer eine Flußschlauchbewegung auftritt, auch wenn die Lorentz-Kraft kleiner ist als die Haftkraft beziehungsweise der Transportstrom I kleiner ist als I_c .

5.5 Flußsprünge und Beherrschung der Instabilitäten.

Beim Bau supraleitender Spulen machte man die unangenehme Erfahrung, daß die an kurzen Drahtproben gewonnenen Werte des kritischen Stromes bei weitem nicht erreicht wurden. Man nannte diese Erscheinung, welche für die Entwicklung supraleitender Magnete ein großes Hindernis war, den Degradationseffekt. Erst als man erkannt hatte, daß die Instabilitäten durch Flußsprünge im supraleitenden Material hervorgerufen werden, konnten diese Schwierigkeiten durch die Verwendung von "stabilisierten" Drähten weitgehend behoben werden. Wenn Flußsprünge auftreten, reißen sich durch irgendwelche Vorgänge beeinflußt, etwa

Temperaturschwankungen, ganze Flußbündel von ihren Verankerungen los und wandern unter dem Einfluß der Lorentz-Kraft gleichsam sprunghaft durch das Material. Durch diese rasche Bewegung ganzer Flußbündel wird viel Wärme erzeugt. Wenn diese Wärme nicht genügend rasch abgeführt werden kann, tritt eine Temperaturerhöhung ein, und der Supraleiter wird bereichsweise normalleitend.

Die Stabilisierung erreicht man nun dadurch, daß man den Supraleiter mit einem möglichst niederohmigen Normalleiter, z.B. Kupfer oder Aluminium umgibt. Ist der elektrische Kontakt zu dieser normalleitenden Deckschicht gut, so findet der Strom für den Fall, daß bereichsweise Normalleitung auftritt, in der Deckschicht einen niederohmigen Kurzschluß. Die Erwärmung als Folge der aufgetretenen Normalleitung wird klein gehalten. Damit besteht eine Chance für solche kombinierten Leiter, nach einem Flußsprung wieder abzukühlen und supraleitend zu werden.

Niob-Titan-Legierungen, mit einer ungefähren Zusammensetzung $\text{Nb}+50\ \% \text{ Ti}$, haben außer einem hohen kritischen Feld entscheidende metallurgische Vorteile. Der Verbundleiter kann dadurch hergestellt werden, daß ein dicker Nb-Ti-Stab in einen Kupferklotz geeigneter Dimension eingebracht und das ganze Stück auf Drahtstärke herabgezogen wird. Auf diese Weise entsteht ein hervorragender Kontakt zwischen dem Supraleiter und dem Kupfer.

Die Vielkern-, Multifilament- oder Bündeldrähte bieten einen anderen Vorteil. Sie haben eine "innere" Stabilität gegen Flußsprünge. Systematische Untersuchungen haben gezeigt, daß die Neigung zu Flußsprüngen mit abnehmendem Durchmesser der supraleitenden Drähte abnimmt, da z.B. thermodynamische Störungen wegen des günstigen Verhältnisses von Oberfläche zum Volumen nicht so rasch zu lokalen Instabilitäten führen können. Deshalb haben Vielkernleiter, bei denen jeder einzelne Supraleiter sehr dünn ist, eine innere Stabilität ("intrinsic stability").

Auf die Stabilität haben nicht nur die Eigenschaften des Supraleiters sondern auch die Auslegung der Kühlung einen entscheidenden Einfluß. Ein weiterer wichtiger Faktor ist die mechanische Festigkeit der Wicklungen, da Verrückungen die Ursache

für Instabilitäten und damit für einen starken Degradationseffekt sein können.

5.6 Supraleiterdrähte bei Wechselfeld oder Pulsbetrieb.

Die Supraleitung in der Wechselstromtechnik anzuwenden ist ein faszinierender Gedanke. Leider stößt er wegen der grundsätzlich auftretenden Verluste auf erhebliche Schwierigkeiten. Die Verluste werden durch die nicht zu Paaren korrelierten Elektronen in dem bei Wechselstrom vorhandenen elektrischen Wechselfeld verursacht. Die entwickelte Wärme muß bei 4° K durch das Kühlmittel¹ abgeführt werden. Dazu ist eine elektrische Leistung erforderlich die etwa 500 mal größer ist als die entsprechende Verlustleistung. Diese Verluste müssen daher im Supraleiter so klein wie möglich gehalten werden. Dazu sind Supraleiter 1. Art wegen ihres ausgeprägten Abschirmeffektes (s. Abschn. 5.2) gut geeignet. Nachteilig ist jedoch ihre geringe kritische Feldstärke, so daß als starkstromtechnischer Anwendungsbereich nur der Stromtransport in 50 Hz Supraleiterkabeln, nicht aber der Bau von Hochfeld Spulen, infrage kommt. Bei Hochfeldspulen sind die Verluste, die durch Flußschlauchwanderung entstehen größer als die Verlust infolge ungepaarter Elektronen. Technologische Möglichkeiten zur Reduzierung der entstehenden Wärme in Hochfeld Supraleitern und ihre rasche Abfuhr an ein Kältereservoir sind verlustarme Drahtkompositionen und konstruktive Besonderheiten der Wicklungstechnik. Durch solche Entwicklungen ist es möglich geworden an großtechnische Anwendungen im sehr niederfrequenten Bereich um 1 Hz zu denken. Die Anstrengungen konzentrieren sich dabei auf gepulste Magnete für Beschleuniger vom Synchrotrontyp.

Die daraus gewonnenen Erfahrungen sind auch auf Wechselstrom Supraleiterkabel, auf Speicherspulen und Supraleiterschalter anwendbar.

Bei Supraleiterschaltern können die Verluste, die bei einem raschen Feld oder Stromanstieg entstehen, zur Einleitung des supraleitend-normalleitend Überganges ausgenützt werden. Es

sind dabei Vorteile in bezug auf einen gleichmäßigen SL-NL-Übergang schon bei geringeren Feld- und Stromamplituden als den kritischen Werten zu beobachten, wie in den Abschnitten 6.4.4 und 6.7 gezeigt wird.

5.6.1 Wechselfeldverluste.

Die Supraleiter vom I-Typ spielen in den technischen Anwendungen wegen des zu geringen kritischen Feldes keine bedeutende Rolle.

Die idealen Typ II Supraleiter können keine verlustlosen Ströme tragen.

Die Typ III (harten) Supraleiter können sehr hohe Ströme tragen. Die Parameter für den supraleitenden Zustand (T_c , λ , f) haben örtlich verschiedene Werte. Die Inhomogenitäten führen zu einem räumlichen Unterschied der freien Energie F eines Flußschlauches. Eine Lorentz-Kraft

$$f_L = j_T \times \phi_0 \quad (5.11)$$

die auf ein Flußquantum ϕ_0 wirkt, kann als Beitrag zur freien Energie aufgefaßt werden. Die verlustbehaftete Bewegung der Flußschläuche tritt bei der kritischen Stromdichte j_c ein. Infolge thermischer Aktivierung kann eine Zahl von Flußschläuchen schon bei kleineren Strömen als j_c die Potentialminima überwinden.

Dies führt zu einer strom- und temperaturabhängigen "Flußkriech"-Spannung, die dem Exponenten I_c/kT proportional ist. Der Supraleiter besteht allgemein aus einer inneren Region, in der die magnetische Flußverteilung durch die Pinningkräfte bestimmt wird, und einer dünnen flußwirbelfreien Oberflächenschicht, die einen Abschirmstrom tragen kann. Der Abschirmstrom bewirkt, daß das Feld an der Grenze der von den Pinningkräften beherrschten Region $B(r)$ verschieden ist vom Außenfeld B_a . Die supraleitende Oberflächenschicht, die die Abschirmströme trägt, existiert auch in der Shubnikov-Phase.

Bei steigendem äußeren Feld ist das mittlere innere Feld kleiner als das äußere Feld. Bei fallendem äußeren Feld ist das mittlere innere Feld größer als das Gleichgewichtsfeld. Sobald ein kritischer Strom I_c in der Oberflächenschicht induziert ist, muß um ihn zu verringern oder umzukehren, die Magnetfeldrichtung umgekehrt werden. Es tritt eine Hysteresiserscheinung auf, die einem idealen Typ II Supraleiter im veränderlichen Magnetfeld aufgrund seiner Oberflächeneigenschaften eigentümlich ist und durch die Bewegung der Flußschläuche hervorgerufen wird. Für die Lorentz-Kraft, die auf das Flußschlauchgitter wirkt

$$F_L = \mu_0 [\vec{j} \vec{H}_a] \quad (5.12)$$

kann mit der Maxwell-Gleichung

$$\text{rot } H = j \quad (5.13)$$

geschrieben werden

$$F_L = \mu_0 [\text{rot } \vec{H} \vec{H}_a] \quad (5.14)$$

Die gleichen elektrodynamischen Überlegungen, die im normalen Leiter auf den Skinneffekt führen, ergeben, daß bei jeder Stromänderung das mit dem Strom verbundene Magnetfeld von der Oberfläche ausgehend in den Supraleiter eindringt.

Die Maxwell-Gleichung (5.13) reduziert sich für orthogonale Feld- und Stromrichtung zu

$$j_y = \frac{d H_z}{d x} \quad (5.15)$$

Daraus kann mit den Materialkonstanten des Supraleiters ein kritischer Feldgradient

$$\left. \frac{d H}{d x} \right|_{krit} = j_c \quad (5.16)$$

definiert werden.

Wenn die kritische Stromdichte j_c und damit der kritische Feld-

gradient überschritten ist, überwinden die Flußschläuche oder Flußschlauchbündel die Pinning-Kraft und bewegen sich in entgegengesetzter Richtung zum Flußdichtegradienten bis eine neue stabile Flußverteilung erreicht ist. Damit der kritische Feldgradient aufrechterhalten wird, wird bei steigendem äußeren Feld eine ganze Flußfront in den Supraleiter gerückt. In Abb. 5.4 ist dies für eine zum Feld parallele Platte für den vereinfachten Fall, daß j_c feldunabhängig ist, dargestellt.

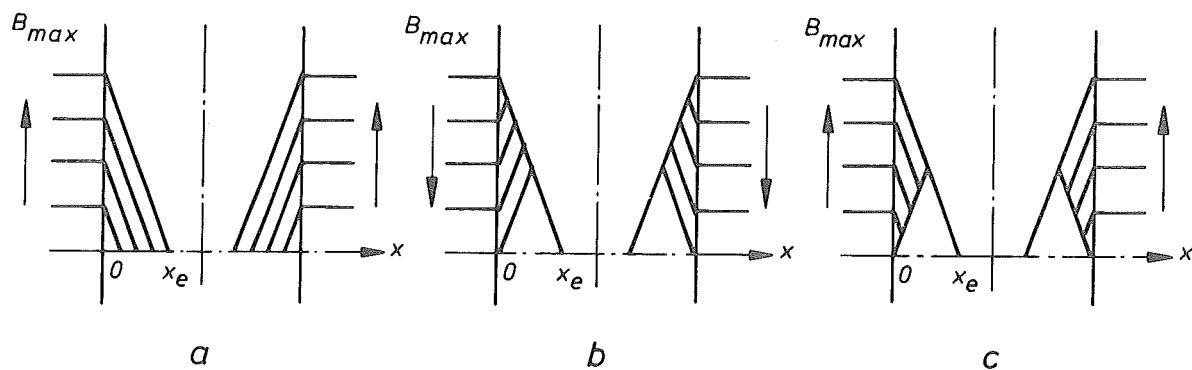


Abb. 5.4: Eindringendes Feld in einen Typ III Supraleiter
(mit Pinning)

Das innere des Supraleiters wird abgeschirmt durch Supraleiterströme, die in einer Schicht von der Dicke $x_e = H_a / j_c$ fließen. Wird H_a verringert, dann wandern die Flußschläuche aus dem Supraleiter heraus, wobei sich der kritische Feldgradient und die kritische Stromdichte umkehren. (Abb. 5.4 b) Ein folgender Feldanstieg gibt eine neue Verteilung (Abb. 5.4 c), die anders ist als in Abb. 5.4 a. Dieses Modell für das magnetische Verhalten eines Typ III Supraleiters wurde zuerst von Bean als das kritische Zustandsmodell formuliert. Es fordert, daß abhängig davon, wie das äußere Feld vorher war, die Stromdichte nur in solchen Regionen null sein kann, in die kein Fluß eingedrungen ist und daß sie sonst die kritischen Werte $\pm j_c$ erreicht. Eine bessere Approximation der Stromdichteverteilung in einem harten Supraleiter wird durch das "Kim"-Modell erreicht, das die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte vom örtlichen Magnetfeld mit der Beziehung berücksichtigt.

$$j_c = \frac{j_o H_o}{H + H_o} \quad (5.17)$$

Darin sind j_o und H_o Materialkonstante; j_o ist die Stromdichte im Null-Transversalfeld und H_o entspricht dem Feld bei $j_o/2$. Die Kombination der Gleichungen (5.16) und (5.17) ergibt

$$\frac{dH}{dx} = \pm \frac{j_o H_o}{H + H_o} \quad (5.18)$$

Die Integration der Gleichung (5.18) ergibt mit der Randbedingung $x=0$, $H(0) = H_a$ die Gleichung für das Feldprofil in einem Typ III Supraleiter

$$H(x) = H_o \left\{ \left[\left(1 + \frac{H_a}{H_o} \right)^2 - \frac{2 \mu_o j_o x}{H_o} \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} \quad (5.19)$$

Der Abstand von der Oberfläche bei dem H auf null abgefallen ist, ergibt sich zu

$$x_e = \frac{H_a}{j_o H_o} \left[\frac{1}{2} H_a + H_o \right] \quad (5.20)$$

Die Abb. 5.5 zeigt die kritischen Feldprofile in einer Supraleiterplatte, oder einem Zylinder, mit zur Oberfläche parallelem Magnetfeld.

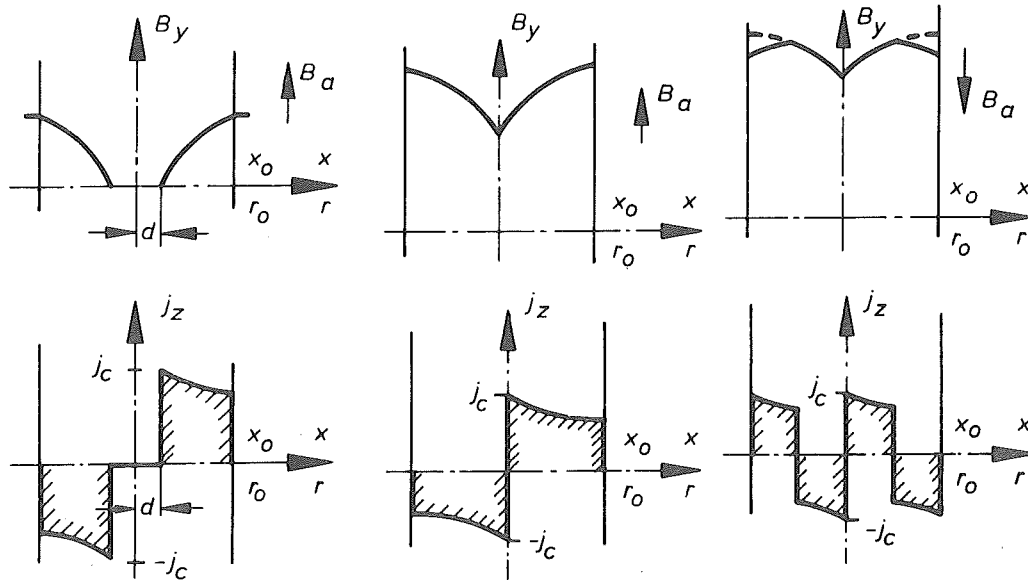


Abb. 5.5: Feld und Stromprofile in einem Typ III Supraleiter bei steigendem und fallendem Magnetfeld, das parallel zur Oberfläche, beziehungsweise Zylinderachse ist.

In supraleitenden Drähten, die einem Wechselfeld ausgesetzt sind, sind drei Arten von Verlusten wesentlich, nämlich:

- die Hysteresisverluste im Supraleiter,
- die Wirbelstromverluste in der Matrix u n d
- die Eigenfeldverluste.

5.6.2 Hysteresisverluste in Supraleitern.

Für einen Typ III Supraleiter, der einem veränderlichen äußern Feld ausgesetzt ist, folgt aus dem kritischen Zustandsmodell ein sich ändernder magnetischer Fluß im Supraleitermaterial. Der sich ändernde Fluß muß im wesentlichen die Leiteroberfläche durchdringen, wobei durch die Bewegung der Flußschläuche Hysteresisverluste entstehen.

Der verlustbehaftete Mechanismus eines sich bewegenden Flußschlauches ist nicht ganz geklärt, da aber die Verluste nur aus dem Magnetfeld resultieren, entspricht der Verlustrechnung die Berechnung des elektromagnetischen Energieverlustes während eines Flußzyklusses. Die dissipierende Energie kann nun auf verschiedene Weise berechnet werden:

- a) Integration des Poyntingschen Vektors $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ über die Leiteroberfläche und einen Zyklus wobei E gegeben ist durch $\text{rot } E = - \partial B / \partial t$.
- b) Integration der Joulschen Energiedichte $j_c \cdot E$ über das Supraleitervolumen
- c) Berechnung der Fläche unter der Magnetisierungskurve $\oint M(H) dB dV$, worin $M = \chi B / \mu_0$ die Magnetisierung infolge der Ströme $\pm j_c$ in der Probe ist.
- d) Integration der mechanischen Arbeit über das Volumen, die eine bewegte Flußlinie gegen die Lorentz-Kraft leisten muß, gemäß $p_v = (\vec{j}_c \times \vec{B}) \cdot \vec{v}$, worin v die Geschwindigkeit der Flußlinienbewegung ist, die aus dem Erhaltungssatz der Flußliniendichte $\text{div } (|B| \cdot \vec{v}) = dB/dt$ folgt.

Mit dem einfachen Modell, der vom Magnetfeld unabhängigen Supraleiter-Stromdichte, berechnete Bean die Hysteresisverluste in zum Magnetfeld parallelen Platten.

In der Literatur [5.2] werden die Hysteresisverluste auch mit dem verbesserten Kim Modell für einige Leitergeometrien angegeben. In Leiterkonfigurationen, in denen das Magnetfeld nicht parallel zur Oberfläche ist, stört die Magnetisierung die Feld und Stromverteilung, so daß die Hysteresisverluste nicht elementar berechenbar sind.

Die Berechnung der Hysterisisverluste in einem Draht wird in [5.2] angegeben. Dabei wird von der Maxwell-Gleichung

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}_a}{\partial t} \quad (5.21)$$

in Zylinderkoordinaten ausgegangen und ein symmetrisches Flußprofil, d.h. eine stromlose Zone in der Drahtmitte angenommen.

Die Feldstärke im Zylinder mit den Koordinaten (r, φ) ist daraus

$$E_z = \mu_0 \dot{H}_a r \cos \varphi \quad (5.22)$$

Da E_z immer die Richtung von $j_z = \pm j_c$ hat, ergeben sich mit der joulschen Energiedichte

$$P_{hl} = \vec{E} \cdot \vec{j} \cdot dV = E_z \cdot j_c \cdot dV \quad (5.23)$$

die Hysterisisverluste nach Integration über das Leitervolumen zu:

$$P_{hl} = \frac{2}{3\pi} \mu_0 j_c V d \dot{H}_a \quad [W] \quad (5.24)$$

Nach dieser Gleichung sind die Hysterisisverluste direkt proportional der zeitlichen Änderung des äußeren Magnetfeldes $\dot{B}$.

Daraus folgt, daß ein Supraleiterschalter mit einem sich rasch ändernden äußeren Magnetfeld vom SL in den NL Zustand übergeführt werden kann, wenn die dabei entstehende Verlustwärme den Leiter über die kritische Temperatur erwärmt.

Experimentell wird das Schaltverhalten bei magnetischer Impulsauslösung im Kapitel 6.4 untersucht.

Die Hysterisisverluste sind nach Gleichung (5.24) ferner direkt proportional dem Filamentdurchmesser d , der aus diesem Grund bei Wechselfeldbetrieb des Supraleiters möglichst klein sein sollte.

Gewöhnlich werden die Hysterisisverluste für einen Zyklus angegeben, weil die Verluste pro Zyklus unabhängig von der Frequenz

und der Wellenform sind. Es ist nur die $j_c(H)$ Abhängigkeit der Magnetisierungskurve, vergl. Abb. 5.3, maßgebend, die bei Typ III-Vielkern-Supraleitern durch das Kim-Modell (5.17) angenähert wird.

Der Energieverlust ΔW_{hl} ist pro Zyklus

$$\Delta W_{hl} = \int_0^{\tau} P_{hl} dt = \frac{2}{3\pi} \mu_0 \cdot d \cdot V \cdot \int_{H_{min}}^{H_{max}} j_c \frac{\partial H}{\partial t} dt \quad (5.25)$$

Wird für j_c das Kim-Modell gesetzt,

$$j_c(H) = \frac{j_0 H_0}{H + H_0} \quad (5.17)$$

dann folgt für eine Feldstärkeschwankung zwischen den Werten H_{max} und H_{min}

$$\Delta W_{hl} = \frac{2}{3\pi} j_0 \mu_0 H_0 V d \ln \frac{H_{max} + H_0}{H_{min} + H_0} \quad (5.26)$$

Ist $H_{min} < 0$, dann muß die Integration in zwei Teilen erfolgen und es resultiert.

$$\Delta W_{hl} = \frac{2}{3\pi} j_0 \mu_0 H_0 V d \ln \frac{(H_{max} + H_0)(H_{min} + H_0)}{H_0^2} \quad (5.27)$$

Die Gleichungen (5.26) und (5.27) geben die Verluste in Ws pro Zyklus an, die Verlustleistung ist daher direkt proportional der Frequenz.

5.6.3 Wirbelstromverluste in der Vielkernleitermatrix.

Der Berechnung der Wirbelstromverluste wird in lit. [5.2] ein idealisierter Vielkernleiter nach Abb. 5.6 zugrunde gelegt, bei dem die in der äußeren Schicht des zylindrischen Leiters eingebetteten supraleitenden Adern mit der Dralllänge l_d verdreht sind.

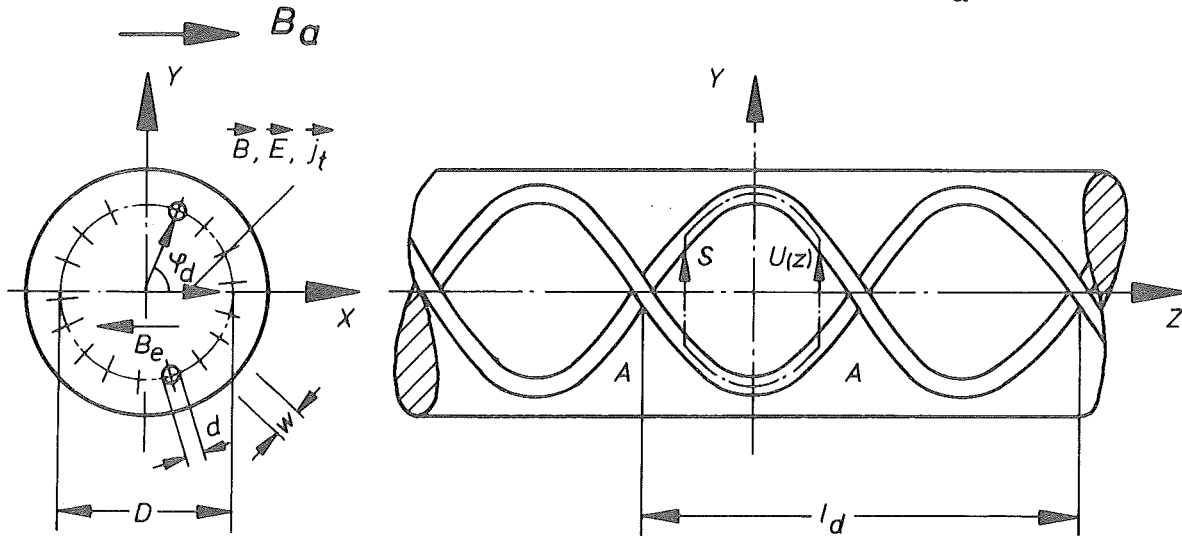


Abb. 5.6: Vielkernleitermodell zur Berechnung der Wirbelstromverluste.

Das senkrecht auf die Leiterachse wirkende Magnetfeld B induziert im Leiter eine Spannung, die sich aus dem Linienintegral über den Weg s ergibt.

$$U = \oint E ds = - \dot{\Phi} = - \int \dot{B} dA \quad (5.28)$$

Das induzierende Magnetfeld B setzt sich aus dem äußeren Feld B_a und dem inneren Feld B_i , das durch die Abschirmströme entsteht, zusammen. Die Spannung, die auf dem von der Koordinate z abhängigen Weg s induziert wird, entspricht unter der Voraussetzung, daß im Supraleiter kein Spannungsabfall entsteht dem Spannungsabfall in den beiden Wegen durch das Matrixmaterial. Diese Wege können aber wegen der verdrehten Supraleiteradern nur angenähert angegeben werden. Da die induzierte Spannung $U(z)$ an dem Punkt $z = l_d/4$, der in Abb. 5.6 als Kreuzungspunkt der SL Adern erscheint ein Maximum hat, wird angenommen, daß die elektrische Feldstärke in der gesamten Vielkernleitermatrix in

X-Richtung, also parallel zum Magnetfeld B gerichtet ist. Damit ergeben sich die Wirbelstromverluste p_e/l pro Längeneinheit zu

$$\frac{p_e}{l} = \frac{D^2 \pi}{4 \rho_M} \left(\frac{w-d}{w} \right) \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \left(\frac{l_d}{2\pi} \right)^2 \quad (5.29)$$

Die Verluste sind damit z.B. bei sinusförmiger Feldänderung proportional dem Quadrat der Frequenz. Aus Gleichung 5.29 folgt weiterhin, daß eine geringe Drallänge l_d und ein hoher spezifischer Widerstand der Matrix ρ_M die Wirbelstromverluste verringern.

5.6.4 Eigenfeldverluste in Vielkernleitern.

Die Eigenfeldverluste infolge des Transportstromes im Vielkernleiter entsprechen dem Skinneffekt im normalen Leiter. Es werden dabei Stromdichteänderungen vom Inneren des Drahtes ferngehalten. Dieser Effekt kann nicht durch einfaches Verdrillen (twist) des Leiters, sondern nur durch Versetzen oder Verflechten (transponieren) der Adern, kompensiert werden. Die durch das Eigenfeld im Supraleiter hervorgerufene Änderung des Flusses führt zu einer Bewegung der Flußschläuche im Supraleiter und damit zu Verlusten. Die Verluste entstehen infolge eines elektromagnetischen Vorganges, der in lit. [5.2] mit der Integration des Poynting Vektors

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (5.30)$$

über die Leiteroberfläche und über einen Zyklus der Amplitudenschwankung des Transportstromes berechnet wird.

Der Verlustanteil des Poynting-Vektors S wird aus der Differenz von $\emptyset$ bei steigendem und fallendem Transportstrom, wie in Abb. 5.7 dargestellt, erhalten

6. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG AN NbTi VIELKERNLEITERN IN CuNi MATRIX.

Ziel der experimentellen Untersuchungen ist es, herauszufinden, welche Möglichkeiten die verfügbaren Supraleitermaterialien für den Bau von Supraleiterschaltern bieten. Da kupferstabilisierte Supraleiter für Schaltzwecke wegen des geringen spezifischen elektrischen Widerstandes von Cu ungeeignet sind, werden NbTi-Vielkern-Supraleiter in Kupfer-Nickel Matrix, NbTi-Folien und NbN-Dünnschicht-Supraleiter untersucht.

Das Versuchsprogramm wird so durchgeführt, daß es einen Einblick in den gesamten Ausschalt- und Einschaltzyklus der Supraleiterschaltelemente gibt.

Eine Meßreihe wird im allgemeinen mit einer registrierenden Strom-Spannungs-Messung begonnen, wobei der Strom bis zum kritischen Wert gesteigert wird. Ein Vergleich mit den theoretisch erreichbaren Werten gibt Aufschluß über die Qualität des experimentellen Aufbaues im Hinblick auf Degradationserscheinungen und Kontaktierung der Supraleiterprobe. Oszillographische Meßserien zeigen, wie die Supraleiterschalterproben auf die Auslösemechanismen reagieren und wie schnell sie unter Berücksichtigung weiterer Einflußgrößen, wie z.B. Strombelastung vor dem Schaltaugenblick und widerkehrende Spannung in den normalleitenden Zustand übergehen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind ein wichtiges Kriterium für die Brauchbarkeit eines Supraleitermaterials für Schaltzwecke. Daraus mathematisch formulierte Analysen können für die Berechnung der Schaltvorgänge, z.B. zur Energieauskuppung verwendet werden.

Potentialmessungen an ausreichend langen Supraleiterproben zeigen, daß der normalleitende Zustand nicht allein durch einen temperaturabhängigen Normalleitungswiderstand angegeben werden kann, sondern daß auch ein Zustand existiert, bei dem SL- und NL-Bereiche nebeneinander liegen. Dieser Zustand ist dadurch gekennzeichnet, daß der Strom nahezu konstant und unabhängig von der Spannung ist.

Der erneute Übergang in den supraleitenden Zustand kann nach Beendigung des Auslösemechanismus erst wieder dann erfolgen, wenn dafür gesorgt wird, daß Strom und Spannung zumindest kurzzeitig Null sind oder bestimmte Werte nicht überschreiten. Die Messung der Erholzeit ist eine wichtige Grundlage für die Ermittlung der Wiederverfügbarkeit des Supraleiterschalters bei wiederholten Schaltvorgängen für Plasmaexperimente oder für die Kurzschlußfortschaltung nach einem Störfall in elektrischen Anlagen.

6.1 Versuchsaufbau.

In Abb. 6.1 ist der Aufbau des Experimentes schematisch wiedergegeben, welches die zuvor erwähnten Messungen gestattet.

Supraleiterschalter [Versuchsaufbau]

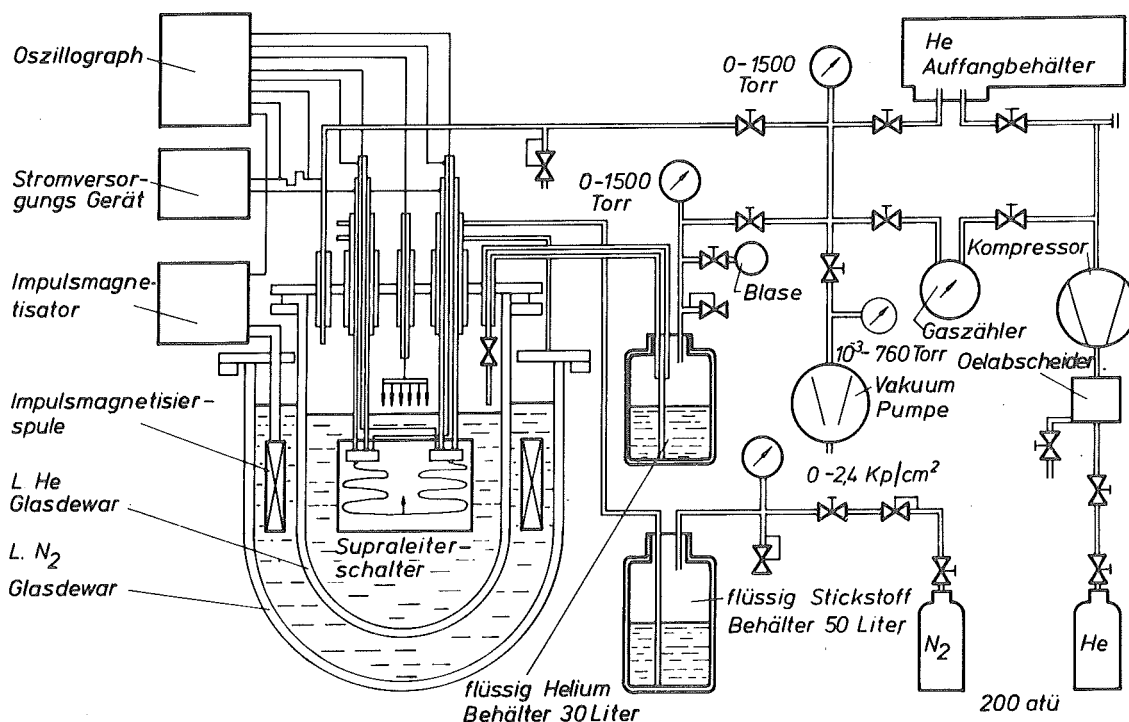


Abb. 6.1 Supraleiterschalter Versuchsaufbau.

Der Kryostat besteht aus einem doppelten Glasdewar-Gefäß, wobei der Innenraum für LHe und der Zwischenraum für LN_2 vorgesehen ist. Die Verdampfungsverluste können daher sehr gering gehalten werden. Im LN_2 -Raum ist auch die Impulsmagnetisierspule untergebracht. Die Stromzuführungen (Abb. 6.2) wurden dafür neu entwickelt, sie sind sowohl mit LN_2 als auch Helium-Dampf gekühlt, um die Wärmeeinstrahlung in die Meßzone des Supraleiters so gering wie möglich zu halten. Sie sind für Ströme bis zu 1000 A im Kurzzeitbetrieb ausgelegt.

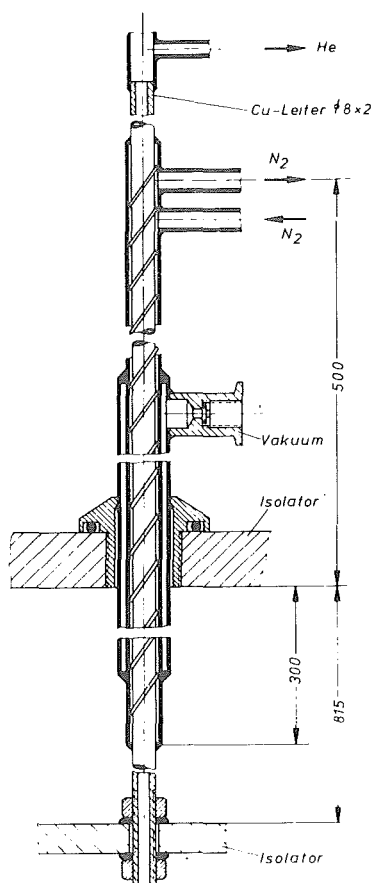


Abb. 6.2: Stromdurchführung für Supraleiterschalter LN_2 gekühlt.

Das verdampfende Helium gelangt über eine Erwärmungsstrecke und eine Mengenmeßeinrichtung in einen Helium-Auffangbehälter und wird von einem Kompressor in Flaschen gedrückt.

Die elektrische Versorgung erfolgt mit strom- und spannungsge-regelten Geräten.

Ein Impulsmagnetisator gibt eine Entladeenergie von 150 bis 350 Ws bei 700 μF und 300 bis 700 Ws bei 1400 μF bei einer Ladespannung von 600 bis 1000 V. Der Meßwiderstand ist 10 $\text{m}\Omega$. Es sind Dämpfungswiderstände von 15, 30 oder 45 $\text{m}\Omega$ zuschaltbar.

Zwei in ihrer Schaltzeit einstellbare Relaisgruppen mit quecksilberbenetzten Kontakten erlauben es, im Meßkreis Spannungen bis 500 V und Ströme bis 30 A zu schalten. Bei Schaltversuchen stehen oszillographische Messungen im Vordergrund, daher werden ein Speicheroszillograph Tektronix Type 549 und ein 150 MHz Oszillograph Tektronix Type 7704 mit Kamera C 51 verwendet. Mit jedem Oszillograph können bis zu vier Vorgänge gleichzeitig registriert werden.

Statische Größen werden mit einem X-Y Schreiber-Rhode & Schwarz Type ZS K - registriert. Der empfindlichste Gleichspannungsmeßbereich ist 10 $\mu\text{V}/\text{cm}$. Es sind auch Wechselspannung-Meßeinschübe vorhanden.

6.2 Messungen an NbTi-Vielkernleitern in CuNi-Matrix.

Die Untersuchungen werden an einem Schaltelement aus Niomax CN A 61/25-Supraleiterdraht durchgeführt.

Aufbau des Versuchsschalters.

Niomax CN ist ein eigenstabiler Supraleiter mit Kupfer-Nickel-Matrix der von der Firma I.M.I. speziell für gepulste Anwendungsfälle angeboten wird.

Tabelle 6.1 zeigt die Spezifikation laut Firmenkatalog

Drahtdurchmesser	0,25 mm
Anzahl der Fäden	61
Faden Durchmesser	0,021 mm
Verwindungs Ganghöhe	25 mm
Verhältnis von Matrix und SL	1,35 : 1
Spezifischer Widerstand im NL Zustand bei 10 ⁰ K	35 x 10 ⁻⁸ Ωm

Typischer kritischer Strom für Kurzproben

Magnetfeld	I _C
Tesla	A
1	63
2	49
3	42
4	37
5	32
6	27

Tabelle 6.1 Niomax CN A 61/25 Spezifikation des Herstellers.

In Schliffbilduntersuchungen ist aus dem Querschliff die Anordnung der 61 Adern aus NbTi in der CuNi-Matrix mit relativ hohem spezifischen Widerstand zu erkennen. Der Längsschliff zeigt die für gepulste Anwendungen wichtige Verwindung (twist).

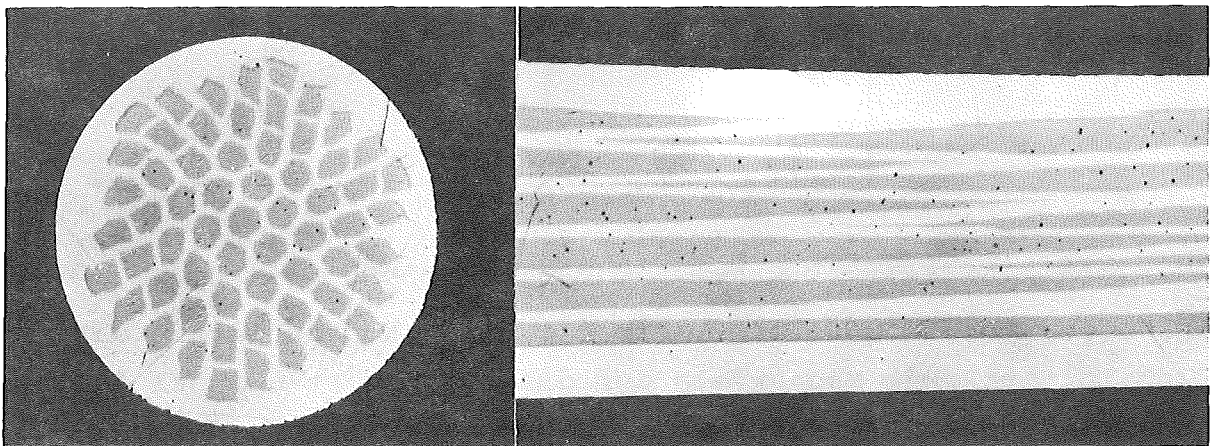


Abb. 6.3: Schliffbilder Niomax CN A 61/25

Vergr. = 200 x

Gemessener kritischer Strom.

Von der Herstellerfirma werden die bei steigender und fallender (front, back) Magnetfeldstärke gemessenen Werte des kritischen Stromes I_C für $4,2^{\circ}\text{K}$ angegeben.

Angaben für Nullfeld fehlen. Für die nachfolgend beschriebene Probe 1 wurde ein kritischer Strom I_C von 69 A und bei Probe 2 ein I_C von 151 A bis 177,5 A gemessen. Abb. 6.4 zeigt die vom Hersteller als typisch angegebenen und die in dieser Arbeit gemessenen Werte des kritischen Stromes und der kritischen Stromdichte.

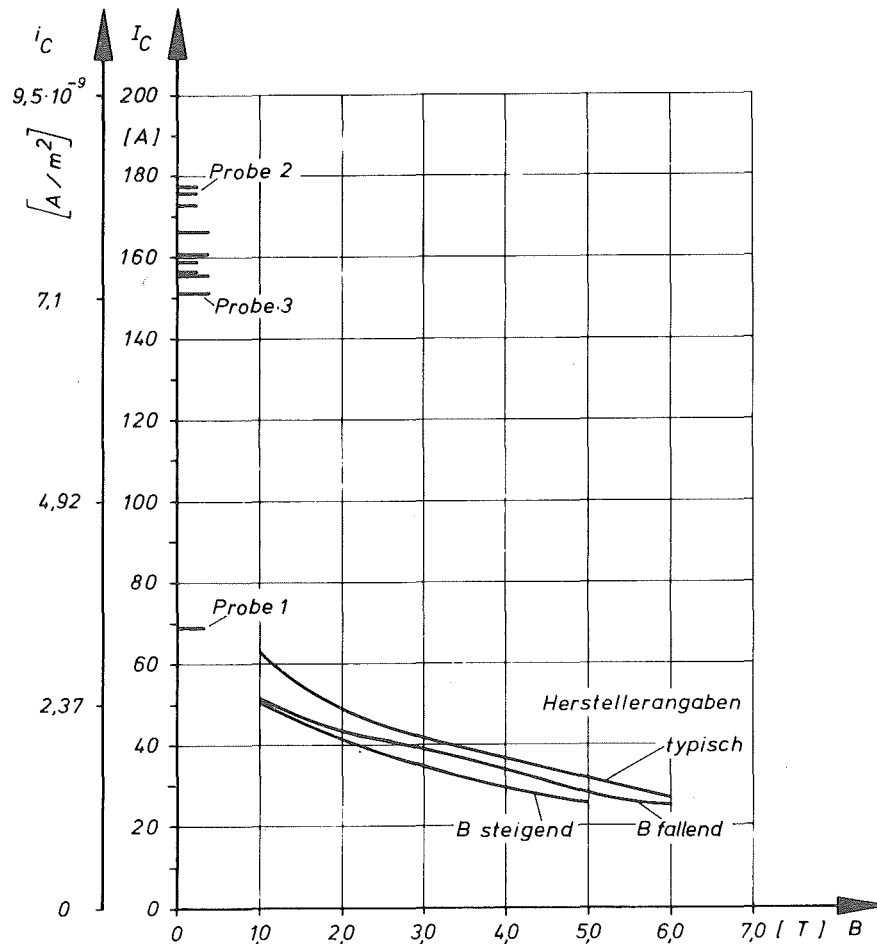


Abb. 6.4: kritischer Strom von Niomax CN-A-61/15.

Aus diesen Messungen folgt, daß bei guter Kontaktierung des Supraleiters ohne Magnetfeld der dreifache Wert des bei 1 T angegebenen kritischen Stromes erreicht werden kann.

Die große Kontaktierungslänge, die für eine gute Stromtragfähigkeit des Supraleiters notwendig ist, erklärt sich aus dem hohen spezifischen Widerstand des CuNi-Matrixmaterials. Die Abb. 6.5 zeigt den Spannungsabfall an den Stromzuführungen und im Supraleiter.

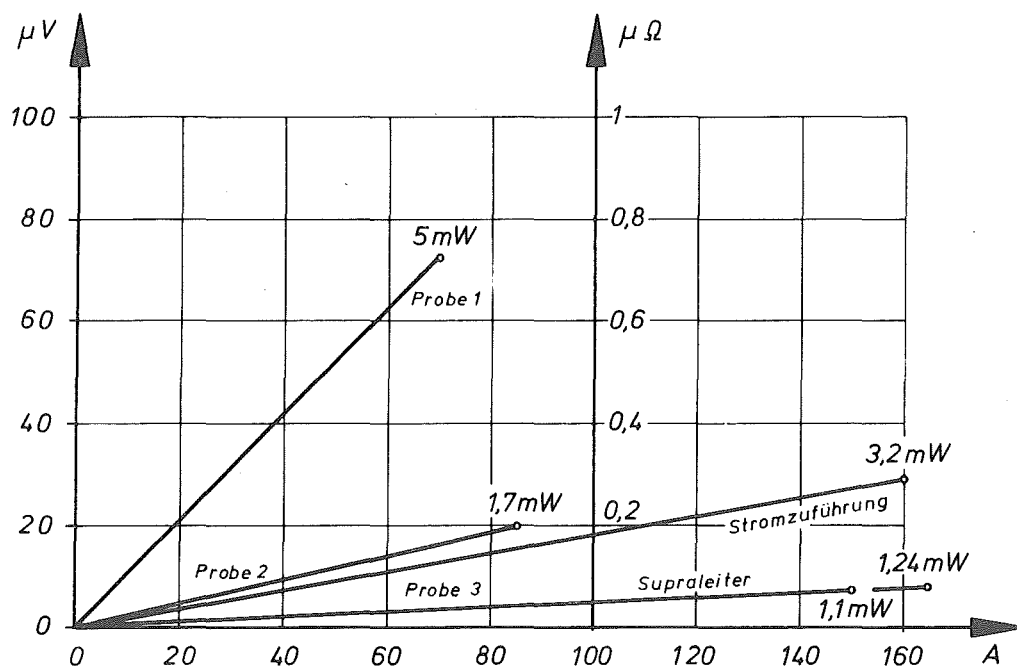


Abb. 6.5: Niomax CN A 61/25 Probe 1 und 2 Spannungsabfall an den Stromzuführungen und im Supraleiter.

Die bessere Kontaktierung der Probe 2 verringert den Übergangswiderstand von $1 \mu \Omega$ auf $0,2 \mu \Omega$. Bemerkenswert ist ein dem Strom proportionaler Spannungsanstieg auch an den Potentialsonden des gut kontaktierten Supraleiters der Probe 2, der einem Widerstand von $0,05 \mu \Omega$ entspricht.

Ein Widerstand in kleinen, gewisteten Vielkern-Supraleitern wurde in [6.1] beschrieben und durch Drahtbrüche erklärt.

Es kann sich hierbei aber auch um den im Kapitel 5.4 beschriebenen Vorgang des thermisch aktivierten Flugkriechens handeln.

Aufbau der verschiedenen Anordnungen.

Es wurden drei Versuchsschalter untersucht.

Bei der Probe Nr. 1 ist der Supraleiter zu beiden Seiten einer Leiterplatte mäanderförmig aufgewickelt, wie Abb. 6.6 zeigt.

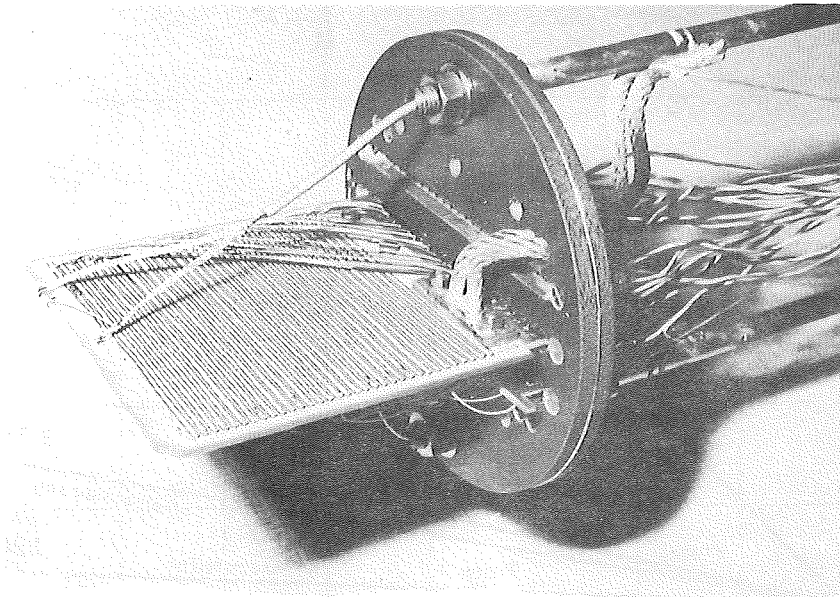


Abb. 6.6: Versuchsschalter Nr. 1 aus Niomax CN A 61/25.

Die gesamte Leiterlänge ist 11,85 m, die Windungszahl 129 und der elektrische Widerstand beträgt $100\ \Omega$ bei Raumtemperatur.

Auf dem Bild sind noch die Anschlüsse aus Kupferlitze an die bereits beschriebenen Stromzuführungen zu erkennen. Der Supraleiter ist auf einer Länge von je 3 cm an eine Kupferplatte ($3,5 \times 1 \times 0,3$ cm) angelötet. Für die Erfassung des Quenchvorganges auf der Schaltstrecke sind 32 Potentialsonden in Abständen von 36,8 cm angebracht. Zur lokalen thermischen Auslösung des Schalters dient ein auf der Leiterplatte angebrachter Kohlewiderstand mit $100\ \Omega/0,25\ \text{W}$, der den Supraleiter auf einer Länge von ca. 3,5 mm berührt.

Die Probe Nr. 2 ist eine "short sample test" Anordnung. Der Supraleiter ist 9 cm lang zwischen zwei Stromzuführungen aus Rundkupfer aufgespannt.

Bei dieser Anordnung wurde besonders Wert auf gute Kontaktierung und geringe mechanische und thermische Belastung des Supraleitermaterials während der Montage gelegt.

Der Draht wurde sorgfältig abisoliert und mit Gallium (Schmelzpunkt $29,78^{\circ}\text{C}$) in die M 12 Gewinde der Stromzuführungen auf einer Länge von je 50 cm eingelötet. Potentialsonden wurden an die Enden der Meßstrecke und an die Stromzuführungen angeschlossen um den Spannungsabfall im Supraleiter und an den Stromzuführungen getrennt beobachten zu können.

Bei der Probe Nr. 3 ist der Supraleiter zur thermischen Isolation mit einem Glasfaserschlauch umgeben, und mit Epoxydharz vergossen. Der Aufbau ist sonst gleich wie bei Probe Nr. 2

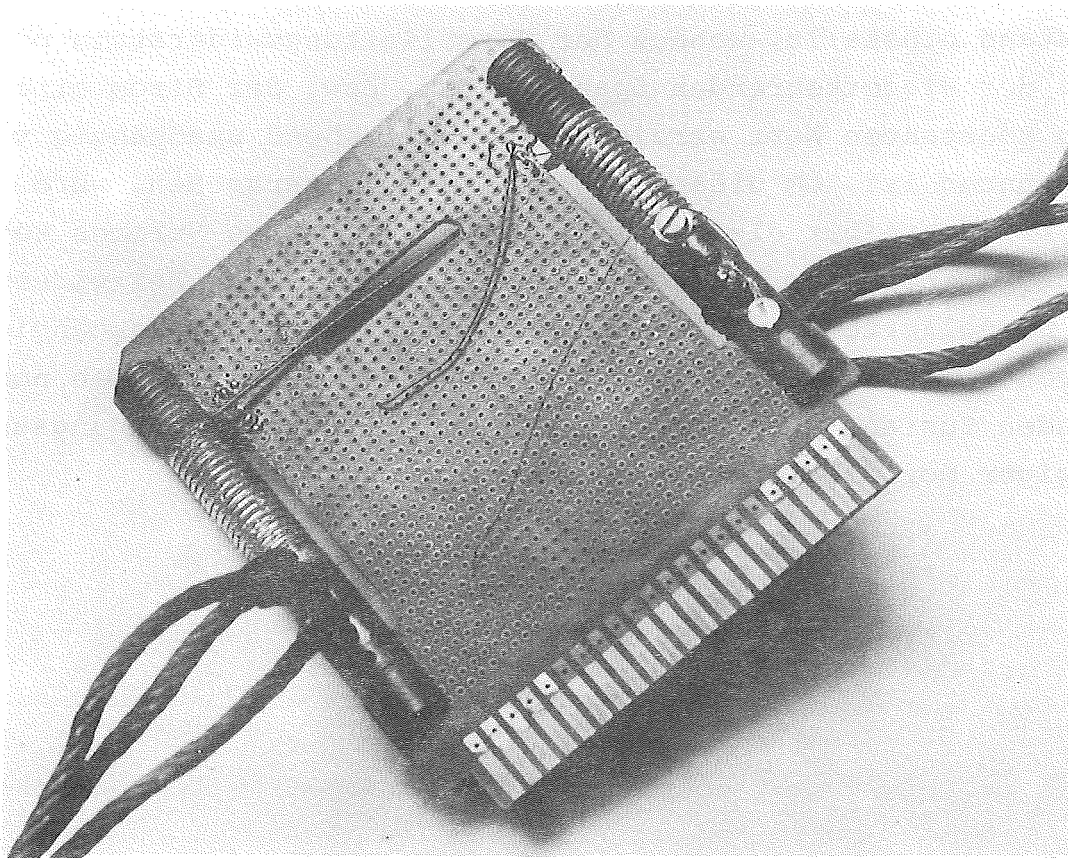


Abb. 6.7: Versuchsschalter Probe Nr. 3 aus Niomax CN A 61/25
"short sample" Messung, thermisch isoliert.

6.3 Schaltverhalten bei lokaler thermischer Auslösung des Vielkern Supraleiters.

Die Untersuchungen mit lokaler thermischer Auslösung zielen nicht darauf ab, einen schnellen Auslösemechanismus zu entwickeln, sondern im Gegenteil durch eine Verlangsamung des Schaltvorganges mehr Einblick in Details des supraleitend-normalleitenden Überganges zu erhalten. Die lokale Definition des Quenchbeginnes erlaubt es, seine Ausbreitung und seine Endzustände zu untersuchen.

6.3.1 Meßergebnisse - Statische Strom und Spannungsmessungen.

Bei den Messungen an Probe 1 mit magnetischer Auslösung, die im Kapitel 6.4 beschrieben werden, war aufgefallen, daß sich ein Endzustand einstellt, wonach der Normalleitungswiderstand proportional der wiederkehrenden Spannung ist, bzw. der Strom einen nahezu konstanten Wert erreicht, der weitgehend unabhängig von der Spannung ist. Um diesen Endzustand zu untersuchen, wurde mit einem X-Y Schreiber die Spannung als Funktion des Stromes registriert, nachdem der Vielkernsupraleiter durch den Heizwiderstand lokal normalleitend gemacht wurde. Es stellte sich unabhängig davon, von welchem Supraleiterstrom aus der Übergang in den normalleitenden Zustand erfolgte ein bestimmter, nahezu spannungsunabhängiger Normalleitungsstrom ein.

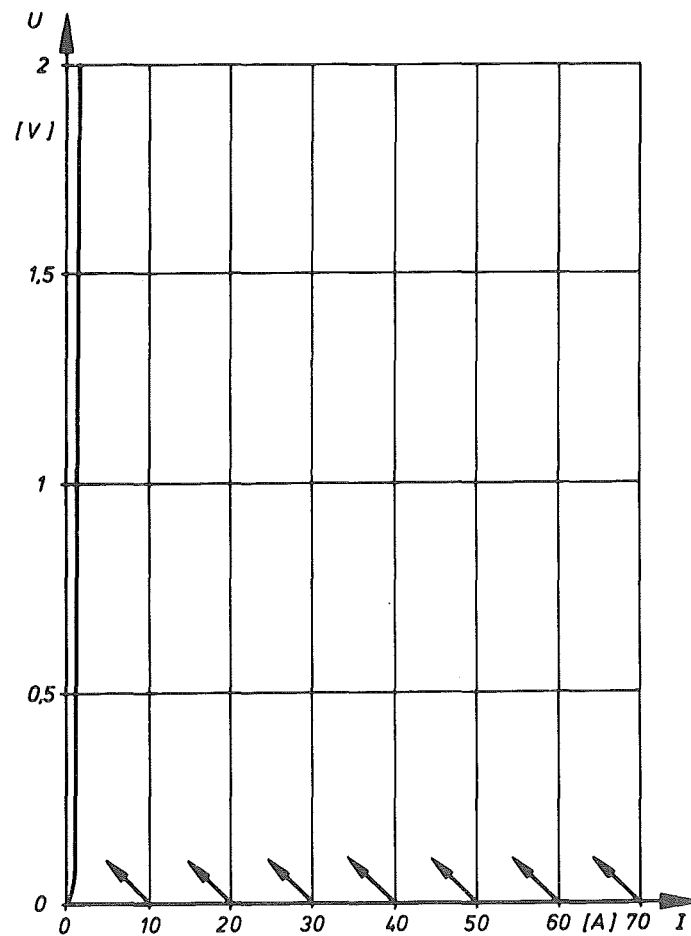


Abb. 6.8: Auslösung der Probe 1, durch einen Heizwiderstand bei verschiedenen Supraleiterströmen.

Die normalleitende Strom-Spannungsabhängigkeit existiert reversibel bis zu einem Minimalpunkt für den normalleitenden Zustand der für die Probe 1 bei 18 mV und 1,08 A liegt. Erst wenn diese Werte unterschritten werden, kann der Schalter seine supraleitende Stromtragfähigkeit wieder voll erlangen.

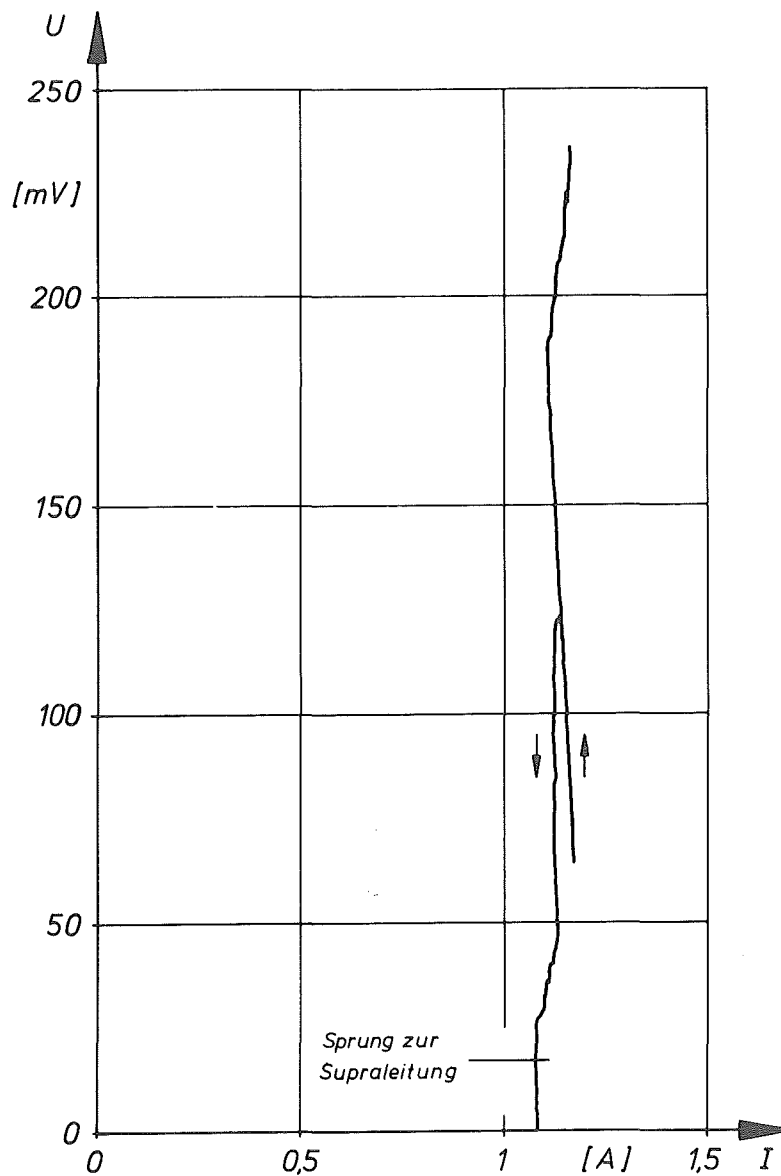


Abb. 6.9: Multifilament Supraleiterprobe Nr. 1 normalleitend.

Die charakteristische Stromkonstanz reicht bis zu der Spannung, bei der der gesamte Supraleiter normalleitend ist. Bei höherer Spannung verhält sich der Supraleiter wie ein ohmscher Widerstand.

Abb. 6.10 zeigt dieses Verhalten an der 9 cm Probe Nr. 2.

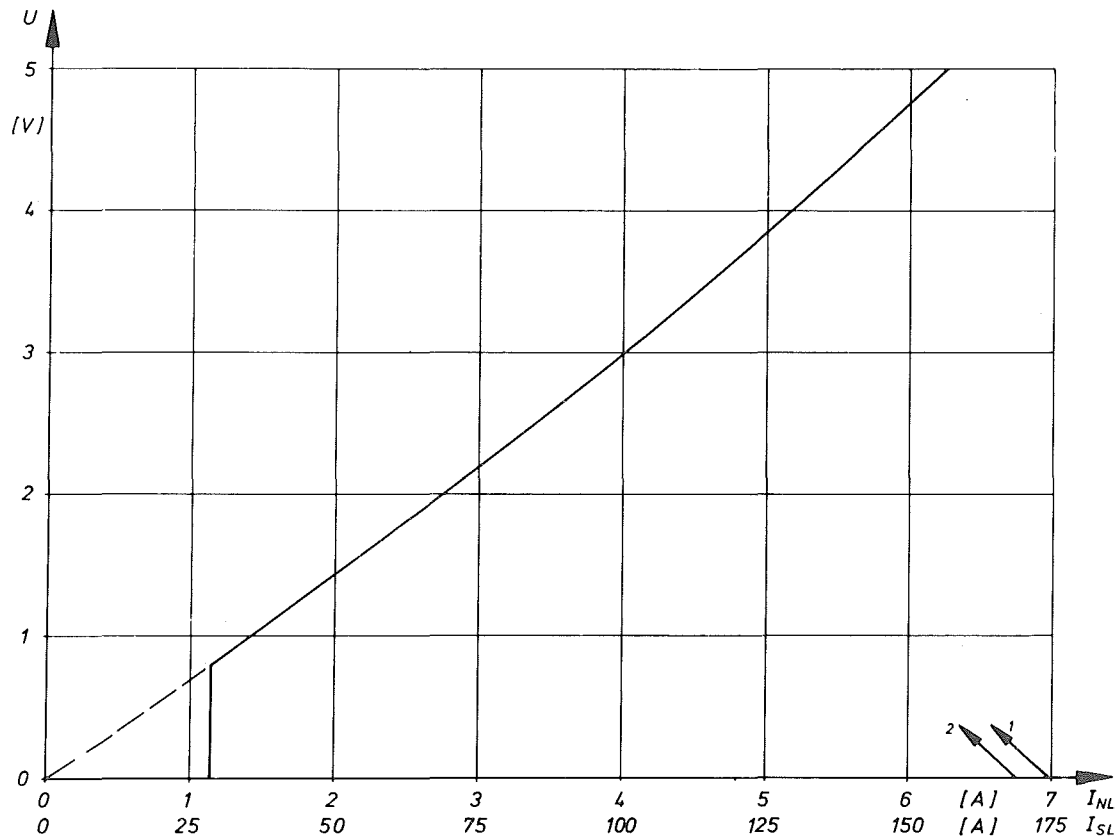


Abb. 6.10: Multifilament Supraleiter Probe Nr. 2 (9cm) normalleitend.

Die Probe erreicht bei 4 A, 3 V den Raumtemperaturwiderstand und schmilzt bei 10 A, 9 V durch.

Der Übergang aus dem teilweise supraleitend und normalleitenden Zustand, wo SL- und NL-Bereich nebeneinander existieren, in den rein ohmschen NL-Bereich erfolgt bei der 11,58 m langen Probe 1 bei 70 V und 1,02 A.

In Abb. 6.11 wurde die $U - I$ Kennlinie mit einem raschen Spannungsanstieg bis 110 V und langsameren Spannungsabfall aufgezeichnet.

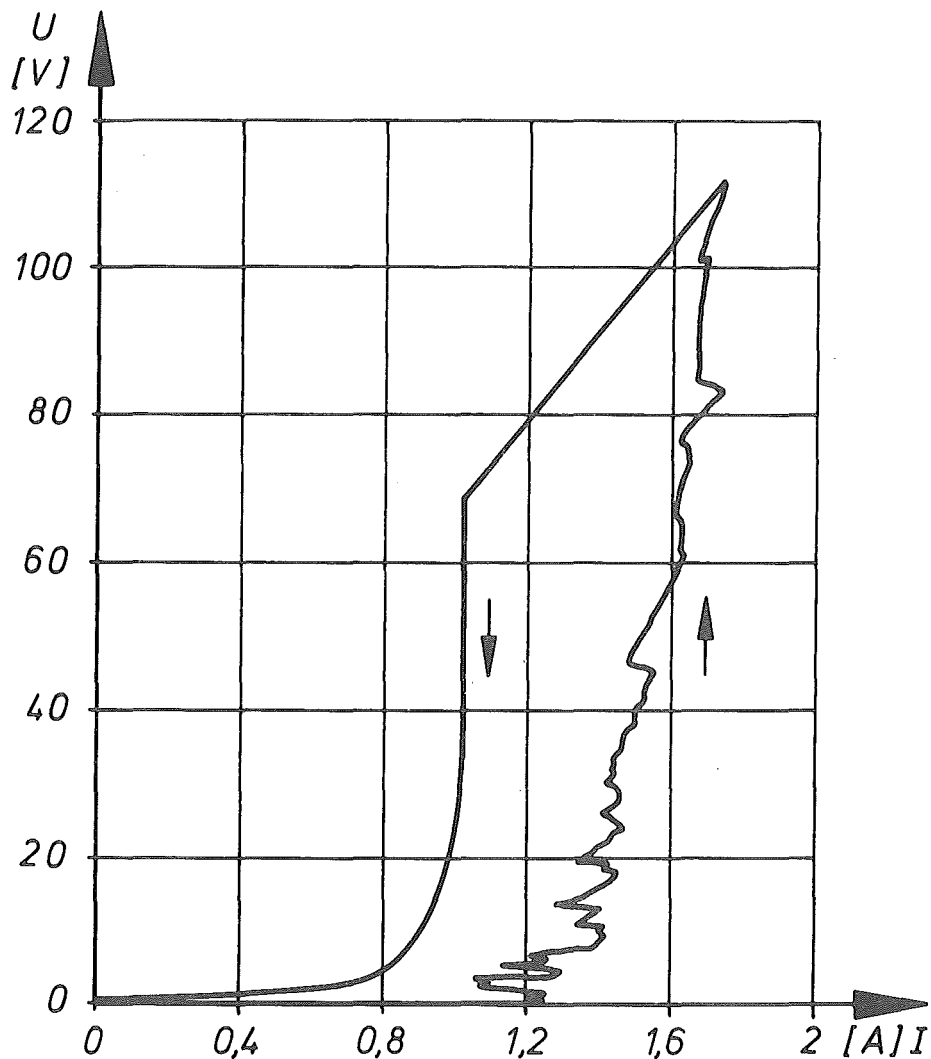


Abb. 6.11: Multifilament Supraleiter Probe Nr. 1 (11,58 m) normalleitend.

Die Strom-Spannungskurve zeigt eine Hysteresiserscheinung derart, daß bei steigender Spannung der Strom größer und bei fallender Spannung kleiner als der Beharrungswert von 1,08 A ist. Der Grund dafür liegt in der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Zone bei Spannungsanstieg und der supraleitenden Zone bei Spannungsabfall.

Ein Vergleich des minimalen Normalleitungsstroms $I_m = 1,08 \text{ A}$ mit dem maximalen Supraleiterstrom $I_c = 177 \text{ A}$ zeigt, daß bei frei in LHe aufgespannten Niomax CN A 61/25 Drähten, der Strom nur im Verhältnis 1: 160 verringert werden kann.

Der minimale Normalleitungsstrom hängt vom Wärmeübergang des Supraleiters an das Kühlmittel ab und kann durch thermische Isolation verringert werden, wie der Versuch mit Probe 3 zeigt. Die 9 cm lange Probe wurde mit einem 1 x 0,5 mm Glasseidenschlauch umgeben und mit Epoxydharz getränkt.

Die Abb. 6.12 zeigt ein Meßergebnis.

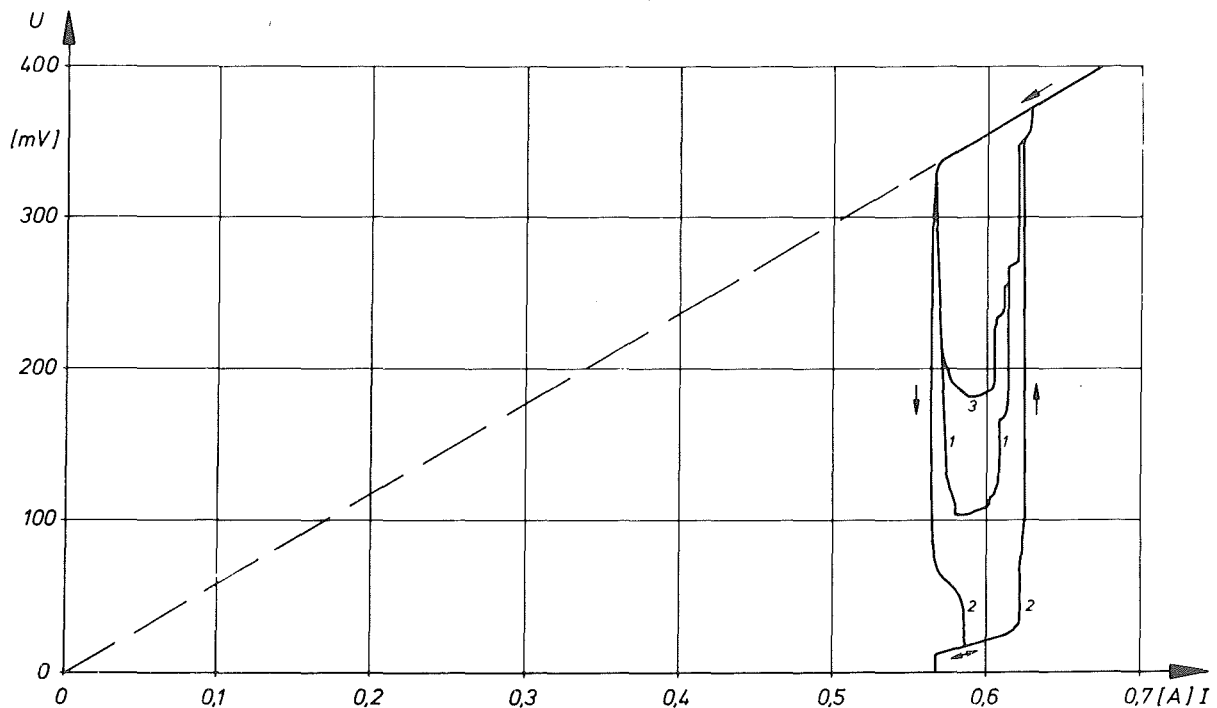


Abb. 6.12: Niomax CN A 61/25 Probe 3, 9 cm lang thermisch isoliert.

Der minimale Normalleitungsstrom ist bei fallender Spannung 0,565 A und bei steigender Spannung 0,65 A. Die ohmsche Gerade mit $R = 0,6 \Omega$ reicht herunter bis 335 mV. Auch im Bereich von 10 mV und 30 mV kann eine Widerstandsgerade reversibel durchfahren werden. Wird die Spannung unter 10 mV gesenkt, tritt Supraleitung ein. Der Vergleich des minimalen Normalleitungsstromes ($I_m = 0,6 \text{ A}$) mit dem maximalen Supraleiterstrom der isolierten Probe ($I_c = 156 \text{ A}$) ergibt, daß der Strom im Verhältnis 1 : 250 verringert werden kann.

Soll dieses Schaltverhältnis erreicht werden, dann ist für die wiederkehrende Spannung 0.27 m/V an Leiterlänge vorzusehen. Die l/U Beziehung wird in den folgenden Abschnitten erklärt.

6.3.2 Meßergebnisse - Sondenmessungen im stationären Zustand mit supraleitenden und normalleitenden Zonen.

Die Sondenmessungen sollen weiteren Einblick in den Zustand, wo supraleitende und normalleitende Zonen nebeneinander existieren geben. Sie haben gegenüber den "short sample Messungen" den Vorteil der größeren Meßstrecke und gegenüber der langen Probe den Vorteil der geringeren Wärmeentwicklung.

Die Ausbreitung der normalleitenden Zone wird von einer definierten Stelle des Supraleiters an beobachtet, die durch einen Heizwiderstand erwärmt wird. Sie erfolgt wegen einer eingebauten Wärmesenke (Mittelanschluß) nur in einer Richtung. Die 33 Potentialsonden sind in Abständen von je 36,8 cm am Supraleiterdraht angeschlossen. Es wird mit dem X-Y-Schreiber die Gesamtspannung der Probe und die Spannung zwischen Potentialsonden registriert. Die Spannung wird langsam hochgeregelt, der Strom ist dabei 1,2 A. Wenn die Gesamtspannung über die Spannung an den beobachteten Potentialsonden steigt, hat die normalleitende Zone die beobachtete Leiterlänge überschritten.

Abb. 6.13 zeigt eine solche Messung.

Die Meßergebnisse sind in der Tabelle 6.2 zusammengestellt.

Sonde	U	l	U : l	l : U	R : l	ρ
Nr. - Nr.	V	m	V/m	m/V	Ω/m	$\Omega m \cdot 10^{-10}$
15 - 17	7,4	0,736	10,08	0,01	9	44
14 - 17	11,6	1,104	10,05	0,09	8,75	42,8
13 - 17	15	1,472	10,02	0,098	8,5	41,6
13 - 16	12	1,104	10,08	0,092	9	45

Tabelle 6.2: Wie die Tabelle zeigt, beträgt der Spannungsabfall bei voll normalleitendem SL-Draht 10 V/m. Der minimale Normalleitungsstrom ist dabei $I_m = 1,2$ A.

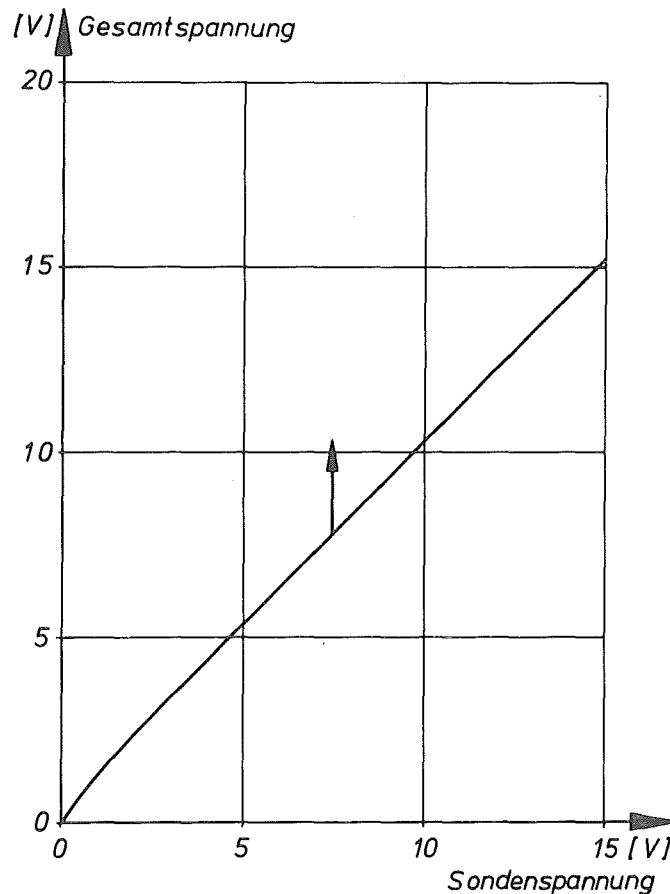


Abb. 6.13: Verhältnis der Gesamtspannung zur Spannung zwischen Potentialsonden.

6.3.3 Interpretation der Meßergebnisse mit einer Wärmebilanz des stationären SL-NL Zustandes.

Mit einer Wärmebilanzrechnung sollen die experimentellen Beobachtungen erklärt werden, nämlich die Existenz eines minimalen Normalleitungsstromes, der bei einem hinreichend langen LHe gekühlten Supraleiter praktisch unabhängig von der Spannung ist und die mit den Sondenmessungen festgestellte Proportionalität der Normalleitungszone zur Spannung.

Der Wärmetransport aus einer normalleitenden Zone eines Supraleiters zum Kühlmittel erfolgt radial über seine direkt gekühlte Oberfläche und achsial über die beiden angrenzenden supraleitenden Zonen, wie in Abb. 6.14 skizziert.

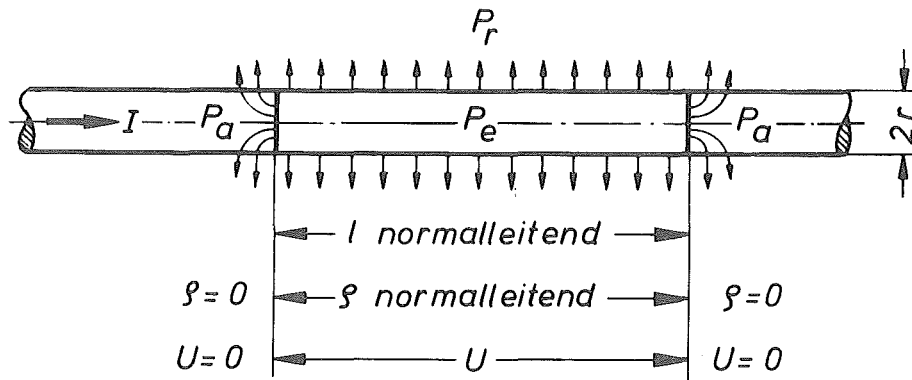


Abb. 6.14 Normalleitende Supraleiterzone.

Die normalleitende Zone des Supraleiterdrahtes wird in der Rechnung als zylindrisch angenommen, weil die Leiterlänge groß ist, gegenüber dem Drahtdurchmesser und daher kein großer Fehler gegenüber einer Rechnung mit gekrümmter Grenzfläche zwischen Supraleitung und Normalleitung auftritt.

In der normalleitenden Zone entsteht pro Sekunde die Wärmemenge

$$P = \frac{U^2}{R} = \frac{U^2 r^2 \pi}{\rho l} = I^2 R = I^2 \frac{\rho l}{r^2 \pi} = U \cdot I \quad (6.1)$$

Im stationären Zustand (Temperatur T = konstant) wird in radialer Richtung die Wärmemenge P_r und an den beiden Grenzflächen die Wärmemenge P_a pro Sekunde abgegeben. Die Wärmebilanz für die normalleitende Zone ist:

$$P_e = P_r + 2 P_a \quad (6.2)$$

In festen Körpern geht der Wärmetransport nur durch Leitung vor sich. Der Wärmestrom P_a folgt dem Fourier'schen Gesetz. [6.2]

$$P_a = - \lambda A \frac{dT}{dx} \quad (6.3)$$

Hierin ist λ die Wärmeleitfähigkeit in W/m grd und A ist die Fläche auf die sich der Wärmestrom bezieht.

Wenn das Kühlmittel ein bewegliches Medium, Flüssigkeit oder Gas ist, dann kann Wärme außer durch Leitung, noch durch Strömung, (Konvektion), fortgeschafft werden. Die Probleme des Wärmetransportes durch Konvektion hängen eng mit den Strömungsproblemen zu-

sammen. Der übergelende Wärmestrom in radialer Richtung genügt der Bedingung:

$$P_r = \alpha A (T_W - T_B) = \alpha l \cdot 2r\pi (T_W - T_B) \quad (6.4)$$

Hierin ist α die Wärmeübergangszahl in $\text{W/m}^2 \text{ grad}$,

T_W die Wandtemperatur des Supraleiters und T_B die Temperatur des Kühlmittels.

Der Wärmedurchgang in achsialer Richtung von der normalleitenden Zone über die angrenzenden supraleitenden Zonen an das Kühlmittel ist:

$$P_a = 2kr^2\pi (T_W - T_B) \quad (6.5)$$

Hiermit ist k die Wärmedurchgangszahl in $\text{W/m}^2 \text{ grad}$. Sie entspricht dem Kehrwert des Gesamtwiderstandes R_W für den Wärmedurchgang

$$k = \frac{1}{AR_W} = \frac{1}{\frac{l}{\alpha} + \frac{x}{\lambda}} \quad (6.6)$$

Für konstante Temperatur T kann die Wärmebilanz einer normalleitenden Zone als Funktion der Spannung geschrieben werden:

$$\frac{U^2 r^2 \pi}{\rho \cdot l} = \alpha l \cdot 2r\pi (T_W - T_B) + 2kr^2\pi (T_W - T_B) \quad (6.7)$$

daraus ist

$$U = l \sqrt{2\rho (T_W - T_B) \left(\frac{\alpha}{r} + \frac{k}{l} \right)} \quad (6.8)$$

Die erste Ableitung ist

$$\frac{dU}{dl} = \sqrt{2\rho (T_W - T_B) \frac{\left(\frac{\alpha}{r} + \frac{k}{2l} \right)^2}{\frac{\alpha}{r} + \frac{k}{l}}} \quad (6.9)$$

Für eine lange NL Zone $l \rightarrow \infty$ wird.

$$\lim_{l \rightarrow \infty} \frac{dU}{dl} = \sqrt{\frac{2\alpha\rho}{r} (T_W - T_B)} \quad (6.10)$$

Die Spannung pro Längeneinheit ist nach dieser Gleichung und in Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen für einen langen Leiter konstant.

Bildet man formal den Grenzwert $l \rightarrow 0$

$$\lim_{l \rightarrow 0} \frac{dU}{dl} = \sqrt{2 \rho k (T_W - T_B)} \sqrt{\frac{\alpha}{r} + \frac{k}{l}} \longrightarrow \infty \quad (6.11)$$

so folgt, daß die Spannung pro Längeneinheit für eine sehr kleine normalleitende Zone gegen unendlich gehen würde. Das bedeutet aber physikalisch, daß eine solche Zone nicht existent ist, und der Übergang zur Supraleitung erfolgt.

Die Wärmebilanz einer normalleitenden Zone kann für konstante Temperatur auch als Funktion des Stromes geschrieben werden.

$$\frac{I^2 \rho l}{r^2 \pi} = \alpha l 2 r \pi (T_W - T_B) + 2 k r^2 \pi (T_W - T_B) \quad (6.12)$$

daraus ist

$$I = \frac{r^2 \pi}{\rho} \sqrt{2 \rho (T_W - T_B) \left(\frac{\alpha}{r} + \frac{k}{l} \right)} \quad (6.13)$$

Für eine lang NL Zone $l \rightarrow \infty$ wird

$$\lim_{l \rightarrow \infty} I = \frac{r^2 \pi}{\rho} \sqrt{\frac{2 \rho \alpha}{r} (T_W - T_B)} \quad (6.14)$$

Der Strom ist nach dieser Gleichung und in Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen konstant. Er ist für einen langen Leiter unabhängig von der Länge der normalleitenden Zone des Supraleiters und unabhängig von der Spannung.

Bildet man auch für den Strom formal den Grenzwert $l \rightarrow 0$

$$\lim_{l \rightarrow 0} I = \infty$$

so folgt, daß der Strom für eine sehr kleine normalleitende Zone gegen unendlich gehen würde. Das bedeutet aber einen Übergang zur Supraleitung, wenn der Strom unter dem kritischen Strom I_c bleibt.

Mit der Wärmebilanz für das Produkt aus Strom und Spannung

$$U \cdot I = 2 r^2 \pi (T_W - T_B) \left(\frac{\alpha}{r} l + k \right) \quad (6.15)$$

kann der auf die Flächeneinheit bezogene Wärmestrom, die Wärmestromdichte berechnet werden. Für eine NL Zone, die groß ist gegenüber dem Drahtdurchmesser, überwiegt der Wärmeübergang in radialer Richtung.

$$q_r = \frac{P_r}{A} = \alpha (T_W - T_B) = \frac{U}{l} \frac{I}{2 r \pi} \quad (6.16)$$

Mit den Meßdaten $I_m = 1,2 \text{ A}$, $U/l = 10 \text{ V/m}$ und $2r = 0,25 \text{ mm}$ folgt

$$q_r = \alpha (T_W - T_B) = 15 \cdot 10^3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Nimmt man an, daß die Wandtemperatur gleich $T_c = 9,5^\circ \text{ K}$ ist, so folgt ein Wert für die Wärmeübergangszahl α zu

$$\alpha = 2700 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ Grad}}$$

Die Gleichungen (6.8) und (6.13) beschreiben die Spannung U und den Strom I jeweils als Funktion der Länge l der normalleitenden Zone. Aus diesen beiden Gleichungen kann eine Strom-Spannungs-Funktion abgeleitet werden, in der die veränderliche Größe l nicht enthalten ist. Die Division der beiden Gleichungen führt vorerst auf das Ohm'sche Gesetz.

$$\frac{U}{I} = \frac{\rho l}{r^2 \pi} \quad (6.17)$$

Aus der Gleichung (6.13) ergibt sich l zu

$$l = \frac{2 r^4 \pi^2 k (T_W - T_B)}{\rho I^2 - 2 r^3 \pi^2 \alpha (T_W - T_B)}$$

und in (6.17) eingesetzt wird

$$U = \frac{I 2 r^2 \pi k (T_W - T_B)}{I^2 - \frac{2 r^3 \pi^2 \alpha (T_W - T_B)}{\rho}} \quad (6.18)$$

In Abb. 6.15 ist der prinzipielle Verlauf dieser Strom-Spannungs-Funktion dargestellt.

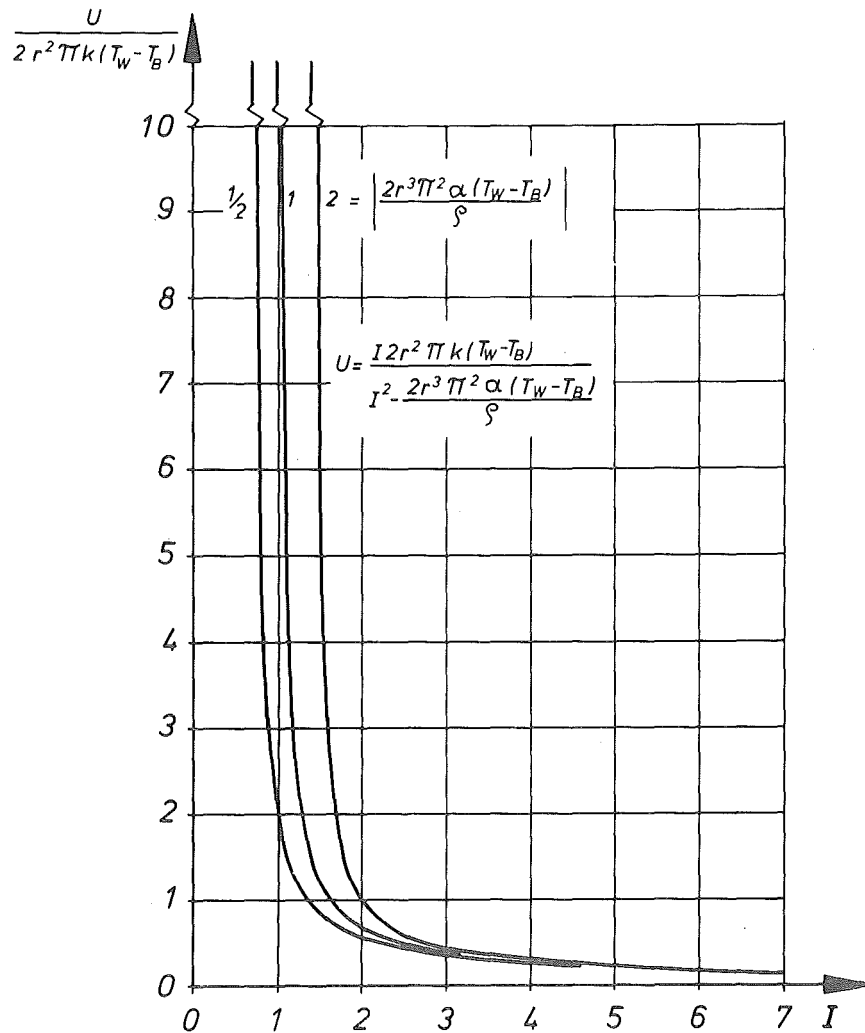


Abb. 6.15: Strom-Spannungs-Funktion für eine kleine normalleitende Supraleiterzone.

Als Einheit des Spannungsmaßstabes wurde $U/2 r^2 \pi k (T_W - T_B)$ gewählt. Die U - I Funktion wurde für die Beträge 0,5, 1 und 2 des Parameters $2 r^3 \pi^2 \alpha (T_W - T_B)/\varphi$ dargestellt, um z.B. den Einfluß der Wärmeübergangszahl α auf den minimalen Normalleitungsstrom I_m zu demonstrieren. Dieser Einfluß ist auch aus dem Vergleich des I_m der unisolierten mit der thermisch isolierten Probe (Abb. 6.10 und 6.12) zu ersehen.

Die aus der Wärmebilanz abgeleitete Strom-Spannungs-Funktion zeigt im Bereich kleiner Spannungen einen fallenden Widerstandsverlauf. Dieser ist auch experimentell z.B. in Abb. 6.9 zu beobachten. Bei den in Abb. 6.16 aufgezeichneten U-I Funktionen wurde der Supraleiter von drei verschiedenen Strömen ausgehend durch Heizung normalleitend gemacht.

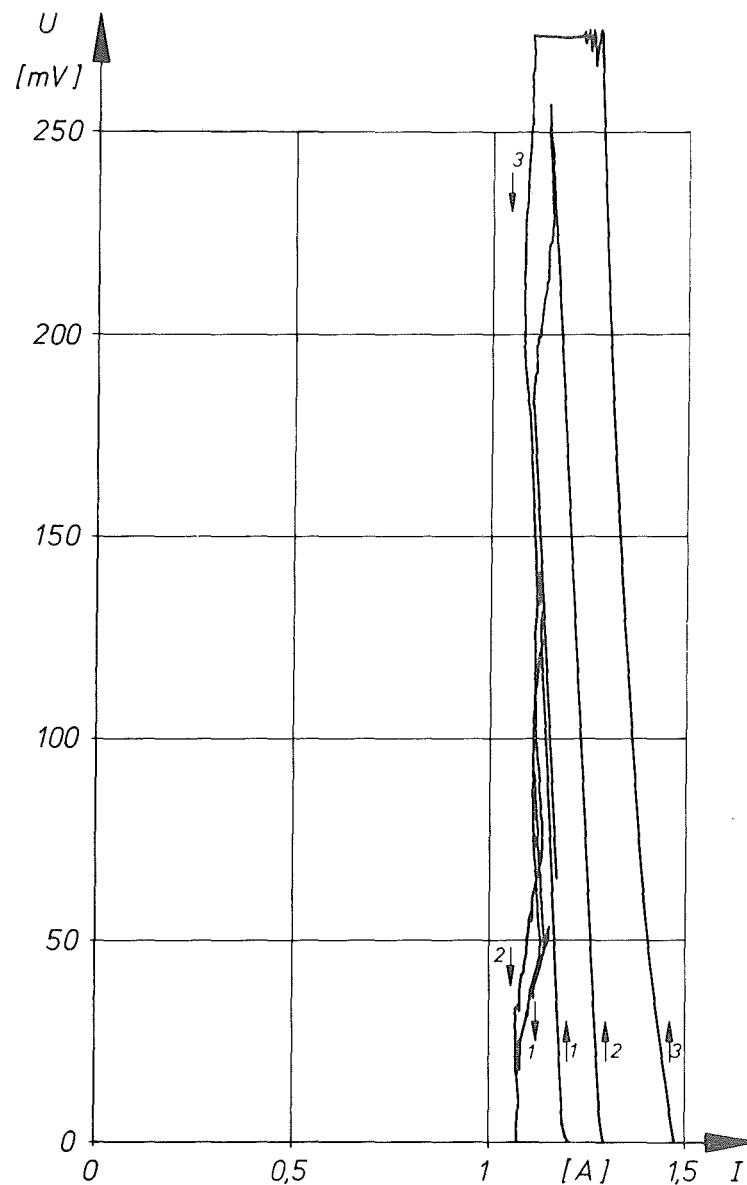


Abb. 6.16: Supraleiter, normalleitend.

Der fallende Widerstandsverlauf ist bei steigender und fallender Spannung beobachtbar. Im Kurvenzug 2 der Abb. 6.16 steigt der Strom von 1,11 A auf 1,13 A, während die Spannung von 175 mV auf 140 mV sinkt. Das entspricht einem fallenden Widerstand von

$$\Delta R = \frac{\Delta U}{\Delta I} = -1,75 \, \Omega$$

Wegen einer Umstrukturierung von normalleitenden und supraleitenden Zonen ist dem fallenden auch ein wachsender Widerstandsverlauf überlagert. In den Abb. 6.9 und 6.16 ist die Umstrukturierung im gezackten Kurvenverlauf mit wachsendem Widerstandsverlauf zu beobachten.

6.3.4 Umstrukturierung supraleitender und normalleitender Zonen.

Mit der Wärmebilanz für supraleitende Zonen zwischen normalleitenden Zonen kann eine Erklärung gegeben werden für den teils wachsenden, teils fallenden Widerstandsverlauf bei fallender Speisespannung der Abb. 6.9, 6.16 und die bei den Sondenmessungen (Kap. 6.4.5) beobachteten Potentialverschiebungen.

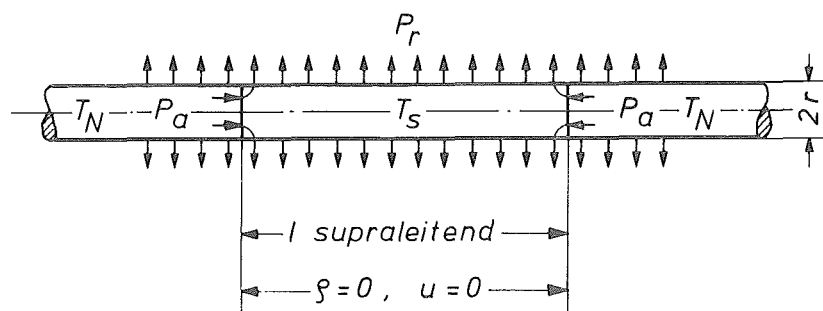


Abb. 6.17: Supraleitende Zone zwischen normalleitenden Zonen.

Für die Wärmebilanz werden Temperatursprünge an den Grenzschichten der supraleitenden zu den normalleitenden Zonen und zur LHe gekühlten Oberfläche angenommen. Die normalleitende Zone habe die Temperatur T_N , welche größer ist als die kritische Temperatur T_C . Die supraleitende Zone habe die Temperatur T_s , welche kleiner als T_C ist und das Bad die Temperatur T_B . Die der supraleitenden Zone

zu beiden Seiten achsial zugeführte Wärme ist gleich der über ihre LHe gekühlte Oberfläche abgegebenen Wärme.

$$2kr^2\pi(T_N - T_S) = \alpha l 2r\pi(T_S - T_B) \quad (6.19)$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß die Wärmeleitung in NbTi klein ist gegenüber der in der CuNi.-Matrix. Es bedeutet deshalb k eine effektive Wärmedurchgangszahl, die sich auf den gesamten Leiterquerschnitt bezieht.

Die Temperatur der Supraleiterzone ist daraus als Funktion ihrer Länge $T_S = f(l)$

$$T_S = \frac{T_N + \frac{\alpha}{k} \frac{l}{r} T_B}{\frac{\alpha}{k} \frac{l}{r} + 1} \quad (6.20)$$

Mit T_N als Vielfachem von T_B , $T_N = T \cdot T_B$

wird

$$T_S = T_B \frac{T + \frac{\alpha}{k} \frac{l}{r}}{\frac{\alpha}{k} \frac{l}{r} + 1} \quad (6.21)$$

Wird der Parameter

$$\frac{\alpha}{k} = 1 \quad (6.22)$$

gesetzt und für den Parameter T eine Zahl größer als 1. z.B.

$T = 3$

dann erhält die Funktion $T_S = f\left(\frac{l}{r}\right)$ die in Abb. 6.18 gezeichnete normierte Form.

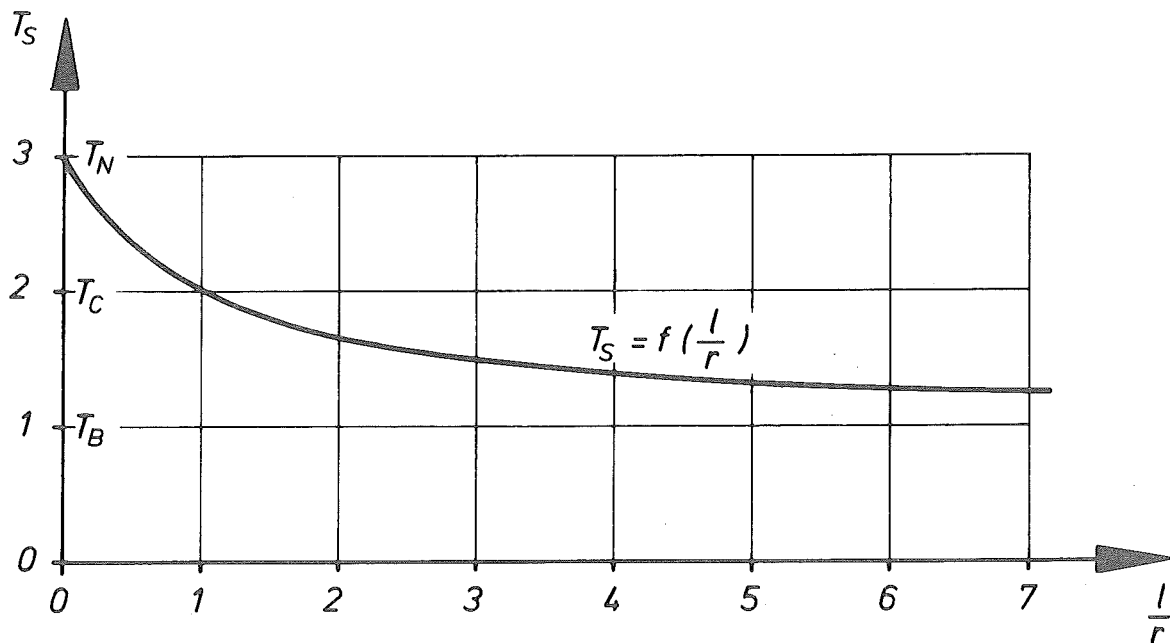


Abb. 6.18: Temperatur einer supraleitenden Zone zwischen normalleitenden Zonen als Funktion ihrer Länge.

Kürzere Supraleiterzonen werden sich erwärmen, und wenn die kritische Temperatur T_C überschritten ist, in normalleitende Zonen umwandeln. Längere kühlen sich ab und breiten sich aus. Supraleitende und normalleitende Zonen werden sich mit der Zeit entmischen, wobei die kleinen normalleitenden Zonen, mit fallendem Widerstandsverlauf immer mehr verschwinden. Bei kleiner werdender Spannung wird daher ein fallender oder wachsender Widerstand beobachtet, je nachdem ob das Verhalten kleiner normalleitender Zonen mit fallender Widerstandscharakteristik oder ihre Umwandlung in größere Zonen überwiegt. Bei rascher Spannungsänderung wird im Bereich kleiner Spannungen mehr fallender und bei langsamer Spannungsänderung mehr wachsender positiver Widerstandsverlauf beobachtbar.

Für die Wiedererlangung der Supraleitfähigkeit nach einem Schaltvorgang wäre es vorteilhaft, wenn sich der gesamte Schaltdraht wie eine kleine normalleitende Zone mit fallender Widerstandscharakteristik verhalten würde. Es könnte dann, wenn die Schaltüberspannung abgeklungen ist, die Supraleitfähigkeit wieder erlangt werden, ohne daß der Supraleiterschalter durch einen Hilfsschalter stromlos gemacht wird.

6.3.5 Der normalleitende Widerstand als Funktion der Zeit beim Schaltvorgang.

In den folgenden Kapiteln 6.3.6 bis 6.3.11 wird zunächst das Temperaturprofil $T(\xi)$ berechnet, das sich entlang des Drahtes ausbreitet. Danach wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der SL-NL Grenzschicht $v(t)$ und daraus der Widerstandsanstieg dR/dt für unveränderliche Werte des Stromes I berechnet. Durch Integration wird aus dem Widerstandsanstieg als Funktion der Spannung $dR/dt = f(U_0, R_0)$ der zeitabhängige Normalleitungswiderstand $R = f(t, U_0, R_0)$ berechnet. Diese Berechnungen werden mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Dabei zeigt sich, daß die Übereinstimmung im oberen Strombereich nicht ausreichend ist. Die Berechnungen können durch die Einführung der Abhängigkeit des kritischen Stromes I_c von der Temperatur gut an die experimentellen Ergebnisse angepaßt werden. Es wird ferner gezeigt, daß einige charakteristische Werte des SL Materials, welche experimentell einfach bestimmbar sind, genügen, um bei lokaler Auslösung den Schaltvorgang mit den erarbeiteten Formeln zu beschreiben.

6.3.6 Berechnung des Temperaturprofiles einer normalleitenden Zone im supraleitenden Draht.

Der Übergang eines Supraleiterdrahtes in den normalen Zustand kann grob gesprochen in zwei Phasen geteilt werden. Erste Phase ist die Bildung einer normalleitenden Zone, die genügend groß ist, um sich in der zweiten Phase selbst auszubreiten. Während die Bildung einer kleinen normalleitenden Zone hauptsächlich von elektrodynamischen Vorgängen, wie Flußsprüngen bestimmt wird, und die Entscheidung darüber ob sich die Zone ausbreitet oder nicht, von der Stabilisierung des Supraleiters abhängt, beeinflussen die Ausbreitung dieser Zonen vorwiegend thermische Bedingungen.

Schon zur Zeit des Beginnes der Entwicklung supraleitender Magnetspulen wurden einige Arbeiten über den Übergang solcher Magnete in den normalleitenden Zustand veröffentlicht. [6.3, 6.4, 6.5, 6.6, 6.7]

Eine jüngere Arbeit mit weiteren Literaturangaben ist [6.8] . Die in diesen Arbeiten entwickelten Theorien können mit gewissen Modifizierungen auch auf das Problem des supraleitenden Schalters angewendet werden.

Der Übergangsvorgang wird am einfachsten durch die Ausbreitung einer normalleitenden Zone erklärt, welche durch lokale Erwärmung erzeugt wurde. Dabei soll noch vorausgesetzt werden, daß die Ausbreitung nur in Richtung des Leiters vor sich geht und sich die benachbarten Lagen nicht so stark erwärmen, daß neue normalleitende Bereiche erzeugt werden. Dies ergibt die untere Grenze für die Schaltgeschwindigkeit. Die Ausbreitung einer normalleitenden Zone entspricht einer instationären Wärmeströmung, weil sich sowohl die Temperatur, als auch der Wärmestrom mit der Zeit ändern. Der Wärmestrom ist also eine Funktion von Ort und Zeit.

Die Wärmebilanzgleichung für ein Längenelement dx am Ort x und zur Zeit t kann von dem Prinzip ausgehend geschrieben werden, daß die Differenz aus zu- und abgehendem Wärmestrom der zeitlichen Änderung der Energie des Elementes P_w gleich ist. Die Bilanz gilt sowohl für den supraleitenden, als auch für den normalleitenden Teil des Drahtes. Es müssen nur die entsprechenden Werkstoffdaten eingesetzt werden, die durch den Index S bzw. N voneinander unterschieden werden. In der normalleitenden Region kommt noch die joulesche Erwärmung P_e hinzu.

Abb. 6.19 zeigt das Modell eines Supraleiterdrahtes, der vom Strom I durchflossen wird.

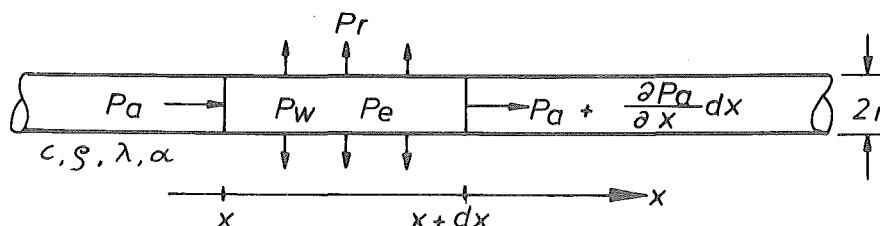


Abb. 6.19: Zur Berechnung des Temperaturprofils und der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone.

$$P_W = P_e + P_a - \left(P_a + \frac{\partial P_a}{\partial x} dx \right) - P_r \quad (6.23)$$

Die stationäre axiale Wärmeströmung ist für das Leiterelement dx ,

$$P_a(x, T) = - \lambda r^2 \pi \frac{dT}{dx} \quad (6.24)$$

Damit wird mit den Werkstoffdaten;

C_{pV} = Spezifische Wärme pro Volumseinheit,

ρ = Spezifischer Widerstand, λ = Wärmeleitzahl

α = Wärmeübergangszahl

für die normalleitende Region, nachdem dx eliminiert wurde.

$$\begin{aligned} r^2 \pi C_N \frac{\partial T_N(x, t)}{\partial t} &= \frac{I^2 \rho}{r^2 \pi} + \\ r^2 \pi \lambda_N \frac{\partial^2 T_N(x, t)}{\partial x^2} &- 2 r \pi \alpha \left[T_N(x, t) - T_B \right] \end{aligned} \quad (6.25)$$

und ohne joulsche Erwärmung für die supraleitende Region.

$$\begin{aligned} r^2 \pi C_S \frac{\partial T_S(x, t)}{\partial t} &= r^2 \pi \lambda_S \frac{\partial^2 T_S(x, t)}{\partial x^2} \\ &- 2 r \pi \alpha \left[T_N(x, t) - T_B \right] \end{aligned} \quad (6.26)$$

Diese Wärmeleitungsgleichungen sind partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Die mathematische Methode zu ihrer Lösung ist eine Koordinatentransformation in einem System, das sich mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle fortpflanzt und so die Beschreibung der Wellenform und der Geschwindigkeit gestattet.

Mit dem Lösungsansatz

$$\begin{aligned} T_N(x, t) &= T_N(\xi) \\ T_S(x, t) &= T_S(\xi) \end{aligned}$$

und mit der Koordinatentransformation

$$\xi = x - v t$$

Wird im Anhang C eine Lösung der Differentialgleichung gegeben.

Mit der Randbedingung, daß in der von der Grenzschicht weit entfernten normalleitenden Region die Wärmebilanzgleichung (6.12) des stationären SL-NL Zustandes (Kap. 6.3.3) gilt, und daß der Draht weit in der SL Region Badtemperatur hat, lauten die Lösungen der Differentialgleichungen laut Anhang C

$$\begin{aligned} T_N(\xi) &= \left(T_B + \frac{I^2 \rho}{2 \alpha r^3 \pi^2} \right) + \left(T_C - T_B - \frac{I^2 \rho}{2 \alpha r^3 \pi^2} \right) \cdot \\ &\quad e^{(-v C_N + \sqrt{v^2 C_N^2 + \frac{8 \alpha \lambda_N}{r}}) \frac{\xi}{2 \lambda_N}} \end{aligned} \quad (6.27)$$

$$\begin{aligned} T_S(\xi) &= T_B + (T_C - T_B) \cdot \\ &\quad e^{(-v C_S - \sqrt{v^2 C_S^2 + \frac{8 \alpha \lambda_N}{r}}) \frac{\xi}{2 \lambda_S}} \end{aligned} \quad (6.28)$$

Die Abb. 6.20 zeigt den prinzipiellen Verlauf dieser Temperaturverteilung entlang des Drahtes mit einem Knick an der Grenzschicht, der aus den unterschiedlichen Materialwerten des SL und NL Zustandes resultiert.

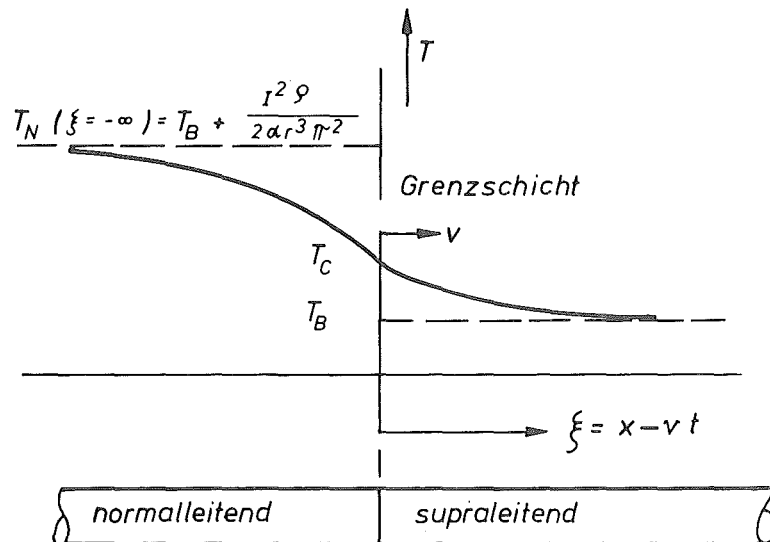


Abb. 6.20: Temperaturprofil, das sich entlang des Drahtes ausbreitet.

6.3.7 Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit aus der Wärmebilanz der Grenzschicht.

Es muß die Randbedingung berücksichtigt werden, daß der Wärmefluß in der Nachbarschaft der sich bewegendes Grenzschicht die konstante Temperatur T_C der Grenzschicht aufrecht erhalten muß. Der Übergang erfolge nur durch Erwärmung isotherm.

Beim Übergang des Materials vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand macht die spezifische Wärme bei T_C einen Sprung, der nach der "Rutgers-Formel" (s. Kap. 5.1) gegeben ist zu:

$$(C_S - C_N)_{T=T_C} = \frac{V T_C}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_C}{\partial T} \right)^2_{T=T_C} \quad (5.4)$$

In dieser Formel ist V das spezifische Volumen und die spezifische Wärme $C_S - C_N$ ist auf die Masseneinheit bezogen. Mit dem spezifischen Gewicht γ multipliziert bezieht sie sich auf die Umwandlungswärme C_L "latent heat" des Supraleitervolumens.

An der Grenzschicht muß gelten:

$$-\lambda_N \frac{\partial T_N(x,t)}{\partial x} + \lambda_S \frac{\partial T_S(x,t)}{\partial x} = v C_L \quad (6.29)$$

Daraus wird mit den Ableitungen von $T_N(\xi)$ und $T_S(\xi)$ mit $\frac{\partial \xi}{\partial x} = 1$

$$\begin{aligned} & -\lambda_N \left(T_C - T_B - \frac{I^2 \rho}{2 \alpha r^3 \pi^2} \right) \cdot \\ & \left(-v C_N + \sqrt{v^2 C_N^2 + \frac{8 \alpha \lambda_N}{r}} \right) \frac{1}{2 \lambda_N} + \\ & \lambda_S (T_C - T_B) \left(-v C_S - \sqrt{v^2 C_S^2 + \frac{8 \alpha \lambda_S}{r}} \right) \frac{1}{2 \lambda_S} = v C_L \end{aligned} \quad (6.30)$$

Diese Gleichung definiert zwar die Geschwindigkeit, eine explizite Lösung für v als Funktion der anderen Variablen, ist aber wegen der im allgemeinen temperaturabhängigen thermischen Größen schwierig anzugeben.

Für die Geschwindigkeit v kann eine einfachere Lösung gefunden werden, wenn die ohnehin kleine Umwandlungswärme C_L , sowie der Unterschied zwischen den spezifischen Wärmen C_S , C_N und den Wärmeleitfähigkeiten λ_S , λ_N im normal- und supraleitenden Zustand vernachlässigt werden. $C_L = 0$, $C_S = C_N = C_{pV}$, $\lambda_N = \lambda_S$

Mit der Substitution der partikulären Lösung

$$\frac{I^2 \rho}{2 \alpha r^3 \pi^2} = T_N(\xi = -\infty) - T_B \quad (6.31)$$

vereinfacht sich dann die Bestimmungsgleichung für die Geschwindigkeit zu:

$$\begin{aligned} & - \left[(T_C - T_B) - (T_N - T_B) \right] \left[-v C_{pV} + \sqrt{v^2 C_{pV}^2 + \frac{8 \alpha \lambda}{r}} \right] \\ & + (T_C - T_B) \left[-v C_{pV} - \sqrt{v^2 C_{pV}^2 + \frac{8 \alpha \lambda}{r}} \right] = 0 \end{aligned} \quad (6.32)$$

Für v kann als Funktion der Normalleitertemperatur nach Umformungen geschrieben werden.

$$v(T_N - T_B) = \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{C_{pv}^2 r}} \frac{T_N - T_B - 2(T_C - T_B)}{\sqrt{(T_C - T_B)(T_N - T_B - (T_C - T_B))}} \quad (6.33)$$

Mit der partikulären Lösung wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit als Funktion des Stromes

$$v(I) = \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{C_{pv}^2 r}} \frac{\frac{I^2 \rho}{2\alpha r^3 \pi^2 (T_C - T_B)} - 2}{\sqrt{\frac{I^2 \rho}{2\alpha r^3 \pi^2 (T_C - T_B)} - 1}} \quad (6.34)$$

Mit Kenntnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit ist es möglich den zeitlichen Verlauf des Widerstandsanstieges zu berechnen.

6.3.8 Widerstandsanstieg für beidseitige Ausbreitung als Funktion des Stromes.

Unter der Voraussetzung eines temperaturunabhängigen spezifischen Widerstandes, und das ist für den Schaltdraht mit Kupfer - Nickel Matrix weitgehend der Fall (Abb. 6.11, Kapitel 6.3.1), ist der Leitungswiderstand für beidseitige Ausbreitung der normalleitenden Zone nach Abb. 6.21 berechenbar.

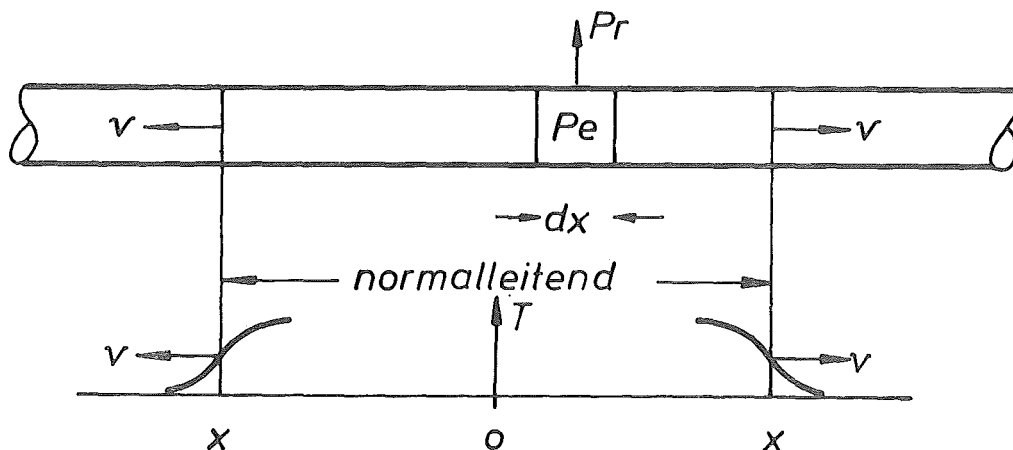


Abb. 6.21: Leitungswiderstand für beidseitige Ausbreitung der normalleitenden Zone.

Beidseitiger Ausbreitung der normalleitenden Zone entspricht bei der Berechnung des zeitabhängigen Widerstandes eine doppelte Ausbreitungsgeschwindigkeit und daher eine doppelt so lange normalleitende Zone und ein doppelt so großer Widerstand.

$$R(x) = \frac{\rho}{r^2 \pi} \int_{-x}^{+x} dx = \frac{2 \rho}{r^2 \pi} x$$

mit

$$x = v \cdot t$$

wird

$$R(t) = \frac{2 \rho}{r^2 \pi} v \cdot t \quad (6.35)$$

Der doppelte Widerstand ist auch bei der partikulären Lösung der Differentialgleichung ($P_e = P_r$) zu berücksichtigen.

Sie lautet für beidseitige Ausbreitung:

$$T_N \left(\xi = -\infty \right) - T_B = I^2 \frac{\rho}{\alpha r^3 \pi^2} \quad (6.36)$$

Der auf die Zeiteinheit bezogene Widerstandanstieg ist mit Gleichung (6.33) und der partikulären Lösung als Funktion des Stromes

$$\frac{dR(I)}{dt} = \frac{2 \rho}{r^2 \pi} \sqrt{\frac{2 \alpha \lambda}{C_{pv}^2 r}} \frac{\frac{I^2 \rho}{\alpha r^3 \pi^2 (T_C - T_B)}^{-2}}{\sqrt{\frac{I^2 \rho}{\alpha r^3 \pi^2 (T_C - T_B)}^{-1}}} \quad (6.37)$$

Substituiert man für die vom Supraleitermaterial, der Leitergeometrie und Badtemperatur abhängigen thermischen Größen,

$$a = \frac{2 \rho}{r^2 \pi} \sqrt{\frac{2 \alpha \lambda}{C_{pv}^2 r}} \quad (6.38)$$

$$b = \frac{\rho}{\alpha r^3 \pi^2 (T_C - T_B)} \quad (6.39)$$

dann ergibt sich für den Widerstandsanstieg die Beziehung

$$\frac{dR(I)}{dt} = a \frac{b I^2 - 2}{\sqrt{b I^2 - 1}} \quad (6.40)$$

In Abb. 6.22 ist der Widerstandsanstieg dR/dt als Funktion des Stromes, normiert auf die Parameter a und b , dargestellt, wobei die Zahl der an der Ausbreitung beteiligten SL-NL Grenzschichten in den Parametern a und b enthalten ist.

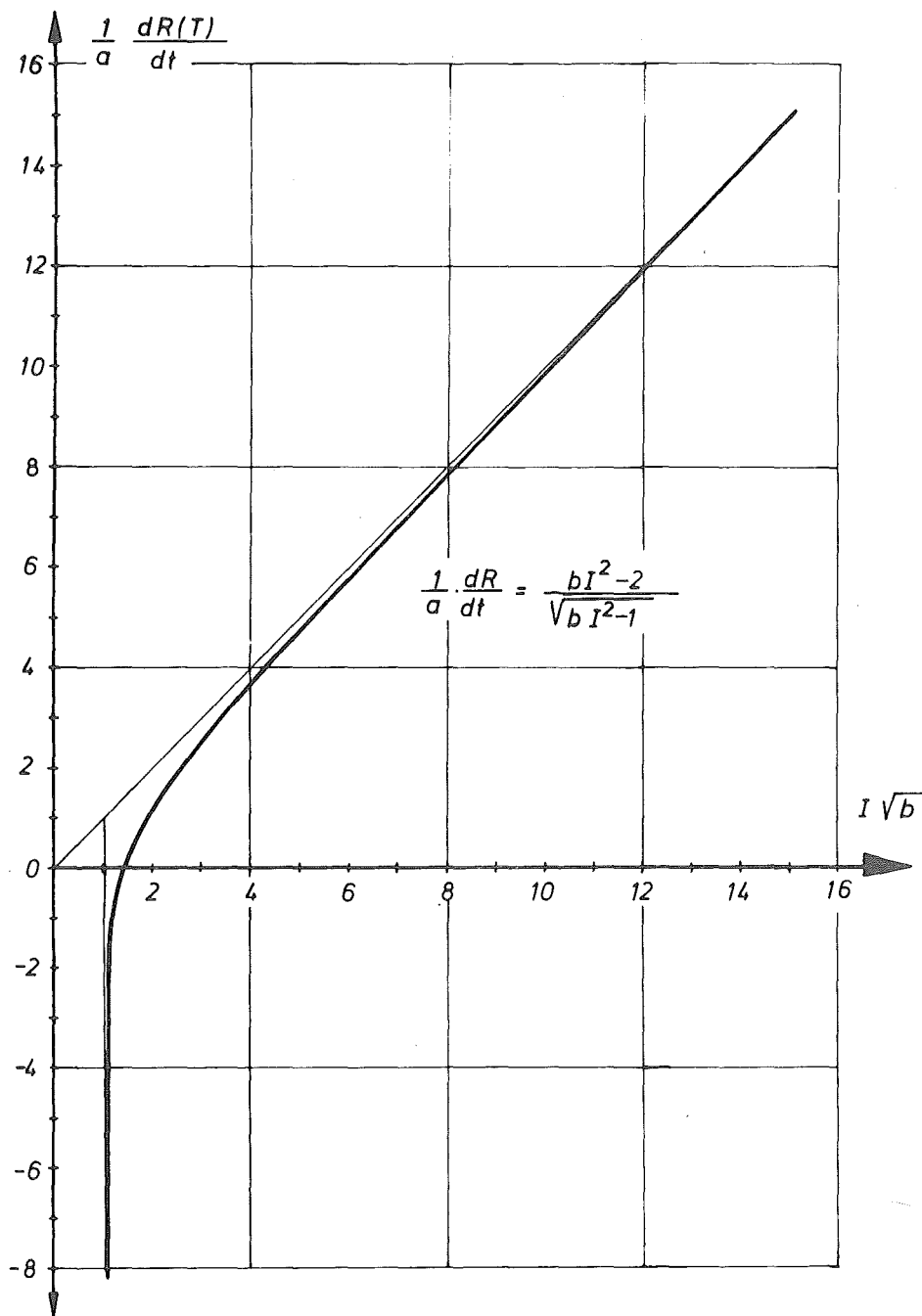


Abb. 6.22: Widerstandsanstieg oder Ausbreitungsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone als Funktion des Stromes.

Die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit ist bei dem Strom $I \sqrt{b} = \sqrt{2}$ null. Dieser Wert entspricht dem minimalen Normalleitungsstrom des stationären supraleitend- normalleitenden Zustandes, wie er in Kapitel 6.3.3 mit der Gleichung (6.14) beschrieben wurde.

Bei Stromwerten unter $I \sqrt{b} = \sqrt{2}$ ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit negativ, der Leiter wird wieder supraleitend. Bei Stromwerten und $I \sqrt{b} = 1$ wird die Funktion $dR/dt = f(I)$ imaginär. Die Supraleitung pflanzt sich dann in radialer Richtung von der gekühlten Oberfläche des Leiters ausgehend fort und erfaßt die gesamte Leiterlänge gleichzeitig. Bei großen Stromwerten ist die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit dem Strom proportional.

$$\frac{dR}{dt} (I >) = a \sqrt{b} I$$

Für konstanten Strom ist (6.40) elementar integrierbar

$$R(t, I = \text{konst}) = a \int \frac{b I^{-2}}{\sqrt{b I - 1}} dt$$

Der Widerstand wächst mit der Zeit.

6.3.9 Berechnung des zeitabhängigen Normalleitungswiderstandes als Funktion der Spannung.

Es sei vorausgesetzt, daß der Leiter im Verhältnis zur Schaltspannung genügend lang ist, so daß die normalleitende Zone beiderseits von supraleitenden Zonen umgeben ist.

Der Rechnung liegt die Schaltung nach Abb. 6.23 zugrunde.

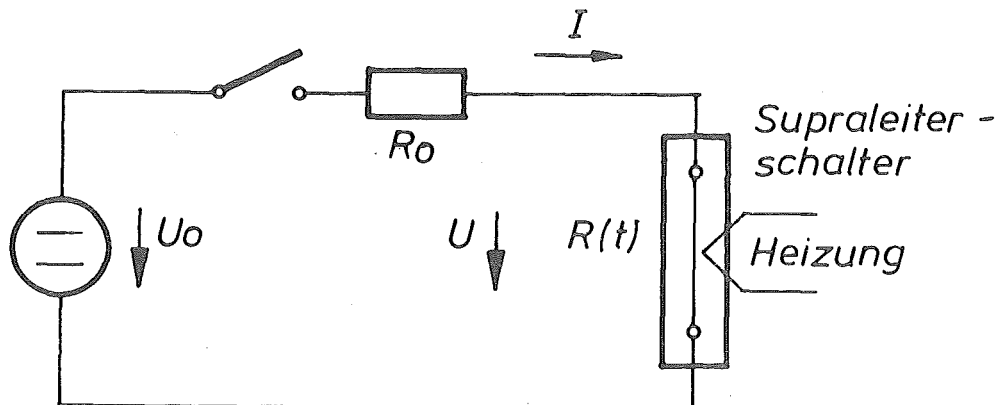


Abb. 6.23: Schaltung zur Berechnung des zeitabhängigen Widerstandes $R(t)$ als Funktion der Speisespannung U_0 und des Vorwiderstandes R_0 .

Für den Schaltkreis ist:

$$I(t) = \frac{U_0}{R(t) + R_0} \quad (6.41)$$

Dies in die Gleichung (6.40) für den Widerstandsanstieg eingesetzt, folgt für den Widerstandsanstieg als Funktion der Spannung.

$$\frac{dR(U)}{dt} = a \frac{b U_0^2 - 2(R + R_0)^2}{(R + R_0) \sqrt{b U_0^2 - (R + R_0)^2}} \quad (6.42)$$

In Anhang D wird gezeigt, daß dieser Ausdruck mit einigen Substitutionen analytisch integrierbar ist. Es folgt daraus die Gleichung für die Zeit t als Funktion des Widerstandes R für konstante Speisespannung U_0 und konstanten Vorwiderstand R_0 .

$$t = \frac{U_0 \sqrt{b}}{2a} \left[\sqrt{1 - \frac{R_0^2}{b U_0^2}} - \sqrt{1 - \frac{(R + R_0)^2}{b U_0^2}} \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}} \ln \frac{\left(\sqrt{2} \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{b U_0^2}} + 1 \right) \left(\sqrt{2} \sqrt{1 - \frac{(R + R_0)^2}{b U_0^2}} - 1 \right)}{\left(\sqrt{2} \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{b U_0^2}} - 1 \right) \left(\sqrt{2} \sqrt{1 - \frac{(R + R_0)^2}{b U_0^2}} + 1 \right)} \right] \quad (6.43)$$

Die Anfangsbedingung ist erfüllt, für $R = 0$ wird $t = 0$

Der Endwiderstand $R (t = \infty)$ ist demnach

$$R (t = \infty) = U_0 \sqrt{\frac{b}{2}} - R_0 \quad (6.44)$$

Der Endwiderstand $R (t = \infty)$ ist nach dieser Gleichung und in Übereinstimmung mit den in Kapitel 6.3.2 beschriebenen Meßergebnissen proportional zur angelegten Spannung U_0 . Die Gleichung für $R (t = \infty)$ entspricht der im Abschnitt 6.3.3 abgeleiteten Beziehung zwischen angelegter Spannung und Leiterlänge.

Die Funktion $t = f (R, R_0, U_0)$ kann nicht elementar, sondern nur mit Interpolationsformeln (Newtonsche Formeln) lit [2.4] in die Funktion $R = f (t, R_0, U_0)$ umgeformt werden. In der graphischen Darstellung Abb. 6.24, Abb. 6.25 werden die Kurven als $t = f (R, R_0, U_0)$ gezeichnet und können als $R = f (t, R_0, U_0)$ gelesen werden.

Zur graphischen Darstellung werden die normierten Größen eingeführt:

$$x = \frac{2a}{\sqrt{b} U_0} t \quad (6.45)$$

als Zeiteinheit,

$$y = \frac{R}{U_0 \sqrt{b}} \quad (6.46)$$

als Widerstandseinheit, und

$$z = \frac{R_0}{U_0 \sqrt{b}} \quad (6.47)$$

als Parameter des Vorwiderstandes R_0 .

Damit wird

$$x = \sqrt{1 - z^2} - \sqrt{1 - (y + z)^2} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}} \ln \frac{(\sqrt{2} \sqrt{1 - y^2} + 1) (\sqrt{2} \sqrt{1 - (x + y)^2} - 1)}{(\sqrt{2} \sqrt{1 - y^2} - 1) (\sqrt{2} \sqrt{1 - (x + y)^2} + 1)} \quad (6.48)$$

Die Abb. 6.24 zeigt die Widerstandsfunktion $R = f(t)$ und ihre Komponenten für $Z = 0$ sowie Strom und Leistung als Funktion der Zeit.

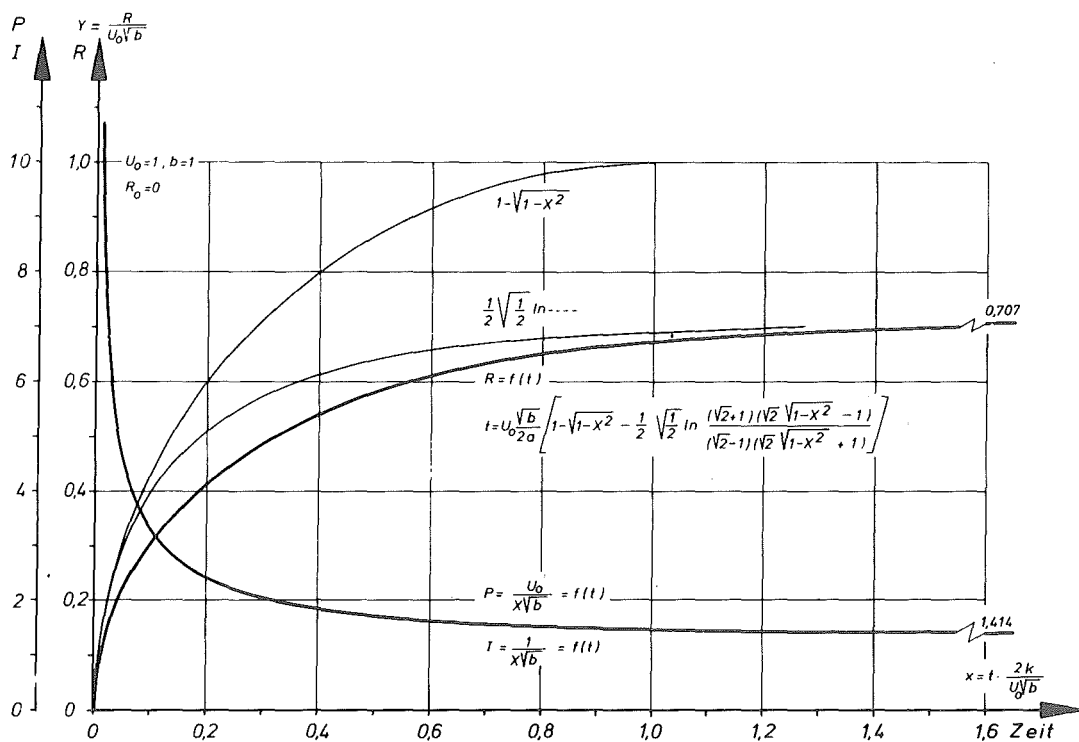


Abb. 6.24: Normalleitungswiderstand als Funktion der Zeit für konstante Speisespannung, ohne Vorwiderstand.

Die Abb. 6.25 zeigt die Widerstandsfunktion $R = f(t, R_0)$ in der normierten Form $Y(x, z)$ sowie Strom und Spannung am Schaltelement für einige Werte des Vorwiderstandes R_0 .

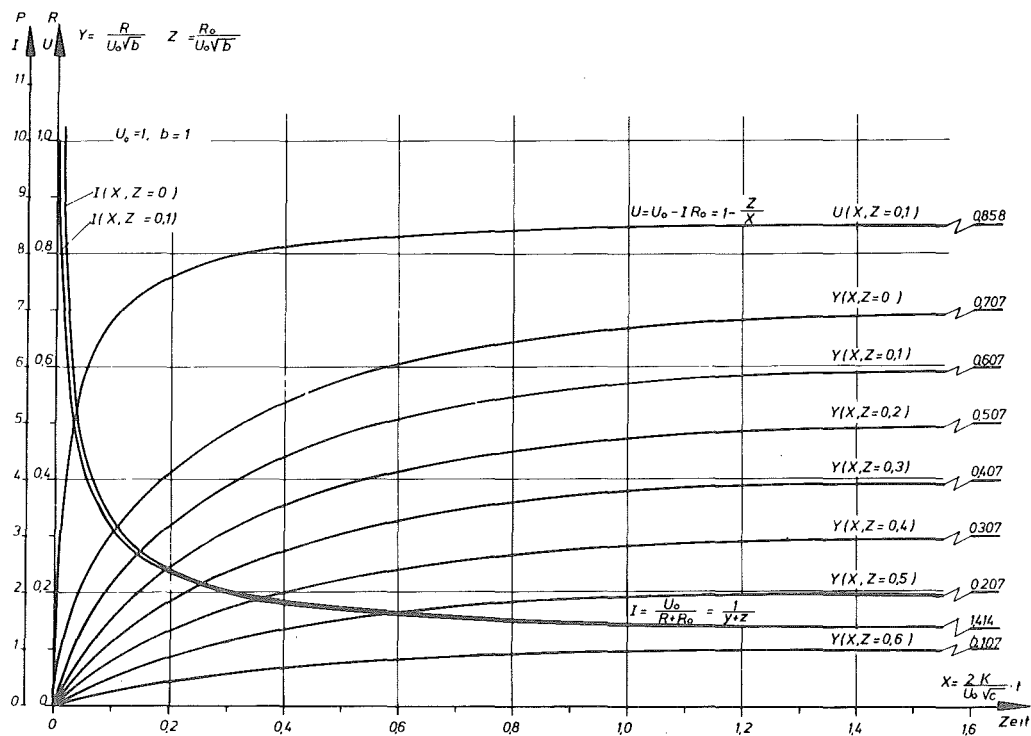


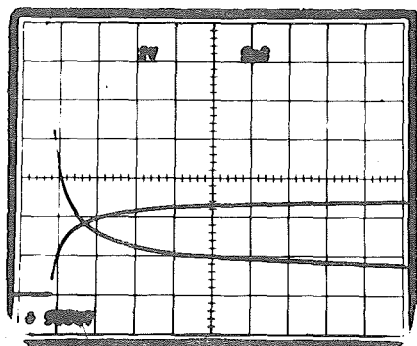
Abb- 6.25: Normierter Normalleitungswiderstand y , sowie Strom und Spannung am Schaltelement als Funktion der Zeit für einige Werte des Vorwiderstandes.

Im nachfolgenden Abschnitt werden die hier ermittelten theoretischen Zusammenhänge mit den Meßwerten verglichen.

6.3.10 Der zeitabhängige Normalleitungswiderstand und die Widerstandanstiegsgeschwindigkeit als Funktion des Stromes; ausgewertet aus Oszillogrammen des Strom- und Spannungsverlaufes.

Die Versuche zur Messung des Normalleitungswiderstandes bei lokaler thermischer Auslösung der Vielkern-Supraleiterprobe Nr. 1 wurden in zwei Varianten durchgeführt. Bei der einen Meßserie wurde zuerst der Supraleiter an einer Stelle erwärmt und dann die Spannung zugeschaltet. Bei der anderen Meßserie wurde zuerst der Stromkreis geschlossen und danach der Supraleiter erwärmt. Die Anfangsstromstärke wurde an einem Vorwiderstand eingestellt.

Die Abb. 6.26 zeigt ein Oszillogramm des Strom und Spannungsverlaufes bei örtlich vorgewärmtem Supraleiter



U_0	= 6	V
R_0	= 0,23	Ω
U	2	V/cm
I	5	A/cm
t	5	ms/cm

Abb. 6.26: Oszillogramm des Strom- und Spannungsverlaufes.

Die Abb. 6.27 zeigt den aus dem Oszillogramm Abb. 6.26 ermittelten Widerstandsverlauf.

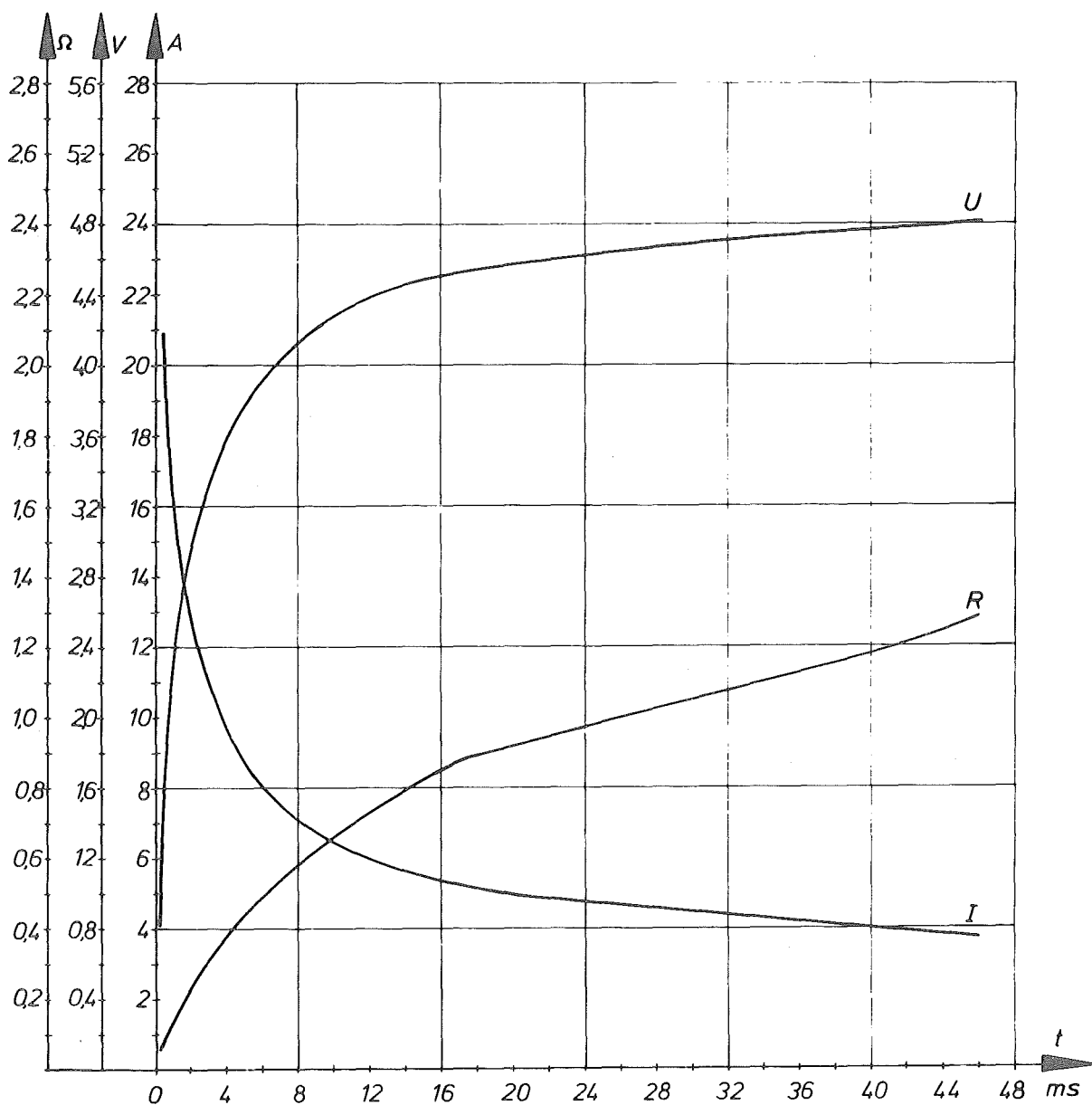


Abb. 6.27: Strom, Spannungs- und Widerstandsverlauf bei einem örtlich vorgewärmten Supraleiter.

Im Oszillogramm Abb. 6.28 wurde der stromführende Supraleiter örtlich erwärmt; die Abb. 6.29 zeigt den Widerstandsverlauf.

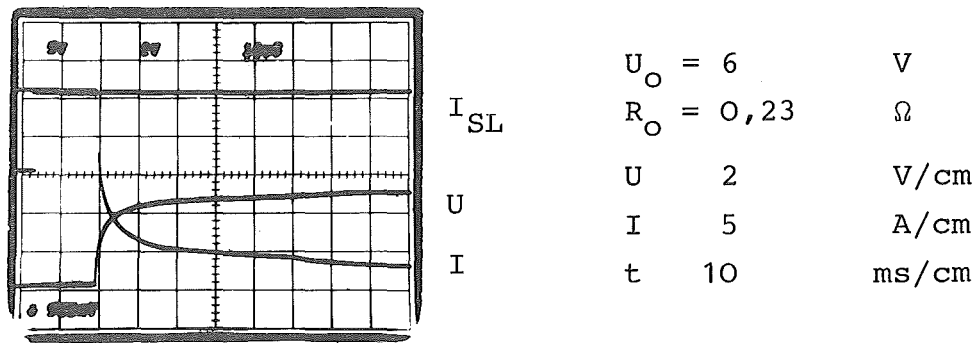


Abb. 6.28: Oszillogramm des Strom- und Spannungsverlaufes.

Der stärkere Widerstandsanstieg nach 50 Millisekunden ist die Folge der Erwärmung benachbarter Supraleiterabschnitte durch die im Heliumbad aufsteigenden Dampfblasen. Dieser Vorgang kann sich mehrmals wiederholen.

In Abb. 6.30 ist die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone als Funktion des Stromes dargestellt. Sie wurde aus dem zeitabhängigen Strom und Widerstandsverlauf der Abbildung 6.27 und 6.29 konstruiert.

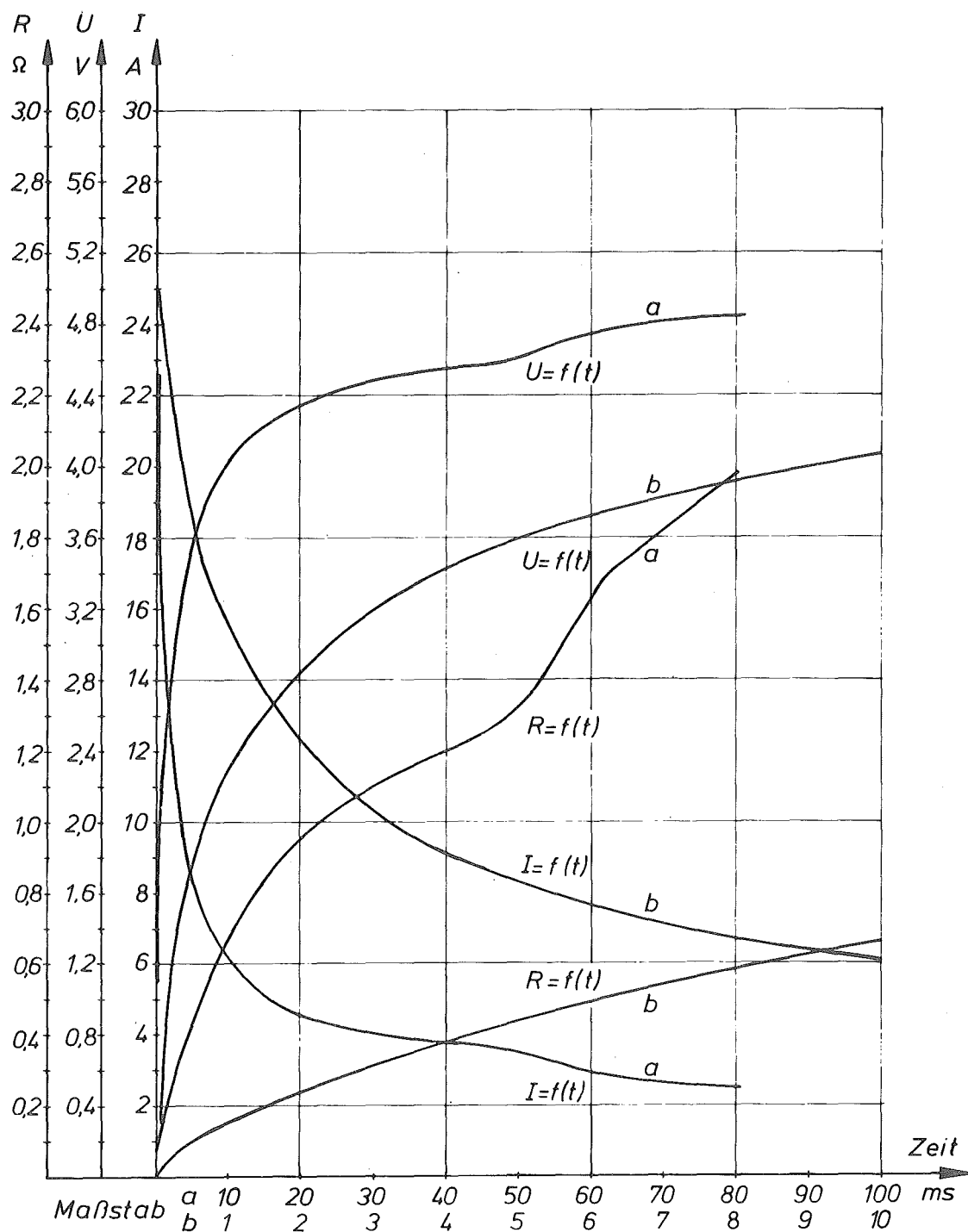


Abb. 6.29: Strom-, Spannungs- und Widerstandsverlauf nach örtlicher Erwärmung des stromführenden Supraleiters.

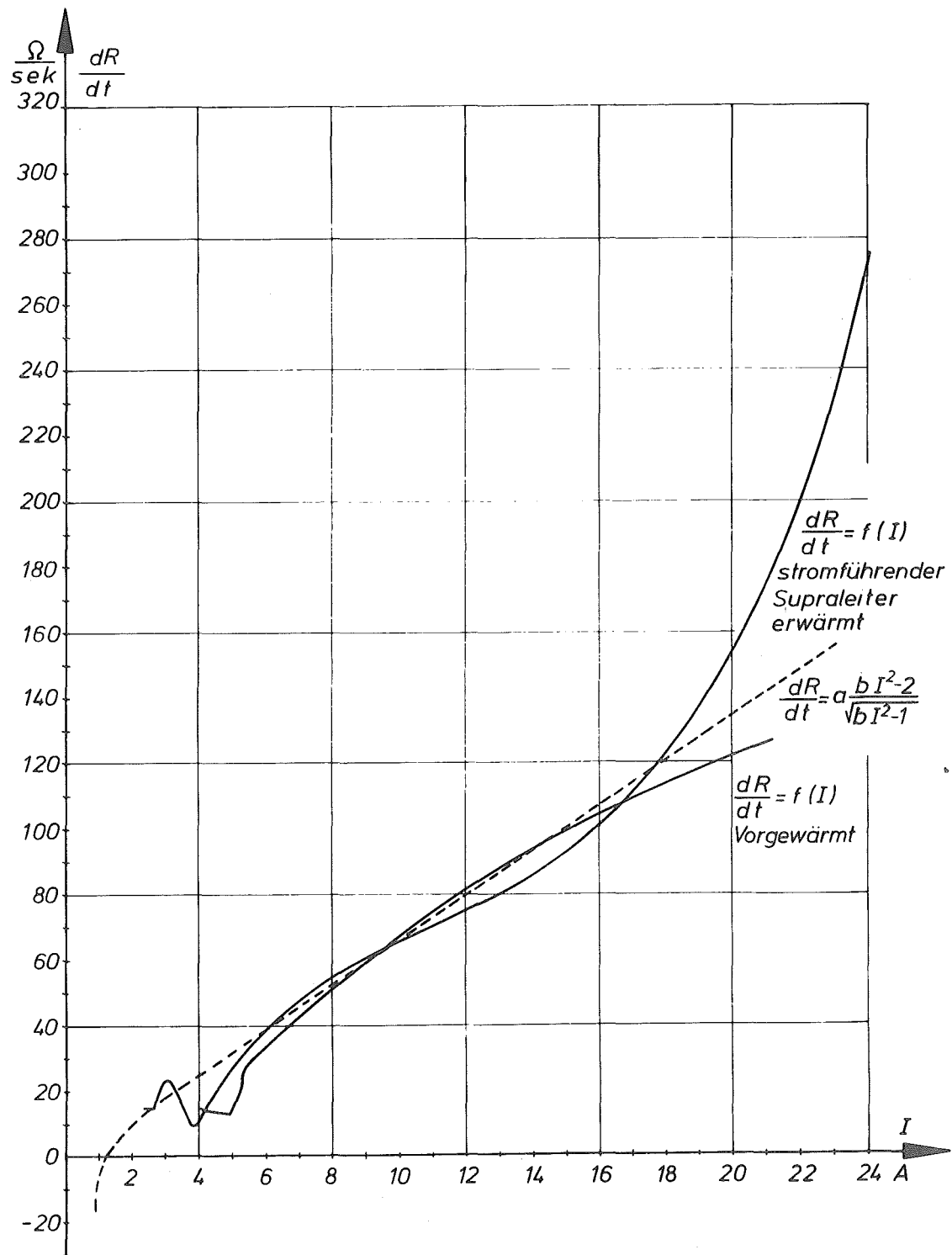


Abb. 6.30: Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone als Funktion des Stromes.

Mit den Meßwerten der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit Abb. 6.30 und dem minimalen Normalleitungsstrom, Abschnitt 6.3.1, bei dem keine zeitliche Widerstandsänderung auftritt, können die Parameter der im Abschnitt 6.3.8 berechneten Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit berechnet werden.

Für die Berechnung der Parameter a und b der Gleichung (6.40), genügen zwei experimentell bestimmte Wertepaare von dR/dt und I .

Es folgt für die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit

$$\frac{dR}{dt} = 5,695 \frac{1,388 I^2 - 2}{\sqrt{1,388 I^2 - 1}}$$

Diese ist in Abb. 6.30 gestrichelt eingezeichnet. Man erkennt, daß bis zu recht hohen Stromwerten gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und der Theorie vorliegt. Die Abweichung im oberen Strombereich, bei dem bereits vor der Erwärmung stromführenden SL, kann mit Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes I_c in der Theorie berichtigt werden, wie nachfolgende Ausführungen zeigen.

6.3.11 Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes.

Die experimentell bestimmte Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit Abb. 6.30 hat einen Wendepunkt und steigt bei höheren Stromwerten wieder stärker an. Eine bessere Anpassung der Rechnung an die Meßergebnisse kann erreicht werden, wenn die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes berücksichtigt wird. Die Abhängigkeit des kritischen Feldes von der Temperatur wird allgemein gut angenähert durch die Bedingung

$$B_c(T) = B_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (5.3)$$

Da der kritische Strom I_c technischer Supraleiter meist bei $T_B = 4,2^\circ \text{ K}$ angegeben wird, und die kritische Temperatur T_{co} um 10° K liegt, können die Meßwerte für die Übergangstemperatur T_c für einen Strom I auch durch eine lineare Funktion angenähert werden, nämlich

$$T_c - T_B = \frac{(T_{co} - T_B)(I_c - I)}{I_c} \quad (6.49)$$

Dieser Ausdruck und die partikuläre Lösung $T_N (\xi = -\infty) = T_B$ (6.31) eingesetzt in die Gleichung für die Ausbreitungsgeschwindigkeit (6.33) ergibt:

$$v(I) = \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{c_{pv}^2 r}} \frac{\frac{I^2 \rho}{2\alpha r^3 \pi^2 (T_{co} - T_B)} + 2 \frac{I}{I_c} - 2}{\sqrt{(1 - \frac{I}{I_c}) \left[\frac{I^2 \rho}{2\alpha r^3 \pi^2 (T_{co} - T_B)} + \frac{I}{I_c} - 1 \right]}} \quad (6.50)$$

Die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit ist mit der partikulären Lösung (6.36) für beidseitige Ausbreitung als Funktion des Stromes.

$$\frac{dR}{dt} = \frac{2\rho}{r^2 \pi} \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{c_{pv}^2 r}} \frac{\frac{I^2 \rho}{\alpha r^3 \pi^2 (T_{co} - T_B)} + 2 \frac{I}{I_c} - 2}{\sqrt{(1 - \frac{I}{I_c}) \left[\frac{I^2 \rho}{\alpha r^3 \pi^2 (T_{co} - T_B)} + \frac{I}{I_c} - 1 \right]}} \quad (6.51)$$

Mit den Konstanten

$$a = \frac{2\rho}{r^2 \pi} \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{c_{pv}^2 r}} \quad (6.52)$$

und

$$b = \frac{\rho}{\alpha r^3 \pi^2 (T_{co} - T_B)} \quad (6.53)$$

Wird

$$\frac{dR}{dt} = a \frac{b I^2 + 2 \frac{I}{I_c} - 2}{\sqrt{(1 - \frac{I}{I_c}) [b I^2 + \frac{I}{I_c} - 1]}} \quad (6.54)$$

Die Widerstandsanstiegsfunktion hat für $I = I_c$ eine positive Asymptote, sie beschreibt in Übereinstimmung mit den physikalischen Beobachtungen einen Supraleiter, der beim kritischen Strom I_c sehr schnell normalleitend wird, wobei sich der Übergang nicht unbedingt über die ganze Leiterlänge erstrecken muß.

Die Parameter a und b können berechnet werden, wenn der kritische Strom I_c , der minimale Normalleitungsstrom I_m und ein Wertepaar dR/dt und I der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit bekannt sind.

Für die in den Kapiteln 6.2 und 6.3 gemessenen Werte

$$I_c = 177 \text{ A} \quad \text{u n d} \\ I_m = 1,2 \text{ A}$$

folgt die Widerstandsanstiegsfunktion zu

$$\frac{dR}{dt} = 5,556 \frac{1,379 I^2 + \frac{2}{177} I - 2}{\sqrt{(1 - \frac{I}{177}) (1,379 I^2 + \frac{I}{177} - 1)}}$$

Sie ist in Abb. 6.31 in zwei Maßstäben dargestellt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v ist dR/dt proportional, weil sich die Gleichungen (6.50) und (6.51) nur um die Beziehung (6.35) unterscheiden, wenn von dem formalen Unterschied um den Faktor 2 abgesehen wird, der sich auf die Anzahl der Ausbreitungsrichtungen bezieht.

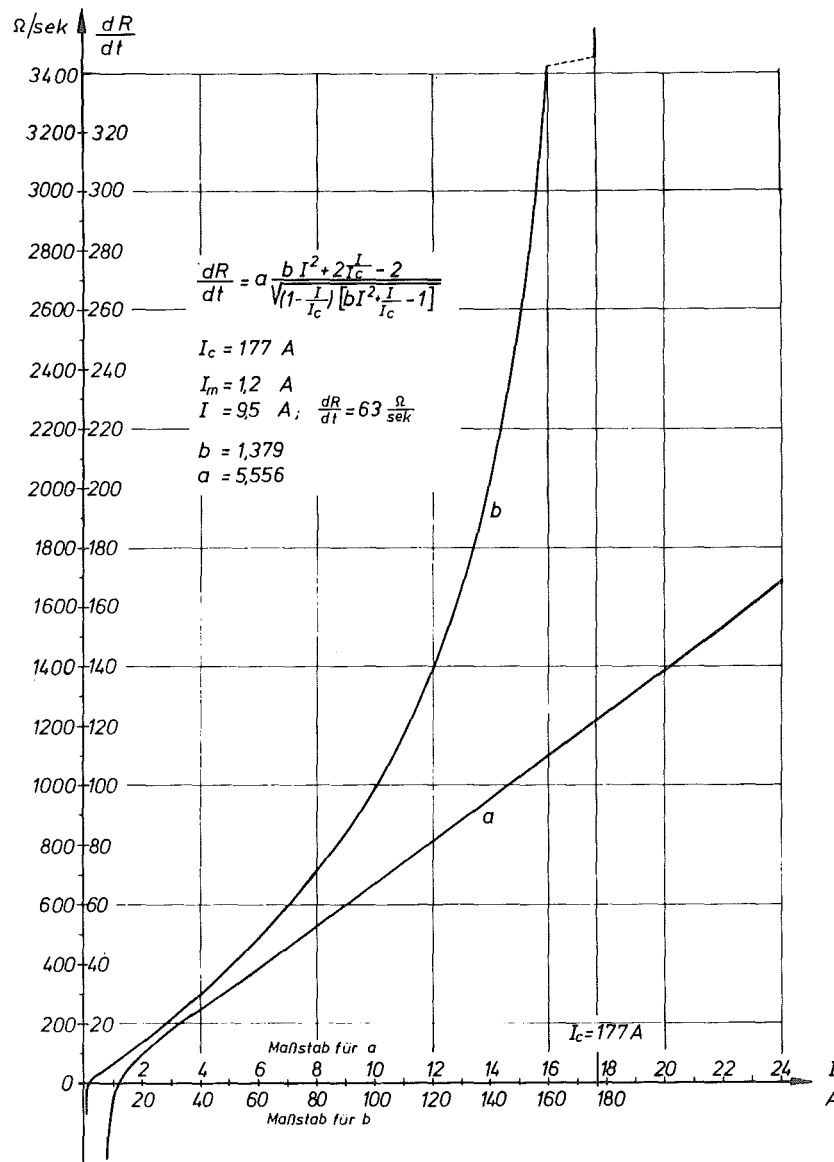


Abb. 6.31: Widerstandsanstiegsfunktion mit Berücksichtigung der Strom-Temperaturabhängigkeit des supraleitenden Zustandes.

6.4 Schaltverhalten bei magnetischer Impulsauslösung.

Das Experiment sollte zeigen, ob es möglich ist, in einem relativ großem Volumen den Supraleiter mit einem rasch ansteigenden Magnetfeld zu quenchen, dessen Scheitelwert aber weit unter der kritischen Feldstärke des Supraleiters liegt. Darüber hinaus sollte es Meßergebnisse über die erzielbaren Schaltzeiten liefern.

Abb. 6.32 zeigt die Schaltung des Meßkreises mit den Oszillographenanschlüssen.

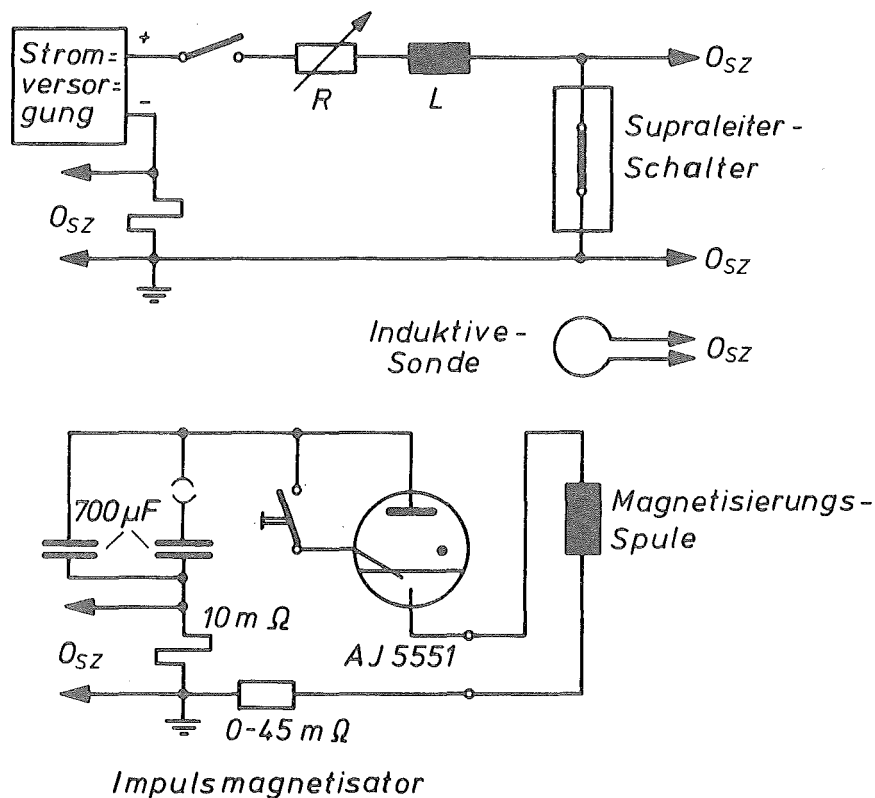


Abb. 6.32 Meßkreis für magnetische Impulsauslösung.

6.4.1 Aufbau der Magnetisierungsspule.

Die Abmessungen der Magnetisierungsspule werden weitgehend durch den Raum zwischen den beiden Dewargefäßen bestimmt. Der innere Durchmesser der zylinderischen Spule ist 171 mm, der äußere 185 mm, die Höhe ist 135 mm. Die Spule ist in zwei Lagen aus einem lackierten und mit Glasfaserschlauch überzogenen Kupferdraht von 2,5 mm Durchmesser gewickelt. Die Windungszahl ist innen 40 und außen 39. An einer Hilfswicklung kann die induzierte Spannung

gemessen werden. Die Spule erhält ihre mechanische und elektrische Fertigkeit durch Kunstharzimprägnierung und wird mit Pertinaxringen und Rohren aus unmagnetischem rostfreiem Stahl ortsfest gehalten. Die Magnetfeldverteilung in der Ebene der Trägerplatte für den Supraleiter ist in Abb. 6.33 dargestellt. Sie wurde mit einem Hallsonden Gaußmeter der Firma Bell parallel zur Achsrichtung der Spule in einem Rastermaß von 5 mm ausgemessen.

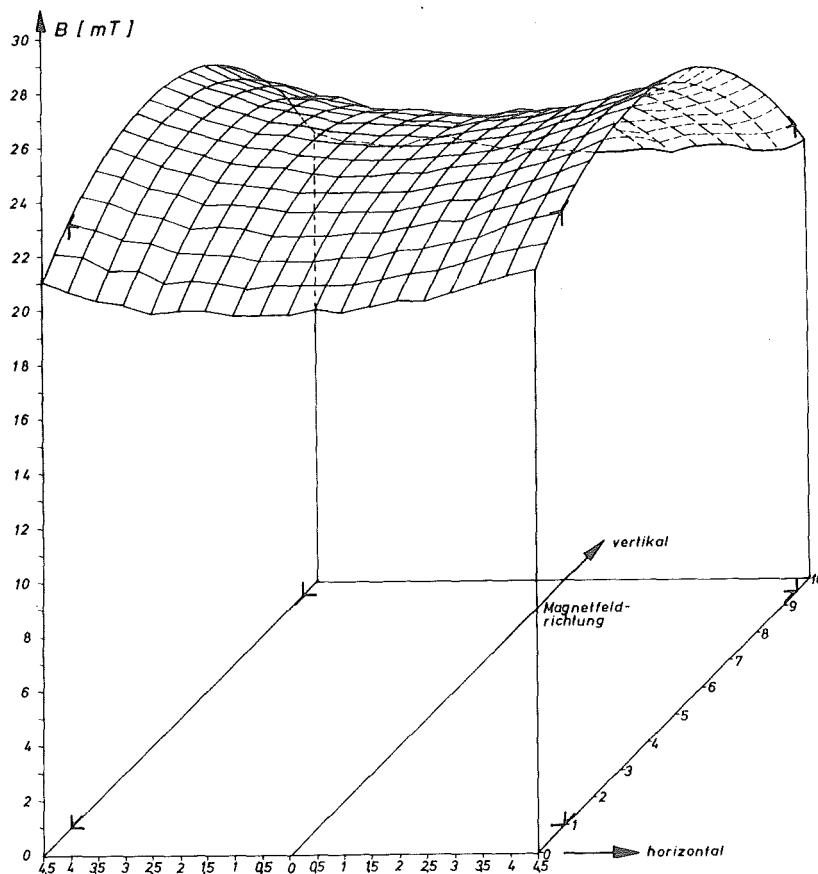


Abb. 6.33: Magnetfeldverteilung in der Experimentierebene.

Die elektrischen Daten der magnetischen Auslöseeinrichtung und die zu ihrer Berechnung verwendeten Formeln sind in der Tabelle 6.2 zusammengestellt.

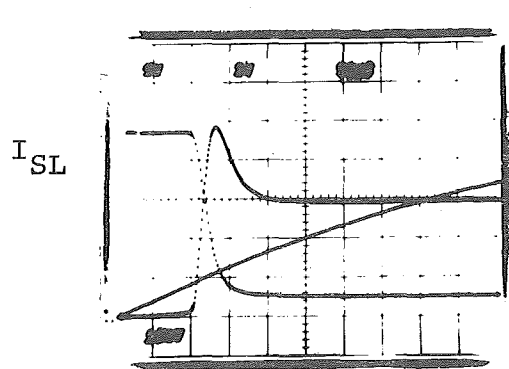
Größe	Dimen- sion	Formel	C	U	Wicklung		
					außen	innen	beide
			μF	kV	W=39	W=40	W=79
$\frac{B}{I}$	$\frac{T}{A}$	Messwerte gemittelt			$2,1 \cdot 10^{-4}$		$4,09 \cdot 10^{-4}$
L	mH	gemessen			0,233	0,228	0,88
R _{warm}	Ohm	gemessen			0,089	0,089	0,166
R _{kalt}	Ohm	gemessen			0,019	0,019	0,028
$\dot{I}$	$\frac{A}{s}$	$\dot{I} = \frac{E}{L}$		1	$4,28 \cdot 10^6$	$4,38 \cdot 10^6$	$1,13 \cdot 10^6$
$\dot{B}$	$\frac{T}{s}$	$\dot{I} \cdot \frac{B}{I}$		1	900		462
$\frac{T}{2}$	ms	$\frac{T}{2} = \pi \sqrt{L \cdot C}$	700 1400		1,27 1,8	1,25 1,755	2,46 3,48
f	Hz	$f = \frac{1}{T}$	700 1400		394 278	400 286	203 143
$\hat{I}$	kA	$\hat{I} = U \sqrt{\frac{C}{L}}$	700 1400	1 1	1,73 2,45	1,75 2,48	0,89 1,26
$\hat{B}$	T	$\hat{B} = \hat{I} \frac{B}{I}$	700 1400	1 1	0,363 0,515		0,364 0,515

Tabelle 6.2: Magnetische Impulsauslösung, elektrische Daten.

6.4.2 Prinzipieller Verlauf der gemessenen Schaltvorgänge.

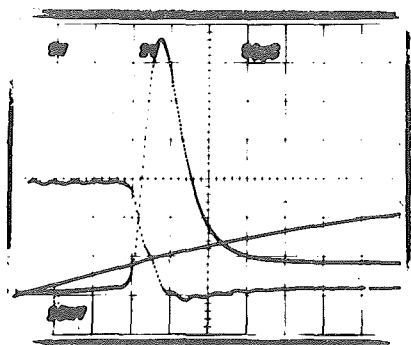
Der Übergang des Supraleiterschalters in den normalleitenden Zustand erfolgt in der typischen Art nach Abb. 6.34

- a.) Speisung mit 6 V Akku und Strombegrenzung mit Vorwiderstand ergibt geringe Schaltüberspannungen



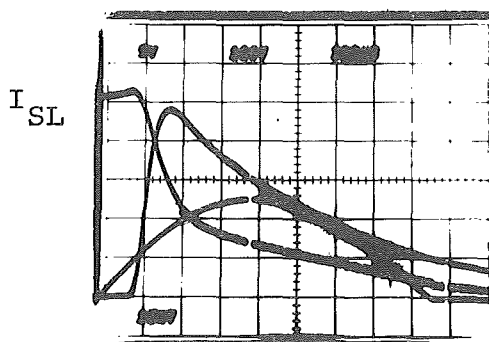
U_M	930 V
C_M	1400 μF
R_M	45 m Ω
I_M	500 A/cm
U	5 A/cm
I_{NL}	2 V/cm
t	50 $\mu s/cm$

- b.) Speisung mit stromstabilisiertem 1000 A Netzgerät ergibt wegen eingebauter Glättungsdrossel mittlere Schaltüberspannungen



U_M	580 V
C_M	1400 μF
R_M	45 m Ω
I_M	500 A/cm
I	10 A/cm
U	2 V/cm
I_{NL}	50 $\mu s/cm$

- c.) Speisung mit 6 V Akku und Drosselspule ergibt hohe Schaltüberspannung



U_M	580 V
C_M	1400 μF
R_M	45 m Ω
I_{SL}	26,5 A
I_M	500 A/cm
I	5 A/cm
U	100 V/cm
t	200 $\mu s/cm$

Abb. 6.34: Oszillogramm typischer Schaltvorgänge mit magnetischer Auslösung.

Das Ignitron schaltet die Magnetisierungsspule zur Zeit t_0 an die Kondensatorbatterie. Der dem Strom $I_M(t)$ proportionale Magnetfeldanstieg $B_M(t)$ erfolgt sinusförmig, er ist bis t_1 praktisch linear. Die Zuordnung der Zeitpunkte zur Kurvenform wird im Anhang E, Abb. E.1 und E. 2 angegeben.

Der Supraleiter beginnt zur Zeit t_1 normalleitend zu werden, im Oszillogramm wird ein Ansteigen der Spannung und ein abfallender Strom bemerkbar. Die magnetische Induktion $B_M(t_1)$ zu Beginn des Widerstandsaufbaues im Supraleiter ist für die Dimensionierung der magnetischen Auslöseeinrichtung von Supraleiterschaltern wichtig.

Die Abb. 6.35 zeigt die Werte der Magnetfeldstärke, bei der die Probe Nr. 1 normalleitend wurde, aufgetragen als Funktion der Magnetfeldanstiegsgeschwindigkeit dB_M/dt .

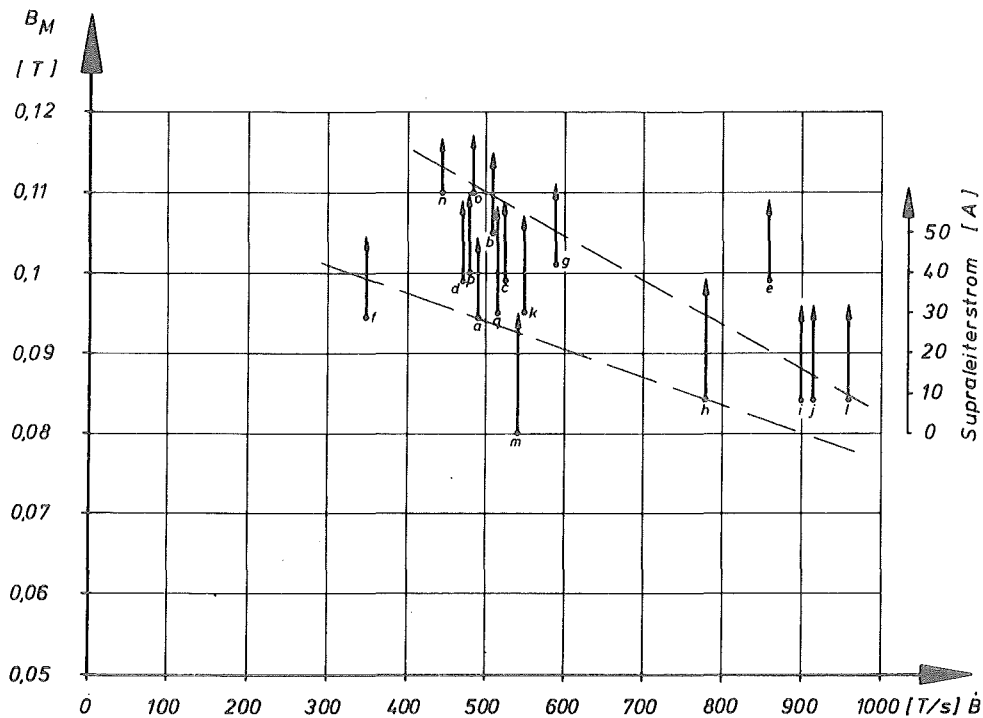


Abb. 6.35: Auslösende Magnetfeldstärke B_M als Funktion der Feldanstiegsgeschwindigkeit B für das SL Material Niomax CN A 61/25 in der Anordnung der Probe 1 (Bezeichnung a bis q vergleiche Tab. 6.3 im Abschnitt 6.4.4)

Es führen schon geringe Magnetfeldstärken von 80 bis 110 mT, allerdings bei Feldanstiegsgeschwindigkeiten von 300 T/s bis 1000 T/s, zur Auslösung des Supraleiters. Der Quench beginnt bei größerer Feldanstiegsgeschwindigkeit bereits bei kleinerer Feldstärke. Auch die Höhe des Supraleiterstromes verringert die zur Auslösung notwendige Feldstärke. Sie wurde zwischen 13,5 A und 30 A variiert und in der Abb. 6.35 durch die Pfeillänge dargestellt. Die Zeit $t_1 - t_0$, die vom Einschalten des Magnetfeldes bis zum Quench vergeht, hängt hauptsächlich davon ab, wann die zur Auslösung nötige minimale Feldstärke erreicht wird. Sie variiert bei diesen Messungen von 100 μ s bis 200 μ s.

Die physikalischen Grundlagen für einen SL-NL Übergang infolge eines Magnetfeldanstieges sind die im Kapitel 5.6 beschriebenen Wechselfeldverluste von Vielkern Supraleitern.

6.4.3 Experimentelle Ermittlung eines analytischen Ausdruckes für die zeitliche Widerstandsänderung des Schalt drahtes.

Der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand wird durch oszillographische Messungen von Strom und Spannung experimentell bestimmt. Die Berechnung der Momentanwerte des Widerstandes $R(t) = U(t) : I(t)$ sind für jeden Zeitpunkt möglich und daher ist auch der zeitliche Verlauf des Widerstandes $R = f(t)$ gegeben.

Für die Berechnung von Schaltvorgängen (Kap. 2.1) ist es notwendig, zu den Funktionen $U(t)$, $I(t)$, oder $R(t)$, die nur durch eine Kurve oder eine Tabelle gegeben sind, einen analytischen Ausdruck zu finden, der näherungsweise diese Funktion darstellt. Die Aufstellung empirischer Formeln ist der Vergleich der Kurvenbilder einer gegebenen Funktion $f(x)$ mit der Approximationsfunktion $\varphi(x)$. Es ist naheliegend für einen elektrischen Schaltkreis und thermische Vorgänge eine Approximation durch eine Exponentialfunktion zu versuchen. Einfacher zu handhaben ist eine Approximation in der Gestalt eines Polynoms. In Anhang E werden für die gemessenen Kurven die nachfolgend aufgeführten Näherungs-

funktionen abgeleitet.

Polynom:

$$\bar{U}(t) = \dot{U} (T - T_{2U}) = \dot{U} t$$

$$\bar{I}(t) = I_{SL} - \dot{I} (T - T_{2I}) = I_{SL} - \dot{I} t \quad (6.55)$$

(6.56)

$$\bar{R}(t) = \frac{\bar{U}(t)}{\bar{I}(t)} = \frac{\dot{U} t}{I_{SL}^* - \dot{I} t} \quad (6.57)$$

Exponentialfunktion:

$$\bar{U}(t) = \hat{U} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_U}}) \quad (6.58)$$

$$\bar{I}(t) = I_{NL} \left[1 + \left(\frac{I_{SL}^*}{I_{NL}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_I}} \right] \quad (6.59)$$

$$\bar{R}(t)_{(\tau_I > \tau_U)} = R_{NL} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_U}}) \quad (6.60)$$

Die Ableitungen zeigen auch, daß die Annäherung durch ein Polynom weniger günstig ist, als durch eine Exponentialfunktion. Darüberhinaus bestätigen die Messungen die in der Literatur [2.3] schon mehrfach verwendete Annahme für $R(t)$ nach Gleichung (2.7) und (6.60).

Die experimentell bestimmten Parameter für diese Gleichungen sind in Tabelle 6.3. im Abschnitt 6.4.4 zusammengestellt.

6.4.4 Meßergebnisse - Übergangsverhalten bei magnetischer Impulsauslösung.

Die Ergebnisse der oszillographischen Messungen sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt. Bei den Messungen "a bis l" wurde als Stromversorgung für den Supraleiter ein 6 V Bleiakкумуляtor und ein Schiebewiderstand verwendet. Die Messung "m" war an das 1000 A Stromversorgungsgerät mit eingebauter Siebdrossel angeschlossen. Zur Demonstration einer Schaltüberspannung von 500 V wurde bei den Messung "n bis q" eine 45 mH Drosselspule mit Eisenkern und Luftspalt in Reihe zum 6 V Bleiakкумуляtor geschaltet.

Die verschiedenen Stromversorgungsarten wurden aus folgenden Gründen verwendet:

Der Bleiakкумулятор liefert einen ideal glatten Strom, was die Auswertung der Oszillogramme erleichtert. In Verbindung mit einem Schiebewiderstand entstehen nur geringe Schaltüberspannungen und mit einer Drosselspule können hohe Schaltüberspannungen erzeugt werden. Die Strombelastbarkeit ist jedoch begrenzt. Mit dem Stromversorgungsgerät können Ströme bis 1000A und Spannungen bis 10 V eingestellt werden. Der Spannungsverlauf während des Schaltvorganges wird jedoch von der Siebdrossel, den Glättungskondensatoren und einem Regelvorgang bestimmt, wenn das Gerät von der Strom- zur Spannungsregelung übergeht.

Da die Art der Stromversorgung den Widerstandsverlauf am SL Schalter beeinflußt, waren daher vergleichende Messungen erforderlich.

Die Bezeichnungen in der Tabelle bedeuten:

$\dot{B}$	Anstiegsgeschwindigkeit des Magnetfeldes
B_M	Auslösendes Magnetfeld
T_1	Zeit vom Einschalten des Magnetfeldes bis zum beginnenden Quench. (Vergleiche Abb. E. 1 und E.2 im Anhang E.
$T_2 = T_{2U} \sim T_{2I}$	Zeit bis zum Schnittpunkt der Tangenten mit den Anfangswerten für Spannung und Strom.
T_{3U}	Zeit bis zum Schnittpunkt der Tangente an die Übergangsfunktion der Spannung mit einer Tangente an dem Scheitelpunkt der Spannung.
T_{3I}	Zeit bis zum Schnittpunkt der Tangente an die Übergangsfunktion des Stromes mit dem Normalleitungsstrom.
$\tau_U =$	$T_{3U} - T_2$ Schaltzeitkonstante der Spannung.
$\tau_I =$	$T_{3I} - T_2$ Schaltzeitkonstante des Stromes.
I_{SL}	Supraleiterstrom
I_{SL}^*	Korrigierter Supraleiterstrom; Wert auf der Tangente
	$I(t)$ zur Zeit T_2 .
$\hat{U}_{NL}$	Scheitelwert der wiederkehrenden Spannung.
U_{NL}	Normalleitende Spannung, Endwert im Oszillogramm.
$\dot{U}$	Spannungsanstiegsgeschwindigkeit, Wendetangente.

$R(\tau_U)$	Normalleitungswiderstand nach der Schaltzeit τ_U .
$\dot{R}(\tau_U)$	Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit nach der Schaltzeit τ_U .

Um die Meßergebnisse vergleichen zu können, werden $\bar{R}(t)$ und $R(t)$ zur Zeit $\tau_U = T_{3U} - T_2$ bestimmt. Bemerkenswert an den Widerstandswerten der Tabelle ist, daß sie weit unter dem Normalleitungswiderstand liegen, der sich für die 11,85 m lange Probe 1 für 10° K zu 84,5 Ω errechnet und daß die Widerstände $R(\tau_U)$ mit größer werdender wiederkehrender Spannung $\hat{U}$ ansteigen.

Diese Beobachtung zeigt, daß der Supraleiter wegen der zu geringen wiederkehrenden Spannung nicht auf der gesamten Leiterlänge normalleitend wird. Dies ist aber für die grundsätzlichen Untersuchungen des Schaltverhaltens nicht nachteilig.

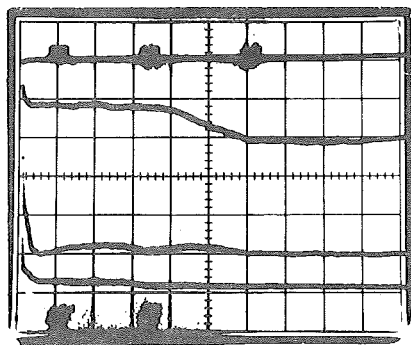
Der Supraleiter wird durch Magnetfelder von $B_M = 80$ bis 110 mT geschaltet. Diese Werte entsprechen nach Abb. 6.4 einem Zehntel der kritischen Magnetfeldstärke. Dabei werden je nach Schaltkreis Schaltzeiten τ_U, τ_I , von 20 μs bis 2 ms erreicht.

Mes- sung	Spei- sung	$\dot{B}$	B_M	T_1	T_2	T_{3U}	T_{3I}	τ_U	τ_I	I_{SL}	I_{SL}^*	I_{NL}	$\hat{U}_{NL}$	U_{NL}	$\dot{U}$	$\dot{I}$	$\bar{R}(\tau_U)$	$\dot{R}(\tau_U)$
Nr.		T/s	mT	μs	μs	μs	μs	μs	μs	A	A	A	V	V	kV/s	A/ms	Ω	Ω/ms
a	6 V	490	94	190						20								
b	A	512	105	180	190	220				20		4	7,5	5,5				
c	k	525	99	195	200	240				20		4	7,4	5,5	185			
d	u	473	99	200	230	260				20		5	7,3	5,5	250			
e	+	860	99	110						20		2	7,5	5,8				
f	v	305	94	180	200	240	300	40	100	20		7	6,6	5,6	165	180	0,57	20,2
g	o	590	101	180	190	222	260	32	70	20		4	6,7	5,3	210	250	0,56	35
h	w	780	84	108	115	135	150	20	35	30		3,5	8	5,6	400	800	0,57	61
i	i	900	84	105	110	140	132	22	30	23,5		3	11	5,6	500	620	1,1	120
j	d	915	84	100	105	125	135	20	30	23,5		2,5	11	6	500	770	1,36	190
k	a	546	95	180	190	220	240	30	45	24	25	2,5	8	5,7	254	470	0,75	57,6
l	n	960	84	90	98	118	130	20	32	23,8	22,4	2,5	9,6	6	480	570	0,87	89
m	Netz- gerät	545	80	140	150	180	180	30	30	30	27	2	13,2	9	440	670	1,9	242
n	Akku	445	110	250	250		1100 2150		850 1900 900	13,5		1		11		17,7 5,5 16,7		
o	+	483	110	200	200	470	1100	270	2000	14,2	16	1	280	10	1030	5,7	24,3	124
p	Dros- sel	480	100	180	180	350	780 2180	170	600 2000	20	22,5	1	380	30	2280	44,5 5,6	25,8	228
q	Spule	515	95	175	180	290	580 2030	110	400 1850	26,5	27	1	480	65	4440	71,5 5,2	25	162

Tabelle 6.3: Meßergebnisse Übergangsverhalten bei magnetischer Impulsauslösung.

6.4.5 Sondenmessungen - Übergang in einen stationären Zustand.

Um die Gleichmäßigkeit des Durchschaltens zu erfassen, wurde die Schalterspannung an vier Potentialsonden oszillographiert. Die Oszillogramme Abb. 6.36 zeigen eine ungleichmäßige Potentialverteilung, was bedeutet, daß der Draht, wie für einen geringen Magnetfeldanstieg und eine kleine wiederkehrende Spannung zu erwarten war, nicht in allen Bereichen normalleitend wird. Mit schnellerem Magnetfeldanstieg und größerer wiederkehrender Spannung sind deshalb noch weitaus günstigere Schaltzeiten zu erwarten



U_{ges}	I_{SL}	60 A
U_9	U_{NL}	6 V
U_{17}	U_M	950 V
U_{25}	U	1 V/cm
	t	1 s/cm

Abb. 6.36: Potentialsondenmessung.

Der Übergang in einen stationären Zustand wird durch die Wärmeabfuhr vom Supraleiterdraht an das Helium bestimmt. Bei konstanter Speisespannung sind Potentialverschiebungen innerhalb der Meßstellen entlang des Supraleiterdrahtes zu beobachten, welche auf Verschiebungen von supraleitenden und normalleitenden Zonen schließen lassen. Diese Potentialverschiebungen können durch ungleichmäßige Kühlung des Supraleiters durch das mit aufsteigenden Gasblasen durchsetzte Heliumbad erklärt werden. Im Kapitel 6.3.4 wurde gezeigt, daß kleine supraleitende Zonen die Wärme, die ihnen von den benachbarten normalleitenden Zonen zugeleitet wird, nicht in genügendem Maße über ihre heliumgekühlte Oberfläche abgeben können, und sich daher über die kritische Temperatur erwärmen und normalleitend werden. Große supraleitende Zonen können sich vergrößern, weil ihre gekühlte Oberfläche groß ist im Verhältnis zu den erwärmten Grenzflächen gegenüber den normalleitenden Zonen. Mit statischen Strom-, Spannungs- und Sondenmessungen, im teils supraleitenden teils normalleitenden Zustand, wurde dies Verhalten im Kapitel 6.3.2 untersucht.

6.5 Wiederverfügbarkeit;

Untersuchungen zur Wiedererlangung der Supraleitfähigkeit.

Analog zur Halbleitertechnik kann man bei Supraleitern die Freierdezeit oder Erholzeit als jene Zeit definieren, in der der Normalleitungsstrom durch einen weiteren Unterbrecherkreis ausgeschaltet sein muß, damit wieder ein Supraleiterstrom fließen kann. Aus den Meßergebnissen des Abschnittes 6.3.1 und der Widerstandsanstiegssfunktion, die im Abschnitt 6.3.8 berechnet wurde, kann für die Wiederverfügbarkeit gefolgert werden, daß der minimale Normalleitungsstrom I_m unterschritten werden muß, bevor der Leiter wieder supraleitend werden kann. Außerdem folgt aus den Messungen, daß der Strom I_m fast konstant ist, solange eine normalleitende Zone an supraleitende Zonen grenzt, und daß der Übergang zur Supraleitung bei einer sehr kleinen Spannung im Bereich von 20 mV erfolgt. Die kleine normalleitende Zone wird bei weiterer Verringerung der Spannung, wie im Abschnitt 6.3.4 beschrieben wurde, von den benachbarten Supraleiterregionen aus, so stark gekühlt, daß sie wieder supraleitend wird. Nach Abb. 6.22 und Abb. 6.31 wird die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone bei Stromwerten, die kleiner sind als $I \sqrt{b} = \sqrt{2}$ bzw. $I = 0,8485$ A imaginär und die gesamte Leiterlänge wird gleichzeitig supraleitend.

Strom und Spannung können erst dann unter diese Werte absinken, wenn entweder die Energie der speisenden Speicherspule verbraucht ist, oder der Stromkreis unterbrochen wird. Der Schalterstrom kann auch durch ein indirektes Verfahren auf null geregelt werden. Die Messungen wurden mit der Schaltung nach Abb. 6.37 durchgeführt.

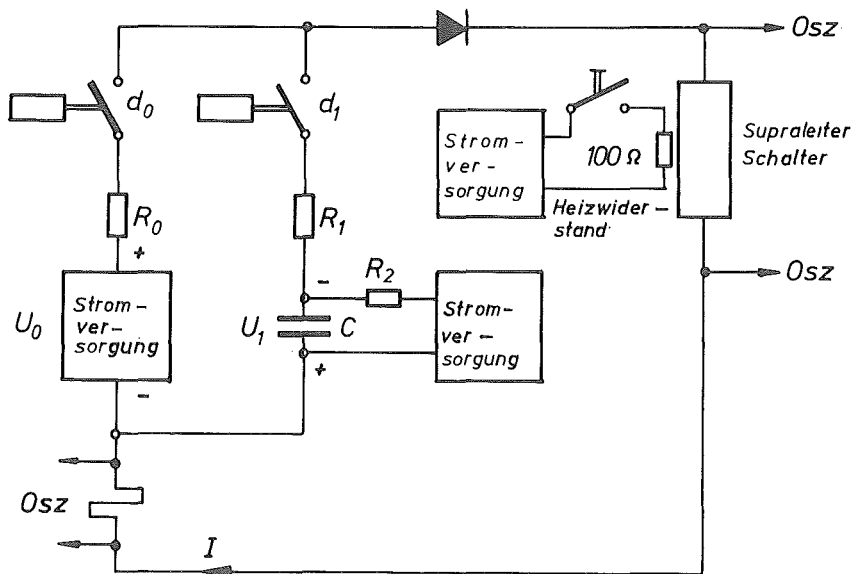


Abb. 6.37: Einschaltversuch, Messung der W iderverfügbarkeit.

Durch eine Kondensatorentladung über den Quecksilberkontakt-schalter d_1 wird der Strom im Supraleiterschalter zu null gemacht. Eine Diode sorgt dafür, daß sich die Stromrichtung im Supraleiterschalter nicht umkehrt.

Wenn im Multifilament-Supraleiter der minimale Normalleitungsstrom $I_m = 1,2 \text{ A}$ fließt, wird pro m^2 Oberfläche der Wärmestrom $q_r = P_r/A = 1500 \text{ W/m}^2$ an das Heliumbad abgegeben. Nach Abb. 6.38, lit. [6.9], in der Wärmeübergangszahlen mehrerer Autoren zusammengestellt sind, entspricht der Wärmestrom von $1,5 \text{ W/cm}^2$ dem Übergangsbereich vom Blasensieden zum Filmsieden.

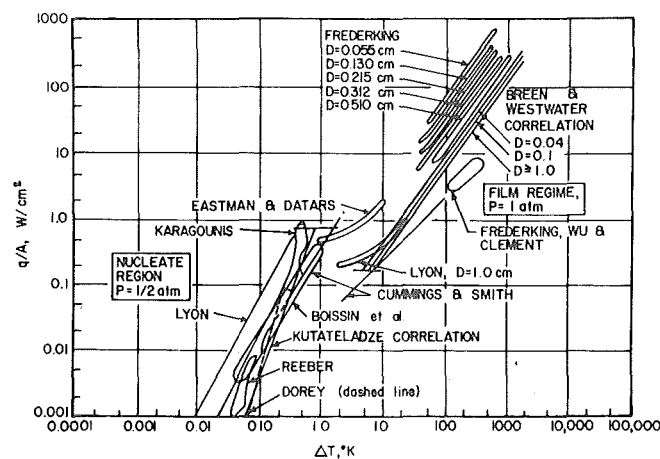
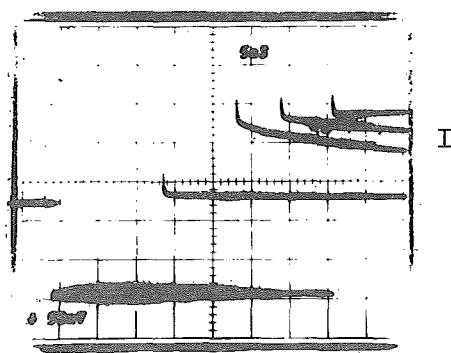


Abb. 6.38: Wärmeübergang von horizontalen Zylindern an ein Helium-I Bad. lit. [6.9]

Da es sich hier um einen stark nichtlinearen Bereich handelt und der Wärmeübergang stark von der Leitergeometrie abhängt, ist die Messung der Erholzeit einfacher als deren Berechnung. In dem Oszillogramm, Abb. 6.39 wurde die stromlose Zeit stufenweise verlängert.



U_0	4	V
R_0	1,1	Ω
U_1	17	V
R_1	5	Ω
R_2	0	Ω
C	1 000	μF
I	0,5	A/cm
t	5	ms/cm

Abb. 6.39: Messung und Erholzeit.

Der wiederkehrende Strom ist bei kurzer Ausschaltzeit gleich dem Normalleitungstrom, er geht bei länger werdender Ausschaltzeit über einen Zwischenbereich in dem er den Supraleiterstrom noch nicht ganz erreicht hat und wieder normalleitend wird, in den Supraleiterstrom über.

Die Zeit, die für die Wiedererlangung der Supraleitfähigkeit von Probe 1 notwendig ist, beträgt 37 ms.

Um eine Beeinflussung benachbarter Leiterabschnitte durch verdampfendes Helium zu vermeiden, wurde die Messung bei kleiner Speisespannung $U_0 = 4$ V, $R_0 = 1,1 \Omega$ und vom Strom $I_m = 1,2$ A ausgehend durchgeführt. Die gemessene Freiwerdezeit ist somit die minimale Erholzeit.

Um den Einfluß des Strukturmaterials auf die Wiederverfügbarkeitszeit zu untersuchen, wurde auch die Freiwerdezeit an der thermisch isolierten Probe Nr. 3 Abb. 6.7 gemessen. Als Vergleichsbasis zur unisolierten Probe Nr. 1 wurde der minimale Normalleitungsstrom gewählt, der bei der Probe Nr. 3 0,63 A betrug. (Abb. 6.12). Die Messungen an der thermisch isolierten Probe ergaben eine Wiederverfügbarkeitszeit von 29 ms, also eine kürzere Zeit als bei der unisolierten Probe. Der Grund für die geringere Freiwerdezeit der isolierten Probe liegt an der geringeren Leistung, die im Draht entsteht.

Die Wärme, die pro m^2 der Isolationsoberfläche an das Bad abgegeben wird ist $q_T = 770 \text{ W/m}^2$.

Diesem Wärmestrom entspricht nach Abb. 6.38 eine Temperaturdifferenz ΔT von 0,1 bis 0,5° K und ein günstiger Wärmeübergang im Bereich der Bläschenverdampfung. Dies erklärt die kürzere Wiederverfügbarkeitszeit der thermisch isolierten Probe.

6.6 Wechselstrom - Schaltverhalten eines Multifilamentsupraleiters.

Die Probleme des Wechselstrom-Supraleiterschalters liegen weniger im Schaltvorgang selbst, als in der Stromtragfähigkeit des Supraleiters vor dem Schaltvorgang. Die in Kapitel 5.6 besprochenen physikalischen Vorgänge in Supraleiterdrähten bei Wechselfeldbetrieb zeigen, daß ein Betrieb mit technischem Wechselstrom nur möglich ist, wenn die zeitliche Änderung des Magnetfeldes, und da die Frequenz $f = 50 \text{ Hz}$ vorgegeben ist, die Amplitude des Magnetfeldes klein genug ist. Da im Supraleiterschalter im Gegensatz zu einem supraleitenden Transformator oder einer supraleitenden Speicherspule kein hohes Magnetfeld aufgebaut werden muß, erscheint ein Supraleiterschalter für Wechselspannung realisierbar.

6.6.1 Messung des Schaltverhaltens mit Wechselstrom und pulsierendem Gleichstrom.

Die Abb. 6.40 zeigt die Schaltung für die Messung mit Wechselspannung und pulsierender Gleichspannung.

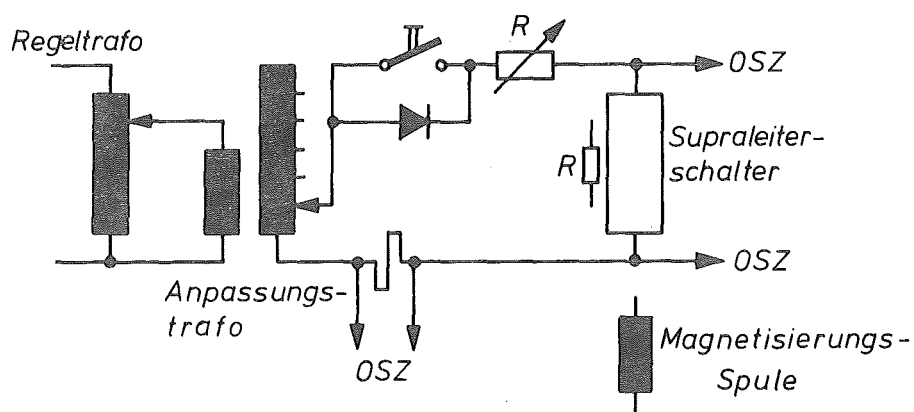
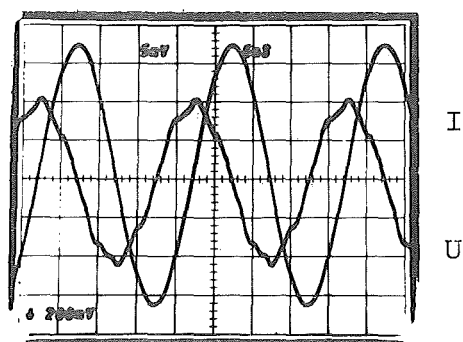


Abb. 6.40: Schaltung für die Messung mit Wechselspannung und pulsierender Gleichspannung.

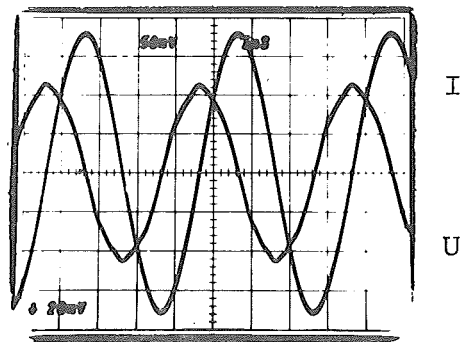
Die Vielkern-Supraleiterprobe Nr. 1 konnte mit einem maximalen Wechselstrom $I_{\text{eff}} = 51 \text{ A}$ belastet werden, das entspricht einem Scheitelwert von $\hat{I} = 72 \text{ A}$.

Die Abb. 6.41 zeigt zwei Strom- und Spannungssoszillogramme.



I	5	A ~
U	6,7	mV ~

I	2	A/cm
U	5	mV/cm



I	50	A ~
U	80	mV ~
I	20	A/cm
U	50	mV/cm

Abb. 6.41: Supraleiterstrom und Spannung bei Wechselstrombelastung.

Der Strom $I_{\text{eff}} = 50 \text{ A}$, $\hat{I} = 71 \text{ A}$ ist sinusförmig, die Spannung $U_{\text{eff}} = 80 \text{ mV}$, $\hat{U} = 113 \text{ mV}$ weicht wegen der Verluste im Leiter von der Sinusform ab. Die unregelmäßige Spannungsform ist um den Stromnulldurchgang zu beobachten. Dies erklärt sowohl die Verluste, die im Supraleiter durch den Richtungswechsel des Magnetfeldes und dessen steilen Anstieg verursacht werden, als auch die Verluste durch Drahtbewegung. Drähte, die nicht straff gespannt sind, werden durch die elektromagnetischen Kräfte in eine ortsfeste Ruhelage gebracht.

Die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung ist im Oszillogramm 90° .

Die Blindleistung ist

$$N_B = UI \sin \varphi = 4 \text{ W}$$

Der Blindwiderstand ist

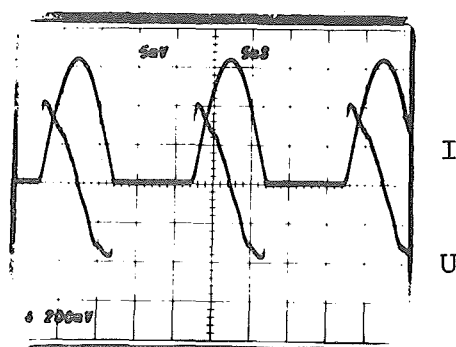
$$R_B = \frac{U}{I} \sin \varphi = 1,6 \text{ m}\Omega$$

das entspricht der Induktivität

$$L = \frac{R}{\omega} = 4,5 \text{ }\mu\text{H}$$

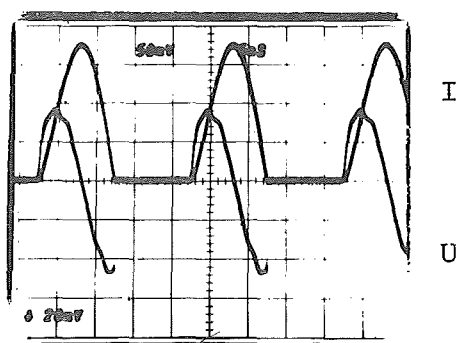
Mit pulsierendem Gleichstrom ist die Probe Nr. 1 bis zur gleichen Stromamplitude $\hat{I} = 72 \text{ A}$, wie mit Wechselstrom belastbar. Die Abb. 6.42 zeigt zwei Strom- und Spannungsschillogramme.

Der Schaltvorgang zeigt, abgesehen von den Besonderheiten des Wechselstromes, bei thermischer- und Magnetimpulsauslösung ähnliche Verhältnisse, wie bei Gleichstrom.



I	2,5	A	~	2	A-
U	3,3	mV	~	0,02	mV-

I	2	A/cm
U	5	mV/cm
t	5	ms/cm

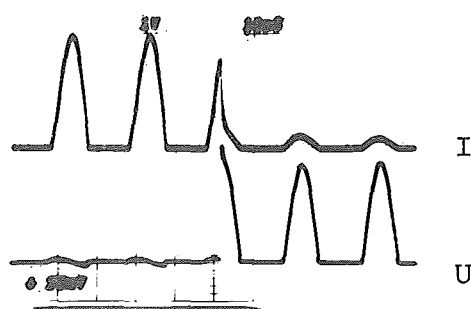


I	23	A	20	A-
U	39,5	mV	0,18	mV-

I	20	A/cm
U	50	mV/cm
t	5	ms/cm

Abb. 6.42: Supraleiterstrom und Spannung bei Belastung mit pulsierendem Gleichstrom.

Abb. 6.43 zeigt einen Schaltvorgang bei thermischer Auslösung.



I_{SL}	20	A	~	17	A-
U_{SL}	33	mV	~	0,15	mV-

I	20	A/cm
U	1	V/cm
t	10	ms/cm

Abb. 6.43: Supraleiterschalter Probe 1 bei Belastung mit pulsierendem Gleichstrom und thermischer Auslösung.

Strom und Spannung sind vor dem Schaltvorgang 90° phasenverschoben und danach gleichphasig. Die zusätzlichen thermischen Verluste lagen unterhalb der Meßgrenze für die Abgasmessung, da die stationären Verluste etwa $0,6 \text{ Nm}^3 \text{ He/h}$ ($0,6 \text{ W}$) betrugen und die laut der Theorie der AC-Verluste von Supraleitern zu erwartenden Zusatzverluste 10 mW kaum erreichen.

Die Messungen zeigen, daß dieser Schaltdraht auch für Wechselspannungsanordnungen gut geeignet ist.

6.7 Schaltverhalten des Multifilament-Supraleiters bei Auslösung durch einen Stromimpuls.

Nachdem gezeigt wurde, wie langsam sich eine normalleitende Region ausbreitet, und daß der Supraleiter mit einem rasch ansteigenden Magnetfeld schnell geschaltet wird, soll ein Auslösemechanismus untersucht werden, von dem erwartet werden kann, daß er sehr schnell ist. Für einen geeigneten Schaltvorgang, bei dem lokales Überhitzen vermieden wird, muß der Supraleiterschalter gleichmäßig und gleichzeitig über seine ganze Länge normalleitend werden. Das gesamte Schaltermaterial mit einer externen Heizung in einigen Mikrosekunden gleichmäßig zu erwärmen ist sicher schwierig. Magnetisch kann mit hohen stationären, oder wie gezeigt wurde mit schwachen, schnell gepulsten Feldern geschaltet werden. Leider wird dabei beträchtliche Energie verbraucht, um ein gleichmäßiges Feld im gesamten Schaltervolumen zu erzeugen.

Den Supraleiter mit einem Stromimpuls gleichmäßig durchzuschalten ist am einfachsten. Schalter, die einen Stromimpuls einer Kondensatorentladung schalten können, sind, wie in Kap. 3 gezeigt wurde, auf einem technisch hohen Stand.

Schaltungstechnisch kann die direkte Auslösung des Supraleiters Schwierigkeiten bereiten, weil ein Teil der auslösenden Energie nicht in den Schalter, sondern in die übrigen Komponenten des Schaltkreises übertragen wird.

Bei der Entladung einer Speicherspule auf ein Plasmaexperiment kann die Energie der Kondensatorentladung teilweise zum Durchschalten des Supraleiterschalters, und wie im Abschnitt 2.1.4 gezeigt wurde, zur Speisung des Plasmaexperimentes verwendet werden. In die Speicherspule wird wegen ihrer hohen Induktivität fast kein Strom aus der Kondensatorentladung fließen.

Die Versuchsschaltung Abb. 6.44 bei der der Supraleiterschalter über eine Mittelanzapfung ausgelöst wird, vermeidet weitgehend die Übertragung der kapazitiv gespeicherten auslösenden Energie in die übrigen Komponenten des Schaltkreises.

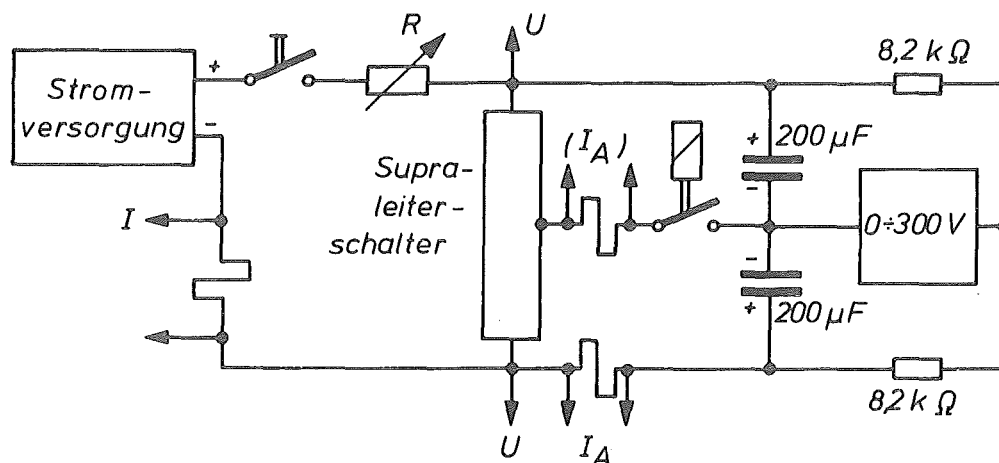
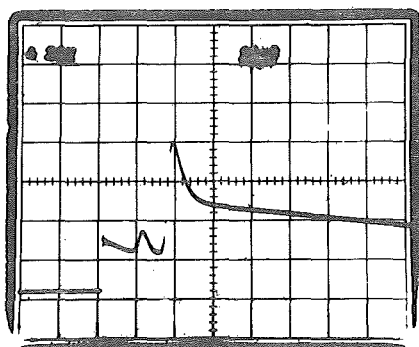


Abb. 6.44: Auslösung des Supraleiterschalters durch einen Stromimpuls auf die Schaltermitte.

Die Abb. 6.45 zeigt ein Oszillogramm der Spannung am Supraleiterschalter bei Auslösung durch zwei auf 90 V aufgeladene Kondensatoren $C_1 = C_2 = 200 \mu\text{F}$.



U_A	90	V
C_1	200	μF
C_2	200	μF
U	20	V/cm
t	20	$\mu\text{s/cm}$

Abb. 6.45: Spannung am Supraleiterschalter bei Auslösung durch einen Stromimpuls an die Schaltermitte.

Da sich der Supraleiterstrom I_S und der auslösende Strom I_A in den Schalterhälften addieren, beziehungsweise subtrahieren, schalten nicht beide Hälften gleichzeitig durch, so daß die Spannung in zwei Stufen ansteigt. Bei der zweiten Spannungsspitze von 75 V, die nach 40 $\mu\text{Sek.}$ erreicht wird, ist die Vielkernleiterprobe Nr. 1 noch nicht voll durchgeschaltet, weil der Strom nach Abb. 6.46 noch fast 30 A beträgt, während er für die voll normalleitende Supraleiterprobe nach Abb. 6.16 bei 75 V nur 1,2 A betragen dürfte.

Der Schaltvorgang ist mit dem Übergang des steilen Strom- und Spannungsabfalles in einen flacheren Kurvenverlauf weitgehend abgeschlossen, so daß sich eine gesamte Schaltzeit von 45 $\mu\text{Sek.}$ ergibt.

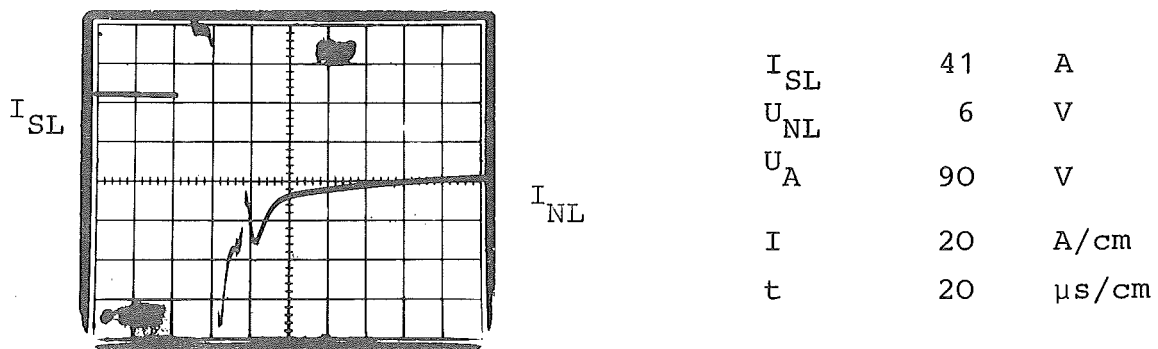


Abb. 6.46: Supraleiterstrom bei Auslösung durch einen Stromimpuls an die Schaltmitte.

Das Oszillogramm Abb. 6.47 zeigt den geschalteten Strom I und den auslösenden Strom I_A eines Kondensators.

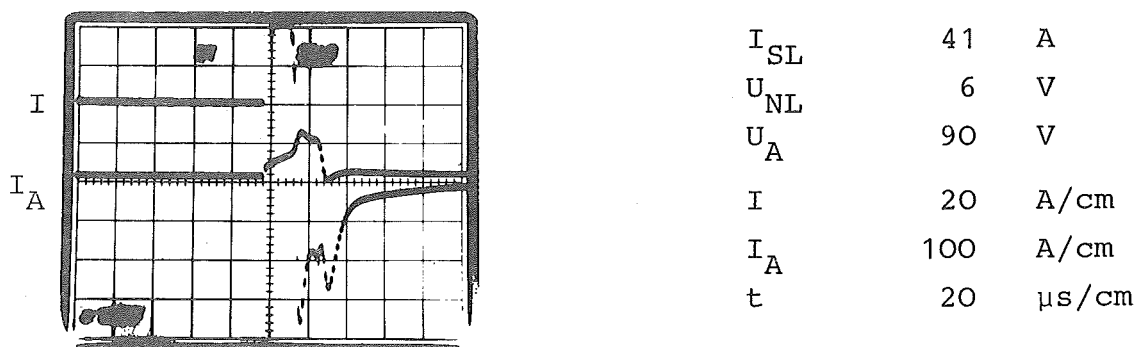


Abb. 6.47: Geschalteter und auslösender Strom

Die Amplitude des auslösenden Stromes $\hat{I}_A$ erreicht bei den auf 90 V aufgeladenen Kondensatoren 120 A. Dieser Wert liegt unter $I_C = 177$ A, weil die Stromanstiegsgeschwindigkeit den Übergang in den normalleitenden Zustand begünstigt. Sie ist in diesem Oszillogramm im Mittel $6 \cdot 10^6$ A/sec.

Die Abb. 6.48 zeigt die erreichbare Schaltzeit als Funktion der Ladespannung U_A der Kondensatoren $C_1 = C_2 = 200 \mu\text{F}$, des Scheitelwertes $\hat{I}_A$ und der Anstiegsgeschwindigkeit $\dot{I}_A$ des Auslösestromes.

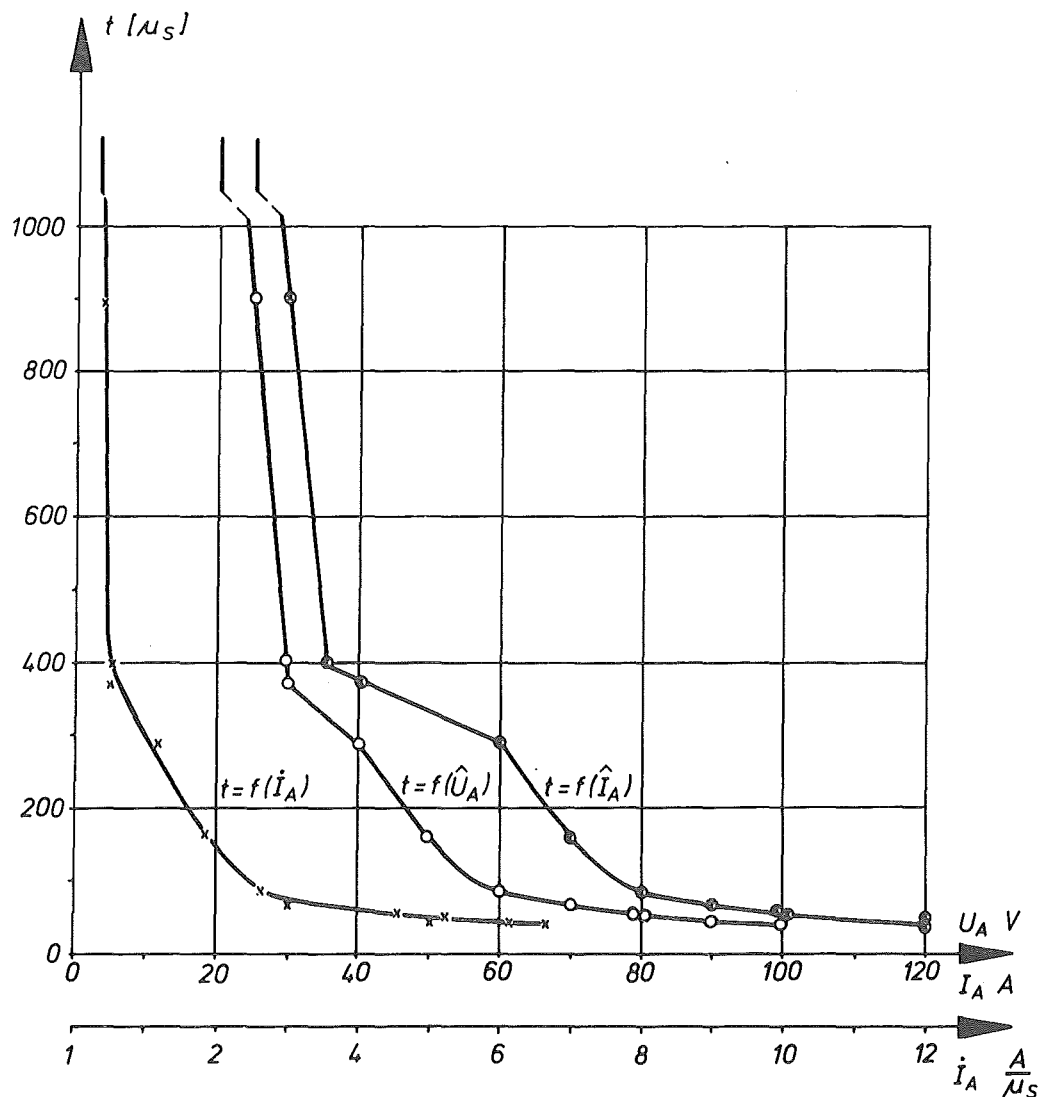


Abb. 6.48: Schaltzeit als Funktion der Auslösespannung U_A , des Scheitelwertes $\hat{I}_A$ und der Anstiegsgeschwindigkeit $\dot{I}$ des Auslösestromes.

Der Strom, der bei diesen Schaltvorgängen unterbrochen wurde, war 40 A. Er wurde einem 6 V Bleiakkumulator entnommen und mit einem Widerstand eingestellt. Die gleichzeitige oszillographische Registrierung aller Ströme und Spannungen des Schaltkreises ist wegen der für die Differenzverstärker zu großen Offsettspannung nicht möglich. Für die Bestimmung der Schaltzeit wurde daher der Schnittpunkt der Tangenten an einem charakteristischen Knick im Oszillogramm des Stromes anstatt des Widerstandsverlaufes gewählt. Die Schaltzeit wird wesentlich länger für Auslösespannungen $\hat{U}_A$, die unter 60 V und Strömen $\hat{I}_A$ die unter 80 A liegen. Mit einer Spannung $\hat{U}_A = 100$ V, und einem Strom $\hat{I}_A = 120$ A die auf jede Schalterhälfte aufgeschaltet wurden, konnte eine Schaltzeit von 40 μ Sek. erreicht werden. Diese Schaltzeiten sind in der gleichen Größenordnung wie die in der Tabelle 6.3 zusammengestellten Meßergebnisse bei magnetischer Impulsauslösung.

Bei der direkten Auslösung des Supraleiters entfällt jedoch die Zeit, die notwendig ist, um das auslösende Magnetfeld aufzubauen, das sind nach Tabelle 6.3 180 bis 200 μ Sek. Die Energie, die zur direkten Auslösung notwendig ist, ist verglichen mit der Auslösung durch ein Magnetfeld, bei der sie etwa 100 Ws beträgt, gering. Wenn beide Kondensatoren $C = 2 \times 200 \mu\text{F}$ auf 100 V aufgeladen sind, ist die in ihnen gespeicherte Energie

$$W = \frac{C}{2} U^2 = 2 \text{ W sec}$$

Die Autoren von lit. [6.10], die ein 300 kJ Energieübertragungsexperiment planen, haben in Vorversuchen mit einem solchen Schaltkreis 95 % des Normalleitungswiderstandes in Mikrosekunden erreicht

Sie sehen das wirkliche Problem aller Supraleiter-Schaltarten darin, den Supraleiter im geöffneten Zustand zu halten, nachdem die für die Auslösung erforderlichen Bedingungen abgeklungen sind und nennen es "partial resistance phenomenon" oder Teilwiderstandsphänomen.

Steht eine Spannung an, die ungenügend hoch ist ($V_S < 0,3 I_C R_N$), dann kann ein Supraleiter einige Millisekunden lang auf einem

Teilwiderstand ($R < R_N$) verharren bis ihn eine relativ langsame longitudinale thermische Ausbreitung in den voll normalleitenden Zustand bringt.

Die in Kap. 6.3.1 beschriebenen Beobachtungen des minimalen Normalleitungsstromes und des der Speisespannung proportionalen Normalleitungswiderstandes sind nun Grundlagen für das Verständnis des Teilwiderstandsphänomenes.

Da die zuvor abgeleiteten Zusammenhänge des Nebeneinanderexistierens von SL- und NL-Zonen, unabhängig von der Auslösung des Schaltvorganges gültig sind, muß hier nicht nochmals gesondert darauf eingegangen werden.

6.8 Messungen an Niob-Titan-Folien.

Die Untersuchungen an Niob-Titan Folien werden mit dem Ziel durchgeführt, Vergleichswerte des unstabilisierten Materiales mit dem Kupfer-Nickel stabilisierten Multifilamentmaterial zu erhalten. Die NbTi- Folien lassen wegen des fehlenden Stabilisationsmateriales einen höheren normalleitenden Widerstand und bessere Raumausnutzung erwarten. Um das stabilisierte und unstabilisierte Material vergleichen zu können wurde die geometrische Anordnung möglichst gleich ausgeführt, also auch die NbTi-Folie mäanderförmig angeordnet. Soweit es die Eigenschaften des Folienmateriales zulassen, wurden die Messungen in der gleichen Art, wie für den Multifilament-Supraleiter durchgeführt. Da die thermodynamischen Berechnungen für die Folie ähnlich sind, wie für das Rundmaterial, werden nur die Unterschiede behandelt.

6.8.1 Abmessungen und Eigenschaften des verwendeten Materiales.

Die untersuchte NbTi-Folie ist hergestellt von der Vacuumschmelze GmbH Hanau. Ihre Abmessungen sind 5 x 0,01 mm. Sie ist hart, also nach dem Walzen nicht gegläht. Die mechanische Zugfestigkeit ist in der Längsrichtung der Folie gut, wenn jedoch die Zugkräfte schräg wirken, so daß ein Folienrand stärker belastet wird, reißt die Folie. Diese Eigenschaft ist beim mäanderförmigen Einlegen der Folie in ein Stützgerüst zu beachten. In Längsrichtung ist die Folie gut spaltbar, was auf einen hohen Grad der Kraftverformung schließen läßt. Sie ist unisoliert.

6.8.2 Aufbau des Versuchsschalters aus NbTi-Supraleiterfolie.

Die NbTi-Supraleiterfolie ist bei Probe Nr. 4 auf isolierten Edelstahlstiften, die auf einer Leiterplatte befestigt sind, mäanderförmig aufgespannt. Die Abb. 6.49 zeigt den Aufbau.

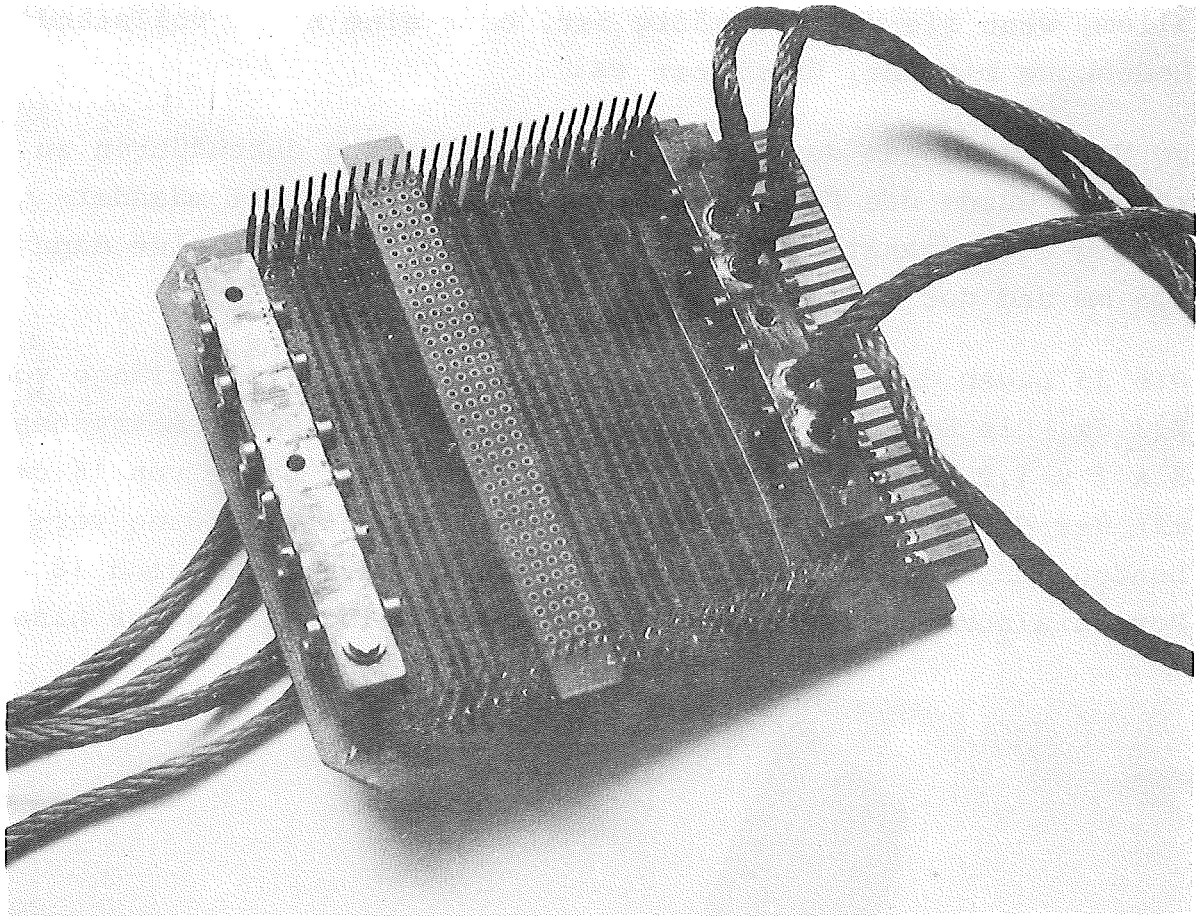


Abb. 6.49: Versuchsschalter Nr. 4 aus NbTi-Folie.

Die Stifte haben einen Durchmesser von 1,5 mm und sind im Abstand von 2,5 mm angeordnet. Die beiden Stiftreihen sind 90 mm voneinander entfernt. Der Abstand zwischen der Grund- und Deckplatte ist 15 mm, so daß genug Raum für aufsteigenden Heliumdampf vorhanden ist. Wegen der geringeren mechanischen Festigkeit der Folie konnte sie nicht ebenso eng wie der Vielkernsupraleiter aufgespannt werden. Infolge der Stromkräfte berührten sich Folien und verschweißten punktförmig während des Schaltvorganges. Durch isolierende Zwischenlagen konnte zwar das Verschweißen verhindert werden, die Kühlung der Supraleiterfolie war aber ungenügend, so daß sich die Folie überhitzte und ihre Supraleiterfähigkeit verlor. Schaltversuche, bei der die thermische Ausbreitung der normalleitenden Zone vorherrschend ist, können mit der unstabilisierten NbTi-Folie nur im LHe Bad durch-

geführt werden. Thermische Isolation des Schaltmaterials, vor allem, wenn sie ungleichmäßig ist, oder eine nicht vollständige Bedeckung mit LHe, überhitzt es.

Um Untersuchungen der thermischen Ausbreitung durchführen zu können, wurde die Folie nur um jeden zweiten Stift mäanderförmig aufgespannt. Der minimale Abstand der Folien ist dann 1,5 mm und der maximale 3,5 mm.

Die 25 Lagen der Probe Nr. 4 ergeben eine Supraleiterlänge von 233 cm. Die Stromzuführungen aus Kupfer haben die Abmessungen 8 x 1 x 1,2 cm. Die NbTi-Folie wird auf einer Länge von 16 cm mit der Stromzuführung durch eine Gallium-Lötverbindung verbunden und mit Schrauben ange-drückt. Am Supraleiter sind 18 Potentialsonden ebenfalls mit Gallium angelötet. Darüber hinaus

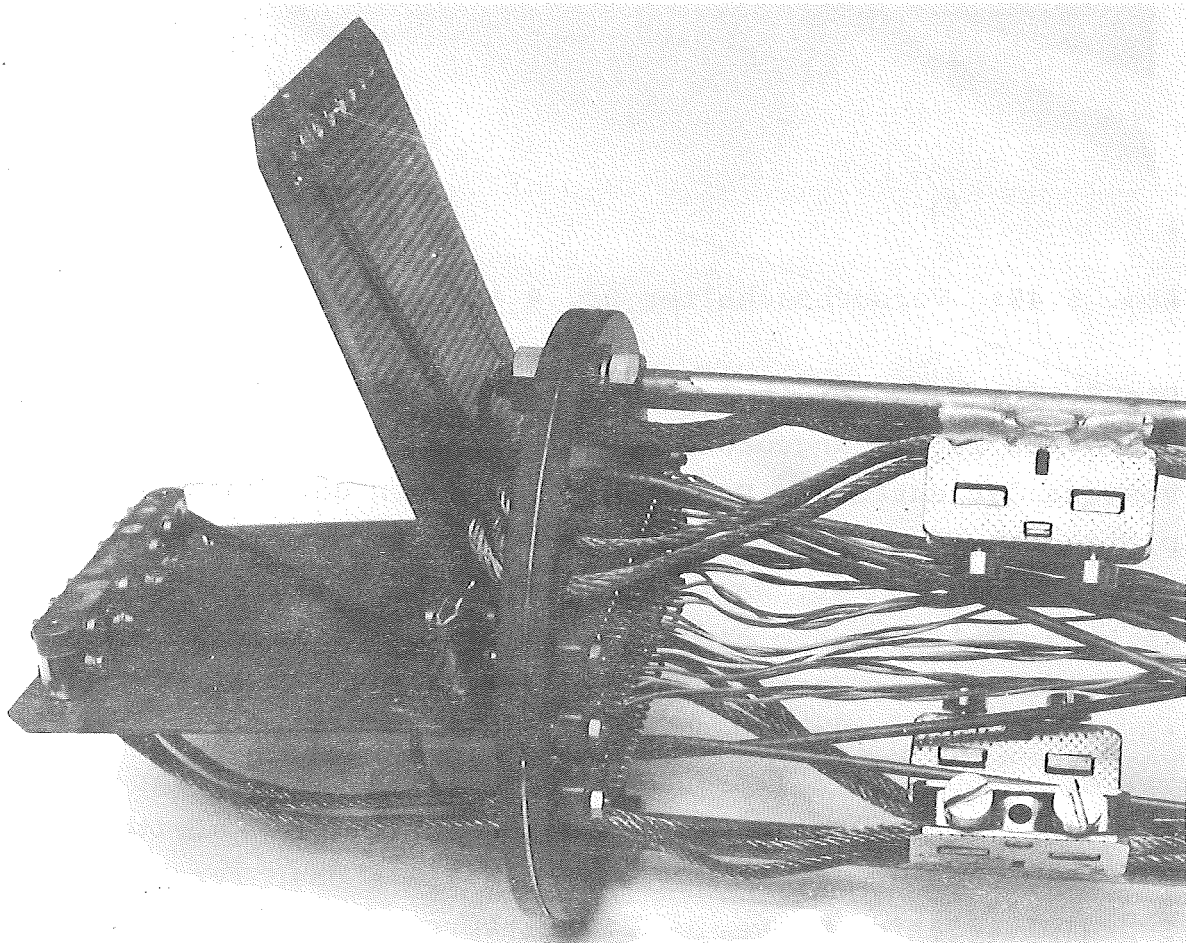


Abb. 6.50: Kurzdraht Probe Nr. 5 aus NbTi-Folie.

wurde eine Kurzdrahtproben-Meßplatte (Probe Nr. 5) aufgebaut. Aufbau und Kontaktierung sind ähnlich wie bei Probe Nr. 4. Die Stirnflächen, über die die Folie gelegt ist, sind halbrund. Die Stromanschlüsse bestehen aus 6 flexiblen Kupferlitzen von 3 mm Durchmesser. Am Supraleiter ist in der Nähe der Stromzuführung je eine Potentialsonde mit Gallium angelötet.

Die NbTi-Folie ist weder mit Zinn, noch mit einem Speziallot für legierte Eisenmetalle lötbar. Es konnte aber wie erwähnt, ein Lötverfahren mit Gallium erfolgreich angewendet werden. Gallium, dessen Schmelzpunkt $29,78^{\circ}$ ist, haftet sehr gut auf der NbTi-Folie, wenn es mit einem weichen Papier oder dergleichen auf ihr verrieben wird und dabei die Oxydschicht der Oberfläche unter Gallium-Bedeckung abgetragen wird. Dieses Verfahren ist mit einem Reiblötverfahren vergleichbar, wie es beim Weichlöten von Aluminium verwendet wird. Nachdem auch die Kupfer Stromzuführung bei Temperaturen über 30° C mit Gallium bestrichen wurde, konnte die Supraleiterfolie mit ihr verlötet werden. Da die mechanische Belastbarkeit der Gallium-Lötverbindung nicht sehr groß ist, wurde die Folie mit mehreren Schrauben angepreßt. Gallium, dessen Eigenschaften dem Aluminium ähnlich sind, eignet sich wegen seiner guten elektrischen- und Wärmeleitfähigkeit gut für Lötverbindungen an Supraleitern.

Mit der Probe Nr. 4 konnte ein maximaler Supraleiterstrom von 375 A erreicht werden. Die Abb. 6.51, in der die Spannung an den Stromzuführungen als Funktion des Supraleiterstromes aufgetragen ist, zeigt, daß Trainingseffekte auftraten.

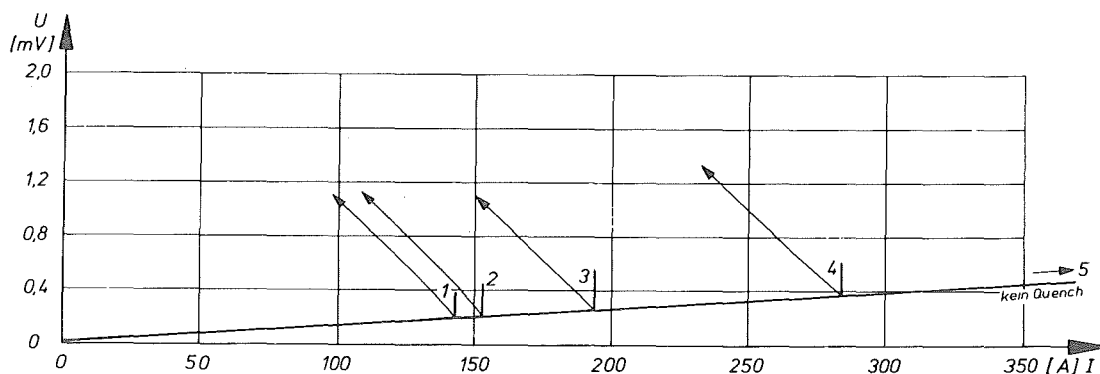


Abb. 6.51: Supraleiterstrom und Spannung an den Stromzuführungen der Probe Nr. 4 aus NbTi-Folie.

Die Abb. 6.52 zeigt die Spannung an den Stromzuführungen, die Spannung am Supraleiter und die Spannung zwischen Stromzuführung und der jeweils benachbarten Potentialsonde am Supraleiter.

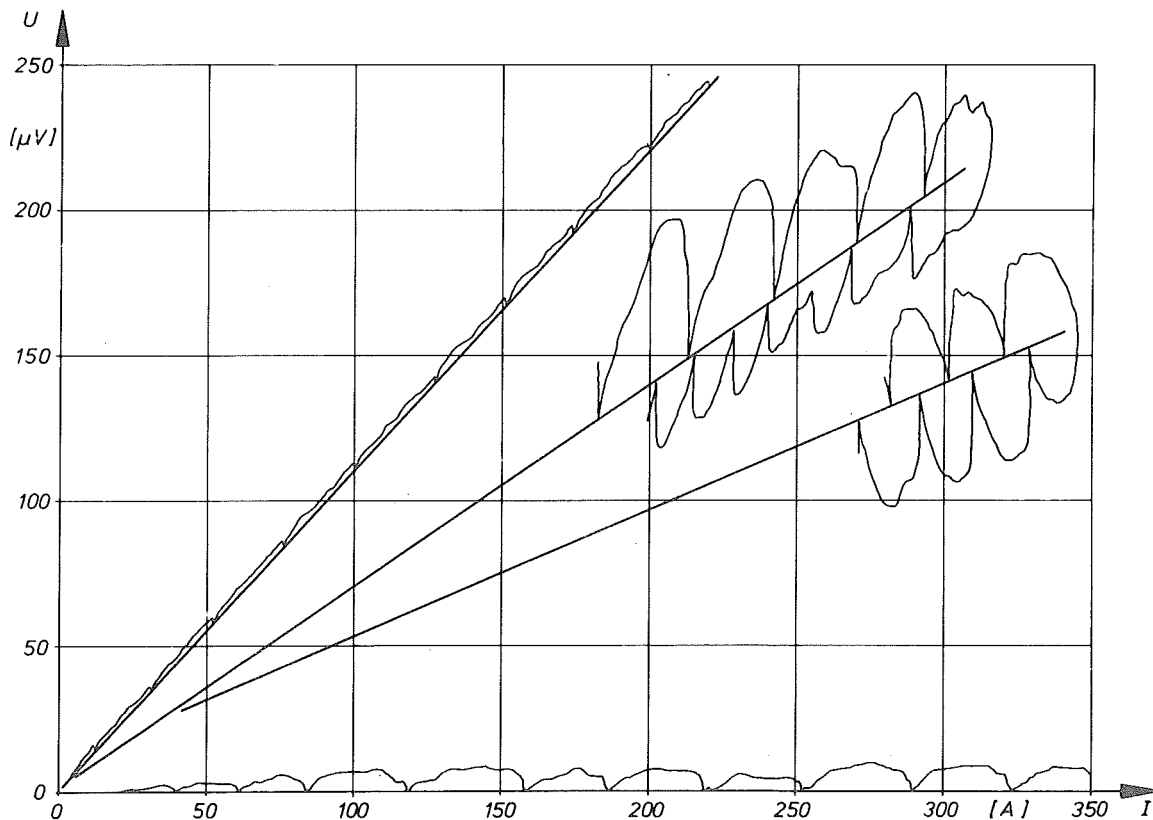


Abb. 6.52: Spannung an den Stromzuführungen und am Supraleiter der Probe Nr. 4.

Wegen der Induktivität der Supraleiterprobe wird bei steigendem und fallendem Strom Spannung induziert. Dem Gleichstromwiderstand entspricht die Verbindungslinie der "Spitzen". Der Widerstand der Stromzuführungen ist $0,7 \mu\Omega$ bzw. $0,43 \mu\Omega$ also gemeinsam $1,1 \mu\Omega$.

Bei der 11 cm langen NbTi-Probe Nr. 5 konnte nach einem Training ein kritischer Strom von 460 A erreicht werden. Aus Abb. 6.53 kann ein Kontaktwiderstand von $0,4 \mu\Omega$ abgelesen werden. Mit dem SL-Querschnitt von $5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ und $I_c = 460 \text{ A}$ folgt als kritische Stromdichte $j_c = 9 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$.

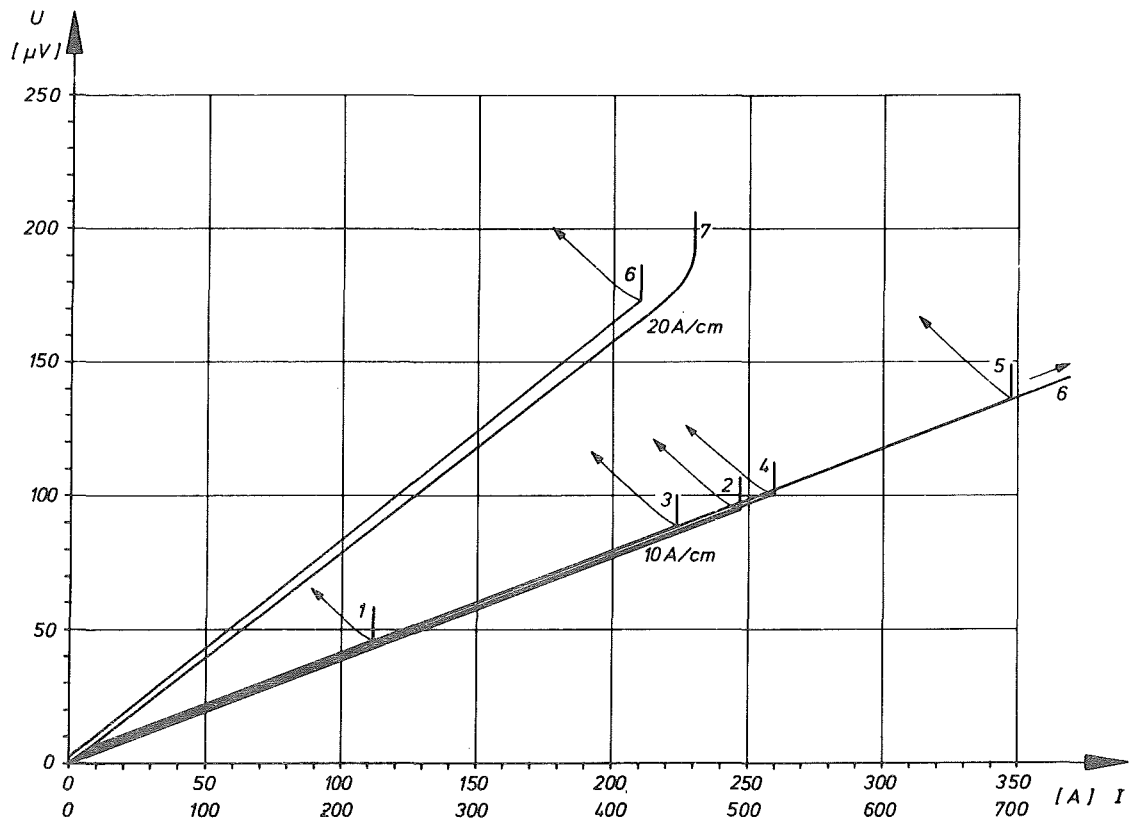


Abb. 6.53: Supraleiterstrom und Spannung an den Stromzuführungen der 11 cm langen Probe Nr. 5 aus NbTi-Folie.

Wie Abb. 6.54 zeigt, tritt bei einem Strom von 460 A ein steiler Spannungsanstieg auf, bevor bei 194 μV die Probe quencht. Dieser Bereich kann reversibel durchfahren werden. Es handelt sich dabei um den bekannten Effekt des dynamischen Widerstandes durch Flußwanderungen ("flux flow resistance").

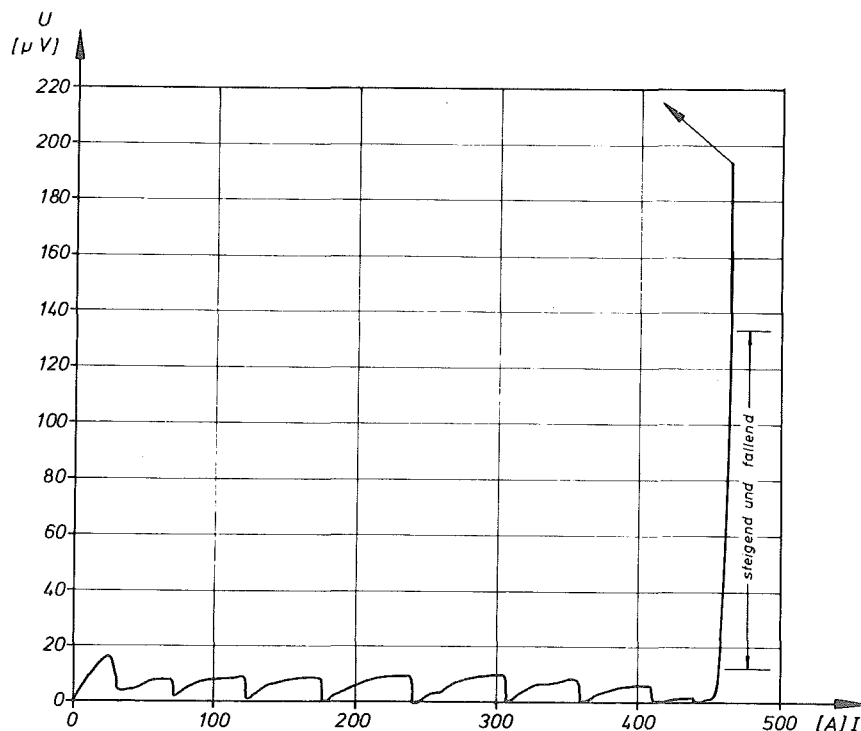


Abb. 6.54: Spannung am Supraleiter der Probe Nr. 5.

Nach einem weiteren Quench konnte die Probe bis auf 340 μV und 464,5 A trainiert werden. Dem entspricht ein differentieller Widerstand, "flux flow resistance", von

$$dU/dI = R_{fl} = 110 \mu\Omega$$

6.8.3 Thermisches Verhalten der NbTi-Supraleiterfolie.

Die Untersuchungen des thermischen Verhaltens der NbTi-Folie werden, da sie eine Grundlage für einen Materialvergleich sind, mit dem gleichen Ziel durchgeführt, wie bei dem Vielkern-Supraleiter, nämlich, durch eine Verlangsamung des Schaltvorganges mehr Einblick in Details des supraleitend-normalleitenden Überganges zu erhalten. In den folgenden Kapiteln 6.8.4 bis 6.8.12 werden die Meßergebnisse ausgewertet und daraus für den Schaltvorgang bedeutende Größen errechnet.

6.8.4 Meßergebnisse - statische Strom- und Spannungsmessungen.

Wie beim Vielkern-Supraleiter konnte auch bei der NbTi-Folie im normalleitenden Zustand, ein bestimmter, nahezu spannungsunabhängiger Normalleitungsstrom beobachtet werden. Die Abb. 6.55 zeigt das Meßergebnis an der 233 cm langen Probe Nr. 4.

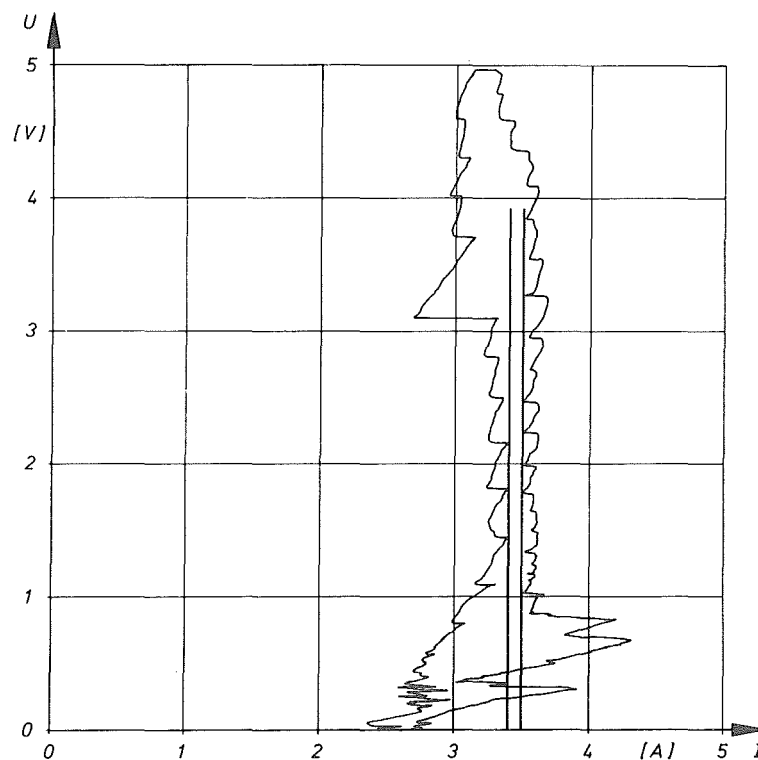


Abb. 6.55: Supraleiterprobe Nr. 4 aus NbTi-Folie, normalleitend.

Der charakteristische Normalleitungsstrom ist im Bereich von 1 bis 3 V bei steigender Spannung 3,5 A und bei fallender Spannung 3,4 A. Bei höheren Spannungen verringert sich der Normalleitungsstrom etwas. Dies kann mit einer allgemeinen Erwärmung der Probe durch verdampfendes Helium erklärt werden.

Bei der 11 cm langen Probe Nr. 5 aus NbTi-Supraleiterfolie, Abb. 6.56, ist der charakteristische Normalleitungsstrom 3,8 A. Der etwas höhere Strom stellt sich ein, weil die Folie unter 45° zur Waagerechten geneigt aufgespannt ist, und daher besser gekühlt wird als die Probe Nr. 4.

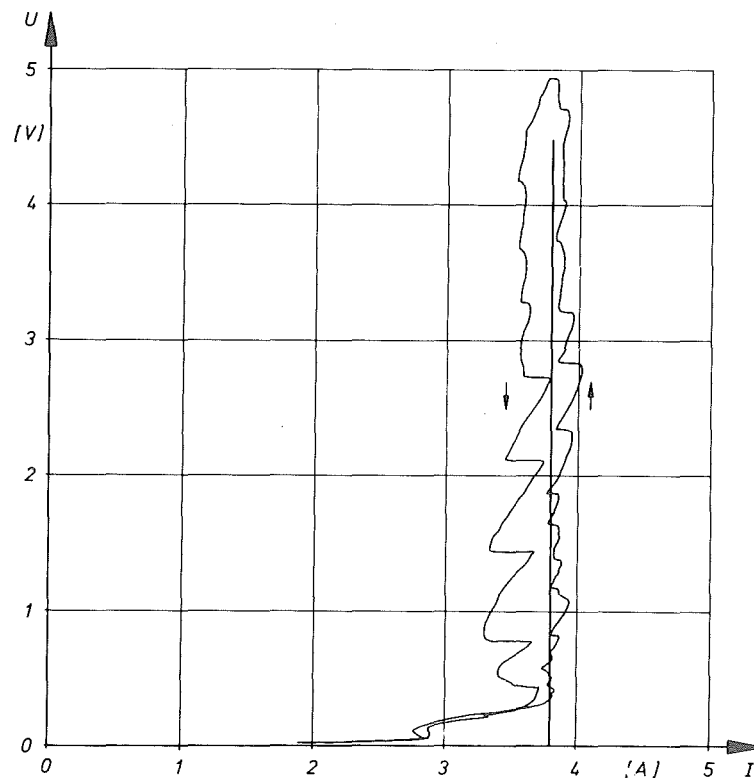


Abb. 6.56: Supraleiterprobe Nr. 5, kurze Probe, normalleitend.

6.8.5 Meßergebnisse - Sondenmessungen im stationären supraleitend-normalleitenden Zustand.

Die Ausbreitung der normalleitenden Zone wird von definierten Stellen aus beobachtet. Sie wird von der oberen und unteren Stromzuführung ausgehend gemessen, weil etwas unterschiedliche Meßwerte wegen der Erwärmung benachbarter Leiterabschnitte erwartet werden. An der Folie sind daher je ein Heizwiderstand in der Nähe der unteren und oberen Stromzuführung angebracht. Um den Einfluß des Heizwiderstandes weitgehend auszuschalten, ist die Bezugssonde für die Potentialmessung 8 mm vom Heizwiderstand und 12 mm von der Stromzuführung entfernt angeordnet. Die folgenden 4 bis 5 Sonden sind in einer Teillänge von 9,23 cm, und die restlichen Sonden in der doppelten Teillänge angeordnet. Der Widerstand der Sonde ist bei Raumtemperatur $32\ \Omega$ und oberhalb der Sprungtemperatur nach Abb. 6.57 $25,6\ \Omega$.

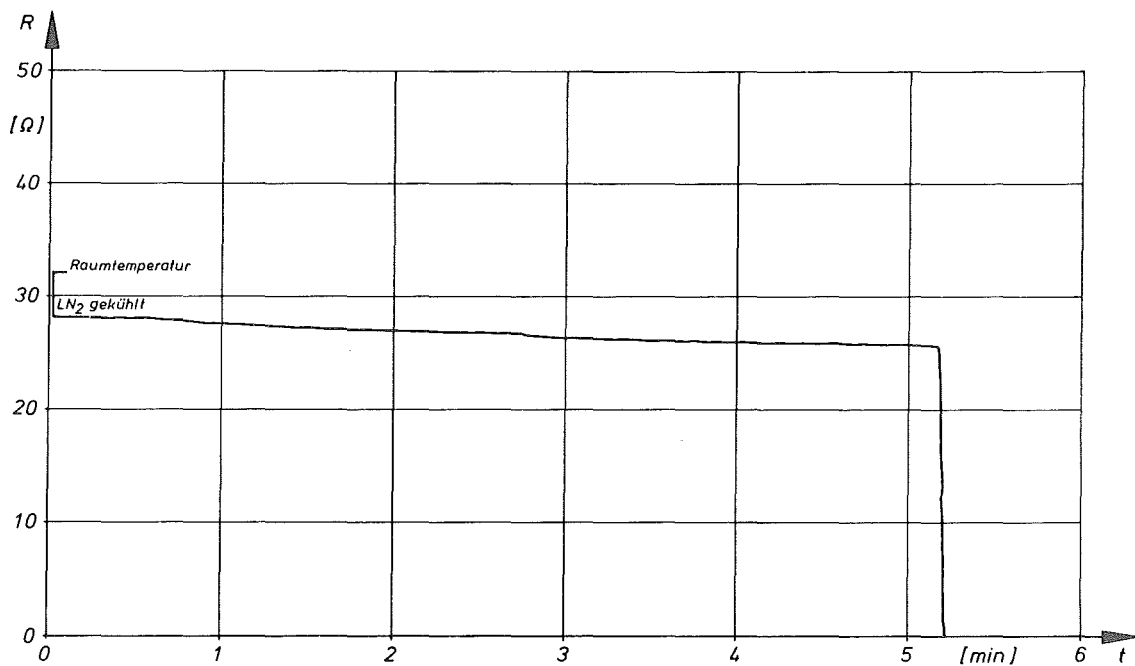


Abb. 6.57: Widerstand bei Abkühlung der Probe Nr. 4 aus NbTi-Folie.

Der Normalleitungswiderstand für einen Meter Supraleiterlänge ergibt sich aus diesen Meßwerten und 233 cm Folienlänge für Raumtemperatur zu $R/l = 13,75 \text{ } \Omega/\text{m}$ und für eine Temperatur knapp oberhalb der Sprungtemperatur zu $11 \text{ } \Omega/\text{m}$. Bezogen auf den Folienquerschnitt ist der spezifische Widerstand bei Raumtemperatur demnach

$$\varrho = 69 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega\text{m} \text{ und oberhalb der Sprungtemperatur } \varrho = 55 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega\text{m}.$$

Die Abb. 6.58 und Abb. 6.59 zeigen die mit dem x-y-Schreiber registrierten Ergebnisse der Sondenmessungen an Probe Nr. 4.

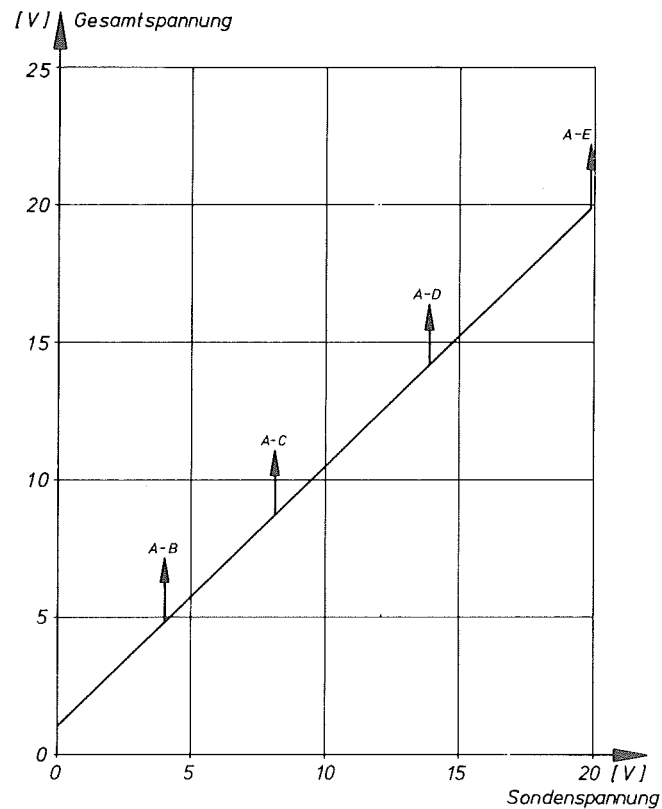


Abb. 6.58: Verhältnis der Gesamtspannung zur Spannung zwischen Potentialsonden, Sondenmessung oben.

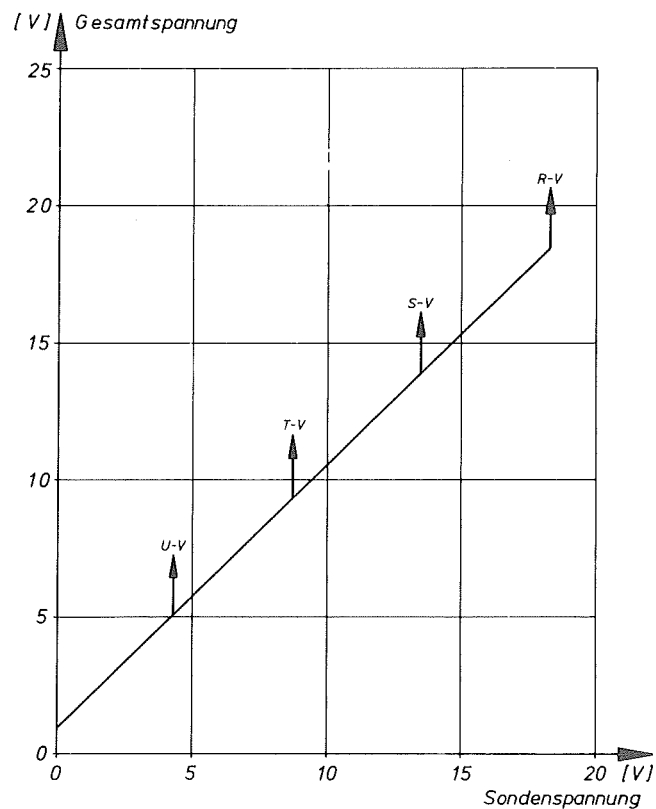


Abb. 6.59: Verhältnis der Gesamtspannung zur Spannung zwischen Potentialsonden, Sondenmessung unten.

Die Spannung wird langsam hochgeregelt, der Strom ist dabei 3,5 A. Wenn die Gesamtspannung über die Spannung an den beobachteten Potentialsonden steigt, hat die normalleitende Zone die beobachtete Leiterlänge überschritten.

Die Meßergebnisse sind in der Tabelle 6.5 zusammengestellt.

Sonde	U	l	U:l	I:U	R:l	$\varrho \cdot 10^{-6}$
Nr. Nr.	V	m	V/m	cm/V	Ω /m	Ω cm
oben						
1-2	4,0	0,092	43,3	2,31	12,37	61,86
1-3	8,1	0,184	43,8	2,28	12,53	62,64
1-4	13,9	0,277	50,1	1,99	14,33	71,66
1-5	19,8	0,369	53,6	1,86	15,31	76,56
unten						
17-18	4,2	0,092	45,4	2,19	12,99	64,96
16-18	8,7	0,184	47,1	2,12	13,45	67,28
15-18	13,5	0,277	48,7	2,05	13,92	69,6
14-18	18,0	0,369	48,7	2,05	13,92	69,6
+ -		2,331			11	55

Tabelle 6.5

Der Mittelwert aus den Meßwerten ist $U:l = 47,6$ V/m und $\varrho = 66,57 \cdot 10^{-8} \Omega m$.

6.8.6 Wärmebilanz der normalleitenden Zone und Vergleich von Supraleiterfolie und-Draht.

Ein Vergleich des minimalen Normalleitungsstromes $I_m = 3,5 \text{ A}$ mit dem maximalen Supraleiterstrom $I_c = 464 \text{ A}$ zeigt, daß bei frei in LHe aufgespannten NbTi-Folien der Strom nur im Verhältnis 1:133 verringert werden kann. Dieses Stromschaltverhältnis ist geringer als bei dem Niomax CN A 61/25 Draht, bei dem das Verhältnis 1:160 erreicht wurde. Dieses Ergebnis ist gegen alle Erwartungen, denn die kritische Stromdichte der NbTi-Folie $j_c = 9,2 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ ist größer als die in den Filamenten der Probe mit Cu Ni Matrix, bei der $j_c = 8,4 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ gemessen wurde.

Eine naheliegende Erklärung wäre ein Unterschied im spezifischen Widerstand ϱ . Dieser ist aber bei der Folie, bei der er im Mittel $66,57 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ beträgt größer als bei dem Vielkern-Supraleiter, wo er $35 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ ist. Da ein größerer spezifischer Widerstand nach den Gleichungen von Abschnitt 6.3.3 einen geringeren normalleitenden Strom bedingt, bedingt der Unterschied in diesem Parameter einen Unterschied im Stromschaltverhältnis, dessen Einfluß zunächst in umgekehrter Richtung wirkt als die Meßergebnisse zeigen.

Ein weiterer Parameter, der den charakteristischen Normalleitungsstrom beeinflusst, ist aber der Wärmeübergang. Für eine Folie von der Länge l , der Breite b und der Dicke d ist die Wärmebilanz im stationären Zustand, wenn die Oberfläche der schmalen Flächen $d \times l$ vernachlässigt wird.

$$UI = 2bl\alpha(T_W - T_B)$$

daraus folgt mit den Meßwerten

$$q = \alpha(T_W - T_B) = 1,66 \cdot 10^4 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Dieser Wert für die Wärmestromdichte ist etwas höher als beim Draht, bei dem $q = 1,5 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ berechnet wurde.

Wie der nachfolgende Vergleich der Wärmebilanzgleichungen für runden (O) und rechteckigen (□) Querschnitt zeigt, können die Meßergebnisse durch ein unterschiedliches Verhältnis der Oberfläche zum Volumen bei der Folien- und Drahtgeometrie erklärt werden.

$$\frac{I_o^2 \rho_o}{r^2 \pi} = 2 r \pi q_o \quad (6.61)$$

$$\frac{I_{\square}^2 \rho_{\square}}{b d} = 2 b q_{\square}$$

daraus folgt

$$\frac{I_o}{I_{\square}} = \pi \sqrt{\frac{\rho_{\square}}{\rho_o} \cdot \frac{r^3}{b^2 d} \cdot \frac{q_o}{q_{\square}}} \quad (6.62)$$

und mit den Meßwerten wird

$$\frac{1,2}{3,5} = \pi \sqrt{\frac{66,5}{35} \cdot \frac{1,95 \cdot 10^{-12}}{25 \cdot 10^{-11}} \cdot \frac{1,5}{1,66}}$$

$$0,342 = \pi \sqrt{1,9 \cdot 0,0078 \cdot 0,9}$$

Der Unterschied im minimalen Normalleitungsstrom $I_o/I_{\square} = 0,342$ wird hauptsächlich von einem Geometriefaktor $r^3/b^2 d = 0,0078$ beeinflusst.

6.8.7 Ausbreitungsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone in der NbTi-Supraleiterfolie.

Das Temperaturprofil und die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone wird für die Folie in der gleichen Art berechnet, wie im Abschnitt 6.3.6 für den Draht. Es werden daher nur einige Ergebnisse aufgeführt.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist als Funktion der Normalleitertemperatur

$$v(T_N - T_B) = \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{C_{pv}^2 d}} \frac{T_N - T_B - 2(T_C - T_B)}{\sqrt{(T_C - T_B)(T_N - T_B) - (T_C - T_B)}} \quad (6.33)$$

und mit der partikulären Lösung

$$T_N \left(\int = -\infty \right) = T_B + \frac{I^2 \rho}{2\alpha b^2 d} \quad (6.63)$$

wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit als Funktion des Stromes.

$$v_{(I)} = \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{C_{pv}^2 d}} \frac{\frac{I^2 \rho}{2\alpha b^2 d (T_C - T_B)} - 2}{\sqrt{\frac{I^2 \rho}{2\alpha b^2 d (T_C - T_B)} - 1}} \quad (6.64)$$

Der Widerstandsanstieg ist für einseitige Ausbreitung als Funktion des Stromes

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\rho}{bd} \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{C_{pv}^2 d}} \frac{\frac{I^2 \rho}{2\alpha b^2 d (T_C - T_B)} - 2}{\sqrt{\frac{I^2 \rho}{2\alpha b^2 d (T_C - T_B)} - 1}} \quad (6.65)$$

mit der Substitution für einseitige Ausbreitung

$$a_1 = \frac{\rho}{bd} \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{C_{pv}^2 d}} \quad (6.66)$$

$$b_1 = \frac{\rho}{2\alpha b^2 d (T_C - T_B)} \quad (6.67)$$

und mit den zweifachen Werten für beidseitige Ausbreitung

$$a_2 = 2a_1 = \frac{2\rho}{bd} \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{C_{pv}^2 d}} \quad (6.68)$$

$$b_2 = 2b_1 = \frac{\rho}{\alpha b^2 d (T_C - T_B)} \quad (6.69)$$

erhält die Beziehung für den Widerstandsanstieg in der Folie

die gleiche Form wie beim Draht.

$$\frac{dR(I)}{dt} = a \frac{b I^2 - 2}{\sqrt{b I^2 - 1}} \quad (6.40)$$

Die im Kapitel 6.3.11 für die Drahtgeometrie abgeleitete Formel 6.54, welche die I/I_c Abhängigkeit berücksichtigt, ist damit auch für die Foliengeometrie gültig.

6.8.8 Der zeitabhängige Normalleitungswiderstand und die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit als Funktion des Stromes; ausgewertet aus Oszillogrammen des Strom- und Spannungsverlaufes.

Die Versuche zur Messung des Normalleitungswiderstandes bei örtlicher thermischer Auslösung der Supraleiterfolie wurden mit Potentialsondenmessungen kombiniert. Es wurde daher nur eine Ausbreitungsrichtung gewählt und der Heizwiderstand in der Nähe der Stromzuführung angebracht. Die Abb. 6.60 zeigt ein Oszillogramm des Strom- und Spannungsverlaufes bei örtlich vorgewärmtem Supraleiter.

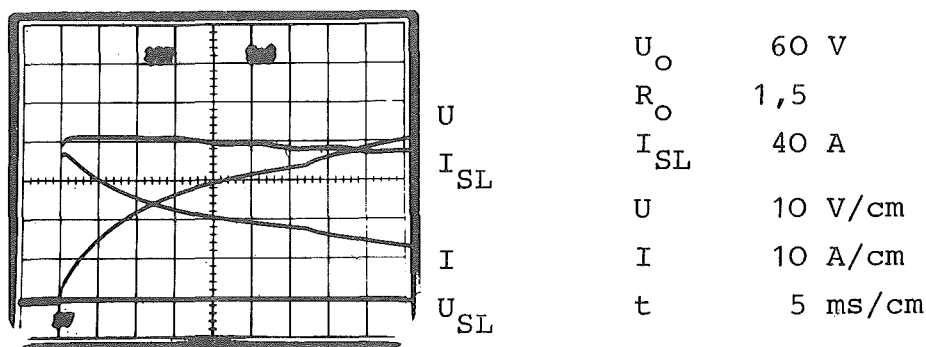


Abb. 6.60: Oszillogramm des Strom- und Spannungsverlaufes.

Die obere und untere nahezu gerade Linie sind Kontrollmessungen im supraleitenden Zustand.

Die Abb. 6.61 zeigt den aus dem Oszillogramm Abb. 6.60 ermittelten Widerstandsverlauf. Der stärkere Widerstandsanstieg nach 33 ms wird durch die Bildung von zwei weiteren SL-NL Grenzschichten infolge der allgemeinen Erwärmung der SL-Probe verursacht. Daß zu der einen Grenzschicht zwei weitere hinzukommen, kann aus dem Anstieg der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit von 40 Ω /sek auf 120 Ω /sek in Abb. 6.62 gefolgert werden.

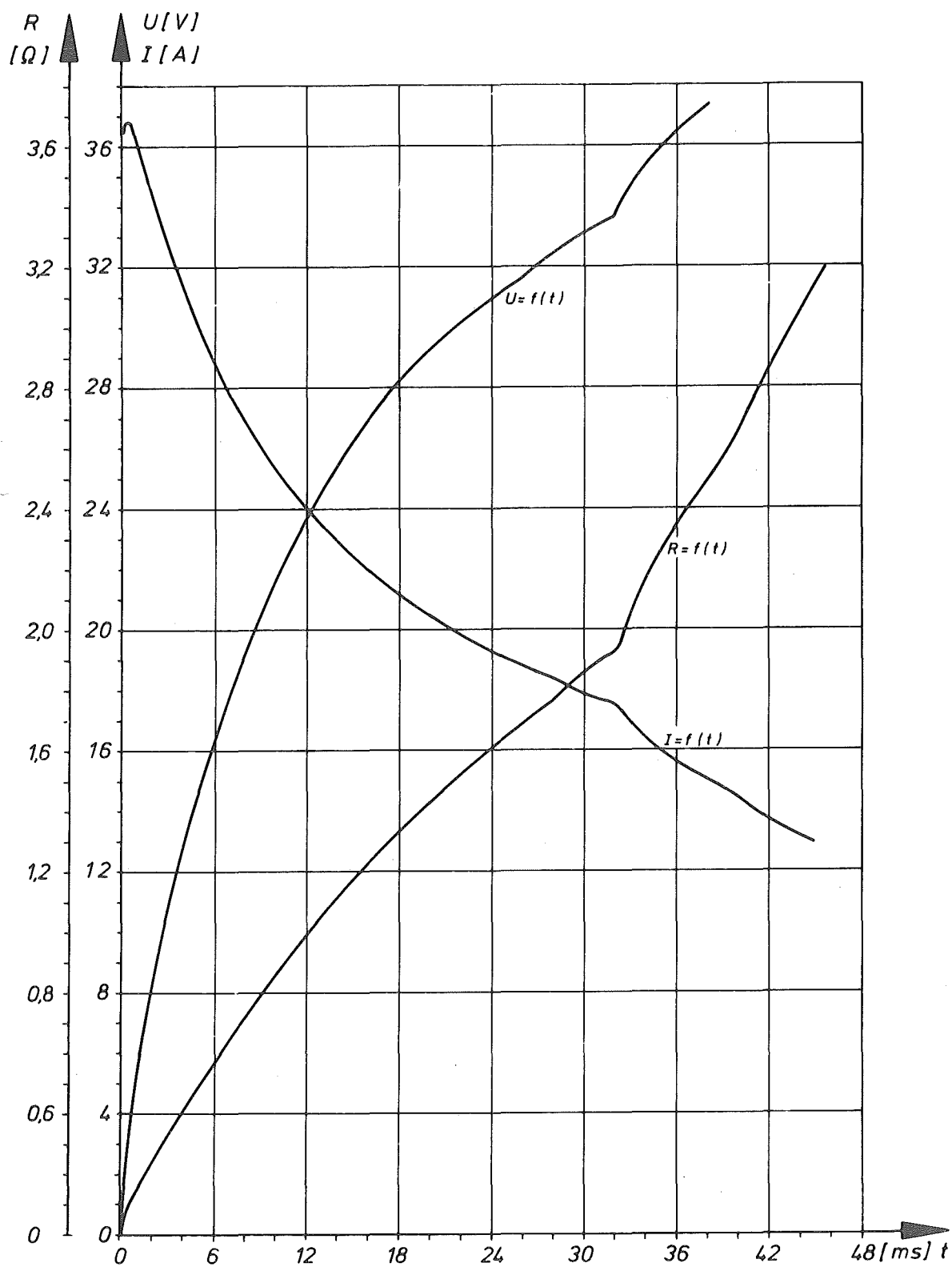


Abb. 6.61: Strom-, Spannungs- und Widerstandsverlauf bei örtlich vorgewärmter Supraleiterfolie.

Die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone als Funktion des Stromes ist in Abb. 6.62 dargestellt. Sie wurde aus dem zeitabhängigen Strom und Widerstandsverlauf der Abb. 6.61 konstruiert.

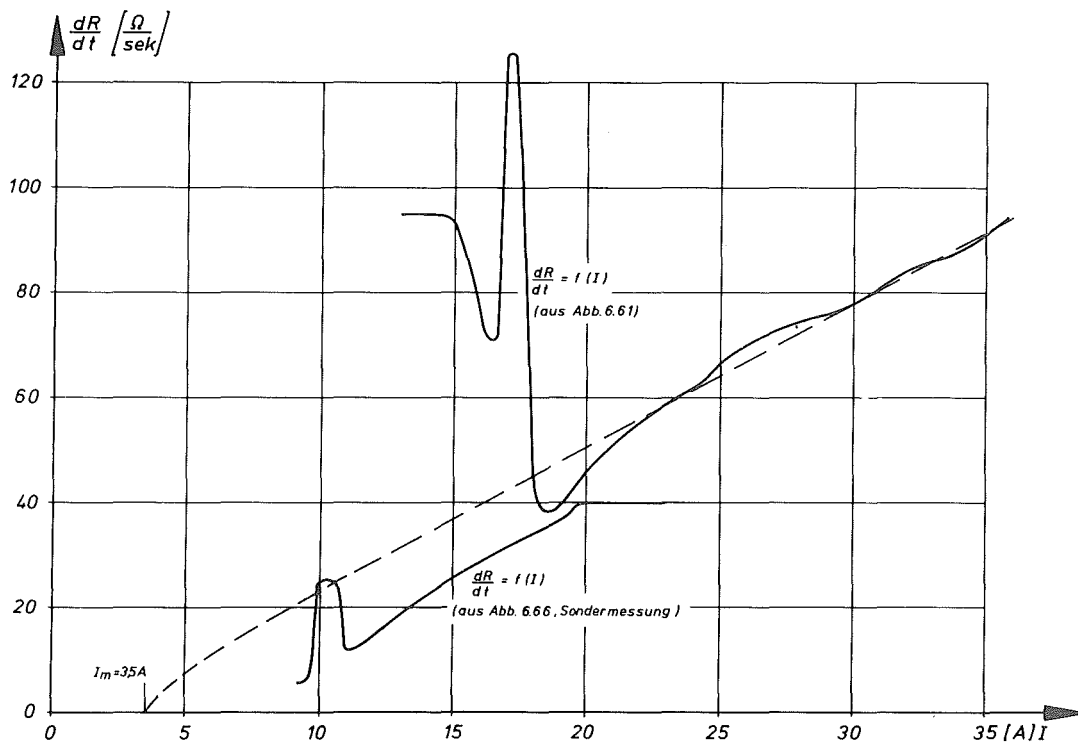


Abb. 6.62: Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone in der NbTi-Folie als Funktion des Stromes.

6.8.9 Berechnung der Parameter für die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit in der NbTi-Folie aus den Meßergebnissen.

Mit den Meßwerten der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit Abb. 6.62, dem minimalen Normalleitungsstrom I_m und dem kritischen Strom können die Parameter für die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit berechnet werden.

Die im Abschnitt 6.3.11 berechnete Formel,

$$\frac{dR}{dt} = a \frac{bI^2 + 2\frac{I}{I_c} - 2}{\sqrt{\left(1 - \frac{I}{I_c}\right) \left(bI^2 + \frac{I}{I_c} - 1\right)}} \quad (6.54)$$

welche die Temperaturabhängigkeit der Stabilität des supraleitenden Zustandes berücksichtigt, gilt auch für die Foliengeometrie. Den Parametern a und b entsprechen die im Abschnitt 6.8.7 für die Folie definierten thermischen und geometrischen Größen. Mit der Gleichung (6.54) und den Meßwerten, es wurde für die NbTi-Folie bei $4,2^{\circ}\text{K}$ ein kritischer Strom $I_c = 464\text{ A}$ gemessen (Kap. 6.8.2) und der minimale Normalleitungsstrom ist $I_m = 3,5\text{ A}$ (Kap. 6.8.4), wird die Gleichung der Widerstandsanstiegsfunktion:

$$\frac{dR}{dt} = 6,286 \frac{0,162 I^2 + \frac{2}{464} I - 2}{\sqrt{(1 - \frac{I}{464})(0,162 I^2 + \frac{I}{464} - 1)}}$$

Dies ist zum Vergleich mit den Meßergebnissen in Abb. 6.62 gestrichelt eingezeichnet und in Abb. 6.63 in zwei Maßstäben dargestellt.

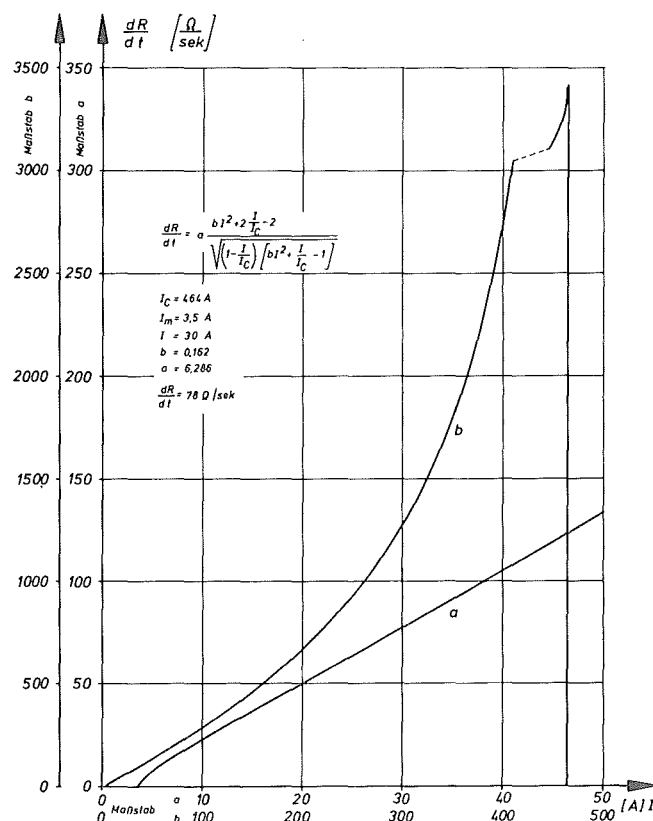


Abb. 6.63: Widerstandsanstiegsfunktion für die NbTi-Supraleiterfolie.

6.8.10 Vergleich der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit der NbTi-Folie mit dem Vielkernsupraleiter in CuNi - Matrix.

Für einen Vergleich mit dem Vielkernsupraleiter muß die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit der Folie auf beidseitige Ausbreitung der normalleitenden Zone umgerechnet werden, weil bei der Probe Nr. 1 der Draht in der Leitermitte, während die Folie der Probe Nr. 4 an einem Ende normalleitend gemacht wurde und daraus eine unterschiedliche Anzahl der SL-NL Grenzsichten resultiert.

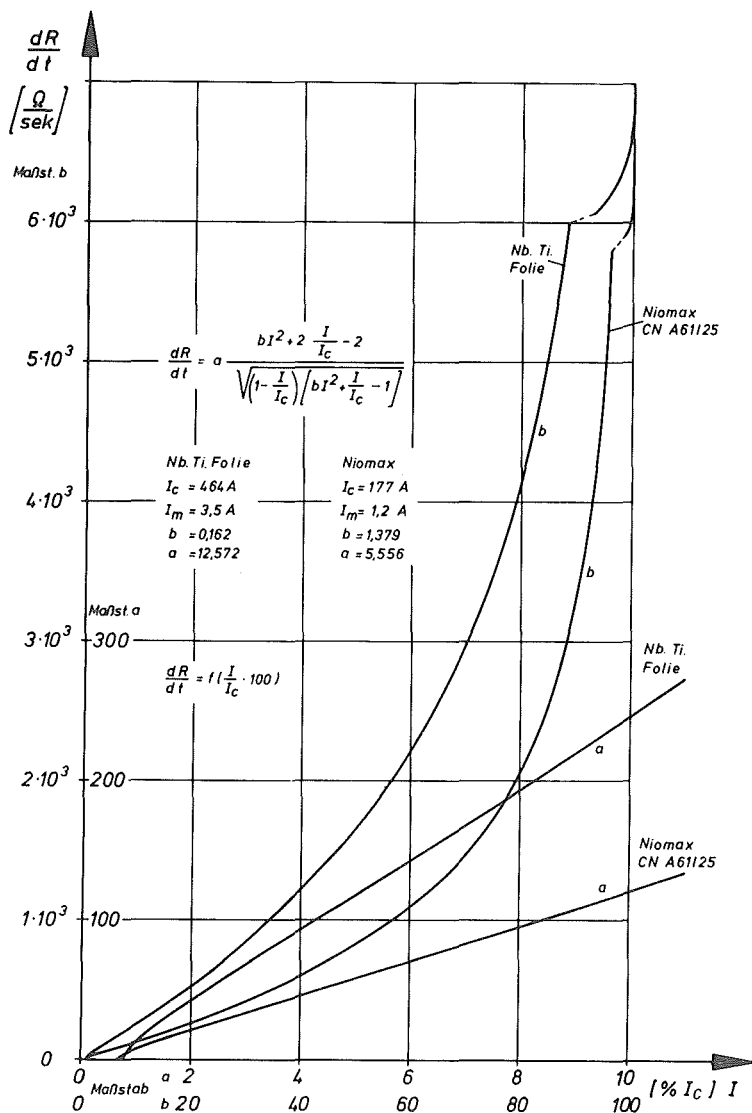


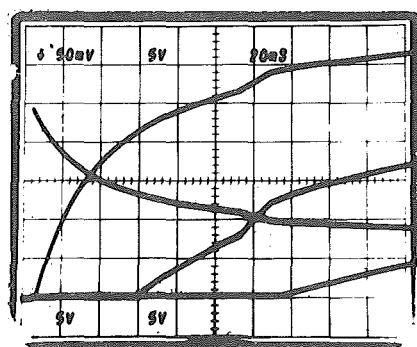
Abb. 6.64: Vergleich der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit der NbTi-Folie mit der des Vielkernsupraleiters.

Mit der NbTi-Folie können nach Abb. 6.64 höhere Werte der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit erreicht werden als bei dem Vielkernsupraleiter.

6.8.11 Potentialsondenmessungen zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes und der Folientemperatur während des Schaltvorganges.

Die verhältnismäßig hohe Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit bei der NbTi-Folie und die pathologischen Befunde unbrauchbar gewordener Proben, der Verlust der Supraleitfähigkeit und Verfärbung der Folie, lassen darauf schließen, daß bei der thermischen Ausbreitung der normalleitenden Zone schon bei verhältnismäßig kleinen Strömen hohe Temperaturen entstehen. Mit den Sondenmessungen kann der spezifische Widerstand während des Schaltvorganges gemessen werden. Über den Temperaturkoeffizient des Widerstandes ist die während des Schaltvorganges erreichbare Temperatur berechenbar.

Die Abb. 6.65 zeigt ein Oszillogramm des Stromes und der Sondenspannungen und die Abb. 6.66 zeigt den aus dem Oszillogramm der Abb. 6.65 ermittelten Widerstandsverlauf.



U_1	U_O	50 V
	R_O	2
U_2	I_{SL}	25 A
I	U	5 V/cm
U_3	I	5 A/cm
	t	20 ns/cm

Abb. 6.65: Oszillogramm des Stromes und der Sondenspannung, gemessen an den unteren Sonden.

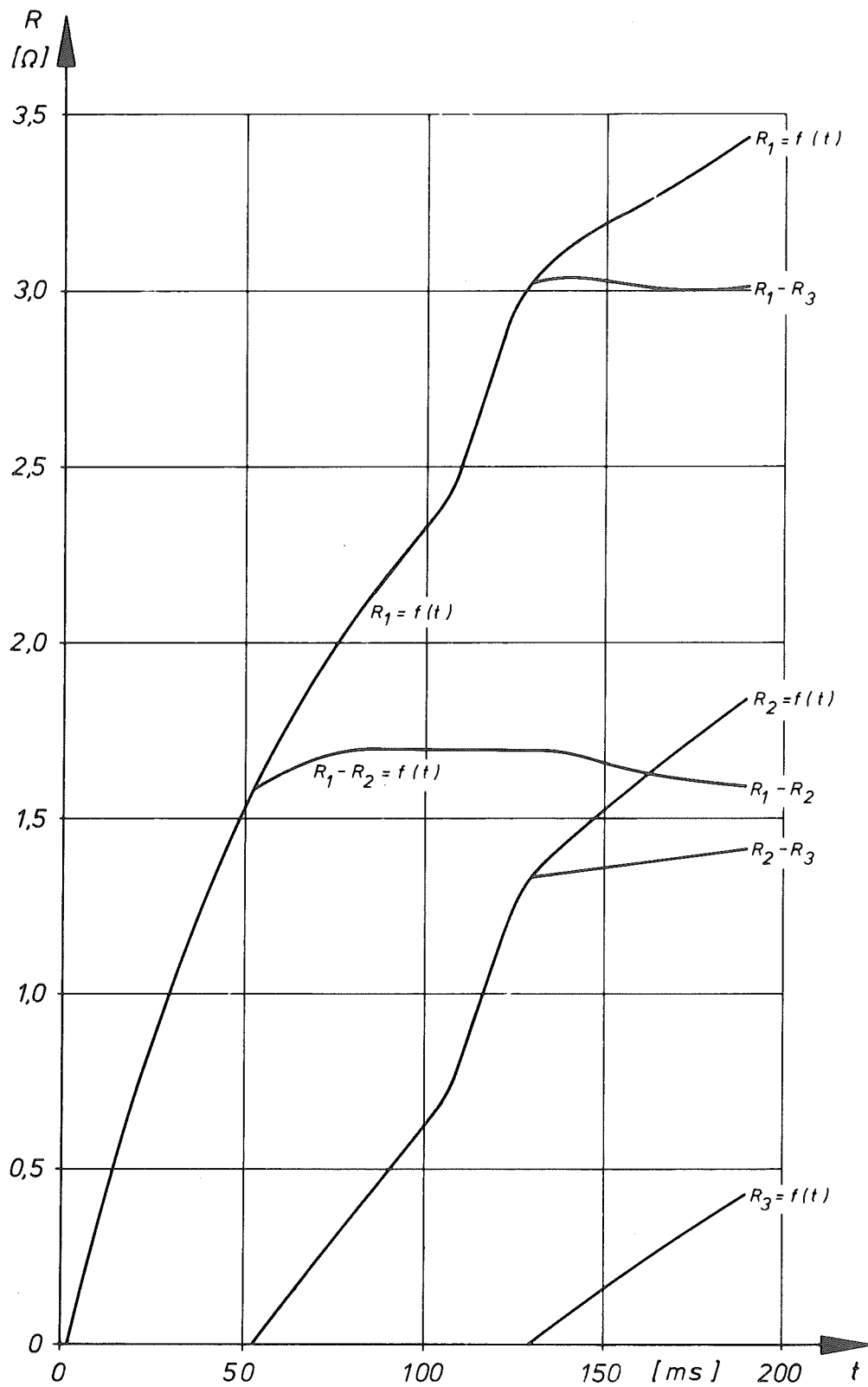


Abb. 6.66: Widerstandsverlauf der Sondenmessung.

Die Potentialsonden sind im Abstand von $l = 0,092 \text{ m}$ angeordnet. Die erste Meßstrecke wird nach Abb. 6.66 von der normalleitenden Zone in der Zeit $53 - 1,5 = 51,5 \text{ ms}$ durchlaufen. Der Widerstand in dieser Meßstrecke $R_1 - R_2 = f(t)$ steigt noch infolge des sich entlang des Drahtes ausbreitenden Temperaturprofiles (Abb. 6.20) von $1,58 \Omega$ auf $1,7 \Omega$. Die danach folgende Verringerung des Widerstandes $R_1 - R_2$ ist eine Folge der geringer werdenden Leiter-temperatur bei fallendem Strom.

Der auf einen Meter Leiterlänge bezogene Widerstand ergibt sich aus den Meßwerten zu $R/l = 18,48 \Omega/\text{m}$. Bezogen auf den Folienquerschnitt ist der spezifische Widerstand $\varrho = 92,4 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$. Im Abschnitt 6.8.5 wurde der spezifische Widerstand bei Raumtemperatur $\varrho_{293} = 69 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ und oberhalb der Sprungtemperatur $\varrho_{10} = 55 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ berechnet. Die dem Widerstand während des Schaltvorganges entsprechende Temperatur kann aus der Proportion

$$\frac{293 \text{ K}^\circ - 10 \text{ K}^\circ}{(69 - 55) 10^{-8} \Omega\text{m}} = \frac{T - 10 \text{ K}^\circ}{(92,4 - 55) 10^{-8} \Omega\text{m}} \quad (6.70)$$

berechnet werden zu $T = 493^\circ \text{ C}$.

Die NbTi-Folie wird von einem Strom von 10 bis 12 A auf fast 500° C aufgeheizt.

Wenn die supraleitend- normalleitende Übergangsfront von den beobachteten Potentialsonden genügend weit entfernt ist, gilt in diesem quasistationären Zustand die partikuläre Lösung der Differentialgleichung für die Ausbreitungsgeschwindigkeit (6.64).

Aus ihr kann die Wärmestromdichte q berechnet werden.

Sie ist beispielsweise für den Zeitpunkt $T = 100 \text{ ms}$ der Abb. 6.66, in dem der Strom $I = 11,2 \text{ A}$ und der spezifische Widerstand $\varrho = 92,4 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ ist, $q = \alpha (T_N - T_B) = 22,8 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$. Mit der Normalleitertemperatur $T_N = 766^\circ \text{ K}$ ergibt sich die Wärmeübergangszahl zu

$$\alpha = 300 \text{ W/m}^2 \text{ K}^\circ$$

6.8.12 Die Wiedererlangung der Supraleitfähigkeit der NbTi-Folie.

Die Messungen zur Bestimmung der Wiederverfügbarkeitszeit wurden an der NbTi-Probe Nr. 4 ebenso durchgeführt, wie sie im Abschnitt 6.5 für den Vielkern-Supraleiter beschrieben wurden. Die Abb. 6.67 zeigt ein typisches Oszillogramm in dem der Leiter wieder supraleitend wird, nachdem der normalleitende Strom $I_N = 4 \text{ A}$ 390 Millisekunden lang abgeschaltet war.

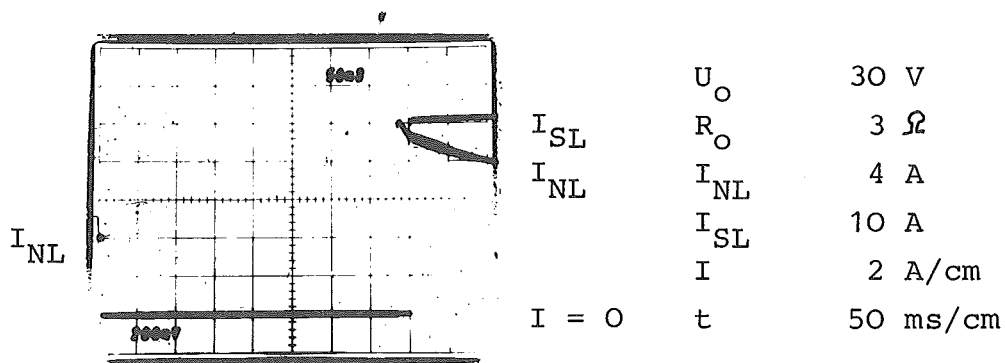


Abb. 6.67 Messung der Erholzeit. Z.B. $T = 390 \text{ ms}$.

Bei einer kürzeren stromlosen Pause fällt der Leiter wieder in den normalleitenden Zustand zurück. Mit der Meßserie, deren Ergebnis in Abb. 6.68 dargestellt ist, wurde die Freiwerdezeit in Abhängigkeit des Stromes, der Spannung und der Leistung, die vor der stromlosen Pause im Leiter entsteht, untersucht.

Im Gegensatz zur elektrolytischen Beschichtung kann das Substrat Isolator oder Leiter sein. Im Gegensatz zu den thermisch aufgedampften Schichten ist die Haftfähigkeit der durch Kathodenzerstäubung aufgetragenen Schichten mit einer Schweißung vergleichbar.

Die Kathodenzerstäubung geschieht wegen der kalten Kathoden bei niedriger Temperatur und gestattet die Beschichtung stark temperaturempfindlicher Substrate.

Mit Kathodenzerstäubung bezeichnet man die Emission von Materieteilchen aus einer Oberfläche, die mit hochenergetischen Partikeln, meist Ionen, beschossen wird. Die einfachste und älteste Anordnung zur Kathodenzerstäubung ist das Dioden-Verfahren. In einem Vakuumbehälter mit einem Druck von $P < 10^{-4}$ Torr sind in einem Abstand von einigen Zentimetern zwei plane Elektroden angeordnet. Eine Elektrode liegt an dem negativen Ausgang eines Wechselstromgenerators mit einigen kV Spannung, die andere an Masse. Nach dem Evakuieren flutet man den Rezipienten mit 0,1 Torr Argon bei offenem Pumpenventil und erzeugt dadurch eine sichtbare Gasentladung, deren Träger Elektronen und Ar⁺-Ionen sind. In der dunklen Crookes'schen Zone in der Nähe der Kathode werden die im Plasma durch Stoßionisation erzeugten Ionen beschleunigt. Diese Ionen bombardieren die Kathode mit einer Energie von einigen KeV und schlagen aus ihr Atome heraus. Diese Sekundäratome bewegen sich regellos und legen sich auf die Oberfläche der Anode oder anderer gegenüberliegender Teile. Die Elektronen zerstäuben wegen ihrer kleinen Masse nicht.

Das Dioden-Verfahren mit Gleichspannung, wie es beschrieben wurde, ist in der Anordnung zwar einfach, aber die Aufrechterhaltung der Entladung, die festgelegte Geometrie, der verhältnismäßig große Gasdruck, 10^{-2} Torr, und dessen Einfluß auf die Belegungsgeschwindigkeit und die Kontaminierung der Schicht begrenzt die Anwendungsmöglichkeit. Seit einigen Jahren finden zwei neue Methoden, die HF-Kathodenzerstäubung und die Triodenzerstäubung mit heißer Kathode verbreitete Anwendung.

Zwei spezielle Methoden, die für die Herstellung von NbN-Supraleiterschichten wichtig sind, sind die reaktive Zerstäubung und die Zerstäubung mit Hilfsspannung (Bias-Sputtering).

Bei der reaktiven Kathodenzerstäubung gibt man zu dem Argon einen bestimmten Prozentsatz eines aktiven Gases (z.B. O_2 oder N_2), und erhält dann auf dem Substrat eine Schicht aus dem Reaktionsprodukt des Targetmaterials und dem aktiven Gas. Man kann so NbN durch Zerstäubung von Niob in Anwesenheit von Stickstoff herstellen.

Die Kathodenzerstäubung mit Hilfsspannung (Bias-Sputtering) wird angewendet um Schichten von extrem hoher Reinheit, wie z.B. supraleitende Nb -Oberflächen, zu erzeugen. Eine frisch aufgebrachte Schicht neigt dazu, Moleküle der umgebenden Gasatmosphäre zu binden, die wegen ihrer thermischen Bewegung unweigerlich auf die Schicht treffen. Dies beschränkt sich nicht nur auf die aktiven Gase, deren Gehalt man im Argon durch Reinigung des Argons und der Kammerwände auf ein Minimum beschränken kann. Das trifft insbesondere auch das Argon selbst, das in die Schicht eingegraben wird. Diesen Effekt kann man vermeiden, indem man das Substrat während der Beladung aufheizt oder mit dem "Bias-Sputtering". Dabei wird mit einer Spannung von etwa 50-100 V die Schicht während ihres Wachsens polarisiert. Man erreicht damit einen leichten Ionenbeschuss der Schichtoberfläche, durch den die eingeschlossenen Gasmoleküle wieder befreit werden.

6.9.2 Aufbau und Abmessungen der Dünnschicht NbN-Probe.

Die größten Abmessungen der Probe werden vom Elektrodendurchmesser der Sputteringapparatur, der 12,5 cm ist, und von der zulässigen Materialdicke im Elektrodenraum 1,5 cm bestimmt.

Da von den Betreibern der Sputtering-Apparatur am Institut für Festkörperforschung der KFA Erfahrungen, sowohl mit reaktiven Sputtern von NbN als auch mit dem Aufbringen der Schicht auf zylindrische Körper bestand, wurde die Zylindergeometrie gewählt. Die Zylindergeometrie sollte ein Vorläufer für dünne,

beschichtete Quarz- oder Glasfäden sein. Eine gleichmäßige Beschichtung der zylindrischen Oberfläche sollte durch dreimaliges Verdrehen des Substrates um 120° erreicht werden.

Leider war das Ergebnis in bezug auf die Gleichmäßigkeit der Schichtdicke unbefriedigend. Die Versuche wurden erst mit 11,5 cm langen Rohren aus Quarz von 5,5 mm Außendurchmesser und dann auch mit Rohren aus Pyrex Glas von 5 mm Außen- und 3 mm Innendurchmesser durchgeführt. Die Schichtdicke war in beiden Fällen ungleichmäßig. Sie sollte entsprechend einer Belegungsgeschwindigkeit von 1 000 Å pro Minute 2000 Å dick sein.

Die Abb. 6.99 zeigt die NbN-Dünnschicht Probe mit den Stromanschlüssen.

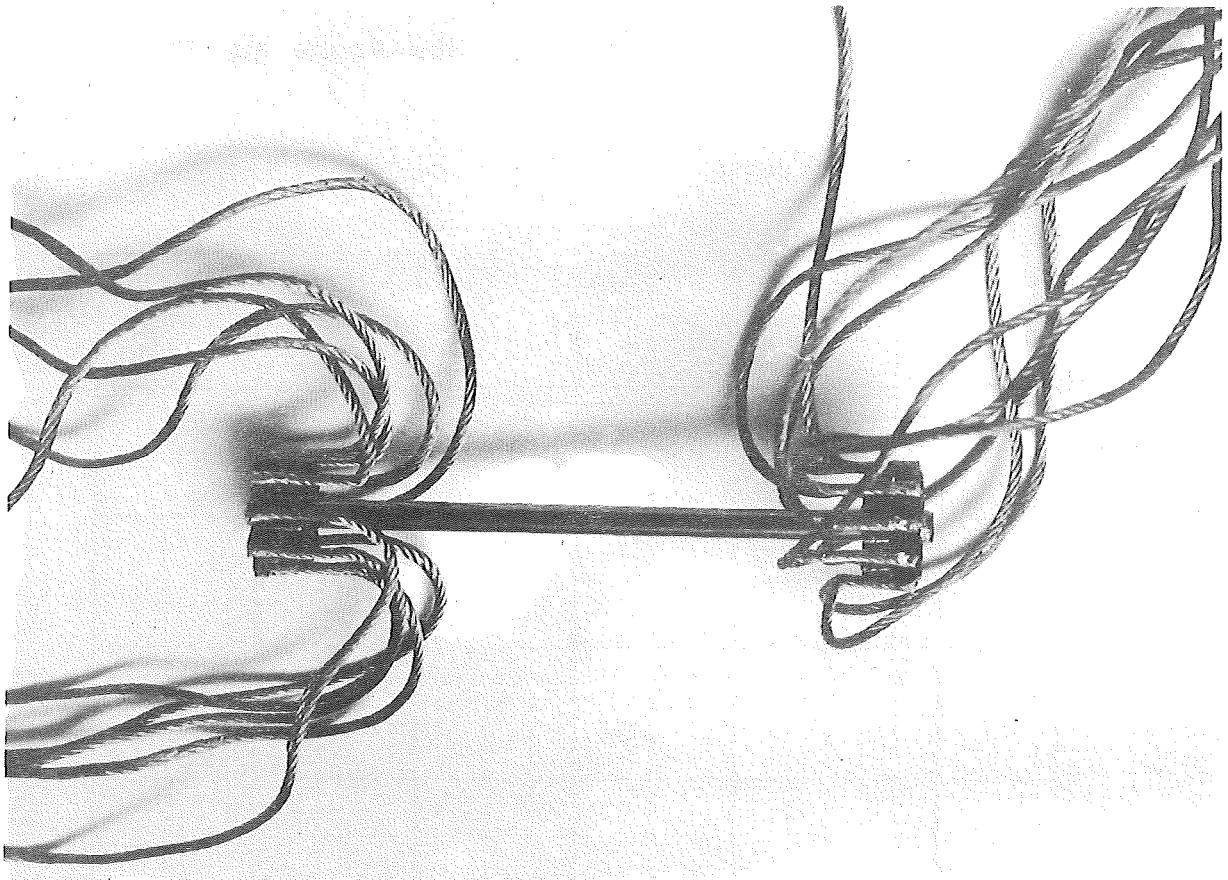


Abb. 6.69: Dünnschicht Probe.

Kontaktiert wurde die NbN-Probe, wie die NbTi-Folie (Abschn. 6.8.2) mit Gallium. Als Stromzuführung wurden sternförmige Kühlkörper aus Berilium-Kupfer verwendet, welche durch einen federnden Anpreßdruck einen guten Kontakt zur Supraleiterschicht herstellten. Um den Übergangswiderstand zum Supraleiter messen zu können, wurden an jedem Ende der Supraleiterprobe zwei Stromzuführungen in engem Abstand angeordnet.

6.9.3 Normalleitender Widerstand der NbN-Dünnschicht Probe bei Raumtemperatur und oberhalb der Sprungtemperatur.

Der Widerstand der untersuchten NbN-Proben hat einen negativen Temperaturkoeffizienten. Bei wiederholtem Abkühlen und Erwärmen der Probe zwischen Raum- und LN_2 -Temperatur steigen die Widerstandswerte.

Die Abb. 6.70 zeigt den Widerstand der NbN-Probe auf Quarz bei Abkühlung auf LHe Temperatur.

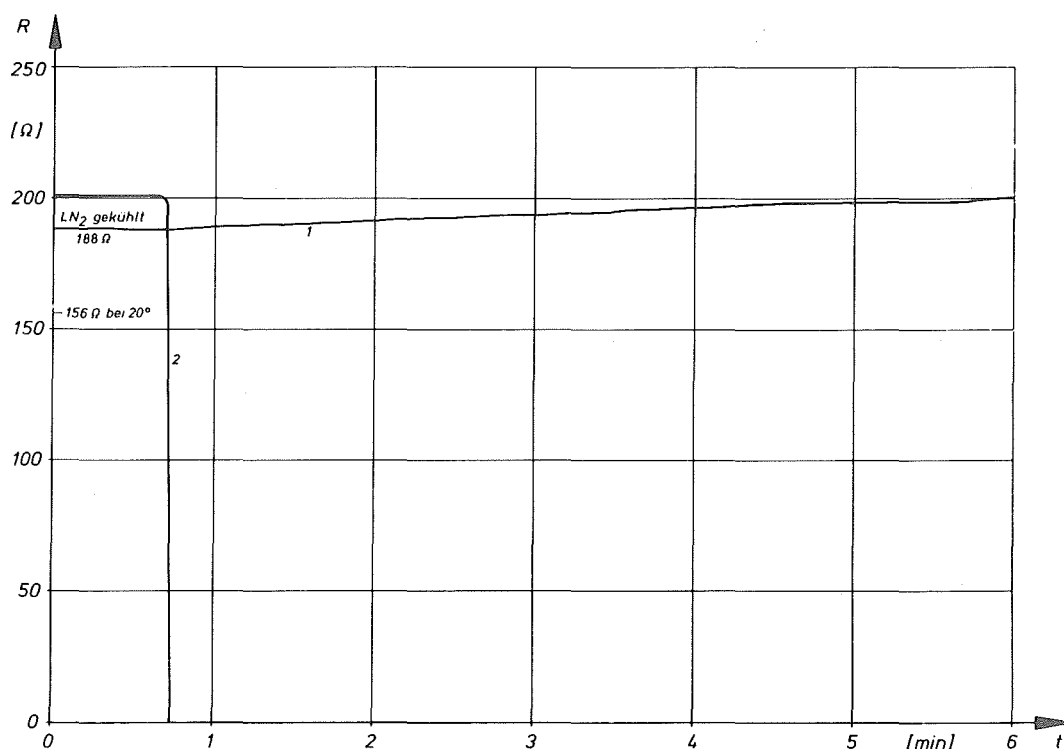


Abb. 6.70: Negativer Widerstandskoeffizient bei der Abkühlung der NbN-Dünnschicht Probe.

Für die angegebene Schichtdicke $d = 2000 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$) ist der spezifische Normalleitungswiderstand bei Raumtemperatur

$$\rho = 5,18 \cdot 10^{-9} \Omega \text{ m}$$

Da dieser Wert doppelt so groß ist, als der von den Autoren von [lit. 6.11] mit $\rho = 2,5 \mu\Omega \text{ m}$ angegebene, ist entweder die Schichtdicke im Mittel nur $1000 \text{ \AA}$, oder die NbN-Supraleiterschicht ist verunreinigt.

Die NbN-Schicht auf Pyrex, der zweiten Probenreihe, hat bei 20° C einen Widerstand von 121Ω , bei LN_2 Temperatur von 138Ω und vor dem Sprung zur Supraleitung 147Ω . Der spezifische Widerstand bei Raumtemperatur ist demnach $\rho = 4,08 \mu\Omega \text{ m}$. Auch dieser Wert ist noch zu hoch.

6.9.4 Kritischer Strom der NbN-Dünnschichtprobe.

Der kritische Strom der NbN-Proben konnte mit einem Training bei der Probe mit Quarz Substrat auf $2,25 \text{ A}$ und bei der Probe mit Pyrex-Substrat auf $2,8 \text{ A}$ gesteigert werden.

Diesem Strom entspricht für eine Schichtdicke von $2000 \text{ \AA}$ eine kritische Stromdichte von $j_c = 0,9 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$.

Wird die aus dem Normalleitungswiderstand errechnete Schichtdicke $1000 \text{ \AA}$ zugrunde gelegt, dann ist die Stromdichte

$$j_c = 1,8 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$$

Dieser Wert entspricht genau dem von [lit. 6.11] Abb. 6.71 bei einer Schichtdicke von $1000 \text{ \AA}$ erreichten Wert.

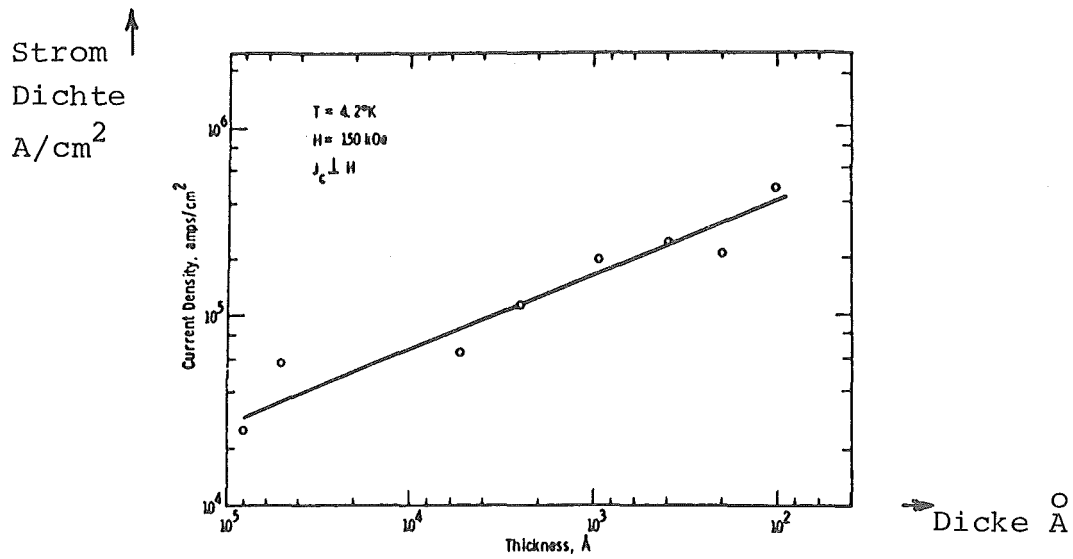


Abb. 6.71: Stromdichte als Funktion der Dicke in NbN- Filmen
[lit. 6.11]

Der nicht ideale Charakter der Probe wird auch dadurch deutlich, daß im supraleitenden Zustand bei der auf Quarz gesputterten Schicht nach Abb. 6.72 ein Widerstand von $R = 0,77 \, \Omega$ meßbar ist.

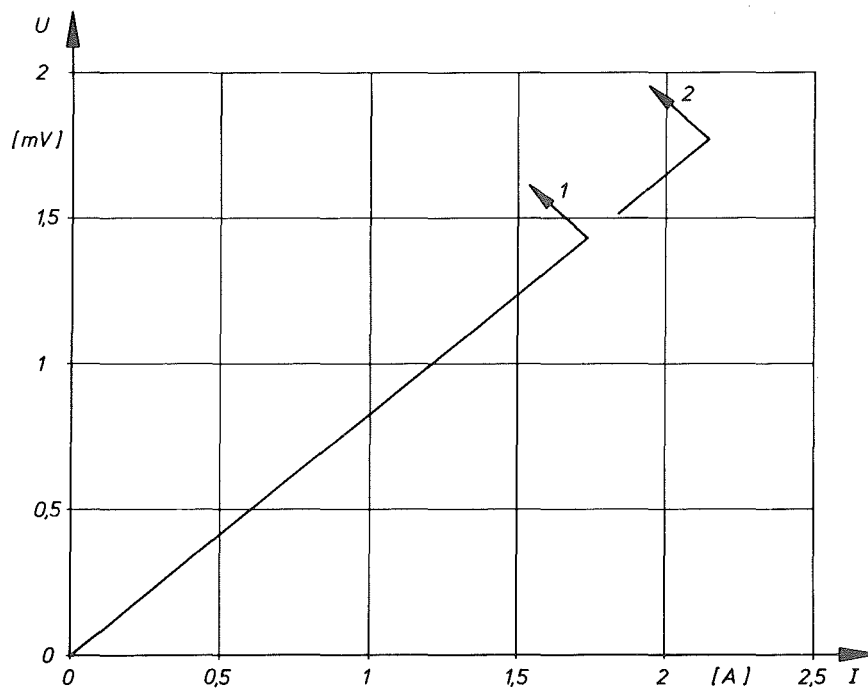


Abb. 6.72: NbN-Dünnschicht auf Quarz, supraleitend.

Der allmähliche Übergang in die normalleitende Phase ist auch bei der auf Pyrex gesputterten Probe beobachtbar. Die Abb. 6.73 zeigt eine deutliche Hysteresiserscheinung.

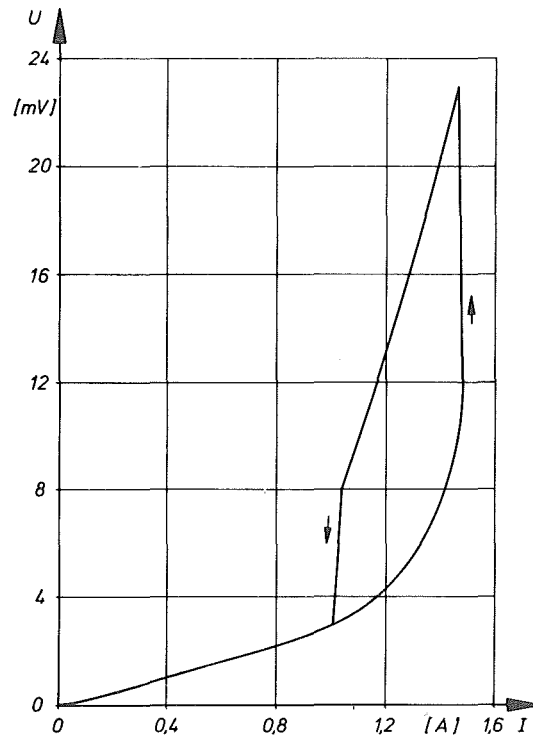


Abb. 6.73: NbN-Dünnschicht auf Pyrex, supraleitend.

Die Abb. 6.74 zeigt den Quench bei 2,4 A und 80 mV.

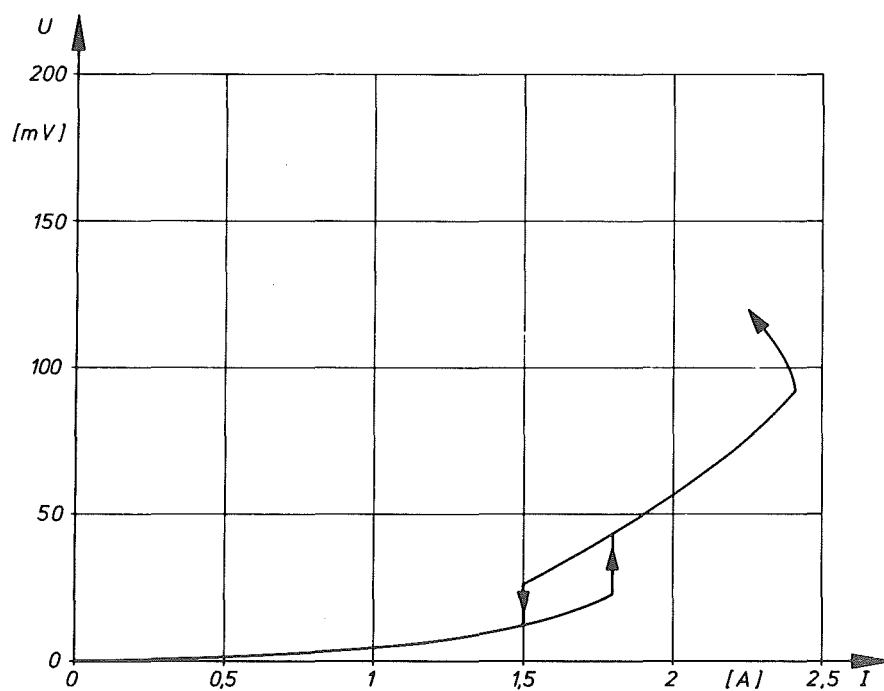


Abb. 6.74: NbN-Dünnschicht auf Pyrex, Übergang zur Normalleitung.

6.9.5 Strom- und Spannungsmessungen im normalleitenden Zustand der NbN-Filme.

Auch bei der NbN-Dünnschichtprobe konnte der charakteristische minimale Normalleitungsstrom beobachtet werden. Er ist, wie Abb. 6.75 zeigt 0,48 A und bis zu einer Spannung von 65 V praktisch konstant.

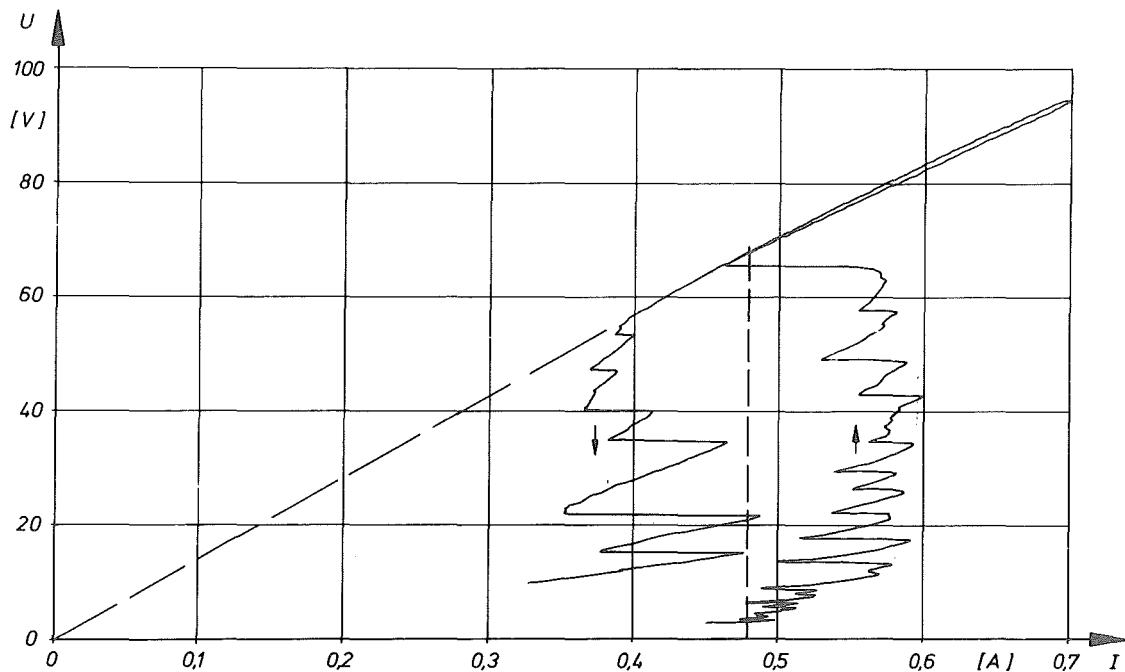


Abb. 6.75: NbN-Dünnschicht auf Pyrex, normalleitend.

Aus Strom und Spannung des Übergangspunktes zur vollen Normalleitung $U = 65 \text{ V}$, $I = 0,46 \text{ A}$ ist der Widerstand $R = 141,3 \, \Omega$. Dies entspricht für eine Schichtdicke von $1000 \, \text{\AA}$ einem spezifischen Widerstand von $\varrho = 2,38 \, \mu\Omega\text{m}$.

Die Wärmestromdichte q bezogen auf die Rohr-Außenfläche errechnet sich aus der Wärmebilanz für Probenstrom und Spannung zu

$$q = 20 \cdot 10^3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Ein Teil der Wärme wird auch an die Rohrrinnenwand abgegeben, so daß die Wärmestromdichte an der Außenfläche geringer als 20 kW/m^2 ist.

Der charakteristische Normalleitungsstrom ist trotz des hohen spezifischen Widerstandes verhältnismäßig hoch. Wie bei dem Vergleich von SL-Folie und Draht, (Kap. 6.8.6), kann dies mit der im Verhältnis zum Querschnitt großen gekühlten Oberfläche der Dünnschichtprobe erklärt werden. Der Vergleich von Draht (O) und Rohrgeometrie ($\square$) ergibt, wenn die Wärmestromdichte nur auf die Außenfläche des Rohres vom Durchmesser D bezogen wird:

$$\frac{I_o}{I_{\square}} = \pi \sqrt{\frac{\rho_{\square}}{\rho_o} \cdot \frac{2 r^3}{D^2 \pi^2 d} \cdot \frac{q_o}{q_{\square}}} \quad (6.71)$$

Die Meßwerte ergeben,

$$\frac{1,2}{0,46} = \pi \sqrt{\frac{2,38}{0,35} \cdot \frac{2 \cdot 1,2 \cdot 10^{-12}}{25 \pi^2 10^{-6} 10^{-7}} \cdot \frac{15}{20}}$$

$$2,6 = \sqrt{6,8 \cdot 0,154 \cdot 0,75}$$

woraus wie in Kap. 6.8.6 die entgegengesetzte Wirkung des spezifischen Widerstandsverhältnisses und des Geometriefaktors auf den minimalen Normalleitungsstrom zu ersehen ist.

Das geringe SL-NL Stromschaltverhältnis von

$$0,46 \text{ A} : 2,8 \text{ A} = 1 : 6$$

ist auch eine Folge der im Vergleich zum NbTi-Filament und zur Folie im Verhältnis 1 : 5 geringeren Stromtragfähigkeit.

6.9.6 Schaltverhalten der NbN-Dünnschichtprobe bei Auslösung durch Überstrom.

Wegen der inhomogenen Schichtdicke der Probe bringt eine Auslösung durch Überstrom ähnliche Anfangsbedingungen, wie eine örtliche Auslösung. Es ist anzunehmen, daß der Übergang zur Normalleitung von nur einer Stelle, und zwar der schwächsten Stelle ausgeht, wenn der auslösende Strom nur wenig über den Wert gesteigert wird, bei dem die Probe noch supraleitend bleibt.

Die gute Kühlung der großen Supraleiteroberfläche und das damit verbundene geringe Stromschaltverhältnis ermöglichen eine experimentelle Darstellung des gesamten Strombereiches vom kritischen Supraleiter - zum minimalen Normalleitungsstrom, ohne die Probe zu gefährden.

Die Abb. 6.76 zeigt ein Strom- und Spannungsschilogramm, bei dem die NbN-Dünnschichtprobe durch Überstrom ausgelöst wurde.

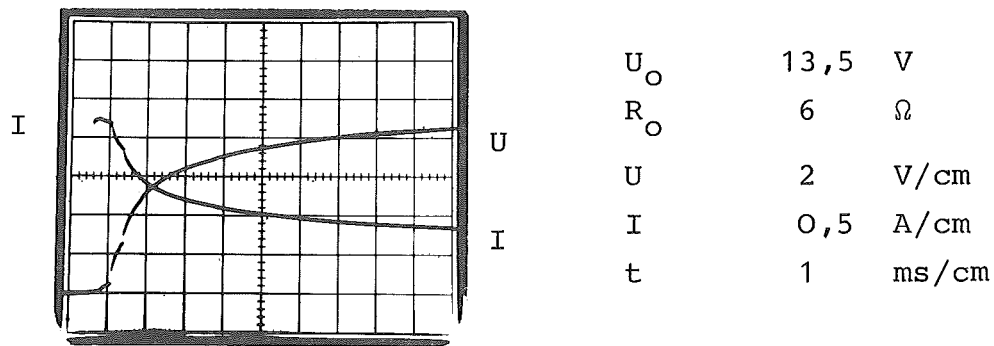


Abb. 6.76: NbN-Dünnschichtprobe, Auslösung durch Überstrom.

Die Abb. 6.77 zeigt den aus dem Oszillogramm Abb. 6.76 ermittelten Widerstandsverlauf.

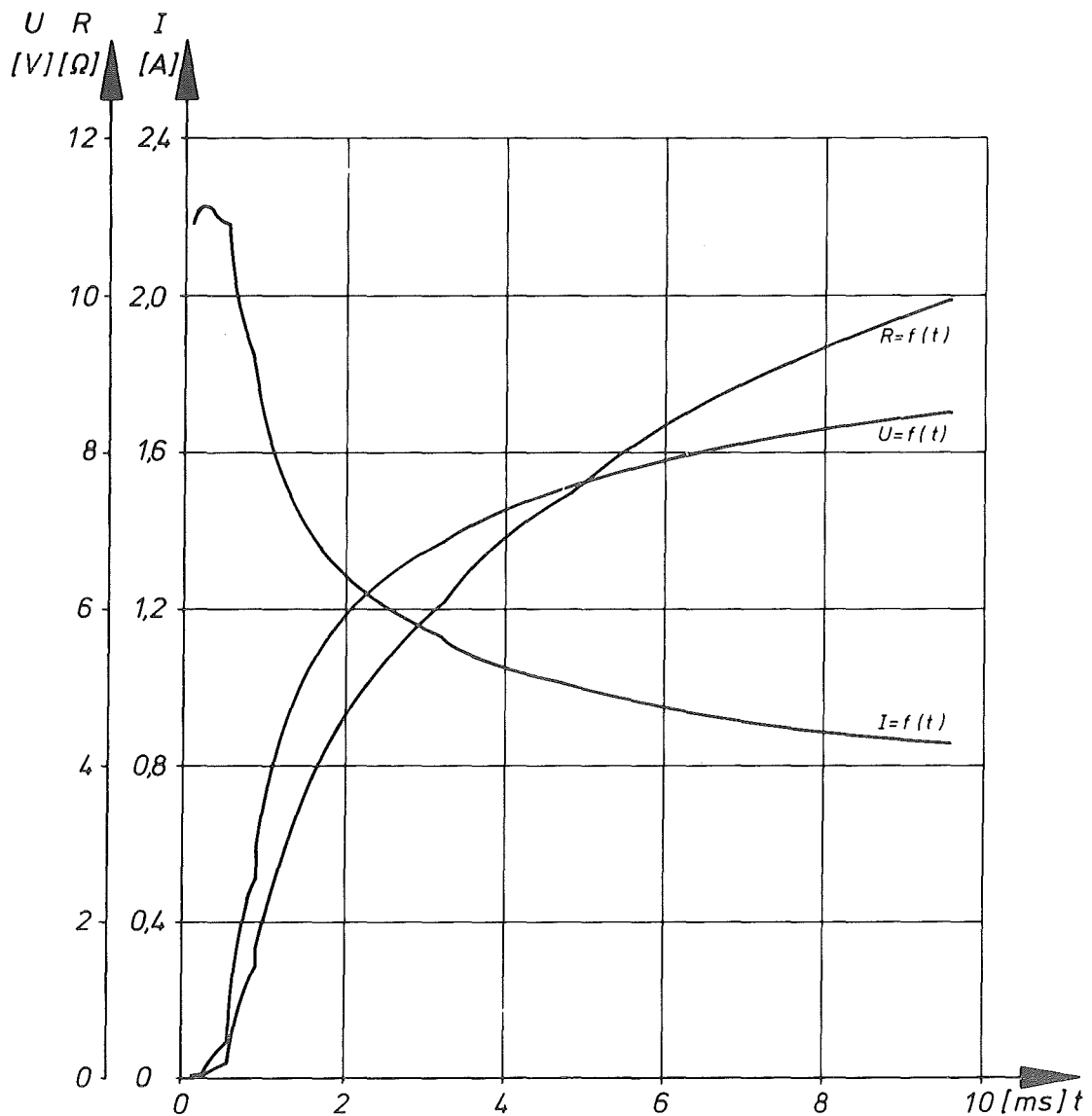


Abb. 6.77: Strom-, Spannungs- und Widerstandsverlauf bei der durch Überstrom ausgelösten NbN-Dünnschicht Supraleiterprobe auf Quarzrohr.

Die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit als Funktion des Stromes ist in Abb. 6.78 dargestellt. Sie wurde aus dem zeitabhängigen Strom und Widerstandsverlauf der Abb. 6.77 konstruiert.

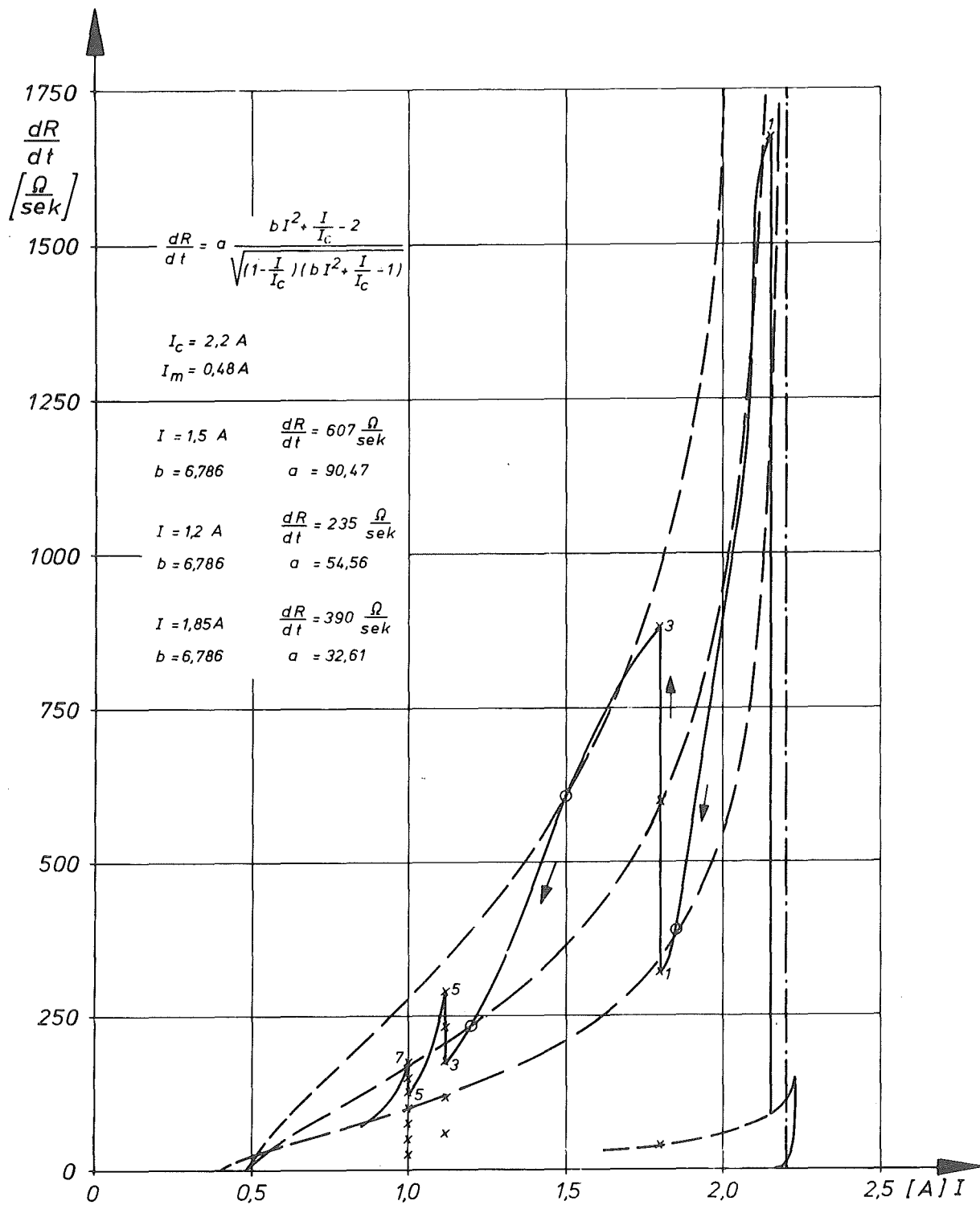


Abb. 6.78: Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit in der NbN-Dünnschichtprobe als Funktion des Stromes.

Die sprunghaften Änderungen und Knicke im Strom-Spannungs-Oszillogramm ergeben einen unstetigen Verlauf der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit. Sie werden durch eine allgemeine Erwärmung des Supraleiters und der damit verbundenen geringeren Stromtragfähigkeit hervorgerufen. Neben der Ausbreitung der Wärme durch Wärmeleitung in der Supraleiterschicht und im Substrat, kann die Wärme auch durch Strahlung im Glasrohr und durch Konvektion im Bad auf die supraleitende Schicht übertragen werden. Dadurch werden neue Zentren für die Ausbreitung der normalleitenden Zone geschaffen, und wie an den Knicken und Sprüngen im Widerstandsverlauf zu sehen ist, auch größere Bereiche fast gleichzeitig normalleitend.

Der Verlauf der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit bei fallendem Strom, mit der wiederholten sprunghaften Erhöhung von dR/dt , der ein allmählicher Abfall folgt, zeigt den Einfluß der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit, wie er im Abschnitt 6.3.11 berechnet wurde. Aus dem Verlauf der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit, Abb. 6.78 kann auch die Anzahl der SL-NL Übergangszonen bestimmt werden. Aus dem Verhältnis von dR/dt vor und nach einem Sprung ergibt sich, daß bei 2,2 A die Normalleitung an einer Stromzuführung beginnt, und sich bei einem Strom von 2,15 A bis 1,8 A nur eine SL-NL Übergangszone ausbreitet. Bei 1,8 A, 1,12 A und 1 A bilden sich jeweils zwei neue, so daß sich dann 3,5 und 7 Übergangszonen ausbreiten.

6.9.7 Berechnung der Parameter für die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit in der NbN-Dünnschichtprobe.

Beim Supraleiterdraht und der NbTi-Folie wurde zur Bestimmung der Parameter der von der allgemeinen Erwärmung weitgehend ungestörte Verlauf der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit gewählt.

Der unstetige Kurvenverlauf der Abb. 6.78 gibt einen Schaltvorgang realistisch wieder. Die Annäherung durch die analytische Funktion der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit könnte in den

stetigen Teilbereichen zwar genau erfolgen, wegen der beliebig auftretenden Sprungstellen ergibt sich aber daraus keine allgemein gültige Aussage. Der Anfangs- und Endzustand des Schaltvorganges ist aus dem kritischen Strom und dem minimalen Normalleitungsstrom eindeutig bestimmbar, aber die Auswahl des Wertepaares dR/dt und des dazugehörigen Stromes führt zu unterschiedlichen Parametern. Es werden daher die Parameter für einige Wertepaare dR/dt und I berechnet und die Widerstandsanstiegsfunktion

$$\frac{dR}{dt} = a \frac{b I^2 - 2 \frac{I}{I_c} - 2}{\sqrt{(1 - \frac{I}{I_c})(b I^2 + \frac{I}{I_c} - 1)}} \quad (6.54)$$

in die Abb. 6.78 eingezeichnet.

Die dritte Kurve weicht wegen des zu nahe an I_c gewählten Punktes und den Rundungsfehlern etwas von den Bezugspunkten ab.

6.9.8 Die Wiedererlangung der Supraleitfähigkeit der NbN-Dünnschichtprobe.

Bei der Messung der Wiederverfügbarkeitszeit an der NbN-Dünnschichtprobe, wurde der Einfluß der auszuschaltenden und der wiederkehrenden elektrischen Größen auf die Freiwerdezeit untersucht.

Es wurden daher zwei getrennt einstellbare Stromkreise in einem einstellbaren Zeitintervall geschaltet.

Die Messungen ergaben, daß die wiederkehrende Spannung und der wiederkehrende Strom fast keinen Einfluß auf die Schaltzeit haben.

Wie bei dem senkrecht angebrachten Quarz- und Pyrex Rohr mit einer Wandstärke von 1 mm zu erwarten war, hängt die Freiwerdezeit, die in Abb. 6.79 als Funktion des Stromes, der Spannung und der Leistung eingezeichnet ist, stark von der angelegten Spannung ab.

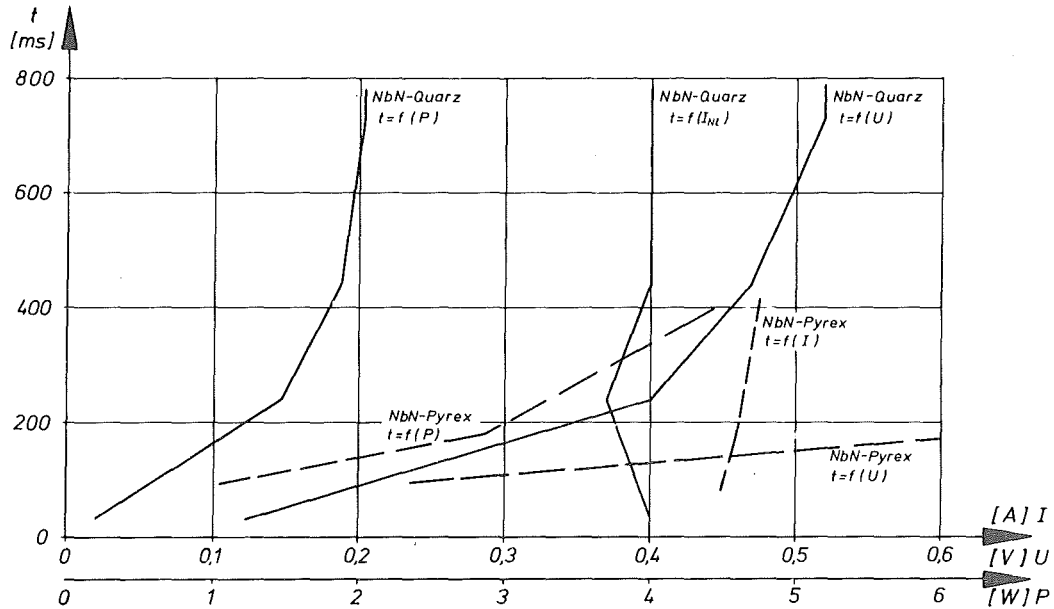


Abb. 6.79: Erholzeit der NbN-Dünnschichtproben auf Quarz- und Pyrexrohr.

Die Erholzeit der NbN-Quarz-Probe ist verglichen mit der NbN-Pyrex Probe länger, weil im ersten Fall das Rohr oben und unten in eine Halterung eingespannt war, so daß das verdampfende Helium aus dem Rohrrinnern nur durch ein Loch von 1,3 mm Durchmesser entweichen konnte. Im zweiten Fall wurde die Kühlung des Rohrrinneren dadurch verbessert, daß die Löcher auf 4 mm aufgebohrt wurden. Die Wiederverfügbarkeitszeit ist bei kleiner Spannung kürzer, weil eine kleine NL-Zone auch über das Substrat gekühlt wird.

7. VERGLEICH DER MESSERGEBNISSE DER VERSCHIEDENEN SUPRALEITER-MATERIALIEN.

Zum Teil wurde auf die Unterschiede zwischen den Supraleiter-Materialien schon in den vorhergehenden Kapiteln hingewiesen. Ein zusammengefaßter Vergleich erscheint aber für eine Schaltermaterialauswahl nützlich. Dem Vergleich der Meßergebnisse soll der Vergleich der mechanischen Eigenschaften vorangestellt werden.

Die Handhabung des Vielkernleiters in CuNi-Matrix macht die geringsten Schwierigkeiten. Die Schaltanordnungen können leicht aufgebaut werden, weil die mechanische Festigkeit des Drahtes sehr hoch ist. Verglichen mit Cu stabilisierten Leitern gibt die CuNi-Matrix den Vielkernleitern federnde Eigenschaften. Diese können Verluste durch Drahtbewegungen fördern. Die isolierten Drähte können leicht zu einem Band und damit zu einem Leiter hoher Stromtragfähigkeit verflochten werden, bei dem der Eigenfeldeinfluß gering gehalten wird. Mit geflochtenen Supraleiterdrähten ist auch eine induktivitätsarme koaxiale Leiteranordnung möglich, bei der der Innen- und Außenleiter in einem Stück hergestellt wird und nur durch den für die Hochspannungsisolations nötigen Abstand getrennt sind.

Das NbTi-Band ist wegen seiner geringen Dicke von 0,01 mm gegen mechanische Beanspruchung, vor allem gegen schrägen Zug sehr empfindlich. Dies macht sowohl den Aufbau, als auch den Betrieb des Schalters bei hohen Strömen und gepulsten Feldern problematisch. Mit parallelen Folien, die nur durch den Abstand, der für die elektrische Isolation benötigt wird, getrennt sind, ist ebenfalls eine induktivitätsarme Leiteranordnung möglich.

NbN ist ein sehr sprödes Material. Diese Eigenschaft überschaltet sowohl die guten Supraleitereigenschaften, als auch den für Schaltanordnungen wichtigen hohen spezifischen Normalleitungswiderstand. Auch das aufwändige Herstellungsverfahren der dünnen Schichten mit Kathodenzerstäubung beeinträchtigt

eine wirtschaftliche Anwendbarkeit für Supraleiterschalter.

7.1 Ausbreitungs- und Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit.

In der Abb. 6.64 des Abschnittes 6.8.10 wurden die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit der NbTi-Folie und des Vielkern-Supraleiters in Prozenten von I_c dargestellt. Mit der NbTi-Folie wird ein etwa doppelt so hohes dR/dt erreicht als mit dem Vielkernleiter, Abschnitt 6.3.8.

Nach der Beziehung (6.35)

$$\frac{dR}{dt} = \frac{2}{r^2 \pi} \rho v$$

ist das höhere dR/dt in der Folie auch bei gleichem v eine Folge des höheren spezifischen Widerstandes $\rho = 0,66 \mu\Omega m$ gegenüber $\rho = 0,35 \mu\Omega m$ im Vielkern-Supraleiter. Nach (6.33) wächst v mit T_N und nach (6.36) ist T_N auch ρ proportional. Ein höherer spezifischer Widerstand ergibt auch nach diesen Beziehungen eine höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit, aber, und das ist für die Belastbarkeit des Materials wichtig, auch eine höhere Leiter-temperatur. Es wurde daher im Abschnitt 6.8.11 mit Potentialsondenmessungen der spezifische Widerstand während des Schaltvorganges gemessen und die Folientemperatur mit Gleichung (6.70) bei einem Strom von nur 10 - 12 A zu $500^\circ C$ errechnet.

Die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit der NbN-Dünnschichtprobe wird für beidseitige Ausbreitung angenähert durch den mittleren gerechneten Kurvenverlauf der Abb. 6.78 wiedergegeben.

In Abb. 7.1 wird sie zum Vergleich mit Folie und Draht ebenfalls in Prozenten von I_c dargestellt.

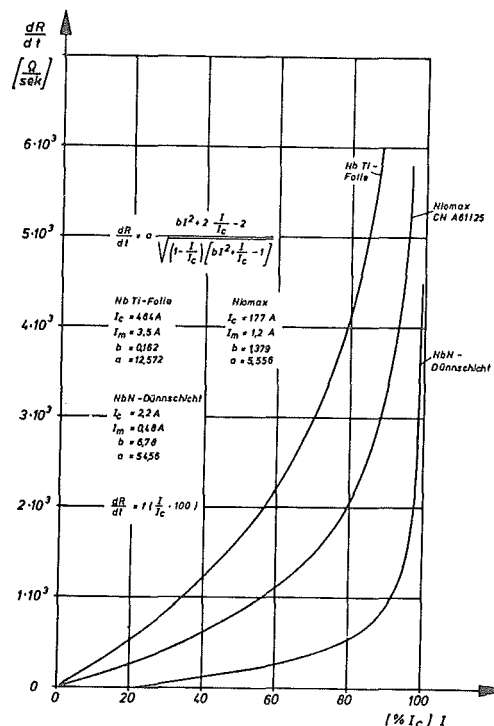


Abb. 7.1: Vergleich der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit von Draht-, Folien- und Dünnschichtprobe.

Die dR/dt Werte erreichen ungefähr 1/4 der Werte für den Vielkernleiter. Der Grund für das geringe dR/dt liegt hauptsächlich daran, daß viel Substratmaterial erwärmt, und daß die dünne Schicht in der die Wärme entsteht vom Bad gut gekühlt wird. Die gute Kühlung wird an dem geringen Stromschaltverhältnis deutlich.

7.2 Das SL-NL Stromschaltverhältnis I_c/I_m .

In den Abschnitten 6.8.6 und 6.9.6 wurde mit einer verglichenen Wärmebilanz gezeigt, daß das erreichbare Stromschaltverhältnis I_c/I_m nicht nur von der kritischen Supraleiterstromdichte j_c und einem hohen spezifischen Normalleitungswiderstand ρ_{NL} abhängt, sondern daß vor allem der Wärmeübergang vom Supraleiter auf das Bad eine entscheidende Rolle spielt.

Zusätzliche thermische Isolation verringert, wie mit einer Wärmebilanz gezeigt wurde, den minimalen Normalleitungsstrom, beeinflusst aber den kritischen Supraleiterstrom nur wenig, so daß

durch thermische Isolation ein größeres Stromschaltverhältnis erreicht wird.

Bei Leitern unterschiedlichen Querschnittes beeinflusst ein Geometriefaktor den Normalleitungsstrom und damit das Stromschaltverhältnis. Dieser Geometriefaktor entspricht dem Produkt aus dem Querschnitt, in dem die Wärme entsteht, mal der gekühlten Oberfläche. Nach Gleichung (6.61) ist der Geometriefaktor für runden Querschnitt $F_G = 2 r^3 \pi^2$ und für ein dünnes Band $2 b^2 d$. Beim Vergleich vom runden zum Bandquerschnitt hat er ohne die Konstanten die Form $r^3/b^2 d$.

Dieser Geometriefaktor bedingt, daß das Stromschaltverhältnis in der NbTi-Folie geringer als im Vielkernleiter und in der NbN-Dünnschichtprobe am geringsten ist, obwohl aufgrund des höheren spezifischen Widerstandes bei der NbTi-Folie und vor allem bei dünnen NbN-Schichten das Gegenteil der Fall sein müßte. In der Tabelle 7.1 sind die Meßwerte und Einflußgrößen für das Stromschaltverhältnis zusammengestellt.

	Dimen- sion	Vielkern- leiter	Isolierter Vielkernl.	NbTi Folie	NbN Dünnsch.
I_C	A	177	156	464	2,8
I_m	A	1,1	0,6	3,5	0,46
I_C/I_m		160	250	133	6
j_C	GA/m ²	8,4·	7,4·	9,2·	1,8·
ϱ	μΩm	0,35	0,35	0,66	2,38
q	kW/m ²	15	0,77	16,6	20
F_G	m ³ ·10 ⁻¹²	38·6		500	24,6
F_G/I_C^2	m ³ /A ² ·10 ⁻¹⁶	12,3		23,2	31400

Tabelle 7.1: Einflußgrößen für das Stromschaltverhältnis.

Der Einfluß des Geometriefaktors F_G ist aus den Zahlenwerten der Tabelle wegen der übrigen Einflußgrößen, vor allem aber wegen des unterschiedlichen kritischen Stromes I_C nicht deutlich zu sehen. Es ist daher in der Tabelle auch der auf das Quadrat des kritischen Stromes bezogene Geometriefaktor F_G/I_C^2 eingetragen, dessen Einfluß auf das Stromschaltverhältnis besser erkennbar ist. Daß der Einfluß des Geometriefaktors auf den Normalleitungsstrom deutlich gezeigt wird, wenn F_G auf I_C^2 bezogen wird, folgt aus Gleichung (6.61) und der Definition des Stromschaltverhältnisses.

7.3 Wiederverfügbarkeit.

Der minimale Normalleitungsstrom I_m , der sowohl der Draht-, Folien- als auch der Dünnschichtgeometrie eigentümlich ist, gibt die Basis für einen Vergleich der Wiederverfügbarkeitszeit für die verschiedenen Supraleitermaterialien.

Die Messung der Wiederverfügbarkeitszeit an den Vielkern-Supraleiterproben wurde im Kapitel 6.5, an den NbTi-Folien in Kap. 6.8.12 und an den NbN-Dünnschichtproben in Kap. 6.9.8 beschrieben.

Bei der thermisch unisolierten Vielkernleiterprobe wurde von $I_m = 1,2$ A ausgehend eine Freiwerdezeit von 37 ms erreicht. Die Messung an der thermisch isolierten Probe ergaben eine Wiederverfügbarkeitszeit von 29 ms. Der Grund für die geringe Freiwerdezeit der isolierten Probe liegt im geringeren Strom $I_m = 0,63$ A und der geringeren Wärme, die vor dem Ausschaltversuch im Draht entsteht. Damit ist auch ein günstigerer Wärmeübergang im Bereich der Bläschenverdampfung verbunden.

An der NbTi-Folie wurde bei dem Strom $I_m = 3.4$ A die Wiederverfügbarkeitszeit $t = 74$ ms gemessen.

Die Messung an der NbN-Dünnschichtprobe ergaben bei dem Strom $I_m = 0,4$ A eine Wiederverfügbarkeitszeit von 35 ms.

In Abb. 7.2 sind die erreichbaren minimalen Wiederverfügbarkeitszeiten in Abhängigkeit vom minimalen Normalleitungsstrom I_m dargestellt.

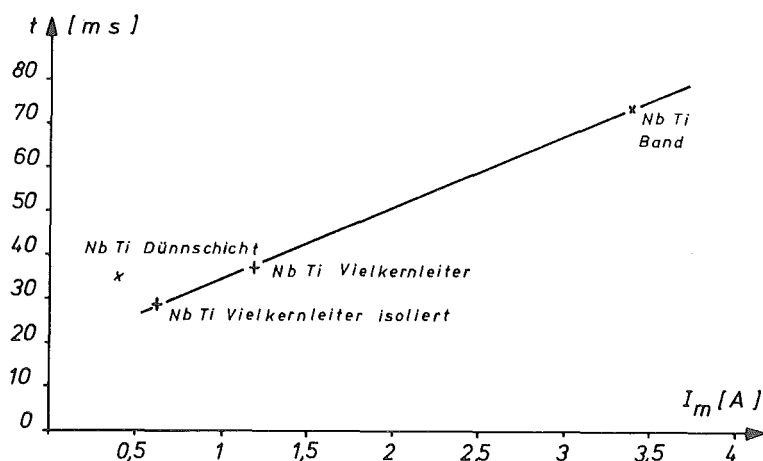


Abb. 7.2: Minimale Wiederverfügbarkeitszeit.

Die Meßpunkte des unisolierten Drahtes, des isolierten Drahtes und der NbTi-Folie liegen auf einer Geraden. Die Wiederverfügbarkeitszeit der NbN-Dünnschichtprobe liegt etwas über dieser Verbindungslinie. Dies kann mit größerer Wärmeentwicklung vor dem Ausschalten infolge des größeren spezifischen Widerstandes oder mit einer schlechteren Wärmeleitfähigkeit des Substrates erklärt werden.

7.4 Physikalische und technische Schlußfolgerungen.

Die aus den Messungen gewonnenen Ergebnisse lassen für die untersuchten Materialien folgende Aussagen zu:

NbTi-Vielkernleiter in CuNi-Matrix übertreffen die anderen untersuchten Materialien in fast allen für Schaltzwecke wichtigen Eigenschaften.

Die Stabilisierung durch das CuNi-Material verringert im Vergleich zur unstabilisierten Probe zwar den spezifischen Normalleitungs-widerstand, wodurch die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit herab-

gesetzt wird, sie schützt aber den Leiter vor thermischer Überlastung.

Für die magnetische Auslösung, einschließlich der Auslösung im Eigenfeld, ermöglicht das Eindringen des Magnetfeldes in die normalleitende Matrix einen Quench mit rasch veränderlichem Feld, ohne daß die kritische Feldstärke erreicht werden muß.

Ein ausreichendes Stromschaltverhältnis konnte nur am NbTi-Vielkernleiter mit thermisch schlechtem Kontakt an das umgebende Kältemittel erreicht werden.

Die thermisch isolierte Vielkernleiterprobe ergab auch die kürzeste Wiederverfügbarkeitszeit.

NbTi-Folien zeigen ein Schaltverhalten, das ähnlich ist dem der Vielkernleiter. Die erreichbare Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit ist sogar höher als im Vielkernleiter. Wegen ihrer weitaus geringeren Stabilität und der damit verbundenen Gefahr für thermische Überlastung sind sie für Schaltzwecke weniger gut geeignet.

Dünne Niob-Nitrideschichten eignen sich trotz des sehr hohen Normalleitungswiderstandes wegen der starken Wärmeabfuhr aus der dünnen normalleitenden Schicht und dem daraus resultierenden geringen Stromschaltverhältnis nicht als Schaltermaterial.

ANHANG A ZU 2.1.2

Energieauskopplung mit einem Supraleiterschalter vom Supraleiter-
speicher in eine ohmsche Last.

Die homogene lineare Differentialgleichung mit nicht konstanten Koeffizienten für den Strom $i(t)$ der Speicherspule lautet:

$$L_S \frac{di}{dt} + i \left(\frac{R_M \cdot \phi(t)}{R_M + \phi(t)} \right) = 0 \quad (2.8)$$

mit

$$\phi(t) = R_0 (1 - e^{-\alpha t}) \quad (2.7)$$

und der Anfangsbedingung

$$i(t=0) = i_0$$

erfolgt durch Trennung der Variablen

$$\begin{aligned} \int_0^t \frac{di}{i} &= - \frac{R_M}{L_S} \int_0^t \frac{\phi(t)}{R_M + \phi(t)} dt = - \frac{R_M}{L_S} \int_0^t \frac{\phi(t) + R_M - R_M}{R_M + \phi(t)} dt \\ &= \frac{R_M}{L_S} \left[\int_0^t dt - R_M \int_0^t \frac{dt}{R_M + \phi(t)} \right] \\ \int_0^t \frac{dt}{R_M + \phi(t)} &= \int_0^t \frac{dt}{R_M + R_0 (1 - e^{-\alpha t})} \\ &= \int_0^t \frac{dt}{R_M + R_0 - R_0 e^{-\alpha t}} \end{aligned}$$

Aus der Tabelle der unbestimmten Integrale von [2.4] ist Nr. 454.

$$\int \frac{dx}{b + ce^{ax}} = \frac{x}{b} - \frac{1}{ab} \ln(b + ce^{ax})$$

mit

$$a = -\alpha, \quad b = R_M + R_o, \quad c = -R_o, \quad x = t$$

wird

$$\begin{aligned} \int_0^t \frac{dt}{R_M + R_o - R_o e^{-\alpha t}} &= \frac{t}{R_M + R_o} + \frac{1}{\alpha(R_M + R_o)} \ln(R_M + R_o - R_o e^{-\alpha t}) \Big|_0^t \\ &= \frac{t}{R_M + R_o} + \frac{1}{\alpha(R_M + R_o)} \ln \frac{R_M + \phi(t)}{R_M} \end{aligned}$$

somit

$$\begin{aligned} \ln \frac{i}{i_o} &= -\frac{R_M R_o}{L_S(R_M + R_o)} t + \frac{R_M^2}{\alpha L_S(R_M + R_o)} \ln \left(1 + \frac{\phi}{R_M}\right) \\ i &= i_o e^{-\frac{R_M R_o t}{L_S(R_M + R_o)} \cdot \left(1 + \frac{\phi(t)}{R_M}\right)^{\frac{R_M^2}{\alpha L_S(R_M + R_o)}}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Für die Entladespannung $E(t)$ folgt

$$\begin{aligned} E(t) &= i \frac{R_M \phi(t)}{R_M + \phi(t)} = i \phi(t) \left(\frac{R_M + \phi(t)}{R_M} \right)^{-1} = i \phi(t) \left(1 + \frac{\phi(t)}{R_M}\right)^{-1} \\ E(t) &= i_o \phi(t) e^{-\frac{R_M R_o}{L_S(R_M + R_o)} t \cdot \left(1 + \frac{\phi(t)}{R_M}\right)^{\left(\frac{R^2}{\alpha L_S(R_M + R_o)} - 1\right)}} \\ E(t) &= i_o \phi(t) \left(1 + \frac{\phi(t)}{R_M}\right)^{\left(\frac{R_M^2}{\alpha L_S(R_M + R_o)} - 1\right)} e^{-\frac{t}{L_S \left(\frac{1}{R_o} + \frac{1}{R_M}\right)}} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$E(t)$ erreicht ein Maximum zur Zeit $t = t_m$. Die Zeit t_m kann aus $dE/dt = 0$ berechnet werden.

dE/dt erhält man am einfachsten aus

$$L_S \frac{di}{dt} + i \left(\frac{R_M \phi(t)}{R_M + \phi(t)} \right) = 0 \quad (2.10)$$

mit

$$i = E(t) \frac{R_M + \phi(t)}{R_M \phi(t)} \quad (2.11)$$

und

$$\frac{di}{dt} = \frac{dE(t)}{dt} \cdot \frac{R_M + \phi(t)}{R_M \cdot \phi(t)} + E(t) \frac{R_M \phi \phi' - (R_M + \phi) R_M \phi'}{R_M^2 \phi^2(t)}$$

$$\frac{di}{dt} = \frac{dE(t)}{dt} \cdot \frac{R_M + \phi(t)}{R_M \cdot \phi(t)} - E(t) \frac{\phi'(t)}{\phi^2}$$

wird

$$L_S \frac{dE}{dt} \cdot \frac{R_M + \phi}{R_M \cdot \phi} - E L_S \frac{\phi'}{\phi^2} - E \frac{R_M + \phi}{R_M \cdot \phi} \cdot \frac{R_M \cdot \phi}{R_M + \phi} = 0$$

$$\frac{dE}{dt} = 0$$

bedeutet

$$E \left[L_S \frac{\phi'(t)}{\phi^2(t)} - 1 \right] = 0$$

oder

$$\phi'(t) = \frac{\phi(t)^2}{L_S}$$

$$R_0 \propto e^{-\alpha t} = \frac{R_0^2}{L_S} (1 - e^{-\alpha t})^2$$

$$\propto \frac{L_S}{R_0} e^{-\alpha t} = e^{-\frac{\alpha t}{2}} (e^{\frac{\alpha t}{2}} - e^{-\frac{\alpha t}{2}})^2$$

$$\operatorname{sh} x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$$

$$\frac{\alpha L_S}{4 R_0} = \operatorname{sh}^2 \left(\frac{\alpha t_m}{2} \right)$$

$$t_m = \frac{2}{\alpha} \operatorname{arsh} \sqrt{\frac{\alpha L_S}{4 R_0}}$$

(2.11)

Für kleines t_m genügt das erste Glied der Potenzreihe von arsh

$$\frac{\alpha L_S}{4 R_0} = \frac{\alpha^2 t_m^2}{4}$$

dies gibt eine einfachere Lösung für t_m

$$t_m = \sqrt{\frac{L_S}{\alpha R_0}} \quad (2.12)$$

Auch die Lösungen für den Strom und die Spannung vereinfachen sich, wenn die Funktion $\phi(t) = R_0 (1 - e^{-\alpha t})$ durch das erste Glied der e-Potenzreihe angenähert werden kann.

$$\phi(t) = R_0 \alpha t \quad (2.13)$$

$$i(t) = i_0 \left(1 + \frac{R_0 \alpha t}{R_M}\right) \left(\frac{R_M^2}{\alpha L_S (R_M + R_0)} - 1\right) \cdot e^{-\frac{R_M R_0}{L_S (R_M + R_0)} t} \quad (2.14)$$

$$E(t) = i_0 R_0 \alpha t \left(1 + \frac{R_0 \alpha t}{R_M}\right) \left(\frac{R_M^2}{\alpha L_S (R_M + R_0)} - 1\right) \cdot e^{-\frac{R_M R_0}{L_S (R_M + R_0)} t} \quad (2.15)$$

ANHANG B ZU 2.1.3

Energieauskopplung vom Supraleiterspeicher auf vorwiegend induktive Last.

Für das Schaltschema Abb. 2.4 gelten die Gleichungen

$$L_S \frac{di_S}{dt} + R_P (i_S - i_M) = 0 \quad (2.16)$$

$$L_M \frac{di_M}{dt} + R_P (i_M - i_S) + R_M i_M = 0 \quad (2.17)$$

Dieses System linearer Differentialgleichungen erster Ordnung läßt sich in lineare homogene Differentialgleichungen zweiter Ordnung mit konstanten Koeffizienten überführen.

$$\frac{d^2 i_M}{dt^2} + \left(\frac{R_P}{L_S} + \frac{R_P}{L_M} + \frac{R_M}{L_M} \right) \frac{di_M}{dt} + \frac{R_P}{L_S} \frac{R_M}{L_M} i_M = 0$$

$$\frac{d^2 i_S}{dt^2} + \left(\frac{R_P}{L_S} + \frac{R_P}{L_M} + \frac{R_M}{L_M} \right) \frac{di_S}{dt} + \frac{R_P}{L_S} \frac{R_M}{L_M} i_S = 0$$

Mit den Zeitkonstanten

$$\tau_1 = \frac{L_S}{R_P} ; \quad \tau_2 = \frac{L_M}{R_P} ; \quad \tau_3 = \frac{L_M}{R_M} \quad (2.18)$$

wird daraus

$$\frac{d^2 i_M}{dt^2} + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \right) \frac{di_M}{dt} + \frac{1}{\tau_1} \cdot \frac{1}{\tau_3} i_M = 0$$

$$\frac{d^2 i_S}{dt^2} + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \right) \frac{di_S}{dt} + \frac{1}{\tau_1} \cdot \frac{1}{\tau_3} i_S = 0$$

Der Lösungsansatz

$$i = e^{rt}$$

$$\frac{di}{dt} = r e^{rt} = r i ; \quad \frac{d^2 i}{dt^2} = r^2 e^{rt} = r^2 i$$

führt auf die charakteristische Gleichung

$$r^2 + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \right) r + \frac{1}{\tau_1} \cdot \frac{1}{\tau_3} = 0$$

mit den Wurzeln

$$r_1 = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}$$

$$r_2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}$$

Die Linearkombination dieser Lösungen für die Wurzeln r_1, r_2 , ist die allgemeine Lösung der Differentialgleichung

$$i_M = k_1 e^{r_1 t} + k_2 e^{r_2 t}$$

$$i_S = c_1 e^{r_1 t} + c_2 e^{r_2 t}$$

Mit den Anfangsbedingungen zur Zeit $t = 0$: $i_S(t = 0) = i_S$ und $i_M(t = 0) = 0$ können die Konstanten K_1, K_2 und C_1, C_2 für die spezielle Lösung berechnet werden.

$$i_M = k_1 e^{r_1 t} + k_2 e^{r_2 t}$$

$$\frac{di_M}{dt} = k_1 r_1 e^{r_1 t} + k_2 r_2 e^{r_2 t}$$

$$i_S = \frac{L_M}{R_P} \frac{di_M}{dt} + i_M \left(1 + \frac{R_M}{R_P}\right)$$

$$\frac{L_M}{R_P} = \tau_2 \quad (2.18)$$

$$i_S = \tau_2 k_1 r_1 e^{r_1 t} + \tau_2 k_2 r_2 e^{r_2 t} + i_M \left(1 + \frac{R_M}{R_P}\right)$$

$$t = 0: \quad i_M = k_1 + k_2 = 0$$

$$i_S = k_1 \tau_2 r_1 + k_2 \tau_2 r_2 = I_S$$

$$k_1 \tau_2 r_1 - k_2 \tau_2 r_2 = I_S$$

$$k_1 = I_S \frac{\frac{1}{\tau_2}}{(r_1 - r_2)}$$

$$k_2 = -I_S \frac{\frac{1}{\tau_2}}{(r_1 - r_2)}$$

$$k_1 = I_S \frac{\frac{1}{\tau_2}}{\sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}}$$

$$k_2 = -I_S \frac{\frac{1}{\tau_2}}{\sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}}$$

$$i_S = c_1 e^{r_1 t} + c_2 e^{r_2 t}$$

$$\frac{di_S}{dt} = c_1 r_1 e^{r_1 t} + c_2 r_2 e^{r_2 t}$$

$$i_M = \frac{L_S}{R_P} \frac{di_S}{dt} + i_S$$

$$\frac{L_S}{R_P} = \tau_1 \quad (2.18)$$

$$i_M = c_1 (1 + r_1 \tau_1) e^{r_1 t} + c_2 (1 + r_2 \tau_1) e^{r_2 t}$$

$$t = 0: \quad i_M = c_1 (1 + r_1 \tau_1) + c_2 (1 + r_2 \tau_1) = 0$$

$$i_S = c_1 + c_2 = I_S$$

$$c_1 = -I_S \frac{\frac{1}{\tau_1} + r_2}{r_1 - r_2} = \frac{I_S}{2} \frac{-\frac{2}{\tau_1} - 2r_2}{r_1 - r_2}$$

$$c_2 = I_S \frac{\frac{1}{\tau_1} + r_1}{r_1 - r_2} = \frac{I_S}{2} \frac{\frac{2}{\tau_1} + 2r_1}{r_1 - r_2}$$

$$c_1 = \frac{I_S}{2} \frac{-\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3})^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}}{\sqrt{(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3})^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}}$$

$$c_2 = \frac{I_S}{2} \frac{+\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3})^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}}{\sqrt{(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3})^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}}$$

Die spezielle Lösung wird damit:

$$i_M = k_1 e^{r_1 t} + k_2 e^{r_2 t}$$

$$i_M = I_S \frac{\frac{1}{\tau_2}}{\sqrt{(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3})^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}} \cdot \left[e^{-\frac{1}{2}(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} - \sqrt{(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3})^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}})t} - e^{-\frac{1}{2}(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3})^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}})t} \right] \quad (2.19)$$

$$i_S = c_1 e^{r_1 t} + c_2 e^{r_2 t}$$

$$\begin{aligned}
 i_S = & \frac{I_S}{2\sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right) - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}} \left[\left(-\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}} \right) \right. \\
 & \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} - \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}\right)t} \\
 & + \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}} \right) \\
 & \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}\right)^2 - \frac{4}{\tau_1 \tau_3}}\right)t} \left. \right] \quad (2.20)
 \end{aligned}$$

ANHANG C ZU 6.3.6

Berechnung des Temperaturprofils einer normalleitenden Zone.

Die Wärmeleitungsgleichung lautet für die normalleitende Region:

$$r^2 \pi c_N \frac{\partial T_N(x, t)}{\partial t} = \frac{I^2 \rho}{r^2 \pi} + r^2 \pi \lambda_N \frac{\partial^2 T_N(x, t)}{\partial x^2} - 2 r \pi \alpha \left[T_N(x, t) - T_B \right] \quad (6.25)$$

und für die supraleitende Region

$$r^2 \pi c_S \frac{\partial T_S(x, t)}{\partial t} = r^2 \pi \lambda_S \frac{\partial^2 T_S(x, t)}{\partial x^2} - 2 r \pi \alpha (T_N(x, t) - T_B)$$

Mit dem Lösungsansatz

(6.26)

$$T_N(x, t) = T_N(\xi)$$

$$T_S(x, t) = T_S(\xi)$$

und mit der Koordinatentransformation

$$\xi = x - vt$$

werden wegen

$$\frac{dT}{dt} = \frac{dT}{d\xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} = -v \frac{dT}{d\xi}$$

$$\frac{dT}{dx} = \frac{dT}{d\xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{dT}{d\xi}$$

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{d^2 T}{d\xi^2}$$

aus den partiellen die gewöhnlichen Differentialgleichungen

$$\lambda_N \frac{d^2 T_N(\xi)}{d\xi^2} + c_N v \frac{dT_N(\xi)}{d\xi} - \frac{2\alpha}{r} T_N(\xi) + \left(\frac{2\alpha}{r} T_B + \frac{I^2 \rho}{r^4 \pi^2} \right) = 0$$

und

$$\lambda_S \frac{d^2 T_S(\xi)}{d\xi^2} + c_S v \frac{dT_S(\xi)}{d\xi} - \frac{2\alpha}{r} T_S(\xi) + \frac{2\alpha}{r} T_B = 0$$

Die Lösungen sind Exponentialfunktionen. Die Integrationskonstanten ergeben sich aus den Randbedingungen. Wird ein langer Draht und eine genügend lange Zeit seit dem Beginn der SL-NL Umwandlung angenommen, dann kann eine Lösung gesucht werden, deren Charakter nicht abhängig ist von den Besonderheiten an den Drahtenden oder am Beginn der Ausbreitung. Weit links in der normalleitenden Region muß die Temperatur mit Rücksicht auf das Gleichgewicht zwischen der joulschen Erwärmung P_e und der radialen Wärmeabgabe P_r an das Bad sein.:

$$\frac{I^2 \rho}{r^4 \pi^2} = \frac{2\alpha}{r} \left[T_N(\xi = -\infty) - T_B \right]$$

Woraus sich eine partikuläre Lösung für T_N ergibt.

$$T_N(\xi = -\infty) = T_B + \frac{I^2 \rho}{2 \alpha r^3 \pi^2}$$

Am supraleitend- normalleitenden Übergang, wohin der Koordinatenursprung $\xi = 0$ gelegt wird, ist die Temperatur gleich der kritischen Übergangstemperatur T_C . Und weit rechts, in der supraleitenden Region hat der Leiter die Badtemperatur T_B .

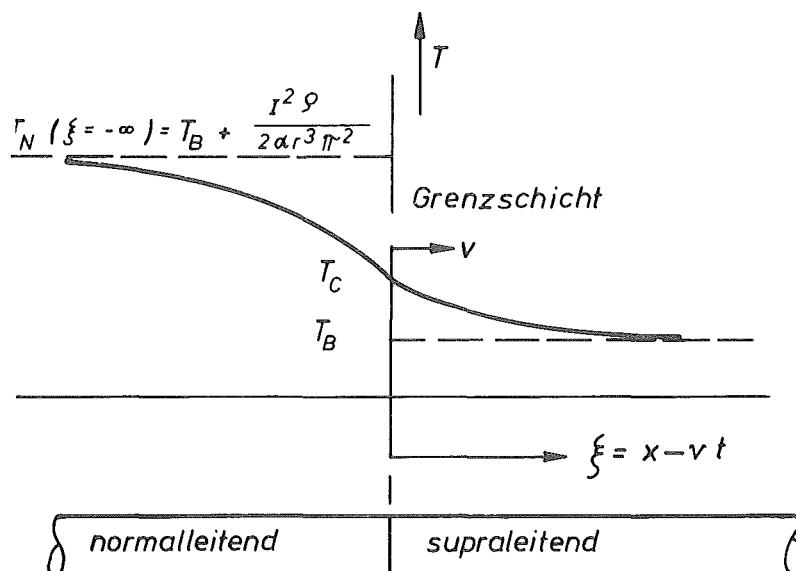


Abb. C.1: Temperaturprofil, das sich entlang des Drahtes ausbreitet.

Für die homogene Differentialgleichung

$$\frac{d^2 T(\xi)}{d\xi^2} + \frac{c_{PV} v}{\lambda} \frac{dT(\xi)}{d\xi} - \frac{2\alpha}{\lambda r} T = 0$$

führt der Lösungsansatz

$$T = e^{r\xi}$$

$$\frac{dT}{d\xi} = r e^{r\xi} = r T$$

$$\frac{d^2 T}{d\xi^2} = r^2 e^{r\xi} = r^2 T$$

auf die charakteristische Gleichung

$$r^2 + \frac{c_{PV} V}{\lambda} r - \frac{2\alpha}{\lambda r^*} = 0$$

mit den Wurzeln

$r^* = \text{Radius}$

$$r_1 = -\frac{c_{PV} V}{2\lambda} + \sqrt{\frac{c_{PV}^2 V^2}{4\lambda^2} + \frac{2\alpha}{\lambda r}}$$

$$r_2 = -\frac{c_{PV} V}{2\lambda} - \sqrt{\frac{c_{PV}^2 V^2}{4\lambda^2} + \frac{2\alpha}{\lambda r}}$$

oder umgeformt

$$r_1 = \frac{1}{2\lambda} \left(-c_{PV} V + \sqrt{c_{PV}^2 V^2 + \frac{8\alpha\lambda}{r}} \right) > 0$$

$$r_2 = \frac{1}{2\lambda} \left(-c_{PV} V - \sqrt{c_{PV}^2 V^2 + \frac{8\alpha\lambda}{r}} \right) < 0$$

Die Linearkombination dieser Lösungen für die Wurzeln ist die allgemeine Lösung der homogenen Differentialgleichung, zu der die partikuläre Lösung T_N ($\xi = -\infty$) bzw. T_S ($\xi = +\infty$) addiert wird. Eine Lösung entfällt jeweils wegen eines singulären Wertes für ξ_N gegen $+\infty$ und ξ_S gegen $-\infty$, weil $r_1 > 0$ und $r_2 < 0$ ist.

Die Grenzschicht $\xi = 0$ hat die Übergangstemperatur T_c .

$$T_N (\xi = 0) = T_c = K_1 e^{r^1 \xi} + T_B + \frac{I^2 \rho}{2 \alpha r^3 \pi^2}$$

$$T_S (\xi = 0) = T_c = c_2 e^{r^2 \xi} + T_B$$

und mit den Integrationskonstanten

$$K_1 = T_c - T_B - \frac{I^2 \rho}{2 \alpha r^3 \pi^2}$$

$$c_2 = T_c - T_B$$

wird die Lösung der Differentialgleichungen

$$T_N (\xi) = \left(T_B + \frac{I^2 \rho}{2 \alpha r^3 \pi^2} \right) + \left(T_c - T_B - \frac{I^2 \rho}{2 \alpha r^3 \pi^2} \right) \cdot e^{(-v c_N + \sqrt{v^2 c_N^2 + \frac{8 \alpha \lambda_N}{r}}) \frac{\xi}{2 \lambda_N}} \quad (6.27)$$

$$T_S (\xi) = T_B + (T_c - T_B) \cdot e^{(-v c_S - \sqrt{v^2 c_S^2 + \frac{8 \alpha \lambda_N}{r}}) \frac{\xi}{2 \lambda_S}} \quad (6.28)$$

Die Abb. C.1 zeigt den prinzipiellen Verlauf dieser Temperaturverteilung entlang des Drahtes mit einem Knick an der Grenzschicht, der aus den unterschiedlichen Materialwerten des SL- und NL-Zustandes resultiert.

ANHANG D ZU 6.3.9

Berechnung des zeitabhängigen Normalleitungswiderstandes als Funktion der Spannung.

Die Gleichung (6.42) für den Widerstandsanstieg als Funktion der Spannung ist:

$$\frac{dR(U)}{dt} = a \frac{bU_0^2 - 2(R+R_0)^2}{(R+R_0) \sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2}} \quad (6.42)$$

Trennung der Variablen ergibt

$$\frac{(R+R_0) \sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2}}{bU_0^2 - 2(R+R_0)^2} dR = a dt$$

Diese Funktion kann durch Substitutionen aufgespalten werden.

$$\frac{(R+R_0) [bU_0^2 - 2(R+R_0)^2 + (R+R_0)^2]}{[bU_0^2 - 2(R+R_0)^2] \sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2}} dR = a dt$$

$$\frac{(R+R_0) dR}{\sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2}} - \frac{(R+R_0)^3 dR}{[bU_0^2 - 2(R+R_0)^2] \sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2}} = a dt$$

$$\int I \quad + \quad \int II \quad = \int a dt$$

Aus dem ersten Integral

$$\int I = \int_{R_0}^{R+R_0} \frac{R+R_0}{\sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2}} dR$$

wird mit

$$(R+R_0) dR = \frac{1}{2} d(R+R_0)^2$$

$$\int I = \frac{1}{2} \int_{R_0^2}^{(R+R_0)^2} \frac{d(R+R_0)^2}{\sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2}} dR$$

und mit der Substitution

$$(R+R_0)^2 = x$$

$$d(R+R_0)^2 = dx$$

$$\frac{1}{2} \int \frac{dx}{\sqrt{bU_0^2 - x}} = -\sqrt{bU_0^2 - x} \Big|_{R_0^2}^{(R+R_0)^2}$$

und der Berücksichtigung der Anfangsbedingung

$$\int I = -\sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2} + \sqrt{bU_0^2 - R_0^2}$$

Aus dem zweiten Integral

$$\int II = \int_{R_0}^{R+R_0} \frac{(R+R_0)^3 dR}{\left[b U_0^2 - 2 (R+R_0)^2 \right] \sqrt{b U_0^2 - (R+R_0)^2}}$$

wird mit

$$(R+R_0)^3 dR = \frac{1}{2} (R+R_0)^2 d(R+R_0)^2$$

$$\int II = \frac{1}{2} \int_{R_0^2}^{(R+R_0)^2} \frac{(R+R_0)^2 d(R+R_0)^2}{\left[b U_0^2 - 2 (R+R_0)^2 \right] \sqrt{b U_0^2 - (R+R_0)^2}}$$

und mit der Substitution

$$(R+R_0)^2 = x$$

$$d(R+R_0)^2 = dx$$

$$\int II = \frac{1}{2} \int_{R_0^2}^{(R+R_0)^2} \frac{x dx}{(b U_0^2 - 2x) \sqrt{b U_0^2 - x}}$$

Eine weitere Substitution

$$\sqrt{b U_0^2 - x} = y$$

$$b U_0^2 - y^2 = x$$

$$dx = -2y dy$$

$$b U_0^2 - 2x = 2(b U_0^2 - x) - b U_0^2 = 2y^2 - b U_0^2$$

führt auf

$$\begin{aligned}
\int II &= \int_{\sqrt{bU_0^2 - R_0^2}}^{\sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2}} \frac{y^2 - bU_0^2}{2y^2 - bU_0^2} dy \\
&= \int \frac{2y^2 - bU_0^2 - y^2}{2y^2 - bU_0^2} dy \\
&= \int dy - \int \frac{y^2}{2y^2 - bU_0^2} dy \\
&= \int dy - \frac{1}{2} \int \frac{2y^2 - bU_0^2 + bU_0^2}{2y^2 - bU_0^2} dy \\
&= \int dy - \frac{1}{2} \int dy - \frac{1}{2} \int \frac{bU_0^2}{2y^2 - bU_0^2} dy \\
&= \int II A + \int II B + \int II C
\end{aligned}$$

Die Integrale II A und II B ergeben zusammengefaßt

$$\int II A + \int II B = \frac{1}{2} y = \frac{1}{2} \sqrt{bU_0^2 - x}$$

$$\frac{\sqrt{bU^2 - (R+R_0)^2}}{\sqrt{bU^2 - R_0^2}} \int II A + \int II B = \frac{1}{2} \sqrt{bU_0^2 - (R+R_0)^2} - \frac{1}{2} \sqrt{bU_0^2 - R_0^2}$$

Aus dem Integral II C

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{b U_0^2 - (R + R_0)^2}}{\int II C \sqrt{b U_0^2 - R_0^2}} &= - \frac{1}{2} \frac{b U_0^2}{2 y^2 - b U_0^2} d y \\ &= - \frac{1}{2} \frac{d y}{\frac{2}{b U_0^2} y^2 - 1} \end{aligned}$$

wird mit der Substitution

$$z = y \sqrt{\frac{2}{b U_0^2}}$$

$$d z = d y \sqrt{\frac{2}{b U_0^2}}$$

$$d y = d z \sqrt{\frac{b U_0^2}{2}}$$

$$\int II C = - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{b U_0^2}{2}} \int \frac{\sqrt{\frac{2}{b U_0^2}} \sqrt{b U_0^2 - (R + R_0)^2}}{\sqrt{\frac{2}{b U_0^2}} \sqrt{b U_0^2 - R_0^2}} \frac{d z}{z^2 - 1}$$

und einer weiteren Substitution

$$\int \frac{d z}{z^2 - 1} = \frac{1}{2} \ln \frac{z - 1}{z + 1}$$

$$\int I I C = -\frac{1}{4} \sqrt{\frac{bU_o^2}{2}} \ln \frac{y \sqrt{\frac{2}{bU_o^2}} - 1}{y \sqrt{\frac{2}{bU_o^2}} + 1} \frac{\sqrt{bU_o^2 - (R+R_o)^2}}{\sqrt{bU_o^2 - R_o^2}}$$

Mit den Integrationsgrenzen wird

$$\int I I C = -\frac{1}{4} \sqrt{\frac{bU_o^2}{2}} \ln \frac{\sqrt{\frac{2}{bU_o^2}} \frac{\sqrt{bU_o^2 - (R+R_o)^2} - 1}{\sqrt{bU_o^2 - (R+R_o)^2} + 1}}{\frac{\sqrt{\frac{2}{bU_o^2}} \sqrt{bU_o^2 - R_o^2} + 1}{\sqrt{\frac{2}{bU_o^2}} \sqrt{bU_o^2 - R_o^2} - 1}}.$$

Die Lösung der Differentialgleichung ist die Summe der Einzelintegrale

$$\int I + (\int I I A + \int I I B) + \int I I C = \int a dt$$

$$at = \frac{1}{2} \sqrt{bU_o^2 - R_o^2} - \frac{1}{2} \sqrt{bU_o^2 - (R+R_o)^2} -$$

$$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{bU_o^2}{2}} \ln \frac{\left[\sqrt{\frac{2}{bU_o^2}} \sqrt{bU_o^2 - R_o^2} + 1 \right] \left[\sqrt{\frac{2}{bU_o^2}} \sqrt{bU_o^2 - (R+R_o)^2} - 1 \right]}{\left[\sqrt{\frac{2}{bU_o^2}} \sqrt{bU_o^2 - R_o^2} - 1 \right] \left[\sqrt{\frac{2}{bU_o^2}} \sqrt{bU_o^2 - (R+R_o)^2} + 1 \right]}$$

Die Zeit t ist als Funktion des Widerstandes R für konstante Speisespannung U_o und konstanten Vorwiderstand R_o gegeben durch die Beziehung 6.43.

ANHANG E ZU 6.4.3

Experimentelle Ermittlung eines analytischen Ausdruckes für die zeitliche Widerstandsänderung.Approximation des Übergangsverhaltens durch ein Polynom.

Die experimentell aufgenommenen Übergangsfunktionen $U(t)$ und $I(t)$ besitzen einen Punkt maximaler Steigung. Sie können daher durch eine Tangente durch den Wendepunkt gut angenähert werden.

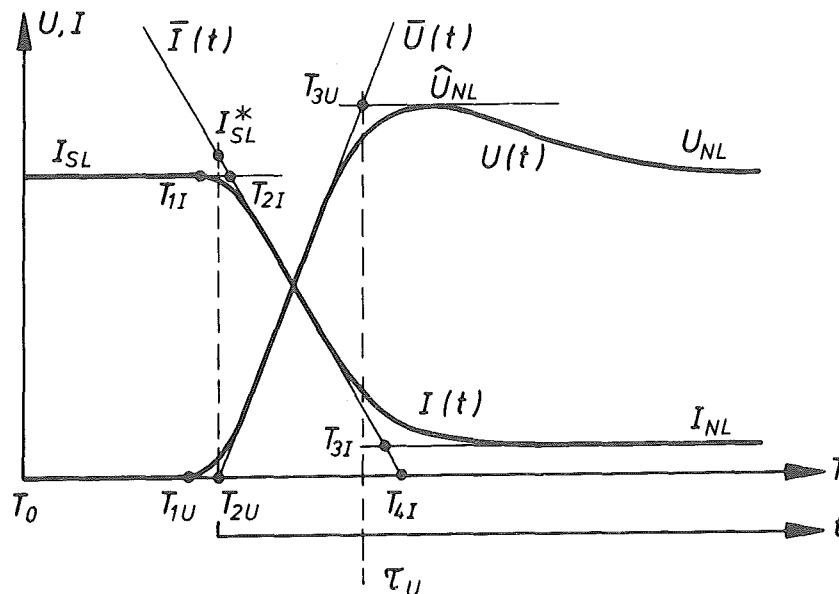


Abb. E.1: Übergangsfunktion angenähert durch Tangenten.

Die Tangenten $\bar{U}(t)$ an $U(t)$ schneidet die Nulllinie und eine Gerade durch den Scheitelpunkt der Spannung $\hat{U}$ in den Zeitpunkten T_{2U} und T_{3U} . Die Tangenten $\bar{I}(t)$ an $I(t)$ schneidet die Geraden durch Anfangs- und Endwerte des Stroms in den Zeitpunkten T_{2I} und T_{3I} . Die sich bei der Einzeichnung der Tangente an die Übergangsfunktion ergebenden Zeiten $T_{2U} - T_{1U}$ und $T_{2I} - T_{1I}$ entsprechen der Verzugszeit T_v die zur Quenchzeit $T_q = T_{1U} - T_0 = T_{1I} - T_0$ gerechnet wird.

Die Approximationsfunktion für die Spannung ist:

$$\bar{U}(t) = \dot{U} (T - T_{2U}) = \dot{U} t \quad (6.55)$$

und für den Strom

$$\bar{I}(t) = I_{SL} - \dot{I} (T - T_{2I})$$

wobei $\frac{dU}{dt} = \dot{U}$ und $\frac{dI}{dt} = \dot{I}$ Konstante sind.

Im allgemeinen werden die Zeitpunkte T_{2U} und T_{2I} eng beisammen liegen. Eine gemeinsame Zeitbasis für $U(t)$ und $I(t)$ kann dadurch erreicht werden, daß für den Strom I_{SL} ein korregierter Wert I_{SL}^* eingesetzt wird, der zur Zeit T_{2U} auf der Tangente $\bar{I}(t)$ durch $I(t)$ liegt. Die gemeinsame Zeitbasis ist

$$t = T - T_{2U}$$

damit wird

$$\bar{I}(t) = I_{SL}^* - \dot{I} t \quad (6.56)$$

Der Widerstand $R(t)$ kann angenähert werden durch den Quotienten

$$\bar{R}(t) = \frac{\bar{U}(t)}{\bar{I}(t)} = \frac{\dot{U} \cdot t}{I_{SL}^* - \dot{I} t} \quad (6.57)$$

Die Approximationsfunktion $\bar{R}(t)$ hat eine Asymptote, die durch den Schnittpunkt T_{4I} von $\bar{I}(t)$ mit der Zeitachse geht. Sie nähert $R(t)$ nur bis zur Zeit T_{3U} oder T_{3I} gut an. Ihr Anstieg ist entsprechend der ersten Ableitung von $\bar{R}(t)$ nach der Zeit, wenn $\frac{dU}{dt} = \dot{U}$ und $\frac{dI}{dt} = \dot{I}$ Konstante sind:

$$\frac{d\bar{R}}{dt} = \bar{R}' = \frac{\dot{U} I_{SL}^*}{(I_{SL}^* - \dot{I}t)^2}$$

Zur Zeit $t = 0 = T_{2U} = T_{2I}$
ist

$$\bar{R}' = \frac{\dot{U}}{I_{SL}^*}$$

Die Originalfunktionen $U(t)$, $I(t)$ und $R(t)$ beginnen aber mit horizontaler Tangente, so daß diese Approximation nicht optimal ist.

Approximation des Übergangsverhaltens durch eine Exponentialfunktion.

Die Übergangsfunktionen $U(t)$ und $I(t)$ des Supraleiterschalters haben Wendepunkte. Eine monoton wachsende Exponentialfunktion kann zur Approximation eines Teiles einer Übergangsfunktion vom Wendepunkt an verwendet werden. Abb. E.2. Da die Wendepunkte W_U und W_I kurze Zeit nach Beginn des Überganges erreicht werden, nähert die Exponentialfunktion den Übergangsbereich genau genug an, wenn die empirische Kurve und die Exponentialfunktion eine gemeinsame Tangente haben und die Endwerte übereinstimmen. Der Näherungsfehler wird kaum größer, wenn die Approximationsfunktion die Wendetangente nicht im Wendepunkt W , sondern in einem besser definierbaren Punkt P berührt, der sich aus dem Schnittpunkt der Wendetangente mit der Geraden durch den Anfangswert ergibt.

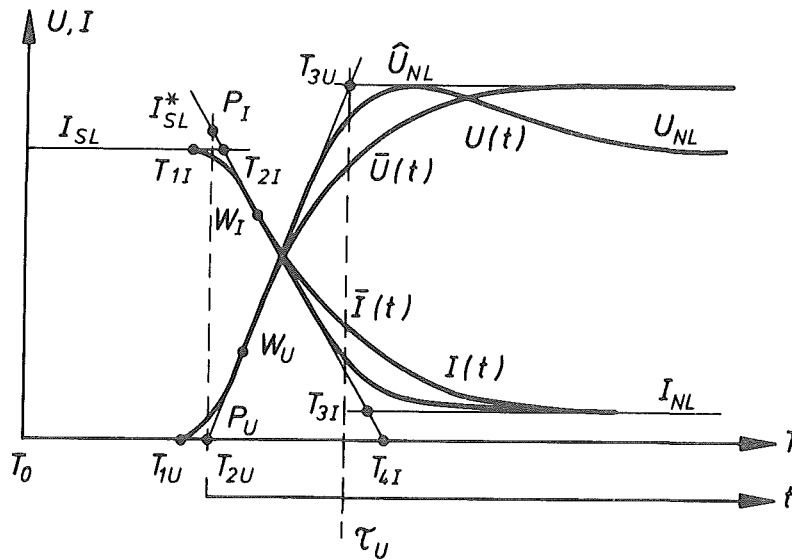


Abb. E.2 Übergangsfunktion $U(x)$, $I(t)$ angenähert durch Exponentialfunktionen $\bar{U}(t)$, $\bar{I}(t)$.

Die Spannung $U(t)$ kann angenähert werden durch die Exponentialfunktion

$$\bar{U}(t) = \hat{U}_{NL} \left[1 - e^{-\alpha_U (T - T_{2U})} \right]$$

mit der auf T_{2U} bezogenen Zeit

$$t = T - T_{2U}$$

und mit der Zeitkonstanten

$$\tau_U = \frac{1}{\alpha_U} = T_{3U} - T_{2U}$$

wird

$$\bar{U}(t) = \hat{U} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_U}} \right)$$

Der Strom $I(t)$ wird angenähert durch die Exponentialfunktion

$$\bar{I}(t) = I_{NL} + (I_{SL} - I_{NL}) e^{-\alpha_I (T - T_{2I})}$$

Die Umformung auf eine gemeinsame Zeitbasis mit $\bar{U}(t)$ gibt

$$\bar{I}(t) = I_{NL} + (I_{SL}^* - I_{NL}) e^{-\alpha_I (T - T_{2U})}$$

Mit der auf T_{2u} bezogenen Zeit t und mit der Zeitkonstanten

$$\tau_I = \frac{1}{\alpha_I} = T_{3I} - T_{2U}$$

wird

$$\bar{I}(t) = I_{NL} + (I_{SL}^* - I_{NL}) e^{-\frac{t}{\tau_I}}$$

Der Supraleiterstrom kann auch als ein Vielfaches des Normalleitungsstromes ausgedrückt werden

$$\bar{I}(t) = I_{NL} \left[1 + \left(\frac{I_{SL}^*}{I_{NL}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_I}} \right] \quad (6.59)$$

$$I(t) = I_{NL} (1 + \text{Konst} e^{-\frac{t}{\tau_I}})$$

Wird das Experiment mit konstantem Strom durchgeführt dann ist

$I_{SL} = I(t) = I_{NL}$ und die Approximationsfunktion (6.59) geht formal über in $\bar{I}(t) = I_{NL}$.

Der Widerstand $R(t)$ kann angenähert werden durch den Quotienten

$$\bar{R}(t) = \frac{\bar{U}(t)}{\bar{I}(t)} = \frac{\hat{U}_{NL}}{I_{NL}} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{t}{\tau_U}}}{1 + \left(\frac{I_{SL}^*}{I_{NL}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_I}}}$$

Die Funktion $\bar{R}(t)$ vereinfacht sich, wenn $U(t)$ experimentell mit konstantem Strom bestimmt wird, oder die Zeitkonstante T_I des Stromes groß ist, gegenüber der Zeitkonstanten T_U der Spannung.

Mit

$$R_{NL} = \frac{\hat{U}_{NL}}{I_{NL}} = \frac{\hat{U}_{NL}}{I_{SL}}$$

wird

$$\bar{R}(t) = R_{NL} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_U}}) \quad (6.60)$$

gleich der Formel

$$\phi(t) = R_o (1 - e^{-\alpha t}) \quad (2.7)$$

die für den zeitabhängigen Widerstand des Supraleiterschalters im Abschnitt 2.1.2 verwendet wurde. Die Parameter können der Tabelle 6.3 im Abschnitt 6.4.4 entnommen werden.

9. ZUSAMMENFASSUNG.

Eine einleitende Analyse zeigt, daß in mehreren Bereichen der kryogenen Energietechnik Bedarf für supraleitende Schaltsysteme gegeben ist. Dies sind vor allem der Bereich der Supraleiter-Hochleistungskabel, wo der Einsatz für supraleitende Strombegrenzer interessiert und der Bereich der Energiespeicherung, wo die Kommutierung der Energie aus supraleitenden induktiven Energiespeichern nur mit Supraleiterschaltern erfolgen kann. Speziell im letzten Anwendungsfall ist der Supraleiter-Schalter bei induktiver Belastung des Speichers extremen Anforderungen ausgesetzt. Darüber hinaus wird für die meisten Anwendungsfälle solcher Energiespeicher ein sehr schneller Kommutierungsvorgang gefordert, was höchste Anforderungen an die Durchschaltzeit dieser Schalter stellt.

Ziel der durchgeführten Untersuchungen war es deshalb, mehrere derzeit verfügbare Supraleiter-Materialien auf ihre Einsatzmöglichkeit für Schaltzwecke zu prüfen. Zum Verständnis der Vorgänge im Supraleiter bei Schaltvorgängen wurden die verfügbaren diesbezüglichen physikalischen Grundlagen benutzt und wo dies erforderlich war, wurden eigene grundlegende Untersuchungen durchgeführt.

Die Ausbreitung normalleitender Zonen bei einem Schaltvorgang in einem Supraleiter kann am besten durch lokale thermische Auslösung studiert werden, wobei mit Sondenmessungen entlang des Leiters entsprechende Informationen über die Ausbreitung des normalleitenden Zustandes entlang des Leiters gewonnen werden können. Solche Messungen wurden sowohl am Niob-Titan-Vielkernleiter in Kupfer-Nickel-Matrix als auch an reinen Niob-Titan-Folien und an Niob-Nitride-Sputteringschichten durchgeführt. Die Meßergebnisse konnten mit Hilfe theoretischer Betrachtungen über die Ausbreitungsgeschwindigkeit und den zeitlichen Widerstandsanstieg unter Berücksichtigung der Wärmeübergangsverhältnisse erklärt werden.

Liegt keine ausreichend hohe wiederkehrende Spannung an, so zeigten die Messungen, daß der Supraleiterdraht nicht auf seiner gesamten Länge nach dem Schaltvorgang normalleitend ist, sondern, daß sowohl supraleitende als auch normalleitende Bereiche existierten, wobei sowohl durch die Messungen als auch durch die theoretischen Betrachtungen gezeigt werden kann, daß zu kleine normalleitende Bereiche von benachbarten supraleitenden Bereichen verdrängt werden und umgekehrt. Es wurde erkannt, daß ein Übergangsbereich existiert, wo der Normalleitungsstrom bis zu einem oberen Wert unabhängig von der anliegenden wiederkehrenden Spannung ist und der Schaltdraht entlang der gesamten Strecke normalleitend ist und dann das übliche ohm'sche Verhalten zeigt bzw. umgekehrt bis zu einem unteren Grenzwert, bei dem der Übergang wiederum zur Supraleitung erfolgt. Speziell diese untere Grenze ist von großer Bedeutung für die Wiederverfügbarkeit des Schalters.

Messungen der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit von Niob-Titan-Vielkernsupraleitern und von Niob-Titan-Folien zeigt, daß diese Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit, aber auch die Temperatur bei letzterer größer ist.

Neben der thermischen Auslösung des Umschaltens von supraleitend auf normalleitend wurden die schnelleren Möglichkeiten zur Auslösung mit Hilfe von Magnetfeldimpulsen bzw. durch direkte Stromimpulse mittels Entladung einer Kondensatorbatterie über die Schalter untersucht. Es zeigte sich, daß bei der Auslösung durch Magnetfeldimpulse eine Feldstärke, die weit unter der kritischen Feldstärke liegt, zum Durchschalten des Systems ausreicht, wenn die Feldänderungsgeschwindigkeit entsprechend hoch ist. Die gemessenen Durchschaltzeiten eines Schalters, aufgebaut aus Niob-Titan-Vielkernleitern, eingebettet in eine Kupfer-Nickel-Matrix, lagen im Bereich von 40 μsec . Zu dieser Schaltzeit muß allerdings noch die Zeit für den Aufbau des Magnetfeldes bis zum Einsatz des Quenches hinzugerechnet werden, die in der speziellen experimentellen Anordnung im Bereich von 200 μsec lag. Die kürzesten Durchschaltzeiten schei-

nen mit dierekten Strompulsen erzielbar zu sein, wie sie beispielsweise durch die Entladung einer Kondensatorbatterie über die Supraleiterschaltstrecke erzielt wurden. Auch wenn die Summe des bereits fließenden stationären Stromes und des zusätzlich aufgebrauchten Stromimpulses den kritischen Stromwert nicht ganz erreicht, ist bereits ein rasches Durchschalten im Bereich von 20 μ sec meßbar. Diese Zeit wird allerdings sehr rasch wesentlich größer, wenn die Summe aus stationärem Strom plus Amplitude des Stromimpulses weit unter der kritischen Stromstärke liegt und keine hohe wiederkehrende Spannung anliegt, weil dann nur begrenzte Bereiche des Schaltdrahtes normalleitend werden.

Grundsätzlich unterschiedlich verhalten sich die untersuchten Materialien (Niob-Titan-Vielkernleiter, Niob-Titan-Folie und Niob-Nitride-Sputteringschicht hinsichtlich der erzielbaren minimalen Wiederverfügbarkeitszeit. Die Messungen zeigten, daß von den untersuchten Leitern die Niob-Titan-Vielkernleiter die kürzeste Wiederverfügbarkeitszeit haben. Die gemessenen Zeiten liegen dabei im Bereich von 40 msec und bei Niob-Titan-Folie nicht unter etwa 80 msec, während bei den Niob-Nitride-Sputteringschichten Zeiten über 700 msec gemessen wurden. Diese Grenzwerte konnten mit Hilfe theoretischer Überlegungen bezüglich des Wärmeüberganges im normalleitenden Zustand quantitativ auch verständlich gemacht werden.

Beim eventuellen Einsatz von Supraleiter-Schaltern als Strombegrenzer bei Hochleistungskabeln wäre auch ihr Verhalten bei technischem Wechselstrom von großer Bedeutung. Es wurden deshalb an den aufgebauten Schaltanordnungen mit Niob-Titan-Vielkernleitern auch Schaltversuche mit technischem Wechselstrom (50 Hz) durchgeführt. Diese zeigten eindeutig, daß qualitativ das gleiche Schaltverhalten wie bei Gleichstrom vorliegt. Diese Schaltanordnung ist also ohne weiteres bei technischem Wechselstrom anwendbar. Die durch Wechselstromverluste auftretende Leistung kann noch ausreichend gut an das Heliumbad abgeführt werden.

Die aus den Untersuchungen gewonnenen Resultate lassen hinsichtlich der technischen Anwendbarkeit, insbesondere in den anfangs genannten Bereichen der Energietechnik, folgende Aussagen zu:

1. Aus Stabilitätsgründen sind nur NbTi-Vielkernleiter mit thermisch schlechtem Kontakt an das umgebende Kältemittel in Schaltanordnungen verwendbar. Nur in diesem Fall konnte ein ausreichendes Stromschaltverhältnis nachgewiesen werden.
2. Niob-Nitride-Sputteringschichten eignen sich trotz des sehr hohen Normalleitungswiderstandes nicht.
3. NbTi-Folien zeigen ein, den Vielkernleitern ähnliches Schaltverhalten, haben aber eine weitaus geringere Stabilität und sind daher weniger gut geeignet.
4. Zum Schalten von Wechselstrom scheinen nur NbTi-Vielkernleiter als Supraleitermaterial geeignet zu sein.

Supraleiterschalter für den technischen Einsatz in der Kryotechnik aufgebaut aus NbTi-Vielkernleitern erscheinen aufgrund der hier vorliegenden Untersuchungsergebnisse durchaus realisierbar. Zu ihrer richtigen Dimensionierung können die Ergebnisse der hier durchgeführten Untersuchungen herangezogen werden.

10. LITERATUR

- 1.1 T. Bohn: Probleme zukünftiger Energieversorgung
Brennstoff-Wärme-Kraft 24
S. 378-384 (1972)
- 1.2 P. A. Klaudy
Overloadprotection of Suprerconducting Electrical Power
Equipment
Advances in cryogenic engineering 13
S. 35-50 (1968)
- 2.1 Th. Bödefeld und H. Segnenz
Elektrische Maschinen
Wien Springer-Verlag (1962)
- 2.2 Z.J.J. Stekly
State of the Art of Superconducting Magnets
Journal of applied Physics
Volume 42, Nr. 1 (1971)
S. 65-72
- 2.3 D.L. Ameen and P.R. Wiederhold
Fast-Acting Superconducting Power Switches
The Reciew of Scientific Instruments Vol. 35, Nr. 6 (1964)
S. 733-737
- 2.4 Bronstein-Semendjajew
Taschenbuch der Mathematik
Verlag Harri Deutsch (1973)
- 2.5 Ambros P. Speiser
Impulsschaltungen
Springer-Verlag (1963)
- 2.6 Richard R. Hake
Single-Shot Pulsed Magnetic Fields form Inductive Energy
Stores
Los Alamos Scientific Laboratory of the University of
California LA-4617-MS (1971)

- 2.7 P. Komarek
Kryotechnik für Energiefragen unter besonderer Berücksichtigung supraleitender Magnete
Jül-956-TP (1973)
- 2.8 H.L. Laquer et al
Superconducting magnetic energy storage and transfer
LA-DC-72-470 (1972)
- 2.9 H.L. Laquer et al
Superconducting energy storage and switching experiments
Proc. 13th Int. Congr. Ref. Washington 1971
- 2.10 H.L. Laquer et al
Energy storage and switching with superconductors as a power source for magnetic fields in pulsed thermonuclear experiments and reactors
Intersociety Energy Con. Eng. Conf. Proc. P 38 (1971)
- 2.11 D. Schneider und J. Salge
Technik gepulster hoher Magnetfelder mit kapazitiven und induktiven Speichern oder nach dem Kompressionsverfahren. Zeitschrift für angewandte Physik 31. Band 5-6 S. 346-359 (1971)
- 2.12 F.L. Ribe
Parameter Study of a long, Separated-Shock- θ -Pinch with Superconducting Inductive-Energy Storage
LA-4828-MS
- 2.13 Weldon, Lindsay, Laquer
Optimization of the Superconducting Switch Design in a Superconducting Magnetic Energy Storage System
LA-5218-MS
- 2.14 P. Klaudy
Elektrische Energieversorgungs- und Übertragungseinrichtung mit tiefgeköhlten Leitern
E. u. M. 82, S. 275-281 (1965)
- 2.15 P. Klaudy
Some remarks on cryogenic cables
Advances in cryogenic engineerings Vol. 11 (1966)

- 2.16 P. Klaudy
Supraleitende Kabel
ETZ-A Bd. 89 H. 14 S. 235-330 (1968)
- 2.17 P. Klaudy
Über tiefgeköhlte, besonders supraleitende Kabel
Elektrotechnik und Maschinenbau 89. Jahrg. Heft 3
S. 93-110 Wien (1972)
- 2.18 Kernforschungsanlage Jülich
Institut für Technische Physik in Zusammenarbeit mit
den Firmen Brown, Boveri & Cie AG., Mannheim, Felten &
Guilleaume Kabelwerke AG., Köln, Energieübertragung mit
Kryokabeln, Studie Stand September 1972
Jül-938-TP März 1973
- 2.19 P. Klaudy
Überlastschutz supraleitender Starkstromgeräte
Elektrotechnik und Maschinenbau
85. Jahrg. Heft. 3 S. 89-98 (1968)
- 3.1 I. Heller
Die Verwendung von supraleitenden Materialien als
Schalter bei der Übertragung elektrischer Energie
Dissertation an der Technischen Hochschule Aachen 1970
- 3.2 J. Salge, M. Pauls
Schalteinrichtung für die Einschaltung von Nebenwegen
in Stromkreise mit großer Induktivität
ETZ-A Bd. 91 (1970) H. 10
- 3.3 R. Brilka
Untersuchung der Kommutierungsvorgänge in Schaltungen
zur induktiven Energiespeicherung
Dissertation T.U. Braunschweig (1971)
- 3.4 Brown Boveri Mitteilungen
April 1973, Band 60

- 3.5 Gallagher, Hofmann, Lutz
The Crossed Field Switch Tube - A New HVDC Circuit
Interrupter
IEEE transactions on power apparatus and systems Pas-92,
1973 S. 702-707
- 3.6 Mc. Connel
Cryogenic Current Limiting Switch
United States Patent 3, 704, 391 Nov. 28, 1972
- 5.1 W. Buckel
Supraleitung
Physik Verlag 1971
- 5.2 H. Brechna
Superconducting Magnet Systems
Springer 1973
- 6.1 Fred Voelker
Resistance in small, twisted, Multicore superconducting
wires, Particle Accelerators 1970, Vol. 1 pp. 205-207
- 6.2 A. Pischinger
Technische Thermodynamik
Springer 1951
- 6.3 Z.J.J. Stekly
State of the Art of Superconducting Magnets
Journal of Applied Physics Vol. 42,1 1971 S. 65-72
- 6.4 Cherry and Gittleman
Thermal and electrodynamic aspects of the superconductive
Transition Process
Solid-State Electronics Pergamon Press 1960 Vol. 1
pp. 287-305
- 6.5 Stekly
Propagation of a Normal Front along a Superconducting
Nb.-25 % Ti Wire in the Presence of a Magnetic Field
Bull Amer Phys. Soc. Ser. 2,7, 1962 S. 323 PA 8

- 6.6 Stekly
Theoretical and Experimental Study of an Unprotected
Superconducting Coil going Normal. Adv. Cryog. Engng.,
Vol. 8 (1963) S. 585-600.
- 6.7 Riemersma , Hulm, Candrasekhar
Flux Jumping and Degradation in Superconducting Solenoids
Adv. Cryog. Engng. Vol. 9 (1964) S. 329-337
- 6.8 Altov, Kremlev, Sytchev, Zenkevitch
Calculation of propagation velocity of normal and
superconducting regions in composite conductors.
Cryogenics July 1973 S. 420-422
- 6.9 Holdredge and Mc Fadden
Heat Transfer from horizontal cylinders to a saturated
Helium-I Bath.
Adv. Cryog. Engng. Vol. 16 (1971) S. 352-358
- 6.10 Laquer, Lindsay
Design, Options and Trade-Offs in Superconducting Magnetic
Energy Storage with Irreversible Switching
LA-5314-MS UC 20 June 1973
- 6.11 Gavalier, Janocko
Very High Critical Current and Field Characteristics of
Niobium Nitride Thin Films.
Journal of Applied Physics.
Vol. 42, Nr. 1 Jan. 1971
- 6.12 Alcatel Hochvakuumtechnik
Kathodenzerstäubung Durchführung und Anwendung
Alcatel GmbH, Wertheim/Main

