

KfK 2672
August 1978

**Theoretische und
experimentelle Untersuchung
über die Eigenschaften eines
großen supraleitenden
Gleichstromleistungsschalters
mit 40 MW Schaltleistung bei
einer Spannung von 47 kV**

A. Ulbricht
Institut für Technische Physik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH
ISSN 0303-4003

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik

KfK 2672

Theoretische und experimentelle Untersuchung
über die Eigenschaften eines großen supraleitenden
Gleichstromleistungsschalters mit 40 MW Schalt-
leistung bei einer Spannung von 47 kV⁺)

Albert Ulbricht

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

+)
von der Vorständekonferenz der ETH-Zürich genehmigte
Dissertation

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS ABOUT
THE PROPERTIES OF A LARGE SUPERCONDUCTING DC-POWER
SWITCH WITH A SWITCHING POWER 40 MW AT A VOLTAGE
OF 47 KV

Inhalt	Seite
Inhaltsverzeichnis	I - IV
Zusammenfassung	V - VI
1. Einleitung	1
2. Der gegenwärtige Stand der Elektrotechnik bei der Abschaltung von Gleichströmen	6
3. Schaltvorgänge in elektrischen Netzwerken mit hohen gespeicherten Energien	10
3.1 Klassifizierung von Schaltvorgängen	10
3.2 Das Grenzlastintegral	12
3.3 Der resistive Transfer induktiv gespeicherter Energie	14
3.4 Der kapazitive Transfer induktiv gespeicherter Energie	19
3.5 Der resistive Supraleiterschalter in einem Kreis mit einem kapazitiven Transferelement	26
3.6 Die theoretische Behandlung des Schaltvorgangs	30
3.7 Die Eigeninduktivität der Schalterwicklung	37
4. Die Auslegung eines resistiven Supraleiterschalters, Kriterien und Randbedingungen	40
4.1 Das Leitervolumen des Supraleiterschalters und das Enthalpiekriterium	40

	Seite
4.2 Die Enthalpie	45
4.3 Der spezifische Widerstand	49
4.4 Die kritische Stromdichte	52
4.5 Dünnschicht-Supraleiter	54
5. Experimenteller Aufbau zum Test eines Supraleiterschalters	57
5.1 Gesichtspunkte für die Festlegung der Größenordnung des Experimentes	57
5.2 Konstruktionsprinzipien der Komponenten	58
5.2.1 Einige Grundlagen der Hochspannungstechnik bei 4,2 K	58
5.2.2 Die Speicherinduktivität	60
5.2.3 Der Supraleiterschalter	66
5.2.4 Die Auslösung des Supraleiterschalters	72
5.2.5 Der Schutz des Supraleiterschalters	76
5.2.6 Der Schutz der supraleitenden Komponenten	78
5.2.7 Die Instrumentierung des Experimentes	80
5.2.8 Die Hochspannungsdurchführungen	83
5.2.9 Die kryotechnische Versorgung	88
6. Das Verhalten des verkabelten Multifilamentleiters des Supraleiterschalters	89
6.1 Physikalische Eigenschaften von Typ III-Supraleitern im Eigenfeld	89
6.1.1 Das Beansche Modell	90
6.1.2 Der Einfluß des Eigenfeldes auf die Stromdichteverteilung	90

	Seite
6.1.3 Die Stabilität	98
6.1.4 Leiteranordnung und Stabilität	103
6.1.5 Aufbau des Leiters für den Supra- leiterschalter	105
6.1.6 Die gemessene kritische Stromdichte des Schalterleiters im Eigenfeld	106
6.1.7 Das instabile Verhalten des Schalter- leiters unter stationären Gleich- strömen	112
6.2 Das Verhalten der Schalterwicklung beim Übergang in den normaleitenden Zustand	114
7. Schnelle Schaltungen bis zu einer Leistung von 40 MW	121
7.1 Die Anstiegsflanke des beim Schalten erzeugten Leistungspulses	121
7.2 Der Schaltvorgang im Supraleiter- schalter bei der Auslösung mit mehreren Stoßstromkreisen	123
7.3 Die Rückenflanke des beim Schalten erzeugten Leistungspulses	126
8. Diskussion über die mögliche Anwendung von Supraleiterschaltern	128
8.1 Anwendung in der konventionellen Elektrotechnik	128
8.2 Anwendung in der Supraleitungs- technologie	129
8.3 Spezielle Anwendungen	131

	Seite
9. Schlußbemerkungen	134
Anhang	
Anhang I	135
" II	136
" III	142
" IV	143
" V	144
" VI	145
" VII	146
" VIII	148
Literaturverzeichnis	
Kapitel 1	149
" 2	152
" 3	154
" 4	157
" 5	160
" 6	163
" 7	165
" 8	166
Danksagung	167

Zusammenfassung

Die durchgeführte Arbeit soll einen Beitrag zur Klärung einiger Probleme schneller supraleitender Leistungsschalter darstellen. Ausgehend vom üblichen Begriff des Schaltvorganges in der Theorie der elektrischen Netzwerke, bei dem dem Schalter die Aufgabe zufällt die im Netz gespeicherte Energie zu dissipieren, werden Netzwerke mit sehr großen gespeicherten Energien betrachtet. Hier wird der Strom mittels eines schnellen Schalters auf einen Widerstand kommutiert, der dann die Energie dissipiert. Neben den heute existierenden konventionellen Schaltsystemen ist ein resistiver Supraleiterschalter eine interessante Alternative, da er verschleißfrei und ohne bewegte mechanische Teile arbeitet. Mit Hilfe der Netzwerktheorie wird der Einfluß des Parallelwiderstandes, von im Kreis vorhandenen Kapazitäten und der Selbstinduktivität auf den Anstieg der Spannung während des Schaltvorganges untersucht. Zur Überprüfung der Realisierbarkeit und der Funktionsweise wurde ein supraleitender Leistungsschalter von 40 MW Schaltleistung und Spannungen bis zu 50 kV gebaut. Zum Betrieb und Test des Schalters mußten einige elektrotechnische Entwicklungen durchgeführt werden. Hierzu zählen die schnelle Auslösung des Schalters, der Schalterschutz und die Beherrschung der Hochspannung bei 4.2 K in flüssigem und gasförmigem Helium. Die Funktionstüchtigkeit konnte nachgewiesen werden. Die theoretisch zu erwartenden Ergebnisse stimmen mit den Messungen gut überein.

Intensiv werden technische Supraleiter bezüglich ihrer Eigenschaften als Schalterleiter diskutiert. Speziell für den verwendeten Multifilamentleiter sind Messungen zur Stromverdrängung und Stabilität durchgeführt worden, die mit den Aussagen existierender Theorien verglichen werden.

Die Ergebnisse dieser Arbeiten und eine abschließende Diskussion über mögliche Anwendungen zeigen, daß gegenwärtig der technische Supraleiter noch die größte Problematik darstellt.

Abstract

This work is a contribution to study the problems of large superconducting power switches.

Starting from the usual concept of the switching process in the theory of electrical networks, where the switch has the task to dissipate the stored energy, networks with high stored energies are considered. In these networks the current is commutated by means of a fast switch to a resistor which dissipates the energy. Besides the present existing conventional power switches the superconducting switch is of some interest, because it works without mechanically moved parts and therefore it gives no wear. By means of the network theory, the influence of the parallel resistor of existing capacitances and of the self-inductance of the switch winding is investigated on the voltage rise during the switching process. To check the realization and the operation a superconducting power switch was constructed for a switching power of 40 MW and voltages of up to 50 KV. Some electrical developments are necessary for the operation and testing of the switch. These developments were the triggering of the switch, the protection of the switch and the handling of high voltages at 4.2 K in liquid and gaseous helium. A successful operation of the switch could be shown. The theoretically expected results are in fair agreement with the measurements.

An intensive discussion is presented with respect to the properties of technical superconductors for their application as switch conductors. Especially for the used multifilament wire some measurements were performed to study the stability and the skin effect. The results were compared with existing theories.

The results of this work and a discussion about possible applications show that at the present time the technical superconductor is the major unsolved problem.

1. Einleitung

Der sprunghafte Übergang eines Supraleiters von dem supraleitenden zu dem normalleitenden Zustand läßt sich aufgrund des Widerstandsanstiegs zur Reduzierung eines fließenden Stromes nutzen. Der noch fließende Reststrom ist von den Parametern des Kreises abhängig. Den beiden Zuständen "supraleitend" und "normalleitend" kann damit die Charakteristik eines Schaltvorganges zugeordnet werden. Der Übergang in den normalleitenden Zustand kann gezielt durch Überschreiten der kritischen Werte des Supraleiters (B_C , T_C , J_C) eingeleitet werden.

Die ersten Untersuchungen von Supraleitern bezüglich ihrer Anwendung als Schalter wurden von D.A. Buck durchgeführt. [1.1] Diese unter dem Namen "Kryotrons" bekannt gewordenen Schalter waren als Bauelemente von Speicherzellen für Digitalrechner gedacht. Der Schalter bestand aus einem Tantaldraht, dessen normalleitender Zustand mittels des Feldes einer supraleitenden Niobspule erzeugt wurde. Die Schaltgeschwindigkeit der Drahtkryotrons lag bei ca. 40 μ sec. Die Ausführung von Kryotrons in der Aufdampftechnik brachte erheblich kürzere Schaltzeiten, ca. 10^{-7} sec. Für den Aufbau von Speichern in Digitalrechnern waren die Schaltzeit und die Packungsdichte zu gering, hingegen die Verlustleistung zu hoch, um gegen konventionelle Techniken konkurrieren zu können. [1.2] Insbesondere ergeben neuere Entwicklungen auf der Basis des Josephson-Effektes bezüglich der genannten Eigenschaften um Zehnerpotenzen günstigere Werte. [1.3]

Die von den Kryotrons zu schaltenden Ströme lagen im mA-Bereich. Daß Kryotrons auch für Ströme von einigen Ampere gebaut werden können, wurde von J.L. Olsen gezeigt. [1.4] In einer Zweiweg-Gleichrichterschaltung arbeiten Kryotrons als Gleichrichter, da ihre Schaltkennlinie der einer Dioden sehr ähnlich ist. Die Schaltung ermöglichte die Erzeugung von Gleichströmen bei Heliumtemperatur, wobei die notwendige Leistung über relativ schwache Zuleitungen als Wechselstrom eingespeist werden kann. Ähnliche Schaltungen sind für Ströme bis zu 1000 A gebaut worden und werden zur Aufladung von supraleitenden Magneten benutzt. [1.5-1.7]

Auch ist der Einsatz von Kryotrons in Gleichrichterschaltungen der Energietechnik diskutiert worden. Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß dies beim gegenwärtigen Stand der Supraleitungstechnologie wegen der auftretenden Verluste unwirtschaftlich ist. [1.8]

Neue Impulse für die Entwicklung von supraleitenden Schaltern kamen aus der kryogenen Energietechnik. Zum Schutze von supraleitenden Kabeln im Falle eines Kurzschlusses, hat P. Klaudy einen supraleitenden Schalter in Verbindung mit einem in Serie geschalteten mechanischen Schalter vorgeschlagen. Die hohe Leistungsdichte der supraleitenden Materialien erfordert wegen der begrenzten Enthalpie, die das Material ohne bleibende Schäden aufnehmen kann, eine Reduzierung der Stromdichte auf ungefährliche Werte in Zeiten $< 200 \mu\text{sec}$. Diese Abschaltzeiten können allein mit mechanischen Schaltern (ca. 50 msec) nicht mehr realisiert werden. Es konnte gezeigt werden, daß die kurzen Abschaltzeiten mit Supraleiterschaltern möglich sind [1.9]

Die Schaltleistung eines solchen Supraleiterschalters übertrifft die der Kryotrons um mehrere Zehnerpotenzen.

Selbst in der konventionellen elektrischen Energieübertragung wird heute die Anwendung von schnellen Supraleiterschaltern als Überstrombegrenzer ernsthaft diskutiert, da für die großen Verbundnetze die gängigen Schalttechniken ihre Leistungsgrenze erreicht haben. [1.10, 1.11]

Ein weiterer Anstoß zur Entwicklung größerer supraleitender Schalter kam von der Plasmaphysik. Die für plasmaphysikalische Experimente benötigten Pulsleistungen, die bisher hauptsächlich Kondensatorbatterien lieferten, hatten eine Grenze (ca. $\sim 1 \text{ MJ}$) erreicht, bei der auch die Entladung der im Magnetfeld gespeicherten Energie einer Spule wirtschaftlich wird. [1.12] Werden die Speicherspulen supraleitend gebaut, so lassen sich bei verschwindenden ohmschen Verlusten Energiedichten erreichen, die die der Kondensatoren um zwei Zehnerpotenzen übertreffen. [1.13]

Ungelöst waren die Schaltprobleme zur Freisetzung der Energie. Schaltzeiten im μsec -Bereich sind erforderlich, um aus normal-

leitenden Spulen Pulse von MW bis GW Leistung zu erhalten. Hier waren in der konventionellen Schalttechnik Entwicklungen notwendig, um die erforderlichen Schaltzeiten zu erreichen [1.14-1.15]. Die heute existierenden konventionellen Schalter werden in Kapitel 2 der Arbeit beschrieben.

Mit den ersten Entwürfen von supraleitenden Energiespeichern wurden zur Freisetzung der Energie supraleitende Schalter vorgeschlagen, da zur damaligen Zeit noch keine konventionellen Lösungen existierten, um Ströme von 10 kA schnell schalten zu können [1.16]. Außerdem bietet die Anwendung eines supraleitenden Schalters bei supraleitenden induktiven Energiespeichern die Möglichkeit, Energie beliebig lang und fast verlustlos zu speichern. Die realisierbaren Schaltzeiten für supraleitenden Schalter von $\sim 10 \mu\text{sec}$ sind zur Erzeugung von Leistungspulsen ausreichend.

Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß der Schalter die zur Kommutierung des Stromes erforderliche Spannung erzeugen muß. Die dadurch entstehenden Verluste fallen im Schalter bei Heliumtemperatur an und können durch einen Parallelwiderstand auf Raumtemperatur nach außen verlagert werden. Eine solche Schaltung kann nur im Einzelpulsbetrieb wirtschaftlich arbeiten. Für einen repetierenden Pulsbetrieb sind andere Lösungen notwendig [1.17].

Die ersten großen Supraleiterschalter wurden dann auch mit dem Ziel projektiert und gebaut, induktive Pulsgeneratoren für Experimente der Plasmaphysik bereitzustellen.

Die Untersuchungen mehrerer Autoren an kleineren Supraleiterschaltern galten vornehmlich der Auswahl supraleitender Materialien, sowie der Erprobung geeigneter Auslöseverfahren.

Die untersuchten Materialien waren NbTi-Multifilamentleiter in CuNi-Matrix [1.16, 1.18, 1.19, 1.20], NbTi-Folien [1.18, 1.21] sowie Aufdampfschichten von PbBi [1.22] und NbN [1.18]. Die letzten beiden Materialien sind jedoch nur von grundlegendem Interesse. Bisher ist die Fertigung von Schichten noch nicht soweit entwickelt, daß Längen hergestellt werden können, die für den Bau von supraleitenden Schaltern ausreichend sind. Die ersten Schalter wurden deshalb auch mit Multifilamentleitern in einer CuNi-Matrix

oder mit NbTi-Folien gefertigt. Die Schaltleistungen lagen, soweit sie angegeben sind, zwischen 25 - 100 MW.

Die bisherigen Veröffentlichungen über supraleitende Schalter in diesen Leistungsbereichen sind nur wenig geeignet, um aus diesen die Entwicklungsschritte für die nächste Größenordnung in der Schaltleistung zu erhalten. Ursache hierfür ist, daß fast alle Entwicklungen nach den ersten Prototypen abgebrochen wurden. Im folgenden sollen die noch ungelösten Probleme beim Bau von Supraleiterschaltern zusammengefaßt werden.

1. Degradationen: Große Schalter erreichen nicht die kritischen Ströme, die aufgrund der Kurzprobenmessung erwartet werden.
2. Schutz des Supraleiters vor einem Ausbrennen: Die hohe Stromdichte muß im Falle eines Übergangs in den normalleitenden Zustand voll von dem normalleitend gewordenen Material und der Matrix getragen werden. Dies erfordert bei den heute üblichen Leistungsdichten von $1 - 2 \text{ TW/m}^3$ die Anzeige einer normalleitenden Zone und die Einleitung von Gegenmaßnahmen in Zeiten von $< 100 \text{ } \mu\text{sec}$.
3. Hochspannungsfestigkeit der Schalterwicklung: Die Schalterwicklung muß hochspannungsfest bei Heliumtemperatur sein. Diese Forderung stellte hohe Ansprüche an die Fertigungstechnik.
4. Entwicklung von Komponenten: Für den Betrieb des Schalters ist die Entwicklung von diversen Komponenten notwendig. Hierzu gehören die in der Magnettechnologie üblichen gasgekühlten Stromzuführungen, die jedoch für die auftretende Hochspannung ausgelegt sein müssen. Ferner alle zur Auslösung und Diagnostik erforderlichen Durchführungen.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, an Hand umfassender Experimente die noch offenen Fragen soweit wie möglich zu klären und die für den Betrieb des Supraleiterschalters notwendigen Entwicklungen durchzuführen. Die erhaltenen Ergebnisse sollen an vorhandenen theoretischen Überlegungen überprüft werden. Ferner bilden die gewonnenen Ergebnisse die Basis für eine Diskussion über mögliche Anwendungen und dienen zur Orientierung des weiteren Vorgehens in der Entwicklung der Supraleiterschalter.

Für die experimentellen Untersuchungen wurde mit dem momentanen Stand der Technik ein supraleitender Schalter für 40 MW Schaltleistung bei einer Spannung von etwa 50 kV gebaut. [1.23] Der Test des Schalters erfolgte mit einer parallel geschalteten supraleitenden Speicherspule von ca. 200 kJ Energiegehalt.

Zum Abschluß soll noch darauf hingewiesen werden, daß bei den vorangegangenen Erläuterungen kein Unterschied zwischen einem Supraleiterschalter für Wechselstrom bei technischen Frequenzen oder Gleichstrom gemacht wurde. Die meisten Probleme sind bei beiden Schaltern äquivalent. Der Supraleiter des Wechselstromschalters muß bei technischen Frequenzen optimiert werden. In der vorliegenden Arbeit sind hierzu keine Überlegungen und Experimente durchgeführt worden. Sie beschäftigt sich ausschließlich mit den Supraleiterschaltern für Gleichstrom.

2. Der gegenwärtige Stand der Elektrotechnik bei der Abschaltung von Gleichströmen im kA-Bereich

Die reversible Unterbrechung von Strömen ist für alle elektrischen Netzwerke eine Notwendigkeit, wodurch erst die Betriebssicherheit des Netzwerkes gegen Störfälle gewährleistet wird. Die hierfür verwendeten Schalter benützen die Eigenschaften einer Bogenentladung, die nach Öffnen zweier metallischer Kontaktstücke entsteht, zur eigentlichen Stromabschaltung [2.1]. Der in Abb. 2.1a

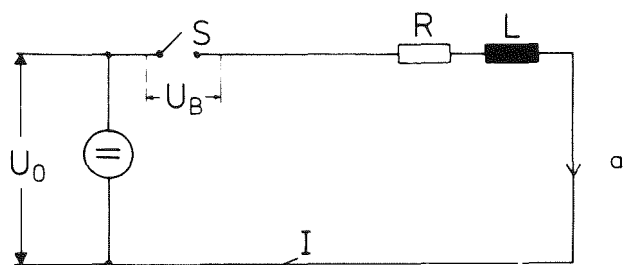
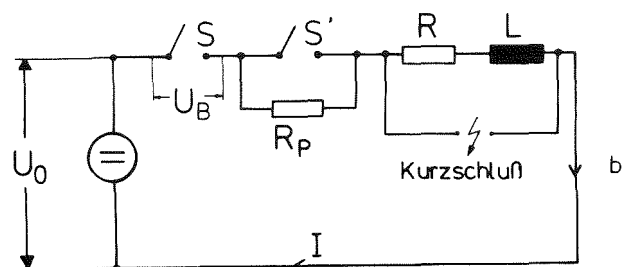


Abb. 2.1: Netzwerk bei der Abschaltung von Gleichströmen

a) konventionelle Gleichstromabschaltung



b) schnelle Abschaltung von Gleichströmen

angegebene Kreis beschreibt das Ausschalten eines Gleichstromkreises mit Induktivität und ohmschen Widerstand. Für diesen Kreis lautet die Spannungsgleichung

$$U_0 = I \cdot R + L \cdot \frac{dI}{dt} + U_B. \quad (2.1)$$

Zur Unterbrechung des Stromes muß gelten

$$\frac{dI}{dt} < 0 \rightarrow U_B > (U_0 - RI). \quad (2.2)$$

Die Vergrößerung der Bogenspannung wird durch Verlängerung des Bogens, durch Kraftwirkung eines Magnetfeldes und durch Löschkammern erreicht. Diese erhöhen die Bogenspannung durch Aufteilung des Lichtbogens in Teilbögen und intensive Kühlung. Je höher die Bogenspannung U_B und je kleiner die Zeitkonstante $\tau = L/R$, umso größer ist die zeitliche Änderung des Stromes. Die im Schalter während des Schaltvorganges

verbrauchte Energie ist

$$E = \int_0^t I \cdot U_B \cdot dt . \quad (2.3)$$

Die in der Induktivität des Kreises gespeicherte Energie muß im Schaltlichtbogen vernichtet werden, um schädliche Überspannungen zu vermeiden. Lichtbogenschalter mit Löschkammern werden für Spannungen bis 3 kV gebaut. Bei höheren Spannungen und Strömen sind die im Schalter zu vernichtenden Energien so hoch, daß Kühlung und Standzeit der Kontakte unwirtschaftlich werden [2.2]. Eine Reduzierung der im Schalter vernichteten Energie läßt sich nur über eine Verkürzung der Schaltzeit erreichen. Deshalb mußten für die schnellen Abschaltungen von Gleichströmen andere Schaltverfahren entwickelt werden. Den hierfür erforderlichen Schaltkreis zeigt Abb. 2.1b. Dem schnellen Schalter S' wird ein Widerstand parallelgeschaltet, dessen Aufgabe es ist, die Schaltspannung zu begrenzen und die in L gespeicherte Energie zu vernichten. Die völlige Öffnung des Stromkreises übernimmt schließlich dann der Lichtbogenschalter S, wenn Strom und Spannung für S schaltbare Werte erreicht haben. Für den schnellen Schalter S' wird ein Prinzip angewendet, wie es speziell für HVDC (Hochspannungsgleichstromübertragung) vorgeschlagen wurde [2.2], und das sich zur Abschaltung großer Ströme im kA-Bereich und Spannungen bis etwa 80 kV eignet. Dieses Prinzip ist mit Hilfe verschiedener konventioneller Schalter erprobt worden [2.2]. Wie bei Wechselstromleistungsschaltern werden die Löscheigenschaften der dynamischen Kennlinie der Bogenentladung beim Nulldurchgang des Stromes ausgenutzt. Das Schaltbild gibt Abb. 2.2 wieder. Durch eine Kondensatorbatterie wird ein Gegenstrom I_p erzeugt, der den fließenden Strom kompensiert und im Schalter S' einen Nulldurchgang erzeugt. Ein wichtiger Kostenfaktor ist die Größe der Kondensatorbatterie. Sie ist abhängig von den Löscheigenschaften des Schalters S' (Dauer des Gegenstrompulses), von dem Wellenwiderstand $R = \sqrt{\frac{L'}{C}}$ des Kreises und der Stärke des zu schaltenden Stromes. Durch eine sogenannte Sättigungsdrossel, die bei hohen Strömen eine kleine und bei kleinen Strömen eine große Induktivität

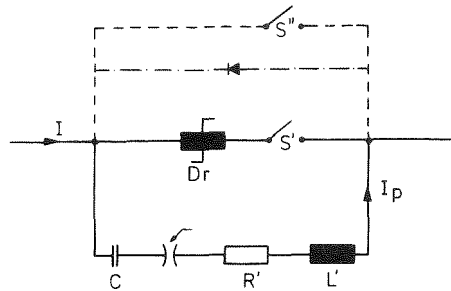


Abb. 2.2: Prinzip einer Gleichstromschnellabschaltung mit einem Gegenstrom. Der Strom wird von S'' auf S' kommutiert, der dann die Schnellabschaltung vornimmt. Ist S' ein Thyristor, so verhindert die Diode eine zu hohe Spannungsbeanspruchung in Sperrrichtung. Beim Thyristorschalter kann S'' entfallen.

hat, kann der Stromabfall beim Nulldurchgang zur Erzielung der erforderlichen Löschzeiten verlangsamt werden (Abb. 2.3). Die Steilheit des Spannungsanstiegs wird durch Aufladezeit der Kapazität C bestimmt.

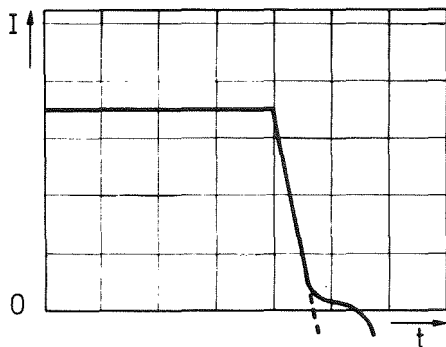










Abb. 2.3: Stromnulldurchgang bei Gleichstromschnellabschaltung mit (—) und ohne (---) Sättigungsdrossel Dr .

Tabelle 2.1 gibt eine Zusammenstellung der heute benutzten Schaltechniken zur schnellen Unterbrechung von hohen Strömen im Bereich um 10 kA. Für die Aufstellung der Tabelle wurde ein konkretes Schaltproblem benutzt, nämlich die Energieauskopplung aus einem supraleitenden 10 MJ Magnetsystem bei 6 kV Spannung und 10 kA Strom, um dadurch eine bessere Basis für Vergleiche zu schaffen. Schalter mit höherer Schaltleistung ergeben keine wesentliche Kostenverringerung bei kleineren Schaltleistungen, da alle Schaltsysteme bis auf die DC-Schnellschalter Einzelentwicklungen sind mit bereits existierenden Komponenten.

Art	Schaltung	U [kV]	I [kA]	P [MW]	I [MA/s]	Freiwerde-Entionisierungszeit [ms]	Schaltungen pro min	Zeitintervall der Stromadg. [ms]	Abschaltzeit [ms]	Im Schalter dis. Energie [kJ]
Explodierender Cu-Draht		20	15	300	150	—	0,3	0,1	100	~10
Thyristor und Kondensator - Batterie		6	10	60	200	0,03	3000	0,05	~ 0,1	—
Leistungsschalter u. Kondensator - Batt		24	10	240	55	1-2	0,1	0,18	100	~1000
LMPV und Kondensator - Batterie		15	30	45	200	0,09	0,5	0,15	60	<1
Vakuum - Schalter u. Kondensator - Batt		14	10	140	120	0,10	0,25	0,08	50	<1
DC-Schnellschaltersysteme		6	10	60	10	1-2	10000 Schaltspiele	1-10	10	>1000
DC-Schnellschalter		3	10	30	10	1-2	10000 Schaltspiele	1-10	1-10	~1000
SL - Schalter		6	10	60	~700	—	0,05	0,014	0,014	100 (1:100)

Tab. 2.1: Vergleich verschiedener Schaltersysteme zur Abschaltung von hohen Gleichströmen

A: [2.4], B: [2.2], C: [2.5], D: [2.6], E: [2.7], F: [2.8], G: [2.9], H: [eigene Abschätzung]

Erläuterung einiger Begriffe:

Freiwerdezeit, Entionisierungszeit ist diejenige Zeit, die der Schalter braucht, bis er die volle Spannung wieder isoliert.

Abschaltzeit: Zeit von der Auslösung bis zur Unterbrechung des Stromes.

LMPV: Liquid Metal Plasma Valve

Die Schalter A, C, D, E sind heute gängige Schaltverfahren bei Experimenten der Plasmaphysik. Der Thyristorschalter B ist noch nicht gebaut worden, da die Investitionskosten die der anderen Systeme um etwa einen Faktor 10 übersteigen [2.2]. Die hohe Schaltfrequenz würde bei den jetzigen geringen Schaltraten [(3 - 10) Schaltungen/h] plasmaphysikalischer Experimente nicht ausgenutzt werden. Keines der aufgeführten Verfahren - außer dem Thyristorschalter - arbeitet ohne eine Zwischenkommutierung. Trotz der schnellen Stromunterbrechung, bleibt deshalb die Ausschaltzeit im Bereich konventioneller Schalter. Der supraleitende resistive Schalter ist ein auch für hohe Ströme direkt ansteuerbarer Schalter mit Schaltzeiten von einigen μsec . Er könnte hier gegebenenfalls eine Lücke schließen. Die Anwendungsmöglichkeiten der Supraleiterschalter werden am Schluß der Arbeit aufgrund der gewonnenen Ergebnisse noch eingehend diskutiert.

3. Schaltvorgänge in elektrischen Netzwerken mit hohen gespeicherten Energien

3.1 Klassifizierung von Schaltvorgängen

In den vorangegangenen Abschnitten sind schon einige Charakteristika von Schaltvorgängen angesprochen worden. Bevor spezielle Details von Schaltvorgängen betrachtet werden, soll versucht werden, diese nach ihrer Kausalität zu ordnen. Schaltvorgänge in elektrischen Netzwerken lassen sich in zwei Arten, der Kurzschlußabschaltung und der Betriebsstromabschaltung, unterteilen [3.1]. Für jede Art der Schaltung reagiert das Netzwerk mit einem anderen transienten Verhalten und an die Schalter werden unterschiedliche Anforderungen gestellt.

Die Kurzschlußabschaltung: Tritt im Netzwerk ein Kurzschluß auf, so wirkt der Generator oder das restliche Netzwerk wie eine Konstantspannungsquelle, was einen sofortigen Anstieg des Betriebsstromes zur Folge hat. Der Schalter muß in der Lage sein diesen erhöhten Betriebsstrom und die damit verbundenen erhöhten Stromkräften zu schalten. Dabei muß die im nicht kurzgeschlossenen Teil des Netzes steckende Energie beim Schaltvorgang dissipiert werden. Die bis zur Stromunterbrechung zur Verfügung stehende Zeit wird unter anderem auch durch die thermische Erwärmung des Leitermaterials bestimmt. Diese wird durch das Grenzlastintegral des Materials erfaßt, ein Begriff, der noch näher erläutert wird, da es für normalleitend gewordene Supraleiter von großer Bedeutung ist.

Die Betriebsstromabschaltung: Bei einer Unterbrechung des Stromes wirkt das Netzwerk aufgrund seiner Eigeninduktivität wie eine Stromkonstantquelle. Um Überspannungen zu vermeiden, ist deshalb die zeitliche Änderung des Stromes beim Abschaltvorgang beschränkt. Die gespeicherte Energie des Netzwerkes muß deshalb vollständig im Schalter aufgezehrt werden.

Beide Schaltvorgänge enthalten Forderungen, die sich gegeneinander ausschließen. Der Kompromiß wird in der konventionellen Elektrotechnik dadurch herbeigeführt, indem für Überspannungen und Kurzschlußströme entsprechende Sicherheitsmargen eingeräumt werden. Jedoch zeigen einige Studien, daß die Wirtschaftlichkeit dieser Sicherheitsmargen bald erschöpft ist [1.10, 1.11].

Zum Abschluß soll der Begriff der Betriebsstromabschaltung noch verallgemeinert werden. Sehr hohe gespeicherte Energien haben Netzwerke die normalleitende oder supraleitende Magnete

Magnetsystem	E
BEBC-CERN	800 MJ [3.2]
SL-Energiespeicher für 500 GeV-Synchrotron Fermi-Lab.	360 MJ [3.3]
Magnete für die Fusion	(10-200) GJ [3.4]

Tabelle 3.1
Gespeicherte Energien von Magnetsystemen

enthalten (Tab. 3.1). Eine Betriebsstromabschaltung ist hier nur mit einem zum Schalter parallelen Widerstand möglich, in dem die Energie kontrolliert dissipiert wird (Abb. 2.1b). Müssen solche Magnetsysteme gepulst betrieben werden, wie das bei Synchrotron- und Fusionspuls magneten der Fall ist, so ist die repetierende Dissipation der Energie unwirtschaftlich. Die Abschaltung des Betriebsstromes muß jetzt mit einem Schalter erfolgen, der dabei mit gutem Wirkungsgrad die Energie in einen anderen Speicher umspeichert. Ein solcher Schalter soll als Transferkreis bezeichnet werden.

3.2 Das Grenzlastintegral

Die Zeitspannen, die für das Abschalten von Kurzschlußströmen oder zur Dissipation der Energie zur Verfügung stehen, werden durch das Grenzlastintegral bestimmt. Dieser in der Energietechnik geprägte Begriff wird aus der Energiebilanz für einen stromdurchflossenen Leiter abgeleitet. Für jede Volumeneinheit des Leiters gilt unter adiabatischen Bedingungen

$$J^2 \cdot \rho(T) \cdot dt = C(T) \sigma \cdot dT \quad , \quad (3.1)$$

wobei J : Stromdichte im Leiter, $\rho(T)$: spez. Widerstand, $C(T)$: spez. Wärme, σ : Dichte, dT : Temperaturerhöhung im Zeitintervall dt ist.

Die Integration liefert das Grenzlastintegral

$$\int_0^t J^2 dt = \int_{T_i}^{T_f} \frac{C(T) \cdot \sigma}{\rho(T)} dT = G(T_f, T_i) \quad (3.2)$$

Wird die zulässige Erwärmung durch T_i u. T_f festgelegt, so ist dadurch eindeutig die zu Abschaltung zu Verfügung stehende Zeit definiert.

Da technische Supraleiter praktisch nur in einer Matrix aus Kupfer oder Kupferlegierung verarbeitet werden, sind als Beispiel das Grenzlastintegral und die zulässige Abschaltzeit bei einer Erwärmung auf 100 K und einer konstanten Stromdichte von $2 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ angegeben.

Material	$G(100\text{ K}, 4.2\text{ K})$ [A ² sec m ⁻⁴]	Δt [msec]
Cu	$8 \cdot 10^{16}$	20
Cu(70)Ni(30)	$\sim 2.2 \cdot 10^{14}$	0,5

Tab. 3.2: Grenzlastintegral für normales Elektrolytkupfer und eine Kupfernickellegierung. Das Grenzlastintegral der technischen Supraleiter hat etwa dieselbe Größenordnung, wie das der Kupfernickellegierung. (Bemerkung: Grundlagen der Berechnung normales Leitkupfer [3.5]
 $\rho_{\text{CuNi}} \approx 40 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ u. Enthalpie von CuNi \sim Enthalpie von Cu.)

Bei Kupfer läßt sich das Grenzlastintegral noch durch Verwendung eines Kupfers mit hohem Restwiderstandsverhältnis vergrößern. Werden jedoch technische Supraleiter ohne Matrix angewendet, so muß durch eine Schnellabschaltung im Falle des Übergangs in die Normalleitung der Leiter vor Zerstörung geschützt werden. Aus den gleichen Überlegungen läßt sich der Kupferanteil bei der Konstruktion verlustarmer Komposite nicht reduzieren, da dies zu exzessiven Abschaltspannungen führt.

Für einen exponentiellen Abfall mit der Zeitkonstante τ gilt:

$$\frac{J_0^2}{2} \cdot \tau = G(T_f, T_i) \quad (3.3)$$

3.3 Der resistive Transfer induktiv gespeicherter Energie

Nach den Erläuterungen des Abschnitts 3.1 ist mit jedem Schaltvorgang ein Energietransfer verbunden. Die Handhabung dieses Energietransfers ist das Hauptproblem bei der Freisetzung induktiv gespeicherter Energie. Um diese Energie einem Verbraucher zuzuführen, ist in jedem Falle eine Kommutierung des Stromes auf den Verbraucher notwendig. Die hierzu erforderliche Spannung muß von dem Schalter erzeugt werden. Entsteht diese Spannung durch einen ohmschen Widerstand so wird der Transfer als resistiv bezeichnet. Es ist in diesem Falle gleichgültig, ob der zeitlich sich ändernde Widerstand durch eine Gasentladung oder durch festkörperphysikalische Effekte hervorgerufen wird.

Der einfachste resistive Transfer ist die Dissipation der Energie in einem Widerstand. Praktische Anwendung findet dieses Verfahren bei der Notabschaltung großer Magnete und was völlig äquivalent ist, zur Erzeugung schneller Änderungen des magnetischen Flusses, bei Experimenten der Plasmaphysik [3.6]. Die Schaltung ist identisch mit Abb. 2.1b. Die Schalter A, C, D, E, Tab. 2.1 sind speziell für die letzte Anwendung entwickelt worden.

Ein anderer resistiver Transferkreis, bei dem die in einer Induktivität gespeicherte Energie wieder in eine Induktivität transferiert werden soll, ist als Energieversorgung zur Kompression des Plasmas in einem θ -Pinch Plasmaexperiment vorgeschlagen worden [3.7]. Den prinzipiellen Transferkreis zeigt Abb. 3.1

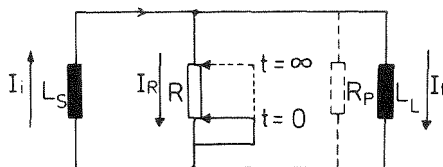


Abb. 3.1: Resistiver Energietransfer zwischen zwei Induktivitäten

Auf eine detaillierte analytische Behandlung, die in [3.8, 3.9] durchgeführt wurde, soll hier verzichtet werden, da sich die Energiebilanz des Transfers auch aus den Sätzen zur Energie- und Flußerhaltung bei entsprechenden Vereinfachungen ableiten läßt [3.10]. Setzt man voraus, daß beide Induktivitäten supraleitend sind, so lauten die Erhaltungssätze für den Anfangs- und Endzustand des Kreises (Abb. 3.1):

$$\text{Anfangszustand : } t = 0 \quad I = I_i \quad R = 0 \quad (3.4)$$

$$\begin{array}{l} \text{magnetischer} \\ \text{Fluß} \end{array} \quad \phi_i = L_S I_i \quad (3.5)$$

$$\text{Energie} \quad : \quad E_i = \frac{1}{2} L_S I_i^2 \quad (3.6)$$

$$\text{Endzustand} \quad : \quad t = \infty \quad I = I_f \quad R = \infty \quad (3.7)$$

$$\begin{array}{l} \text{magnetischer} \\ \text{Fluß} \end{array} \quad : \quad \phi_f = (L_S + L_L) I_f = L_S I_i \quad (3.8)$$

$$\text{Energie} \quad : \quad E_f = \frac{1}{2} L_S I_i^2 \left(\frac{L_S}{L_S + L_L} \right) \quad (3.9)$$

Daraus lassen sich folgende Energiebilanzen aufstellen, die hier bezogen auf die Anfangsenergie angegeben sind.

Anteil der im Schalter verbrauchten Energie:

$$\frac{E_f}{E_i} = \frac{L_L}{L_S + L_L} \quad (3.10)$$

Anteil der übertragenen Energie:

$$\frac{E_L}{E_i} = \frac{L_S L_L}{(L_S + L_L)^2} \quad (3.11)$$

Abb. 3.2 stellt die beiden Energieanteile als Funktion von

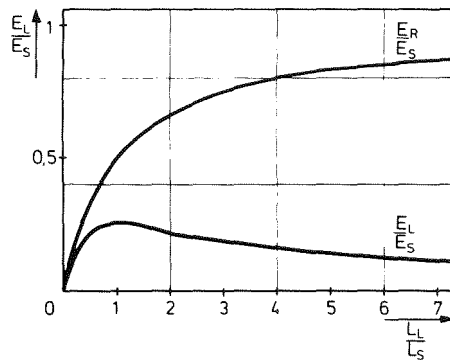


Abb. 3.2: Die Energiebilanz beim resistiven Transfer als Funktion von L_L/L_S .

L_L/L_S dar. Es werden also im günstigsten Fall für $L_L = L_S$ 25% übertragen. 50 % der Energie werden benötigt, um den Kommutierungsvorgang des Stromes aufrecht zu erhalten. 25% verbleiben in der Speicherinduktivität L_S . Diese Form des Energietransfers ist wegen ihren schlechten Übertragungsgrades sicherlich nur für einige Spezialfälle anwendbar. Von viel größerer Bedeutung ist jedoch, daß solch ein Speicherkreis erstmals voll mit supraleitenden Komponenten realisiert wurde und damit Impulse für die Entwicklung von supraleitenden Energiespeichern und Schaltern

ausgingen [3.11]. In diesem Zusammenhang sind noch einige Bemerkungen bezüglich des resistiven Supraleiterschalters notwendig. Der hohe Anteil der im Schalter vernichteten Energie kann durch einen Parallelwiderstand der sich auf Raumtemperatur befindet reduziert werden. Die Verlustenergie im Schalter berechnet sich dann zu [3.9]

$$\frac{E_R}{E_O} = \frac{A}{[1+A] (1+x)} \quad \text{mit} \quad x = \frac{R_N}{R_P}, \quad R_N = R(\infty) \quad (3.12)$$

$$\text{u. } A = L_L/L_S$$

Das hat natürlich unmittelbar eine Auswirkung auf die Größe des Supraleiterschalters. Aus der Zeitkonstanten für den Entladevorgang [3.9]

$$\tau = \frac{A}{(1+A)} \frac{L_S}{R_N} (1+x) \quad (3.13)$$

läßt sich unmittelbar, das für den Schalter notwendige Leitermaterialvolumen ausrechnen. Mit $R_N = \rho \cdot \frac{1}{q}$ u. $E_O = \frac{1}{2} L_S I_O^2$ folgt:

$$V = \frac{A}{1+A} \cdot \frac{2(1+x) \cdot E_O}{\langle \rho \rangle \langle J_O \rangle^2 \cdot \tau} \quad (3.14)$$

Hierbei sind $\langle J \rangle$ u. $\langle \rho \rangle$ die über den Leiterquerschnitt gemittelte Stromdichte und der spezifische Widerstand.

Die Beziehung (3.14) ist eine grundlegende Gleichung für die Auslegung eines resistiven Supraleiterschalters.

Der supraleitende Energiespeicher, bestehend aus supraleitender Speicherinduktivität und schnellem Supraleiterschalter, ist ein Leistungsumformer, bei dem eine kleine Ladeleistung in eine um ca. 10^6 mal größere Entladeleistung umgeformt wird. Abb. 3.3 zeigt die Arbeitsphasen eines solchen induktiven

Arbeitsphasen des supraleitenden induktiven Energiespeichers

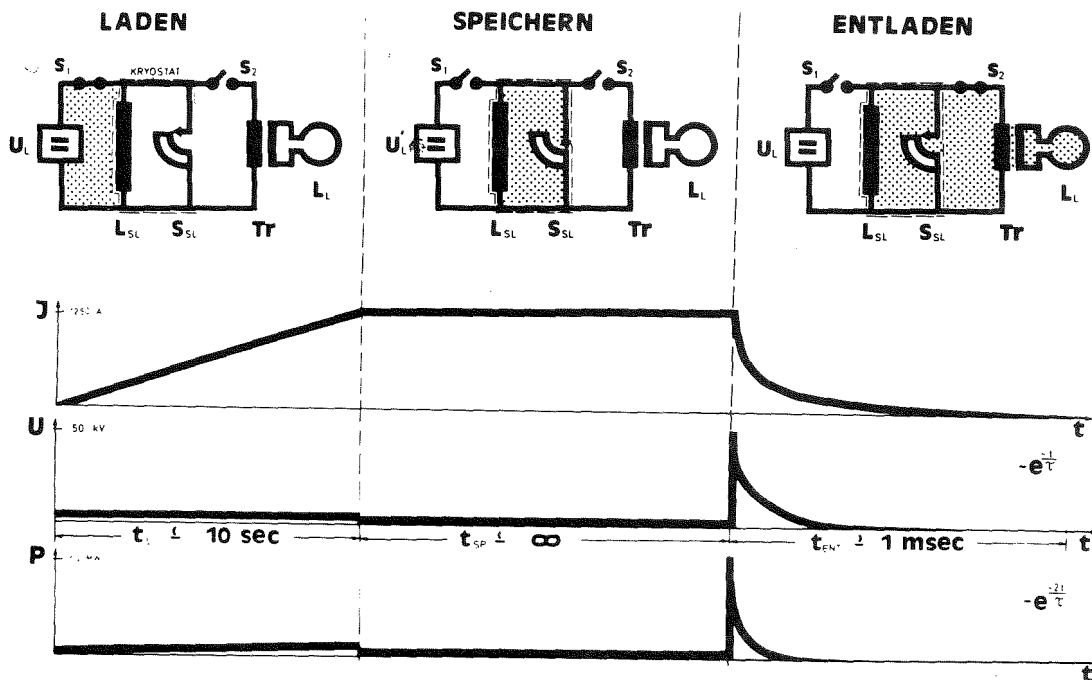


Abb. 3.3: Die eingetragenen Zahlenwerte entsprechen den Werten des durchgeführten Experimentes

Stoßgenerators. Um eine höhere Flexibilität bezüglich der verschiedensten Lastinduktivitäten zu erreichen, ist ein Anpassungstransformator vorgesehen. Der induktive Stoßgenerator erlaubt wirklichkeitsnahe Hochspannungsprüfungen von Induktivitäten und wird damit ein wichtiges Instrument bei der Entwicklung supraleitender gepulster Spulen. Die Anwendung wird in Abschnitt 8.2 diskutiert.

3.4 Der kapazitive Transfer induktiv gespeicherter Energie

Die Studien über große gepulste supraleitende Magnetsysteme für Teilchenbeschleuniger und die kontrollierte Kernfusion (vergl. Tab. 3.1) hat auch die Frage nach der Energieversorgung solcher Systeme aufgeworfen. Die im Impulsbetrieb hohen Blindleistungen von (0.3 - ~10) GVA sind mit konventionellen Methoden nicht mehr wirtschaftlich erzeugbar [3.12]. Hierfür sind supraleitende Energiespeicher mit repetierend arbeitenden Transfererelementen vorgeschlagen worden [3.13, 3.14, 3.15]. Das Grundprinzip dieser Transfererelemente ist ein modifizierter Schwingkreis (Abb. 3.4).

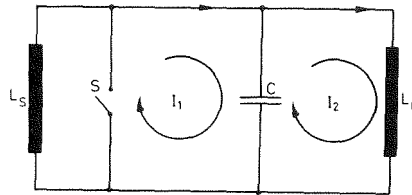


Abb. 3.4: Energietransfer mit einer Kapazität als Zwischenspeicher

Die für die Kommutierung des Stromes erforderliche Spannung wird hier durch eine Kapazität erzeugt, die gleichzeitig auch als Zwischenspeicher fungiert. Ähnlich dem resistiven Transfer läßt sich die übertragene Energie als Funktion des Verhältnisses der beiden Induktivitäten angeben [3.9]

$$\frac{E_L}{E_S} = \frac{4A}{(1 + A)^2} \quad \text{mit} \quad A = \frac{L_L}{L_S} \quad (3.15)$$

Die maximale Energie, die jeweils vom Zwischenspeicher aufgenommen werden muß beträgt

$$\frac{E_C}{E_S} = \frac{A}{1+A} \quad (3.16)$$

Beide Gleichungen veranschaulicht Abb. 3.5

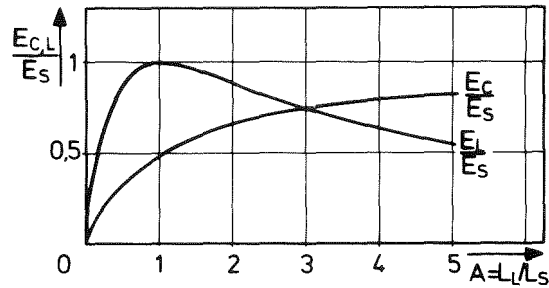


Abb. 3.5: Energiebilanz bei Energietransfer mit kapazitiver Zwischenspeicherung

Ein vollständiger Transfer der Energie läßt sich nur für $A = 1$ realisieren. Die zwischengespeicherte Energie beträgt in diesem Fall $E_s/2$. Den Verlauf der Spannung und der Ströme während des Transfers zeigt für $L_s = L_L$ (Abb. 3.6).

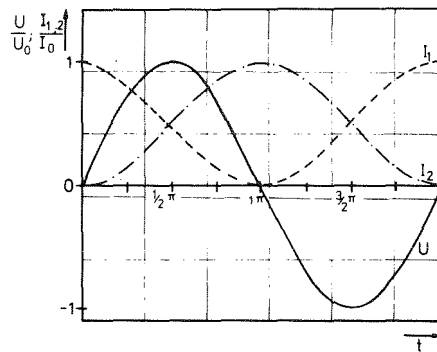


Abb. 3.6: Strom- und Spannungsverlauf beim Energietransfer mit kapazitiver Zwischenspeicherung $A = 1$

Wegen der geringen Energiedichte in Kapazitäten ($\approx 0.3 \text{ MJ/m}^3$ [1.13]) ist eine Realisierung eines kapazitiven Zwischenspeichers bei den genannten Energien unwirtschaftlich.

Ein Zwischenspeicher mit höherer Energiedichte ($\approx 10 \text{ MJ/m}^3$ [3.17]) ist die elektrische Unipolarmaschine. Sie verhält sich in einem elektrischen Netzwerk wie eine Kapazität [3.16]. Dies soll an Hand von Abb. 3.7 erläutert werden. Die Bewegungsgleichung

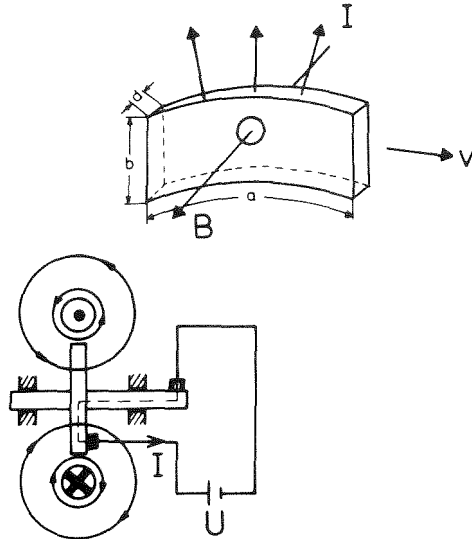


Abb. 3.7: Prinzip der Unipolarmaschine

lautet für eine Volumeneinheit der sich mit der Geschwindigkeit v bewegenden Scheibe

$$\sigma \cdot \frac{dv}{dt} = [\vec{J} \times \vec{B}] = \frac{I}{a \cdot d} \cdot B \quad (3.17)$$

wobei σ : Dichte, J : Stromdichte, B : Magnetfeld

Bei konstantem Feld und sich zeitlich änderndem Strom ergibt die Integration

$$\sigma \cdot v = \frac{B}{a \cdot d} \cdot \int Idt \quad (3.18)$$

Die Verschiebung der Fläche im Magnetfeld erzeugt eine Flußänderung, die eine Spannung induziert

$$v = \frac{d\phi}{dt} = B \cdot \frac{d}{dt} \int dF = B \cdot b \cdot \frac{da}{dt} = B \cdot b \cdot v \quad (3.19)$$

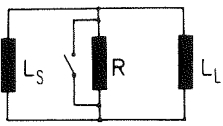
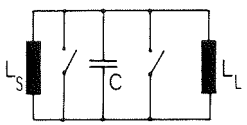
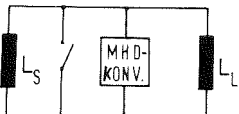
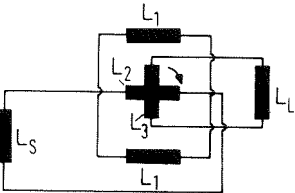
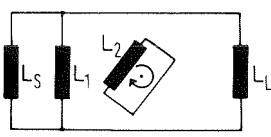
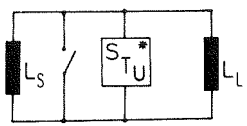
SCHALTKREISE	AKTIVES TRANSFER-ELEMENT	IDEALER WIRKUNGS-GRAD	ANDERE BEGREN-ZUNGEN
a) 	Widerstand	25 %	Leitervolumen
b) 	Kapazität Unipolarmaschine	100 %	Energie der Kapazität: ≤ 10 MJ max. Kräfte und Drehmomente
c) 	Flüssig Metall MHD-Konverter	≤ 90 %	Verlust in dem MHD-Konverter
d) 	Rotierende Induktivität (Prinzip: Motor, Generator) Gegeninduktivitäten $M_{12} \neq 0, M_{13} \neq 0, M_{23} \equiv 0$ Bei Energieübertragung von L_S nach L_L rotiert das System L_2L_3 in L_1 oder L_1 rotiert um 180° um L_2L_3	100 %	bewegte supraleitende Verbindungen; Drehmoment zur Überwindung der trägen Energie; Gute Kopplung über die Gegeninduktivitäten M_{12}, M_{13}
e) 	Gekoppelte rotierende Induktivität mit externem Drehmoment für den Energietransfer	100 %	Kräfte, Drehmomente, Gute Gegeninduktivität M_{12} zwischen den Spulen des Transfer-elementes
f) 	Stufenweise mit elektronischen Schaltkreisen Stufenweises Transfer-element	~ 90 %	Transferzeit; Zu übertragender Strom

Abb. 3.8: Zusammenstellung verschiedener Transfer-elemente (b: [3.17], c: [3.16], d: [3.13], e: [3.16], f: [3.15, 3.14]).

(3.18) in (3.19) eingesetzt, ergibt

$$V = \frac{B^2 \cdot b}{\sigma \cdot a \cdot d} \int Idt \quad (3.20)$$

Da $\int Idt$ die Ladung ist, ist der Quotient

$$C = \frac{B^2 \cdot b}{\sigma a \cdot d} \quad (3.21)$$

als Kapazität aufzufassen. Elektrische Maschinen verhalten sich also beim Anlegen einer Spannung, wie eine Kapazität. Die magnetische Energie der Spule wird in die kinetische Energie des Schwungrades umgewandelt.

$$E_S = \frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} QV = \frac{1}{2} mv^2 \quad (3.22)$$

Aufgrund dieses Sachverhalts sind von mehreren Autoren Vorschläge für Transfer Elemente gemacht worden, bei denen das kapazitive Prinzip auf die verschiedenen Arten realisiert wird (Abb. 3.8). Die Transfer Elemente a, b und f sind für Energien im kJ-Bereich bereits getestet worden. Den Transferkreis f zeigt Abb. 3.9.

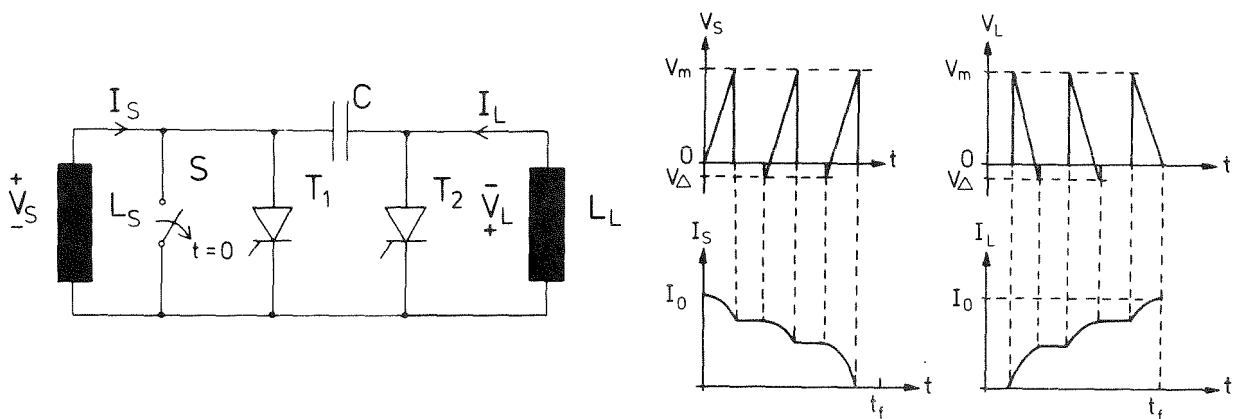


Abb. 3.9: Transferkreis mit einem kleinen Kondensator als Zwischenspeicher und zwei Thyristoren

Hier wird eine kleine Kapazität C jeweils nach Öffnen des Schalters S über den Thyristor T_2 bis zu einer maximalen Spannung V_m aufgeladen, so daß

$$\frac{1}{2} C V_m^2 = \frac{1}{2N} L_s I_o^2 \quad (3.23)$$

Der Thyristor T_1 wird jetzt gezündet, so daß L_s wieder kurz geschlossen ist. Der Thyristor T_2 sperrt, da er über den Kondensator negativ vorgespannt wird. Der Kondensator entlädt sich in L_L bis zu einer kleinen negativen Spannung V_Δ , die ein Zünden von T_2 erlaubt und T_1 sperrt. Dieser Zyklus wiederholt sich solange, bis die Energie von L_s nach L_L übertragen ist. Da der Kreis völlig symmetrisch aufgebaut ist, kann die Energie auch wieder zurück gespeichert werden. Die Transferzeit ist für $L = L_s = L_L$ gegeben (Anhang I)

$$T = \sqrt{LC} \cdot (4 \sqrt{N} - 1) \quad (3.24)$$

N ist die Anzahl der Ladeschritte.

Dieser Kreis ist an einer supraleitenden Spule von 15 kJ Energieinhalt getestet worden [3.15], mit der auch die Grundlagen für das in der Arbeit beschriebene Experiment erarbeitet wurden [1.18]. Ein ähnliches System, das jedoch mit einer mehrphasigen Thyristorschaltung arbeitet, ist von einer Gruppe der Wisconsin Universität vorgeschlagen worden [3.14].

Diese zuletzt beschriebenen Schaltungen, sind nur anwendbar, wenn die Transferzeiten im Bereich von Sekunden liegen. Dies ist bei Teilchenbeschleunigern und Fusionsreaktoren vom Tokamaktyp der Fall.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß bereits eine Anzahl von Vorschlägen vorhanden sind, die einen kapazitiven Transfer mit gutem Wirkungsgrad bei den Energien versprechen, wie sie für zukünftige Teilchenbeschleuniger oder Fusionsreaktormagnetsysteme typisch sind. Vom heutigen Standpunkt haben die Systeme die größten Erfolgsaussichten, die durch bereits vorhandene konven-

ventionelle Technik, einen Entwicklungsvorsprung haben. Hierzu gehören die elektrischen Maschinen und die Thyristorschaltungen. Dieses Resümee ist das Ergebnis einer Arbeit von P. Komarek und H. Köfler zum Problemkreis der Energieversorgung der gepulsten Spulen von gegenwärtig favorisierten Fusionsreaktortypen [3.18].

3.5 Der resistive Supraleiterschalter in einem Kreis mit einem kapazitiven Transferelement

Auch Transfersysteme mit Zwischenspeicherung benötigen zur Definition der Anfangsbedingungen einen Schalter. Jedoch entfällt die Aufgabe, zur Kommutierung des Stromes eine Spannung erzeugen zu müssen. Um einen Vergleich der Schalterverluste bei einem resistiven Transferkreis und einem Transferkreis mit Zwischenspeicherung zu ermöglichen, werden folgende Größen definiert [3.19].

- 1.) Die elektrische Leistung, für die der Schaltkreis ausgelegt ist

$$P_O = I_O U_O \quad (3.25)$$

- 2.) Die im Supraleiterschalter erzeugte Verlustleistung

$$P_R = \frac{U_O^2}{R} \quad (3.26)$$

- 3.) Aus der im System gespeicherten Energie E_O und der Leistung P_O erhält man die kürzeste Entladezeit

$$t_{\min} = \frac{E_O}{P_O} \quad (3.27)$$

Die beiden Transfersysteme sollen in allen Komponenten gleich sein und sich nur bezüglich des Parallelwiderstandes R_p und der Zwischenspeicherkapazität unterscheiden. Die im Schalter dissipierte Energie ergibt sich beim resistiven Transfer nach Gleichung (3.12)

$$\epsilon_{\text{RES}} = \left[\frac{E_R}{E_O} \right]_{\text{RES}} = \frac{1}{2(1+x)} = \frac{P_R}{2(P_R + P_O)} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{P_R}{P_O} \quad (3.28)$$

wobei $x = \frac{R_R}{R_p} \approx \frac{P_O}{P_R}$ für $x > 10$ (3.29)

Für einen Parallelschwingkreis ist die Kreisfrequenz

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{1}{2RC}\right)^2} \quad (3.30)$$

Verursacht der Widerstand des Supraleiterschalters R die Dämpfung des Kreises und gilt $L_S = L_L$ so ergibt sich

$$\omega^2 = 2\omega_S^2 - \delta^2 \quad (3.31)$$

mit

$$\delta = \frac{1}{2R \cdot C} = \frac{P_R}{2E_O} = \frac{1}{2t_{\min}} \cdot \frac{P_R}{P_O} \quad (3.32)$$

$$\omega_S = \frac{1}{\sqrt{L_S C}} = \frac{P_O^2}{2E_O^2} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot t_{\min}} \quad , \quad (3.34)$$

wenn die Energie des Zwischenspeichers $E_C = E_O/2$ ist.

Da der Schwingkreis zur Energieübertragung eine gedämpfte Schwingung ausführt, muß gelten

$$\delta^2 < 2\omega_S^2 \quad \text{oder} \quad P_R/P_O < 2 \quad (3.35)$$

Die Berechnung der Verlustenergie im Schalter ergibt für eine Entladung den Ausdruck

$$\frac{E_R}{E_O} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{\pi}{\sqrt{1 - \frac{1}{4} \left(\frac{P_R}{P_O}\right)^2}} \cdot \left(\frac{P_R}{P_O}\right) \right] \right\} \quad (3.36)$$

Unter der Voraussetzung, daß analog wie beim resistiven Transfer gilt $(P_R/P_O) < 0.1$ erhält man aus (3.36) die Näherung

$$\epsilon_{\text{OSC}} = \left[\frac{E_R}{E_O} \right]_{\text{OSC}} = \frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{P_R}{P_O}\right) \quad (3.37)$$

Da die Verluste im Schalter dem Volumen des Schalters proportional sind

$$P_R = \rho \langle J_O \rangle^2 V , \quad (3.38)$$

ergibt sich aus (3.28) u. (3.29) die Beziehung

$$\frac{\epsilon_{RES}}{\epsilon_{OSC}} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{V_{RES}}{V_{OSC}} \quad (3.39)$$

Die Leistungsdichte $\rho \cdot \langle J_O \rangle^2$ ist für beide Schalter eine Konstante. Sind die Volumina beider Schalter gleich, so liefert (3.39)

$$\epsilon_{OSC} = \pi \cdot \epsilon_{RES} \quad (3.40)$$

Die Transferzeit berechnet sich nach (3.31).

Aus

$$\omega^2 \approx 2\omega_s^2$$

$$\frac{T}{2} = \pi \cdot t_{min} \quad (3.41)$$

Im resistiven Transferkreis hat der Strom nach etwa 3τ seinen Endwert bis auf 5 % erreicht, so daß

$$t_{RES} = 3\tau = 3 \frac{L_S}{2R} = 3 t_{min} \left(1 + \frac{P_R}{P_O}\right) \approx 3.1 t_{min} , \quad (3.42)$$

$$\text{wenn } \frac{P_R}{P_O} < 0.1$$

Beide Kreise sind also auch bezüglich ihrer Transferzeiten vergleichbar.

Die Verlustenergie ist beim Transfer mit Zwischenspeicherung um den Faktor π größer als bei einem resistiven Transferkreis mit Supraleiterschalter und Parallelwiderstand $x=R/R_p=10$. Die Ursache hierfür sind die verschiedenen Zeitfunktionen, mit denen der Strom sich während des Transfers ändert. Die Stromabnahme verläuft beim resistiven Transfer nach einer Exponentialfunktion und beim Transfer mit Zwischenspeicherung nach einer trigonometrischen Funktion.

Beim resistiven Transfer erscheint die maximale Verlustleistung im supraleitenden Schalter sofort beim Beginn des Transfers, da die notwendige Kommutierungsspannung aufgebaut werden muß. Der Transfer mittels Zwischenspeicherung erreicht seine maximale Verlustleistung im Schalter bei der halben Transferzeit.

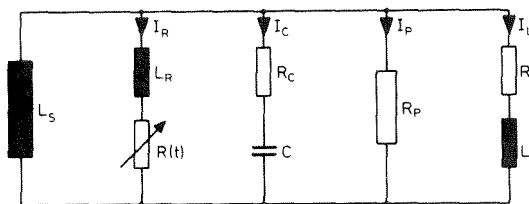


Abb. 3.10: Netzwerk zur Berechnung der Ströme und Spannungen für den Energietransfer zwischen zwei Induktivitäten.

3.6 Die theoretische Behandlung des Schaltvorgangs

Der typische Schaltvorgang eines Supraleiterschalters ist der, wie er beim resistiven Transfer auftritt. Für die Analyse des Schaltvorgangs muß die Anstiegsflanke des Leistungspulses untersucht werden. Die mathematische Beschreibung des Vorgangs läßt sich auf zwei verschiedenen Wegen ausführen. Die Theorie der elektrischen Netzwerke liefert ein System von Differentialgleichungen, welche auf einem Digitalrechner numerisch gelöst werden kann [3.20]. Der gesamte Entladevorgang kann damit vollständig beschrieben werden. Für den speziellen Fall des in Abb. 3.10 dargestellten Kreises, der prinzipiell einen elektrischen Oszillator darstellt, läßt sich über die Berücksichtigung der zeitlich sich ändernden Dämpfung eine Lösung gewinnen [3.21]. Den Gegebenheiten des Experiments entsprechend können $R_C = R_L = 0$ gesetzt werden. Die Induktivität des Schalters L_R wird zunächst vernachlässigt. Jedoch muß ihr Einfluß noch diskutiert werden. Der zeitliche Ablauf einer Entladung läßt sich in drei Zeitabschnitte unterteilen:

1.) Energiespeicher im Dauerstrombetrieb

$$t \leq 0, U=0, I_S(0)=I_R(0) = I_O, I_P(0)=I_C(0) = I_L(0)=0 \quad (3.43)$$

2.) Anstiegsflanke des Entladepulses.

$$t < t \leq t_N. \text{ In diesem Zeitintervall ändert sich der Widerstand des Supraleiterschalters von } 0 \text{ auf } R_N. \quad (3.44)$$

3.) Rückenflanke des Entladepulses.

$$\text{Der Schalterwiderstand hat den konstanten Wert } R_N. \quad (3.45)$$

Für die Anstiegsflanke des Entladepulses läßt sich den Kirchhoffschen Gesetzen und der Erhaltung des magnetischen Flusses die folgende Differentialgleichung herleiten (vergl. Anhang II).

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \frac{1}{R_p \cdot C} \cdot \frac{dU}{dt} + \omega_o^2 U + \frac{1}{C} \cdot \frac{d}{dt} \left[\frac{U(t)}{R(t)} \right] = 0 \quad (3.46)$$

$$\text{mit } \omega_o^2 = \frac{1}{C} \left(\frac{1}{L_S} + \frac{1}{L_L} \right) = \frac{1}{LC}$$

Die einzelnen Zweigströme berechnen sich dann wie folgt

$$I_R(t) = \frac{U(t)}{R(t)} ; \quad I_P(t) = \frac{U(t)}{R_P} ; \quad I_C(t) = C \cdot \frac{dU}{dt} \quad (3.47)$$

$$I_L(t) = \frac{1}{L_L} \cdot \int_0^t U(t) dt ; \quad I_S(t) = I_O - \frac{L_L}{L_S} \cdot I_L(t)$$

Führt man die Differentiation im letzten Glied der Gleichung (3.46) aus, so ergibt sich

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \left[\frac{1}{R_P \cdot C} + \frac{1}{R(t)C} \right] \cdot \frac{dU}{dt} + \left[\omega_o^2 + \frac{1}{C} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{R(t)} \right) \right] \cdot U(t) = 0 \quad (3.48)$$

Dies ist die bekannte Gleichung des gedämpften Oszillators, bei dem sowohl die Dämpfung als auch die Eigenfrequenz durch den zeitabhängigen Widerstandsanstieg beeinflusst wird. Für die Differentialgleichung wird ein Lösungsansatz der Form

$$U(t) = \exp \{-\delta t\} \cdot f(t) ; \quad \delta = \frac{1}{2R_P C} \cdot [1 + \sqrt{1-4\beta}] ; \quad \beta = (\omega_o R_P C)^2 \quad (3.49)$$

gemacht.

Man erhält eine Differentialgleichung für $f(t)$

$$\frac{d^2f}{dt^2} + \left[-\frac{\sqrt{1-4\beta}}{R_P \cdot C} + \frac{1}{C \cdot R(t)} \right] \cdot \frac{df}{dt} + \left[-\frac{\delta}{C \cdot R(t)} + \frac{1}{C} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{R(t)} \right) \right] \cdot f(t) = 0 \quad (3.50)$$

Für diese Gleichung müssen die Lösungen analog der Schwingungsgleichung für verschiedene β diskutiert werden. $\beta \geq 1/4$ liefert eine gedämpfte Schwingung und den aperiodischen Grenzfall. Hier soll nur die Lösung für die aperiodische Bewegung diskutiert werden. Für einen linearen Widerstandsanstieg

$$R(t) = \alpha t \text{ im Zeitintervall } 0 \leq t \leq t_N \quad (3.51)$$

kann die obige Differentialgleichung durch geeignete Transformationen in eine Kummersche Differentialgleichung überführt werden.

Mit der Anfangsbedingung, daß für $t = 0$ $U = 0$, ergibt sich dann die Lösung

$$U(t) = \frac{c_{01} \cdot t}{R_p \cdot I_o} \cdot e^{-\delta t} \cdot M(a, b; \sqrt{1-4\beta'} \cdot \frac{t}{R_p C} \quad (3.52)$$

Dabei ist:

$$M(a, b; z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(a)_k \cdot z^k}{(b)_k \cdot k!} \quad \begin{aligned} (a)_0 &= 1 \\ (a)_k &= a(a+1) \cdot (a+2) \dots (a+k-1) \end{aligned} \quad (3.53)$$

$M(a, b; z)$ heißt Kummersche Funktion. Dabei sind

$$b = 2 + \frac{1}{\alpha C}; \quad a = \frac{b}{2} + \frac{\frac{b}{2} - 1}{\sqrt{1-4\beta'}} \quad (3.54)$$

$c_{01} = I_o / [C(b-1)]$ ist eine Integrationskonstante. Die Ströme berechnen sich dann nach den Gleichungen (3.47). Bei der angenommenen linearen Näherung für den Widerstandsanstieg muß berücksichtigt werden, daß bei $t = 0$ u. $t = t_N$ Unstetigkeiten auftreten.

Während der Anstiegsflanke ist die normierte Leistung und Energie

$$p(t) = \frac{I(t) \cdot U(t)}{R_p I_o^2} = i(t) \cdot u(t) \quad (3.55)$$

$$\varepsilon(t) = \frac{\int_0^t I(t) \cdot U(t) dt}{\frac{1}{2} L_s \cdot I_o^2} = \frac{2R_p}{L_s} \int_0^t i(t) \cdot u(t) dt \quad (3.56)$$

Die Rückenflanke des Entladepulses ergibt sich für Zeiten $t > t_N$.

Jetzt gilt $R(t) = R_N$ und man erhält die bekannte Schwingungsgleichung.

$$\frac{d^2 U}{dt^2} + \frac{1}{C} \left[\frac{1}{R_P} + \frac{1}{R_N} \right] \cdot \frac{dU}{dt} + \omega_0^2 U(t) = 0 \quad (3.57)$$

Die Lösung ist bekannt und ergibt sich mit

$$p_{1,2} = - \frac{1}{2R_P C} \left(1 + \frac{R_P}{R_N} \right) \cdot \left\{ 1 \mp \sqrt{1 - \left(\frac{2R_N}{R_N + R_P} \right)^2 \cdot \beta} \right\} \quad (3.58)$$

zu

$$U(t) = A \cdot e^{p_1 t} + B \cdot e^{p_2 t} \quad (3.59)$$

Hier interessiert nur die aperiodische Lösung, d.h.

$$\beta < \frac{1}{4} \left(1 + \frac{R_P}{R_N} \right)^2 \quad (3.60)$$

Führt man zur Vereinfachung der numerischen Rechnung eine Normierung auf $R_P I_0$ durch, so erhält man mit Umbenennung der Integrationskonstanten A und B dann

$$U(t) = \frac{U(t)}{R_P I_0} = A_1 e^{p_1 t} + B_1 e^{p_2 t} \quad (3.61)$$

Mit den Anfangsbedingungen

$$U(t_N) = U_N \quad \text{u.} \quad \left. \frac{dU}{dt} \right|_{t=0} = \dot{U}_N \quad (3.62)$$

folgt

$$A_1 = \frac{\dot{U}_N - p_2 U_N}{p_1 - p_2} e^{-p_1 t_N}; \quad B_1 = \frac{p_1 U_N - \dot{U}_N}{p_1 - p_2} \cdot e^{-p_2 t_N} \quad (3.63)$$

Die beiden Größen U_N u. \dot{U}_N lassen sich direkt aus Gleichung (3.52) bestimmen

$$U_N = \frac{c_{01} \cdot t_N}{R_p \cdot I_0} \cdot e^{-\delta t_N} \cdot M(a, b; \sqrt{1-4\beta} \cdot \frac{t_N}{R_p \cdot C}) \quad (3.64)$$

$$\begin{aligned} \dot{U}_N &= \frac{c_{01}}{R_p \cdot I_0} \cdot e^{-\delta t_N} \left[(1-t_N) \cdot M(a, b; \sqrt{1-4\beta} \cdot \frac{t_N}{R_p \cdot C}) \right. \\ &+ \left. \frac{\sqrt{1-4\beta}}{R_p \cdot C} \cdot t_N \cdot \frac{a}{b} \cdot M(a+1, b+1; \sqrt{1-4\beta} \cdot \frac{t_N}{R_p \cdot C}) \right] \end{aligned} \quad (3.65)$$

Die normierten Ströme lassen sich mit dieser Lösung wie folgt angeben:

$$i_R(t) = \frac{I_R(t)}{I_0} = \frac{R_p}{R_N} \cdot u(t) \quad (3.66)$$

$$i_p(t) = \frac{I_p(t)}{I_0} = u(t) \quad (3.67)$$

$$i_c(t) = R_p C \cdot [A_1 p_1 e^{p_1 t} + B_1 p_2 e^{p_2 t}] \quad (3.68)$$

$$i_L(t) = \frac{R_p}{L_L} \left[\frac{A_1}{p_1} (e^{p_1 t} - 1) + \frac{B_1}{p_2} (e^{p_2 t} - 1) \right] \quad (3.69)$$

Zwischen dem Strom durch die Speicherinduktivität und dem Laststrom gilt für jede Zeit die Beziehung:

$$i_s(t) = 1 - \frac{L_L}{L_S} \cdot i_L(t) \quad (3.70)$$

Aus den Strömen läßt sich dann die Leistung in dem jeweiligen Stromkreis bestimmen und durch Integration über die Zeit die Energie. Als Normierungsgröße für die Leistung wird $P_p = R_p I_0^2$ und für die Energie $E_{s0} = \frac{1}{2} L_S I_0^2$ gewählt.

Dann hat man

$$P_N = \frac{P_v(t)}{P_p} = \frac{I_v(t)}{I_o} \cdot \frac{U(t)}{R_p I_o} = i_v(t) \cdot u(t) \quad (3.71)$$

$$\epsilon_{Nv} = \frac{E_v(t)}{E_{so}} = \frac{2R_p}{L_s} \int_0^t i_v(t) \cdot u(t) dt \quad (3.72)$$

wobei $v = R, P, C, L, S$ ist.

Mit den abgeleiteten Gleichungen wird der Schaltvorgang sowie das Abklingen der Ströme nach dem Schaltvorgang beschrieben.

Um einen Einblick über die Auswirkung verschiedener Parameter auf die Anstiegsflanke zu bekommen, wurden mit Hilfe der erhaltenen Lösungen numerische Rechnungen ausgeführt. Die numerischen Werte der Widerstände, Induktivitäten und der Kapazität entsprechen den im Experiment benutzten Werten. Es zeigt sich, daß die Steilheit der Anstiegsflanke vom Widerstand R_p abhängig ist (Abb. 3.11).

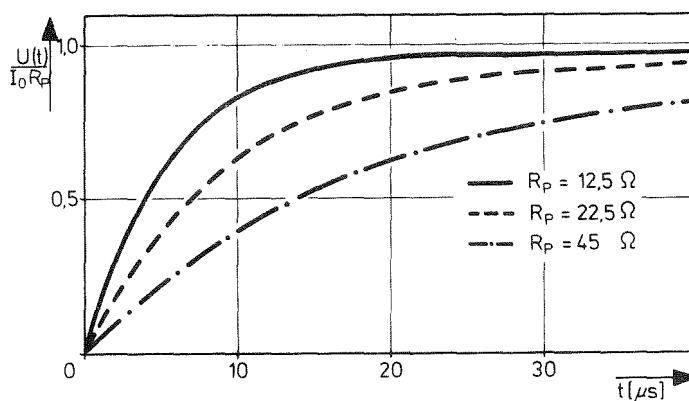


Abb. 3.11: Der Einfluß des Widerstandes R_p auf die Anstiegsflanke des Pulses. Werte^P: $t_N = 10 \mu\text{sec}$, $R_N = 450 \Omega$, $L_S = 0.239 \text{ H}$, $L_L = \infty$, $C = 0.416 \mu\text{F}$

Eine andere Eigenschaft läßt sich bereits aus Gleichung (3.54) ablesen. Setzt man die numerischen Werte ein, so folgt

$$\frac{1}{\alpha C} = 5 \cdot 3 \cdot 10^{-2} \ll 2$$

Bleibt die Änderung der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit in der gleichen Größenordnung, so wird die Steilheit der Anstiegsflanke im wesentlichen durch den Kondensator bestimmt. Dies konnte auch durch numerische Rechnungen bestätigt werden (Abb. 3.12).

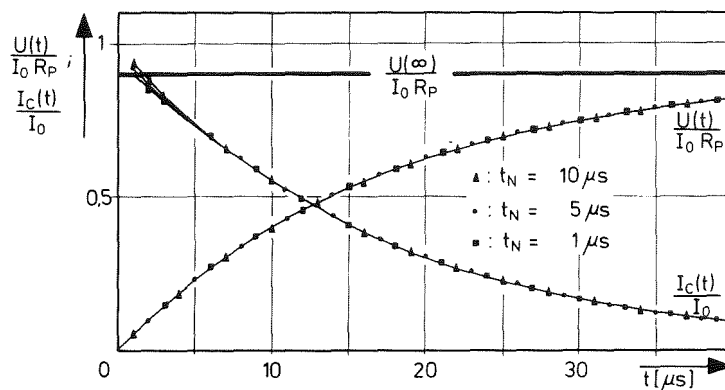


Abb. 3.12: Einfluß der Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit auf die Anstiegsflanke.

Werte: $R_N = 450 \Omega$, $L_S = 0,239 \text{ H}$, $L_L = \infty$,
 $C = 0,416 \mu\text{F}$.

3.7 Die Eigeninduktivität der Schalterwicklung

Im Abschnitt 1.6 mußte die Schalterinduktivität vernachlässigt werden, da sonst die Differentialgleichung nicht mehr analytisch lösbar gewesen wäre. Im folgenden soll der Einfluß der Induktivität diskutiert werden [3.22]. Zur Vereinfachung wird angenommen, daß im Schaltkreis (Abb. 3.10) $L_L = \infty$, $R_L = \infty$, $R_C = \infty$ und $C=0$. Ist die Zeitkonstante $\tau = L_R/R_p$ groß gegen die Schaltzeit des Supraleiterschalters, so kann auch die Speicherinduktivität vernachlässigt werden. Es fließt ein konstanter Strom $I = I_R = I_p$ durch R_p und L_R . Die Differentialgleichung für diesen Kreis lautet

$$\frac{dI}{dt} + \frac{1}{\tau} \cdot \left(1 + \frac{R(t)}{R_p}\right) \cdot I = 0 \quad (3.73)$$

Wird nun der Schalter normalleitend, wobei der Widerstandsanstieg nach der Funktion $R = \alpha t$ verläuft, so ergeben sich mit den Anfangsbedingungen $t = 0$, $I = I_0$ aus Gleichung (3.63) die Spannungen über Widerstand und Induktivität zu

$$U_R = U_0 \cdot \kappa \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right) \cdot \exp \left\{ -\frac{t}{\tau} \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \kappa \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)\right] \right\} \quad (3.74)$$

$$U_L = L \cdot \frac{dI}{dt} = -U_0 \left[1 + \left(\frac{t}{\tau}\right)\right] \exp \left\{ -\frac{t}{\tau} \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \kappa \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)\right] \right\} \quad (3.75)$$

mit $\kappa = R(\tau)/R_p$, $R(\tau) = \alpha\tau$ und $U_0 = I_0 \cdot R_p$

In Abb. 3.13 sind die Spannungen U_L und U_R dargestellt.

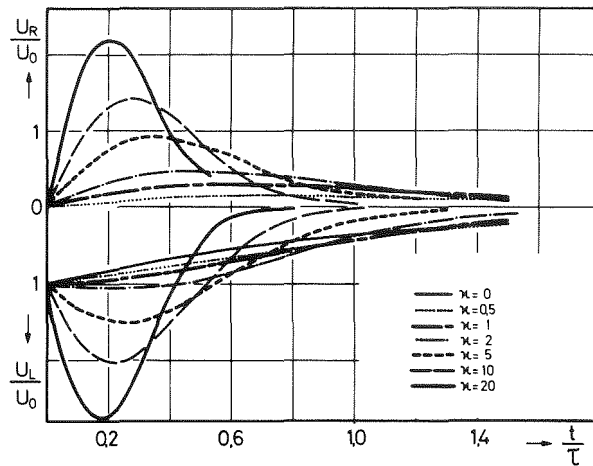


Abb. 3.13: Zeitlicher Verlauf der Spannungen über Widerstand u. Induktivität

Wird der Supraleiterschalter nur teilweise normalleitend, so muß aufgrund der Eigeninduktivität und der hohen Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit mit erheblichen Spannungsspitzen in der Schalterwicklung gerechnet werden.

In Abb. 3.14 wird der zeitliche Verlauf einer nach Gleichung

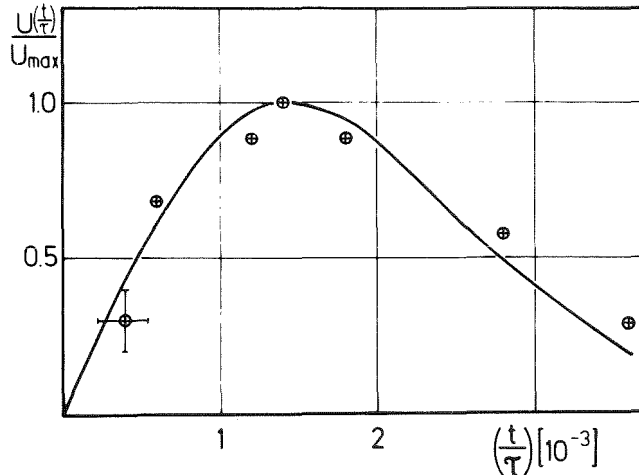


Abb. 3.14: Vergleich des Verlaufs einer nach Gleichung (3.64) berechneten Spannungsspitze mit Meßwerten

(3.63) berechneten Spannungsspitze mit Meßwerten verglichen. Die gute Übereinstimmung bestätigt die benutzte mathematische Beschreibung des Vorgangs.

Zum Abschluß des Abschnitts soll noch darauf hingewiesen werden, daß sich aus dem Spannungsmaximum die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit α bestimmen läßt. Für das Auftreten der Spannungsmaxima lassen sich folgende Zeiten berechnen

$$\text{Ohmscher Anteil:} \quad \left(\frac{t}{\tau}\right)_{\max} = \frac{\sqrt{1+4\kappa}-1}{2\kappa} \quad (3.76)$$

$$\text{Induktiver Anteil:} \quad \left(\frac{t}{\tau}\right)_{\max} = \frac{\sqrt{\kappa-1}}{\kappa} \quad (3.77)$$

Wird $(t/\tau)_{\max}$ gemessen, so errechnet sich κ zu

$$\kappa = \frac{1 - (t/\tau)_{\max}}{(t/\tau)_{\max}^2} \quad (3.78)$$

woraus dann unmittelbar der Widerstandsanstieg bestimmt werden kann.

4. Die Auslegung eines resistiven Supraleiterschalters Kriterien und Randbedingungen

Die vorangehenden Kapitel haben den resistiven Supraleiterschalter als einen zeitlich sich ändernden Widerstand im elektrischen Netzwerk betrachtet. In dem folgenden Kapitel sollen die Grundlagen diskutiert werden, die für die Realisierung des Supraleiterschalters notwendig sind. Hierzu zählen die Materialeigenschaften mit ihren Randbedingungen und die Verfahren zur Auslösung des Supraleiterschalters.

4.1 Das Leitervolumen des Supraleiterschalters und das Enthalpiekriterium

Den Schlüssel zur Bemessung des erforderlichen Supraleitermaterials bildet die in Abschnitt 3.3 abgeleitete Formel Gleichung (3.14) für das notwendige Leitervolumen

$$V = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{2(1+x) \cdot E_0}{\rho \langle J \rangle^2 \cdot \tau} \quad (4.1)$$

$A = L_L/L_S$; $X = R/R_p$, E_0 : gespeicherte Energie,
 ρ : spez. Widerstand, $\langle J \rangle$: mittlere Stromdichte; τ : Zeitkonstante.

Die Gleichung drückt aus, daß der Supraleiterschalter ein aktives Element im elektrischen Netzwerk ist, der dessen Zeitverhalten mit bestimmt.

Nach Gleichung (3.12) Abschnitt 3.3 muß jedoch auch berücksichtigt werden, daß während der Entladung im Schalter Energie dissipiert wird. Die Menge an Leitermaterial muß so bemessen sein, daß dessen Enthalpie das Erreichen unzulässiger Temperaturen (Zerstörung des Strukturmaterials oder Ausheilung von Pinningzentren) mit Sicherheit verhindert. Quantitativ formuliert lautet diese Bedingung

$$\int_0^{\infty} \rho \cdot J_R^2 dt = \frac{J_0^2}{(1+x)^2 \rho} \cdot \frac{\tau}{2} \leq \int_{4.2}^{T_f} \sigma \cdot C(T) dT \quad (4.2)$$

Die Zeitkonstante τ ist für beliebige Verhältnisse zwischen supraleitenden Last- und Speicherinduktivitäten gegeben durch Gleichung (3.13). T_f ist die maximal noch zulässige Endtemperatur bei adiabatischen Bedingungen. Gleichung (4.2) ist das in Abschnitt (3.2) eingeführte Grenzlasterintegral für das Material des Supraleiterschalters. Hier speziell unter Berücksichtigung des exponentiellen Abklingens des Stromes.

Das Vorgehen bei der Festlegung des Leitervolumens eines Supraleiterschalters läßt sich am einfachsten mit Hilfe eines Flußdiagramms veranschaulichen (Abb. 4.1).

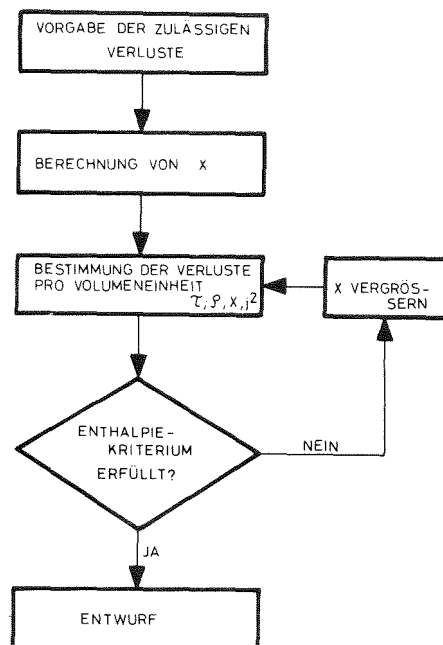


Abb. 4.1: Flußdiagramm für das Vorgehen zur Bestimmung des Leitervolumens des Supraleiterschalters.

Berücksichtigt man in Gleichung (4.2) auch das Strukturmaterial des Supraleiterschalters, so muß die Wärmediffusionsgleichung mit temperaturabhängiger Diffusivität und entsprechenden Randbedingungen numerisch gelöst werden. Rechnungen, die bei etwa vergleichbaren Leistungsdichten für eine unendlich ausgedehnte Schichtung aus Niob-(0.05 mm) und Teflonfolien (0.2 mm) durchgeführt wurden, zeigen in guter Näherung adiabatische Bedingungen bis zu Entladezeiten von einigen msec [3.1]. Die thermische

Diffusität bzw. die Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme wurden durch geschlossene empirische Funktionen approximiert.

Für Entladezeitkonstanten im Bereich von mehreren Sekunden kann die Verlustenergie mit anderen Hilfsmitteln im Schalter reduziert werden. Durch Serienschaltung mit einem mechanischen Schalter läßt sich der reduzierte Strom im supraleitenden Schalter vollständig unterbrechen. Eine andere Möglichkeit besteht in der Kühlung des Schalters durch kaltes Heliumgas, was z.B. bei der Notabschaltung des Magneten freigesetzt wird. Beide Fälle sollen in einem konkreten Beispiel diskutiert werden. Zur Vereinfachung wird auch für diese Zeiten angenommen, daß das Leitermaterial die Verluste zunächst rein adiabatisch absorbiert. Es werden die gleichen Spezifikationen gewählt, die in Kapitel 2 für die Vergleiche von verschiedenen konventionellen Schaltern benutzt wurden.

	keine weiteren Hilfsmittel	mechan. Schalter unterbricht red. Strom nach 50 ms bzw. 5 msec	größeres Volumen
E [MJ]	10	10	10
I [kA]	10	10	10
τ [sec]	0,36	0,36	0,36
x [1]	10	10	100
$\rho \langle J \rangle^2$ [TW/m ³]	1	1	1
V [10 ⁻³ m ³]	0,61	0,61	5,6
E_R/V [GJ·m ⁻³]	3,0	0,72 bzw. 0.08	0,035

Tab. 4.1: Möglichkeiten zur Reduzierung der Schalterverluste

Die maximal zulässigen Energiedichten in Schaltermaterial (Supraleiter einschließlich Matrix) sind bei Erwärmung

$$\text{bis } 100 \text{ K: } \sigma \cdot \int_{4,2 \text{ K}}^{100 \text{ K}} C(T) dT \approx 0,091 \text{ GJ/m}^3$$

$$\text{bis } 300 \text{ K: } \sigma \cdot \int_{4,2 \text{ K}}^{300 \text{ K}} C(T) dT \approx 0,7 \text{ GJ/m}^3$$

(Bemerkung: Für die Legierung NbTi existieren nur gemessene Enthalpiewerte bis 10 K [4.1]. Für die CuNi wurde die Enthalpie von Kupfer genommen [4.2]. Die oben angegebenen Werte dürften nach einer Abschätzung etwa 20 % zu hoch liegen; vergl. auch Abschnitt 4.2). Danach liefern nur die Spalten 2 und 3 von Tab. 4.1 brauchbare Lösungen.

Für die Kühlung des Schalters durch die Abgase des supraleitenden Magnetsystems liefert die Enthalpie des ca. 15 K kalten Heliumgases bei Gaserwärmung bis 100 K nur 0.2 % (bzw. 0.6 % bis 300 K) der gespeicherten Energie. Ursache hierfür ist, daß große Magnetsysteme nur ein geringes Heliumvolumen im Verhältnis zur gespeicherten Energie enthalten (bei diesem System $83 \text{ MJ/m}^3 \text{ LHe}$ [4.3]).

Bei den heute üblichen Konstruktionsprinzipien in der Magnet-technologie liegt die zulässige Temperaturerhöhung bei ca. 100 K. Die Abschätzungen haben gezeigt, daß die Verluste bei schnellen Entladungen ($\tau \approx 1 \text{ msec}$) nur von der Enthalpie des Leitermaterials aufgenommen werden können. Bei Entladezeitkonstanten im Sekundenbereich steht auch das den Leiter umgebende Strukturmaterial zur Verfügung. Eine Reduzierung der Verluste ist durch Vergrößerung des Verhältnisses x und bei

Entladungen im Sekundenbereich auch durch einen in Serie geschalteten mechanischen Schalter zu erreichen. Da jedoch einer Vergrößerung des Schalters aufgrund der Kosten und Handhabung Grenzen gesetzt sind, müssen technische Supraleiter mit möglichst hoher Enthalpie und Leistungsdichte verwendet werden. Dies wird in den folgenden Abschnitten diskutiert.

4.2 Die Enthalpie

Die Enthalpie ist definiert als die Wärmeenergie die ein Stoff bei konstantem Druck bei einer Erhöhung seiner Temperatur um ΔT aufnehmen kann

$$H = \int_{T_i}^{T_F} C_p(T) dT \quad (4.3)$$

Enthalpie von Elementen und Stoffen: Sie ist für die wichtigsten Elemente und Stoffe die in der Kryotechnik verwendet werden, in dem Tabellenwerk von V.J. Johnson [4.2] angegeben. In Tabelle 4.2 sind die Enthalpien von Materialien für drei verschiedene Temperaturen zusammengestellt, die rein oder in Form von Legierungen in technischen Supraleitern enthalten sind. Die Enthalpie ist hier auf die Volumeneinheit bezogen. Zum Vergleich ist am Schluß der Tabelle die Enthalpie einiger Schwermetalle hinzugefügt.

Metall	10 K \bar{H} [MJ/m ³]	100 K \bar{H} [MJ/m ³]	300 K \bar{H} [MJ/m ³]
Cu	0,021	94,5	710
Ni	0,063	76,5	733
Nb	0,063	82,3	506
Ti	0,022	52,0	463
Cr	0,012	40,8	546,0
Be	0,003	8,4	415
Mg	0,010	45,8	358
Mn	-	76,3	677
Al	0,013	47,8	459
Sn	0,138	81,5	390
Pb	0,384	96,0	377
Hg	1,200	115	634
Pt	0,078	109	639

Tabelle 4.2: Auf die Volumeneinheit bezogene Enthalpien von Metallen nach [4.2].

Enthalpie von Legierungen: In den meisten Fällen sind die technischen Supraleiter und auch Matrixmaterialien Legierungen.

Die Legierung CuNi und NbTi ist eine Mischkristallegierung. Die jeweilig zu legierende Komponente wird in das Kristallgitter eingebaut. Voraussetzung hierfür ist, chemische Ähnlichkeit, nahezu gleiche Gitterkonstante (Cu: 3,61 Å, Ni: 3,52 Å) und gleiches Kristallgitter (kubisch flächenzentriert) [4.13]. Bei NbTi haben die einzelnen Komponenten unterschiedliche Gitter, Nb (kub.-rz.) u. Ti (hexagonal). Erst oberhalb von 885°C wandelt sich Titan in eine kub.-rz. Phase um, die die gestellten Anforderungen erfüllt.

Die spezifische Wärme setzt sich aus zwei Anteilen zusammen

$$C = C_L + C_e \quad (4.4)$$

C_L : Anteil des Gitters u. C_e : Anteil der Elektronen.

Weit unterhalb der Debye-Temperatur ($\sim 0.1 \cdot \theta$) und der Fermi-Temperatur ($\sim 5 \cdot 10^4 K$) läßt sich die spezifische Wärme der Metalle durch die Funktion

$$C_p = \gamma T + b T^3 \quad (4.5)$$

darstellen. Hierbei sind γ und b Konstanten. Die Enthalpie folgt durch Integration der spezifischen Wärme

$$H = \int_{T_i}^{T_f} C_p dT = \frac{1}{2} \gamma T^2 + \frac{1}{4} b T^4 \quad (4.6)$$

Für die Kupfer-Nickel-Legierung sind die Konstanten γ u. b gemessen worden (Tab. 4.3).

Metall	Atom-Proz. Ni	γ [J/kgr.K ²]	b [J/kgr.K ²]	Mol-Gew. [10 ⁻³ kgr/mol]	θ [K]
Ni -	-	1.24.10 ⁻¹	4.70.10 ⁻⁴	58.7	413
Cu(20)Ni(80)	81.61	1.11.10 ⁻¹	5.69.10 ⁻⁴	59.6	386
Cu(40)Ni(60)	61.97	1.05.10 ⁻¹	6.72.10 ⁻⁴	60.6	363
Cu(60)Ni(40)	42.07	1.13.10 ⁻¹	5.58.10 ⁻⁴	61.6	384
Cu(80)Ni(20)	21.58	3.05.10 ⁻²	8.20.10 ⁻⁴	62.6	335
Cu -	-	1.17.10 ⁻²	8.49.10 ⁻⁴	63.8	330

Tabelle 4.3: Koeffizienten der spezifischen Wärme für Kupfer-Nickellegierungen nach [4.4] gemessen zwischen 1 K - 20 K. θ ist die Debye-Temperatur.

Mit den in Tabelle 4.3 aufgeführten Konstanten läßt sich die Enthalpie bis zu einer Temperatur von 20 K nach Gleichung (4.6) berechnen.

Legierung	$1/2 \gamma T^2$ [J/kgr]	$1/4 b T^4$ [J/kgr]	berechnet H(20K) [J/kgr]	gemessen H(20K) [J/kgr]
Ni	24.8	18.8	43.6	41 [4.2]
Cu(20)Ni(80)	22.2	22.8	45.0	-
Cu(40)Ni(60)	21.0	26.9	47.9	-
Cu(60)Ni(40)	22.6	22.3	44.9	-
Cu(80)Ni(20)	6.1	32.8	38.9	-
Cu	2.3	33.9	34	36 [4.2]

Tabelle 4.4: Berechnete Enthalpie für verschiedene CuNi-Legierungen. Die Enthalpie ist hier in der gebräuchlichen Einheit [J/kgr] angegeben, da die Dichte der Legierungen nicht bekannt war.

Die erhaltenen Werte zeigen eine deutliche Abweichung von der noch abzuleitenden linearen Mischformel (4.7), so daß ihre Anwendung auf höhere Temperaturbereiche nicht sinnvoll ist. Für die Legierungen CuNi und NbTi konnten in der zugänglichen Literatur keine kontinuierlichen Messungen der spezifischen Wärme bis 300 K gefunden werden.

Für die supraleitende Legierung NbTi(50) liegen Messungen der Enthalpie bis 10 K vor [4.1]. Der gerade beim Entwurf von Supraleiterschaltern interessierende Bereich bis etwa 100 K (eventuell 300 K) ist noch nicht gemessen und es gibt auch keine befriedigende Theorie [4.5].

Enthalpie von heterogenen Stoffen: Bei heterogenen Stoffen, wie z.B. Multifilamentdraht oder einer Spule, ändern die einzelnen Komponenten bei der Zusammensetzung nicht ihre physikalische Struktur. Die Gesamtenthalpie setzt sich in diesem Fall aus den Enthalpien der Komponenten zusammen. Daraus läßt sich dann für die Enthalpie des Komposits die folgende Mischformel ableiten.

$$H(T) = \int_{T_i}^T \bar{c} \, dT = \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_i}{\bar{\sigma}} f_i \int_{T_i}^T C_i(T) \, dT \quad (4.7)$$

wobei \bar{c} :	mittlere spez. Wärme Legierung
σ_i :	Dichte des i. Materials
f_i :	Volumenfüllfaktor des i. Materials
C_i :	spez. Wärme des i. Materials
$\bar{\sigma} = \sum_{i=1}^n \sigma_i f_i$:	mittlere Dichte der Legierung

Hiervon wird in Abschnitt 5 zur Beurteilung der thermischen Eigenschaften der Speicherinduktivität Gebrauch gemacht.

4.3 Der spezifische Widerstand

Der spezifische Widerstand der Metalle setzt sich additiv aus zwei Anteilen zusammen

$$\rho = \rho_L + \rho_i \quad \text{"Matthiessensche Regel"} \quad (4.8)$$

ρ_L ist der temperaturabhängige Gitteranteil und ρ_i der nahezu temperaturunabhängige Anteil der Gitterfehler (Fremdatome und Baufehler). Bis zu einer Zulegierung von 5 Atom-Prozent läßt sich der Anteil ρ_i als eine lineare Funktion der Konzentration darstellen. Für höhere Konzentration müssen Wechselwirkungen zwischen beiden Anteilen berücksichtigt werden [4.6]. Der Versuch der Beschreibung der Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes über den ganzen Konzentrationsbereich einer Legierung mit Hilfe eines gemittelten periodischen Potentials ist von Nordheim gemacht worden.

$$\rho_i = A \cdot x \cdot (1-x) \quad \text{"Nordheimsche Regel"} \quad (4.9)$$

x: Konzentration; A: Konstante.

Voraussetzung für die Herleitung ist, daß die Legierung nicht geordnet ist. Die Zustandsdichte der Elektronen und die Fermifläche dürfen sich durch die Legierung nicht ändern (gleiche Gruppe des Periodensystems). Die quadratische Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes konnte an einer Cu-Au-Legierung von Johansson und Linde experimentell bestätigt werden [4.7].

Der spezifische Widerstand der beiden Legierungen NbTi und CuNi zeigt (Abb. 4.2) nur noch andeutungsweise einen parabolischen Verlauf. Dies ist auch nicht zu erwarten, da es sich hier um Legierungen von Übergangsmetallen handelt, für die die gemachten Voraussetzungen nicht mehr erfüllt sind. Die Übergangsmetalle besitzen durch die Überlappung der s- und d-Bänder eine komplizierte Elektronenkonfiguration. Bei der CuNi-Legierung wird mit steigender Cu-Konzentration das d-Band mit Elektronen aufgefüllt, was sich durch die Änderung der magnetischen Eigenschaften

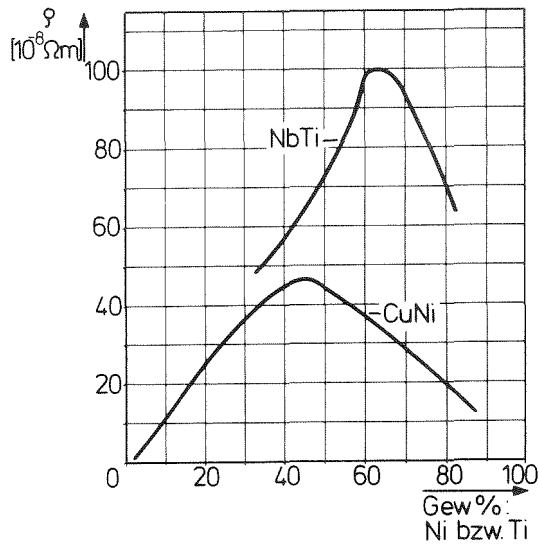


Abb. 4.2:

Spezifischer Widerstand der Legierungen NbTi und CuNi [4.8].

bemerkbar macht [4.9]. Die Legierungen mit oder zwischen Übergangsmetallen sind wegen ihres hohen spezifischen Widerstandes und ihrer Tieftemperatureigenschaften (Supraleitung) von großem Interesse. In Tabelle 4.5 sind einige Legierungen von Kupfer mit Übergangsmetallen und deren spezifische Widerstände zusammengestellt, die als resistive Matrixmaterialien angewendet werden können.

Tabelle 4.5: Zusammensetzung verschiedener Legierungen (+Bei weniger als 60 % Kupfer zeigt die Legierung Ferromagnetismus).

Bezeichnung	Zusammensetzung	ρ [$10^{-8} \Omega m$]	Widerstandsabnahme zwischen 270 K - 10 K in %
[4.10]	90Cu-10Ni	16.4 (273 K)	-15
Bronze [4.11]	88Cu-12Sn-(1Pb)	18 (293 K)	-
Manganin [4.11]	86Cu-2Ni-12Mn	43 (293 K)	-
Konstantan ⁺ [4.11, 4.2]	54Cu-45Ni-1Mn	49 (293 K)	-10
[4.8]	70Cu-30Ni	35 (15 K)	-10

Sehr hohe spezifische Widerstände lassen sich mit den binären Legierungen der 4. und 5. Gruppe der Übergangsmetalle herstellen, die auch supraleitend sind. Als Beispiel sind in Tabelle 4.6 die spezifischen Widerstände und kritischen Felder für verschiedene Titan-Legierungen zusammengestellt. Die magnetische Induktion B_r ist die Übergangsfeldstärke in den normalleitenden Zustand bei einer vorgegebenen Stromdichte J im Material. Es ist jeweils die Legierungskonzentration für maximalen spezifischen Widerstand und maximales Übergangsfeld angegeben.

Tabelle 4.6: Spezifischer Widerstand für verschiedene Ti-Legierungen. B_r ist die Übergangsfeldstärke bei 10^5 A/m^2 und $T = 1,2 \text{ K}$ [4.12].

Legierungspartner	Atomprozent des Legierungspartners	B_r [T]	ρ [$10^{-8} \Omega\text{m}$]
Ta	15	11,0	79
Ta	50	13,7	50
Mo	6,25	3,0	149
Nb	25	11,2	98
Nb	35	14,5	63

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß eine Legierung zwischen Übergangsmetallen, die supraleitend ist, gegenwärtig den besten Supraleiter für einen Schalter darstellt. Sind Matrixmaterialien erforderlich, so können resistive Kupferlegierungen verwendet werden. Beide Materialien müssen zusammen oder auch einzeln gut verarbeitbar sein.

4.4 Die kritische Stromdichte

Zur Schaltung von Gleichströmen sind für Supraleiterschalter nur Supraleiter vom Typ III geeignet. Sie müssen einen hohen Strom in Verbindung mit dem erzeugten Eigenfeld tragen.

Die maximal mögliche Stromdichte eines Typ III-Supraleiters ist von der Volumenverankerungskraft abhängig. Die Volumenverankerungskraft bewirkt eine Haftung der Flußlinien an den Pinningzentren entgegen der Wirkung der Lorentzkräfte (kritischer Zustand).

Die maximal mögliche kritische Stromdichte ist gegeben durch [4.14].

$$\vec{B} \times \text{rot } \vec{H} = \vec{B} \times \mathbf{J} = - \vec{P}_v \quad (4.10)$$

P_v : Volumenverankerungskraft

Es ist hierbei ohne Bedeutung, ob der Flußdichtegradient durch Transportströme oder durch ein Magnetfeld hervorgerufen wird.

Für einen Strom durchflossenen runden Leiter ohne äußeres Magnetfeld läßt sich der kritische Strom berechnen. Man erhält aus den Maxwell'schen Gleichungen die Differentialgleichung

$$\frac{\partial H}{\partial r} + \frac{H}{r} = J_c(H) \quad (4.11)$$

Der maximale Transportstrom ist dann gegeben durch

$$I_c = 2 \pi R \cdot H(R) \quad (4.12)$$

R: Radius des Drahtes.

$H(R)$ ist eine Lösung der Gleichung (4.11), wenn $r = R$. Die Lösung muß die Randbedingung $\frac{\partial H}{\partial r} = 0$, wenn $H = H_c$, erfüllen.

Zur Lösung von Gleichung (4.11) muß die Funktion $J_c(H)$ bekannt sein. $J_c(H)$ läßt sich aus Magnetisierungsmessungen bestimmen. Dieses Verfahren ist zur Berechnung der kritischen Stromdichte von Nb - 25 % Zr Drähten angewendet worden [4.15].

Die Volumenhaftkräfte und damit die Stromtragfähigkeit wird sehr stark durch den Herstellungsprozeß der Drähte bestimmt. Es läßt sich daher nicht ohne zusätzliche Magnetisierungsmessungen

rechnerisch ermitteln, welche maximale Stromdichte für eine Supraleiterlegierung erreichbar ist. In der folgenden Tabelle 4.7 sind gemessene kritische Stromdichten ohne externes Feld zusammengestellt. Es wurden außer Einkernleitern nur Proben erfaßt, die das adiabatische Stabilitätskriterium erfüllen und somit eine gewisse grundlegende Bedeutung für die kritische Stromdichte besitzen.

Tabelle 4.7: Gemessene kritische Stromdichten im Eigenfeld

Leitergeometrie	Legierung	$\frac{J_c}{[A/m^2]}$	Autor
Einzelfilament (IMI), Ø 42 µm	NbTi (44)	$1,1 \cdot 10^{10}$	K.P. Jüngst unveröffentlicht
Folie, 20 µm x 25 mm	NbTi (50)	$\sim 6 \cdot 10^9$	V.A. Glukhikh et al. [4.16]
Folie, 10 µm x 5 mm	NbTi (?)	$9 \cdot 10^9$	K. Grawatsch et al. [1.18]
Einkernleiter (VAC), Ø 0,3 mm mit 38 µm Schicht Cu70Ni30	NbTi (47)	$6 \cdot 10^9$	Vacuumschmelze [4.8]
Massiv-Draht, Ø 0,125 mm	NbZr (25)	$3,6 \cdot 10^9$	H.A. Ullmaier [4.15]

Die Multifilamentleiter werden noch in Kapitel 6 eingehend behandelt.

Die Zusammenfassung zeigt, daß mit dem heutigen Stand der Technik Stromdichten von $6 \cdot 10^9$ A/m² erreicht werden. Durch Entwicklungsarbeit erscheint eine kritische Stromdichte von $1 \cdot 10^{10}$ A/m² möglich zu sein.

Andere supraleitende Legierungen werden im folgenden Abschnitt betrachtet.

4.5 Dünnschicht-Supraleiter

Die Diskussion der Abschnitte 4.2 bis 4.5 hat ergeben, daß die Legierungen der Übergangsmetalle bezüglich ihrer Enthalpie, des spezifischen Widerstandes und ihren supraleitenden Eigenschaften als Leitermaterialien für Supraleiterschalter eine favorisierte Stellung einnehmen. Diese ist von anderen Kombinationen von Elementen des Periodensystems in Bulkform vom Prinzip her nicht mehr zu übertreffen. Um eine weitere Erhöhung des spezifischen Widerstandes oder der kritischen Stromdichte zu erreichen, müssen vom physikalischen Prinzip her andere Wege beschritten werden. Beim gegenwärtigen Stand der Forschung sind ultradünne Schichten des Hartstoffsupraleiters NbN eine interessante Entwicklungsrichtung. Sowohl der spezifische Widerstand als auch die kritische Stromdichte läßt sich bei dieser Form des Supraleiters steigern. Der Hartstoffsupraleiter besitzt die Struktur eines NaCl-Kristalls. Die Verbindung ist jedoch nicht stöchiometrisch, d.h. nicht jeder Gitterplatz ist mit einem N-Atom besetzt. Dadurch besteht keine Überlappung der Wellenfunktion der Nb-Atome, was Ursache des hohen spezifischen Widerstands ist. Er beträgt mit $2 \mu\Omega \text{ m}$ etwa das Vierfache des Bulkmaterials [4.18].

Ultradünne NbN-Filme ($< 500 \text{ \AA}$) zeigen außerordentlich hohe Pinningkräfte an den Korngrenzen und damit die höchsten bisher gemessenen kritischen Stromdichten (Tab. 4.8). Bei dickeren Schichten nimmt die Stromdichte infolge einer geringeren Regelmäßigkeit bei der Ausbildung der Korngrenzen ab [4.24].

Werden die ultradünnen in der Sputtertechnik hergestellten Filme abgeschreckt, so nimmt der spezifische Widerstand noch eine Zehnerpotenz zu. Die kritische Stromdichte reduziert sich jedoch sehr stark (Tab. 4.8). Der Film besteht dann aus lauter Mikrokristalliten und wird dann als granular bezeichnet.

Tabelle (4.8) zeigt eine Zusammenstellung von supraleitenden Materialien, die bezüglich spezifischer Widerstand und Stromdichte für Supraleiterschalter von Interesse sind. Beim gegenwärtigen Stand der Fertigungstechniken ist NbTi(50) das einzige Material, was heute und in naher Zukunft zum Bau von Supraleiterschaltern zur Verfügung stehen wird. Das Nb₃Sn ist wegen der vergleichbaren mittleren Stromdichten, eines um den Faktor 2 kleineren spezifischen Widerstandes

und einer äußerst schwierigen Fertigungstechnik keine Alternative. Der Hartstoffsupraleiter hat die höchste Leistungsdichte, deren Handhabung jedoch noch ungelöst ist. Es wurden bis jetzt nur grundlegende Untersuchungen gemacht. Fertigungstechniken für größere Mengen sind noch nicht entwickelt.

Tabelle 4.8: Supraleiternaterialien für Supraleiterschalter

*) Zum besseren Vergleich ist die Leistungsdichte im Supraleiternaterial berechnet, $J_c = J_c$ (Eigenfeld)

Material	Struktur	Verarbeitungsform	ρ_{SL} [$\mu\Omega$]	J_c [10^9 Am^{-2}]	$\rho_{SL} \cdot J_c^2$ * [10^{12} Wm^{-3}]	ρ_{Matrix} [$\mu\Omega$]	Bemerkung
NbTi (50), $T_c = 9,5 \text{ K}$	Mischkristall	Multifil. in CuNi-Matrix	0,70 (10 K)	4,2 (4,2 K)	12,3	0,35 (20 K)	Kabel aus Multifilamentleitern in Epoxy [Verfasser]
"	"	"	"	9,2	64	"	max. erreichter Wert [1.18]
NbTi (50), $T_c = 9,5 \text{ K}$	"	5x0,01 mm Folie	0,69 (10 K)	9,0 (4,2 K)	56	keine	Folie in LHe; max. erreich. Wert [1.18]
Nb ₃ Sn, $T_c \approx 18 \text{ K}$	A15, β -Wolframstruktur	Multifil. in Bronzematrix	0,26 ¹ (?)	mittlere Stromdichte wie bei NbTi-Drähten	-	0,18 ² (293 K)	¹ [4.23], ² [4.11] äußerst schwierige Verarbeitung, hohe Ausschußquote
PbBi, $T_c^1 = (8,7) \text{ K}$ 65 % Bi	Mischkristall	Aufdampfschicht (1-2) μ	0,50 ² (?)	4,0 ² (4,2 K)	8,0	-	¹ [4.19] ² [1.22] noch keine konst. Stromdichte bei der Fertigung von größeren Leiterlängen möglich.
NbN $T_c^1 = 15-17$	NaCl-Kristall	Sputterschicht	2,25 ² (293 K)	200 ² (4,2 K)	90000	-	¹ [4.20] ² [4.18]
"	granular?	Sputterschicht 1400 Å	26,7 ¹ (20 K)	0,4 ¹ (4,2 K)	4,2	-	¹ [4.21]
"	-	Sputterschicht 2000 Å	2,25 (293 K)	1,8 (4,2 K)	7,3	-	[1.18]
Al $T_c = 2 \text{ K}$	granular		20 (?)	-			[4.22]

4.6 Die Auslösung eines Supraleiterschalters

Die Auslösung eines Supraleiterschalters, das heißt, der Übergang vom supraleitenden zum normalleitenden Zustand, erfolgt durch Überschreiten seiner kritischen Daten T_c , I_c , H_c . Hierzu muß pro Volumeneinheit die Energie

$$Q_o = \sigma \cdot \int_{4,2 \text{ K}}^{T_c} C(T) dT \quad (4.13)$$

aufgebracht werden. Für NbTi(50) ist $Q_o = 60 \text{ kJ/m}^3$ [4.1]. Die Schnelligkeit der Auslösung (Widerstandsanstieg) wird durch die Temperatur der entstehenden "heißen Zonen" vorgegeben. Sie läßt sich aus dem Grenzlastintegral bestimmen und beträgt für eine zulässige Erwärmung von 100 K bei NbTi $< 100 \text{ } \mu\text{sec}$. Im folgenden sollen kurz die Charakteristika der einzelnen Auslösemethoden aufgezeigt werden.

Thermische Auslösung: Die kritische Temperatur wird durch eine am Supraleiter angebrachte Heizwicklung überschritten. Der Zeitverzug zwischen Triggerung der Heizung und Erreichen des vollen Schalterwiderstandes wird durch die Zeitkonstante der Wärmediffusion bestimmt.

Auslösung durch das kritische Feld: Untersuchungen mit gepulsten Feldern zeigten einen Übergang des Leiters bis um einen Faktor 100 kleineren Feldstärken als das kritische Feld [1.18]. Der Zeitverzug bei der Auslösung ist durch die Beschaltung der das Pulsfeld erzeugenden Spule vorgegeben. Zwischen Schalterleiter und Auslösekreis besteht keine galvanische Kopplung. Über das kritische Feld läßt sich ein Supraleiterschalter verlustlos im geöffneten Zustand halten.

Auslösung durch einen Stoßstrom: Diese Methode führt mit dem Strompuls die Auslöseenergie direkt in das Schaltermaterial. Die Methode hat sich bei der Auslösung von Multifilamentleitern bewährt. [1.18, 1.19, 3.11]

Welche der aufgeführten Methoden im Einzelfall benutzt wird, hängt von der Bauart und dem Einsatz des Supraleiterschalters ab.

5. Experimenteller Aufbau zum Test eines Supraleiterschalters

5.1 Gesichtspunkte für die Festlegung der Größenordnung des Experimentes

Zum Test des Supraleiterschalters wird der Schaltkreis Abb. 3.3 realisiert. Dieser Kreis enthält alle Betriebs- und Belastungszustände, die zur Untersuchung des Supraleiterschalters nötig sind. Die Dimensionierung dieses Kreises wird durch folgende Bedingungen umrissen:

1. Die supraleitende Induktivität und der Supraleiterschalter müssen mit den gegenwärtigen technischen Supraleitern und Strukturmaterialien hergestellt werden können.
2. Die experimentelle Einrichtung soll auch als induktiver Leistungspulsgenerator ausgelegt werden, um damit Hochspannungstests unter realen Betriebsbedingungen an Komponenten für gepulste supraleitende Spulensysteme durchführen zu können [3.18].

Aus diesen Bedingungen ergeben sich als Entwurfsparameter:

Induktiv gespeicherte Energie:	~100 kJ
Strom	: (1.0 - 2.0) kA
Entladezeit	: einige msec
Spannung	: ~50 kV

Die wichtigsten zu entwickelnden Komponenten des Experimentes sind:

die Speicherinduktivität,
der supraleitende Schalter und
die Hochspannungs-Hochstromdurchführung zur Auskopplung der Energie aus dem Kryostaten.

In den folgenden Abschnitten werden die Komponenten und die erhaltenen Ergebnisse beschrieben. Das Experiment wurde im Forschungs- und Entwicklungsprogramm des ITP/KfK-Karlsruhe unter der Bezeichnung Energiespeicherexperiment ESPE 2 geführt.

5.2 Konstruktionsprinzipien der Komponenten

5.2.1 Einige Grundlagen der Hochspannungstechnik bei 4,2 K

Um die Hochspannungstechnik bei tiefen Temperaturen anwenden zu können, müssen für die Entwicklung von Bauteilen die notwendigen Materialdaten und die Eigenschaften spezifischer elektrischer Entladungsvorgänge an Bauteilen zur Verfügung stehen. Die für die Hochspannungstechnik charakteristischen Materialeigenschaften sind: Elektr. Leitfähigkeit, Durchschlag im homogenen Feld und die dielektrischen Größen (ϵ , $\text{tg}\delta$). Spezifische, elektrische Entladungen für Konstruktionen sind: Große Schlagweiten bei inhomogenen Feldern, Gleitentladungen, innere und äußere Teilentladungen.

Da die heutigen technischen Supraleiter zur Erzielung attraktiver Stromdichten bei 4,2 °K betrieben werden, wird nur Helium flüssig oder gasförmig als Kühlmittel und auch als Isolationsmaterial benutzt.

Die Durchschlagsfestigkeit von gasförmigem und flüssigem Helium in Abhängigkeit von Druck und Temperatur zeigt Abb. 5.1.

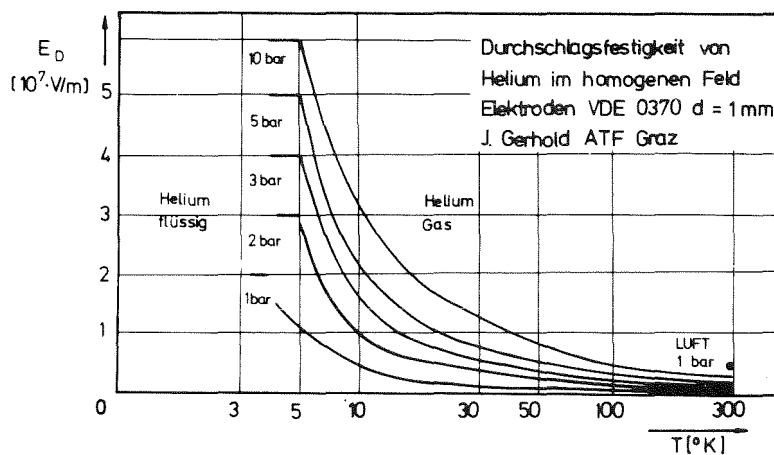


Abb. 5.1: Durchschlagsfestigkeit im Helium nach [5.1].

Die bei Zimmertemperatur u. 1 Bar um den Faktor 8 schlechtere Durchschlagsfestigkeit beruht auf geringer Energiedissipation bei den elastischen Stößen der Heliumatome [5.2]. Die dielektrischen Größen ($\epsilon_{\text{LHe}} = 1.048$ und $\text{tg } \delta_{\text{LHe}} < 10^{-6}$ [5.3]) sind für die im Einzelschußbetrieb arbeitende Apparatur nur von sekundärer Bedeutung.

Neben dem flüssig und gasförmigen Isolierstoff Helium müssen speziell in der Magnettechnologie auch Materialien eingesetzt werden, die als Abstützungen und Halterungen auch mechanische Belastungen vertragen. Die für Supraleiterkabel untersuchten Isolierstoffe (Mylar, Teflon, Polyäthylen, Nylon, Kapton [5.4]) liegen als Fertigprodukte vor und sind in der Magnettechnologie nur bedingt einsetzbar. Für Armierungen eignen sie sich nicht. Glasfaserverstärktes Epoxydharz läßt sich sowohl als Armierung als auch als Isolationsmaterial verwenden. Durch entsprechende Wahl des Glasanteils und des Kreuzungswinkels der Glasrowings bei der Filamentwicklungstechnik läßt sich eine Anpassung des linearen Ausdehnungskoeffizienten zwischen Metall und Isolierstoff erreichen [5.6]. Das Epoxydharz ist vor Ort in der Vakuumvergießtechnik verarbeitbar. Probemessungen ergaben, daß für Durchschlagsfestigkeit bei 4,2 K mit den Werten bei Zimmertemperatur gerechnet werden kann [5.7]. Ein Ergebnis, das auch bereits bei den obengenannten Isolierstoffen nachgewiesen wurde. Die dielektrischen Größen betragen $\epsilon \approx 4$ [5.8] und $\text{tg } \delta \approx 2 \cdot 10^{-3}$ [5.9] (Harz Ciba CY 221, HY 979 ohne Füller). Auf die konstruktions-spezifischen Entladungen wird bei der Beschreibung der entsprechenden Bauteile eingegangen.

5.2.2 Die Speicherinduktivität

Abb. 5.2 zeigt einen Querschnitt des Experiments im Badkryostaten. Darin sind die drei wichtigsten zu entwickelnden Komponenten die supraleitende Speicherinduktivität, der Supraleiterschalter und die Hochspannungs-Hochstromdurchführung zu erkennen. Im folgenden sollen die wichtigsten Konstruktionsprinzipien der einzelnen Komponenten beschrieben werden. Gleichzeitig werden die für die betreffende Komponente spezifischen Meßergebnisse diskutiert.

Von H. Brechna sind drei Wicklungsgeometrien (Solenoid, Torus, Kugel) für supraleitende Energiespeicher vorgeschlagen und quantitativ erfaßt worden [3.2, S. 513]. Die fertigungstechnisch einfachste Wickelform ist der Solenoid. Deshalb ist die Wicklung der Speicherspule der Geometrie einer Brooksspule angenähert, die für ein vorgegebenes Leitervolumen die größte gespeicherte Energie besitzt. Die Teilung der Spule in zwei trapezförmige Wicklungen bewirkt eine Reduzierung der Lagen- spannung und erlaubt eine gute potentialmäßige Trennung der Stromeinspeisung. Die Spule ist aus einem lotvergossenen supraleitenden Kabel gewickelt. Das Kabel hat eine geflochtene Glasfaserisolation von 0.25 mm Dicke. Die Lagenisolation ist zusätzlich durch eine 0.4 mm dicke Glasfasermatte verstärkt. Die Spule ist mit Epoxydharz (Ciba CY 221, HY 979) im Vakuum imprägniert. Ihre Kühlung im Heliumbad erfolgt nur über ihre Oberfläche. Zwei zur Spulenachse senkrecht lamellierte Eisen- abschirmungen, sollen das Streufeld im Kryostaten verringern. Eine detaillierte Liste der Entwurfparameter der Spule ist im Anhang III gegeben.

Die Berechnung der Feldverteilung und der gespeicherten Energie erfolgte mit dem Rechnerprogramm SOLENO [5.10, III-1-1]. Denkt man sich die Spule aus äquidistanten konzentrischen Zylindern zusammengesetzt, so gibt Abb. 5.1 den Verlauf der normierten Energie und der normierten Energiedichte (ϵ_0 Energiedichte im Zylinder um die Spulenachse mit 1 cm

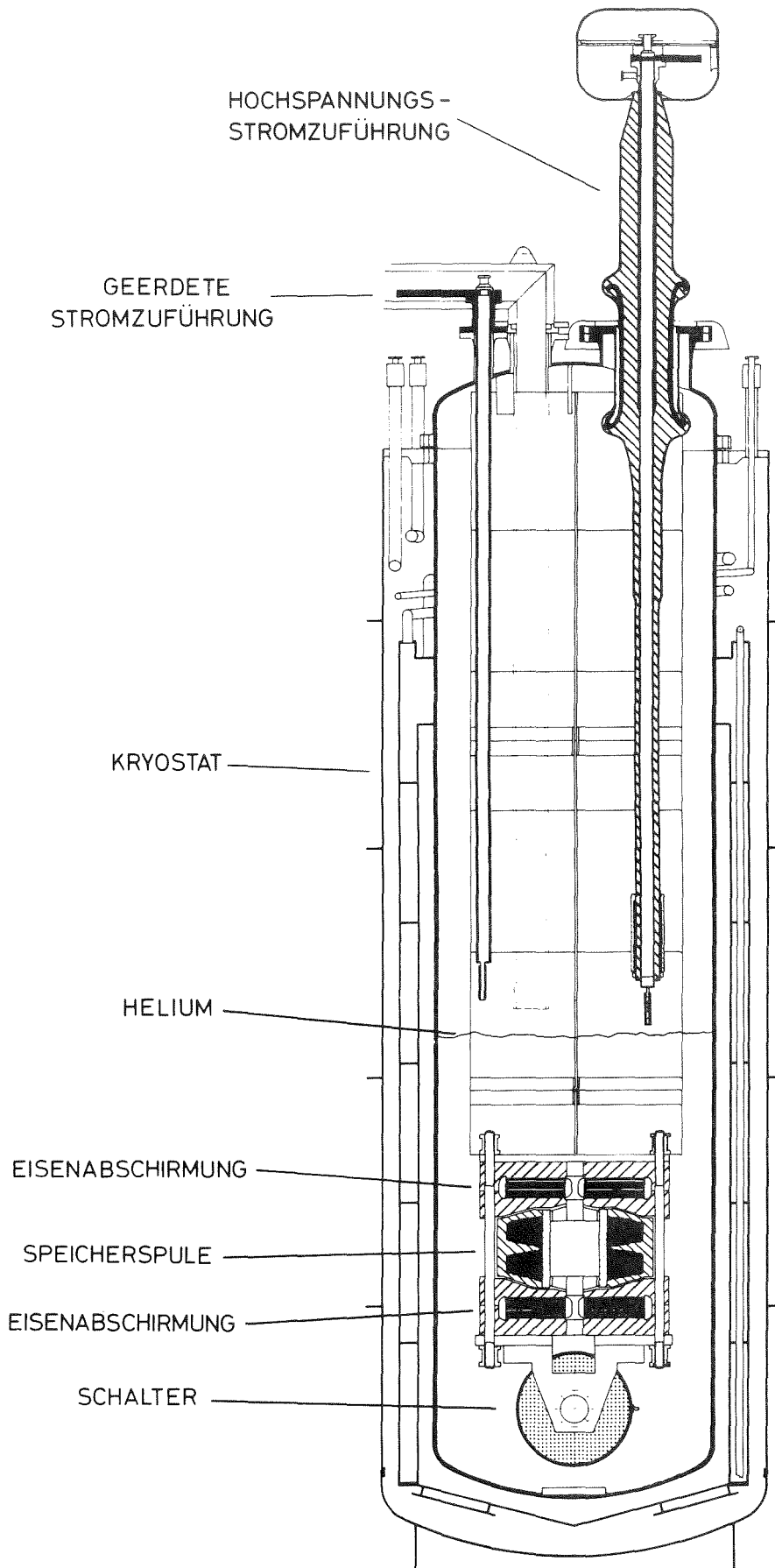


Abb. 5.2: Der Kryostat für die Untersuchungen am Supraleiter-schalter (Höhe einschließlich Stromdurchführung: 4,50 m, Innendurchmesser 0,80 m).

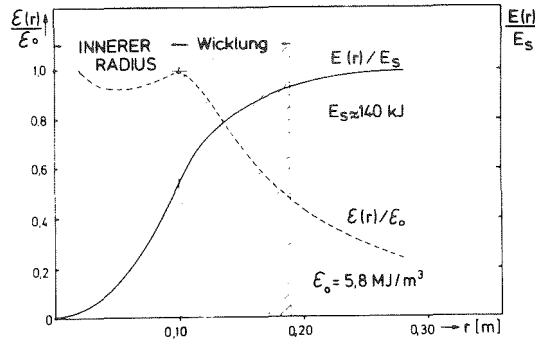


Abb. 5.3: Verteilung der Energie- und Energiedichte über den Spulenquerschnitt

Radius) als Funktion des Spulenradius an. Mittelt man die gemessene gespeicherte Energie über das ganze Kryostatvolumen, so ist die erzielte Energiedichte 62 kJ/m^3 . Konventionelle Hochspannungskondensatoren erreichen ca. 15 kJ/m^3 .

Die Spule ist während der Entladung einem hohen \dot{B} ausgesetzt. Für einen exponentiellen Abfall erhält man nach [3.2, S. 250] die auftretenden Wirbelstromverluste

$$E_W = \left(\int_0^\infty P_W dt \right) \cdot V = \frac{B_0^2 l_p^2}{8\pi^2 \cdot \bar{\rho} \tau} \approx 2 \text{ kJ} \quad (5.1)$$

für ein mittleres $B_0 = 4.1 \text{ T}$ in der Wicklung, bei $I = 1010 \text{ A}$ (Twist $l_p = 4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, Matrixwiderstand $\bar{\rho} = 5 \cdot 10^{-10} \Omega \text{ m}$; $\tau = 0.01 \text{ sec}$ u. Spulenleitervolumen $V \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$).

Dies sind etwa 2 % der gespeicherten Energie. Die Hystereseverluste sind etwa um den Faktor 100 kleiner. Andere inzwischen getestete Speicherspulen mit etwa 5 mal schnelleren Entladezeitkonstanten ergaben gemessen und berechnet etwa 1 % der gespeicherten Energie [5.12]. Der Aufbau des Kabels ist jedoch erheblich komplizierter als das in diesem Experiment benutzte Supraleiterkabel.

Meßergebnisse: Die wichtigsten Meßwerte sind in Tab. 5.1 zusammengestellt. Die Speicherspule erreichte nach 20 Trainings-

Speicherspule ESPE 2

	Entwurf	gemessen
Strom	1250 A	1380 A
Feld	4,7 T	5,5 T
Max. Feld in der Wicklung	5,3 T	7,0 T
gespeicherte Energie	150 kJ	220 kJ

Tabelle 5.1: Vergleich konzipierter und erreichter Betriebswerte von ESPE 2

(weitere Werte enthält Anhang III)

schritten 89 % des Kurzprobenwertes.

Die Wirksamkeit der Abschirmplatten ist durch eine Feldmessung mit Hallsonden an verschiedenen Orten im Kryostaten überprüft worden. Die Eisenabschirmung besitzt auf Grund ihrer nicht geschlossenen Ausführung um die Spule herum nur eine Schirmwirkung von (10-40) % unterhalb der Schalterachse.

Da die Spule bei der schnellen Entladung voll in den normalleitenden Zustand übergeht, waren auch einige Messungen zum thermischen Verhalten der Spule erforderlich. Mit Hilfe der nach Gleichung (4.7) berechneten Enthalpie (Abb. 5.4) aus den Bestandteilen der Spule (Cu; NbTi (50); Epoxydharz; Glasfaser) und einer Temperaturmessung direkt in der Spule, konnte der Energieinhalt nach einem Übergang in den normalleitenden

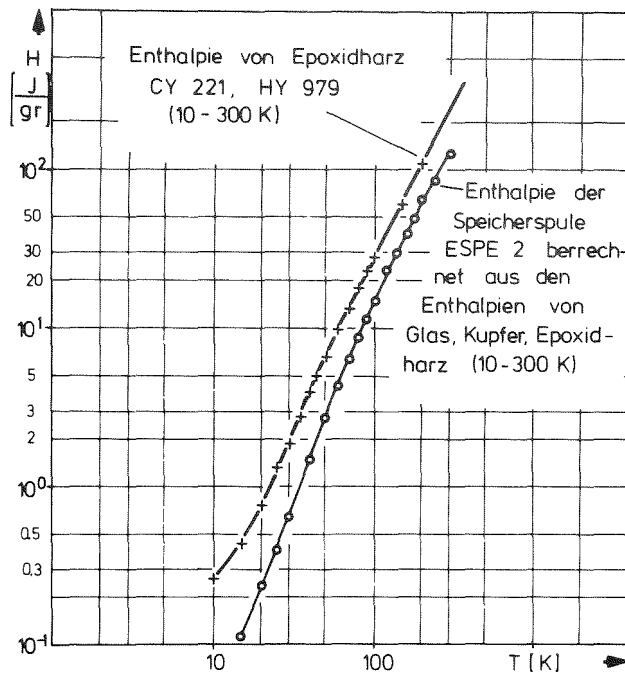


Abb. 5.4: Berechnete Enthalpie nach der Mischformel Gleichung (4.7). Enthalpie von Epoxyharz CY 221, HY 979 nach [5.11].

Zustand ermittelt werden. Bei 35 K beträgt der Energieinhalt 62 kJ. Im linearen Teil der Abkühlkurve läßt sich eine mittlere Wärmestromdichte von 100 W/m^2 abschätzen. Die Wiederverfügbarkeit der Spule beträgt 15 Minuten. Die Spule kann im Dauerbetrieb bei einem Feldanstieg von 0.16 T/sec auf 5 T Zentralfeld gepulst werden. Die gemessene Temperaturerhöhung beträgt dabei 0.2 K.

Beim Entwurf von Spulen mit sehr schnellen Spannungsanstiegen müssen in einem Ersatzschaltbild die Eigenkapazitäten der Lagen und die Kapazität der Lagen gegen Erde berücksichtigt werden [3.2, S.335]. Durch den weiträumigen Einbau der Spule ist das Verhältnis Erdkapazität C_e zur Lagenkapazität C_1 $C_e/C_1 < 1$, so daß nach [3.2, S. 335] die Spannungsverteilung in der Spule bei Stoßwellen linear ist. Nach Beendigung des Experimentes konnten in den oberen Lagen der Trapeze aufgetretene Windungsschlüsse eindeutig auf Unregelmäßigkeiten in der Wicklung zurückgeführt

werden (Abb. 5.5).

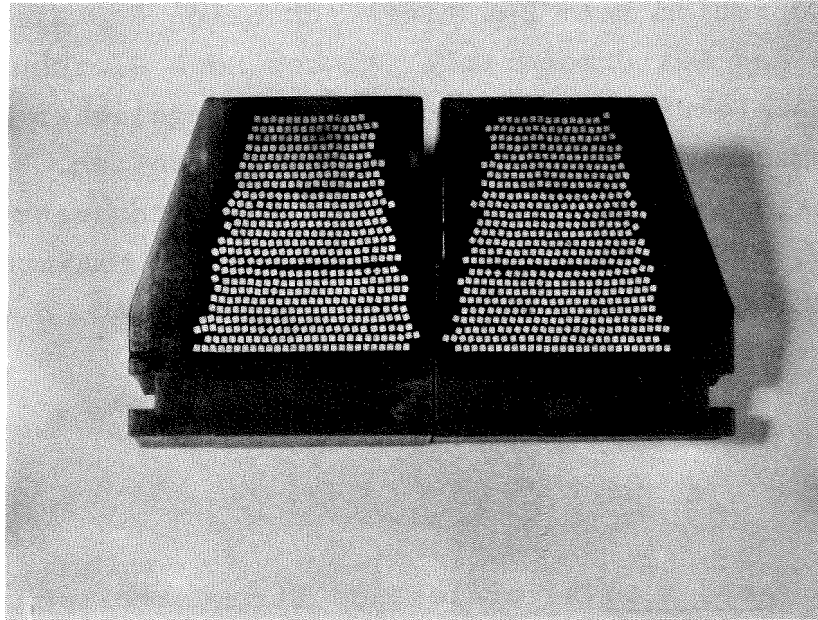


Abb. 5.5: Querschnitt durch die Wicklung der Speicherinduktivität.

5.2.3 Der Supraleiterschalter

Das Grundproblem beim Bau eines schnellen Supraleiterschalters ist, daß das Leitermaterial, welches nach Gleichung (3.14) und dem Enthalpiekriterium gefordert wird, möglichst kompakt und induktionsarm in einer Wicklung zu verarbeiten. Es läßt sich quantitativ zeigen, daß Ströme mit entgegengesetzter Richtung bezüglich allen anderen Orientierungen ein Minimum der gespeicherten Energie haben (Anhang IV). Der in Abb. 5.6 gezeigte

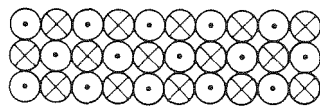


Abb. 5.6: Alternierende Stromverteilung

prinzipielle Wicklungsaufbau läßt sich auf sehr mannigfaltige Art verifizieren. Die Grundelemente, aus denen induktionsarme Leiteranordnungen aufgebaut werden können, sind in Abb. 5.7 dargestellt. Prinzipiell läßt sich für jede Leiterform (Draht,

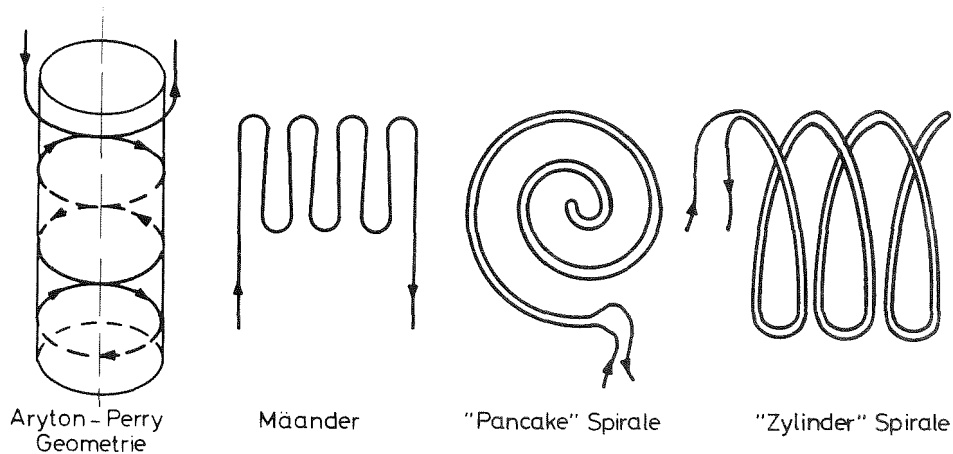


Abb. 5.7: Verschiedene induktionsarme Leiteranordnungen

Kabel, Geflecht "Braid", Folie, Schicht) aus den vier Wickelformen eine induktionsarme Anordnung aufbauen. Ausschlaggebend ist die Verarbeitbarkeit der betreffenden Leiterform und der zu erreichende Volumenfüllfaktor. Für Drahtschalter sind einige detaillierte Fertigungsmöglichkeiten in [5.13] angegeben. Der Volumenfüllfaktor wird im wesentlichen durch die über der Schalterwicklung abfallende Spannung bestimmt. Die maximale Spannung eines Segments ist durch die dielektrische Festigkeit am Ende der Schleife vorgegeben. Größere Schalter müssen daher in viele kleinere Segmente unterteilt werden.

Bei allen Leiteranordnungen bewirken die benachbarten Leiter eine Erhöhung der magnetischen Feldstärke am Leiterrand (vergl. Abb. 6.8). Dadurch wird die Stabilität des Supraleiters beeinflusst. Dieser Einfluß wird in Kapitel 6 diskutiert.

Die Berechnung der Induktivität für die einfache bifilare Leitungsanordnung läßt sich mit gängigen Formeln durchführen (Anhang V). Für den noch zu beschreibenden gebauten Schalter sind die verschiedenen Leitergeometrien berechnet und wenn möglich mit den gemessenen verglichen worden (Tab.5.2). Die geschichtete bifilare Pancake-Spirale bringt eine Reduzierung

Leiter	Länge [m]	L [µH]	
gestreckt	966	2720	gerechnet
bifilar gestreckt	483	403	"
geschichtete Pancake-spirale	483	280	gemessen

Tabelle 5.2: Vergleich der Induktivitäten für verschiedene Leiteranordnungen (Leiterradius: 0.7 mm, Abstand: 4.4 mm) berechnet nach [5.16].

der Induktivität um 30 % gegenüber der gestreckten bifilaren Schleife gleicher Länge.

Läßt man etwa 20% der gespeicherten Energie als Verlustenergie im Schalter zu, so erfordert der notwendige Widerstandswert eine Leiterlänge von 1000 m, die nach den angegebenen Prinzipien induktionsarm und hochspannungsfest verarbeitet werden muß.

Der Supraleiterschalter von ESPE 2 besteht aus 80 Platten aus Glasfaser verstärkten Epoxy-Harz. In die Platte ist spiralförmig eine Nut eingefräßt, in welche das supraleitende Kabel gelegt wird. Abb. 5.8 zeigt den Schalter während der Fertigung.

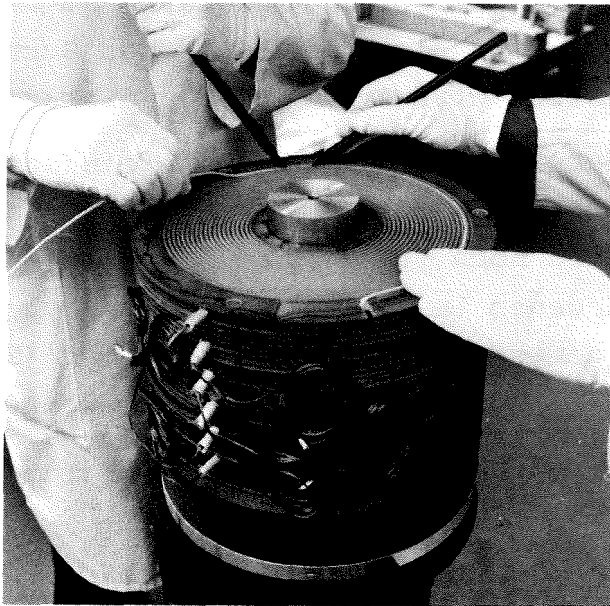


Abb. 5.8: Der Supraleiterschalter von ESPE 2 während der Fertigung.

Jede 10. Platte hat einen Abgriff am Supraleiterkabel. Er dient zum Einspeisen des Stoßstromes für die schnelle Auslösung. Der gesamte Schalter wird im Vakuum mit Epoxydharz imprägniert. Das erreichte Verhältnis Leitervolumen zu Strukturmaterial beträgt 1:23. Durch radiale Kanäle in jeder Platte konnte die zur Kühlung zur Verfügung stehende Fläche gegenüber der normalen zylindrischen Fläche um den Faktor 4 vergrößert werden.

Bei zwei zusätzlichen Platten befindet sich auf dem Supraleiterkabel eine bifilare Heizwicklung, um den Schalter beim Laden der Speicherinduktivität öffnen zu können. Zur Reduzierung der Heizleistung sind zwischen den Platten nach unten offene Hohlräume, in denen sich Heliumgas zur besseren Wärmeisolation bilden kann.

Der Hochspannungstest an einer Dummy-Platte mit Wicklung lag bei 30 kV AC. Die Platte wurde vorher 5mal in LN₂ gezykelt.

Den thermischen Energieinhalt des Schalterleiters bei verschiedenen Temperaturen enthält Tabelle 5.3.

Leitertemperatur [K]	therm. Energieinhalt des Supraleiterkabels [kJ]
35	2.6 ± 20%
100	76 "
300	600 "
Schmelzpunkt	~954

Tab. 5.3: Energieinhalt des Supraleiterkabels bei verschiedenen Temperaturen. (Grundlage der Berechnung: Für den NbTi-Supraleiter in CuNi-Matrix wurde zur Vereinfachung die Enthalpie von Cu genommen. Gemessene Dichte für den Multifilamentleiter $\sigma = 7,9 \text{ kg/m}^3$, gemessenes Leitervolumen $9,56 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3$).

Die speziellen Daten der Schalterwicklung sind im Anhang VI aufgeführt.

Meßergebnisse: Im folgenden sollen die erreichten Ergebnisse angegeben werden. Über das thermische Verhalten des Schalters werden einige Abschätzungen gemacht.

Tabelle 5.4 gibt einen Vergleich zwischen Entwurfs- und gemessenen elektrischen Werten. Die Entwurfswerte wurden übertroffen.

Dies konnte gegenüber den Kurzprobenmessungen durch Verbesserung der

Supraleitender Schalter ESPE 2

	Entwurf	gemessen
Kritischer Strom im Eigenfeld	2000 A	2190 A
Widerstand bei 10°K	356 Ω	450 Ω
Leistungsdichte	1,4 TW/m ³	2,3 TW/m ³

Tab. 5.4: Vergleich der Entwurfs- mit den gemessenen Daten.

Kontaktierungstechnik bei der Stromeinspeisung in das Supraleiterkabel erreicht werden. Einen nicht abschätzbaren Anteil hat auch die sehr sorgfältige Fertigungstechnik dazu beigetragen. Kurzproben zeigten nur dann reproduzierbare kritische Ströme, wenn der Leiter einwandfrei im Harz fixiert war.

Das thermische Verhalten der Schalterwicklung konnte einerseits wegen der erforderlichen hohen statischen Heizleistung (~1 kW) und wegen der bei Entladung auftretenden Hochspannung nicht unmittelbar gemessen werden.

Bei 5 kJ Verlustenergie im Schalter betrug die gemessene Erholzeit 81 sec. Aus der abgeschätzten mittleren Wärmestromdichte Abschnitt 5.2.2 und der Schalteroberfläche errechnet sich eine Erholzeit von 25 sec. Die Abschätzungen sind sehr grob, da die thermische Diffusionskonstante in diesem Bereich sich um eine Zehnerpotenz ändert [5.11]. Eine genauere Beschreibung dieser Vorgänge ist mit der Wärmediffusionsgleichung möglich. Die Lösung läßt sich wegen der starken Temperaturabhängigkeit der Diffusionskonstanten nur numerisch bewältigen [5.14]. Zusammen mit der Formulierung der Randbedingungen ist dies ein selbstständiges Problem, daß den Rahmen dieser Arbeit übersteigt.

Die Messung der Heizleistung des thermisch auslösbaren Teils des Schalters ergab, daß für 90% des erreichbaren Widerstandswertes 1,8 W/m Schalterkabel benötigt werden. Einen gleich großen Wert ergibt die direkte Heizung des Schalterkabels mit einem Strom. Die Erholzeit beträgt nach 90%-iger Öffnung ca. 11 Minuten. Hier ist noch Entwicklungsarbeit zur Reduzierung der Heizleistung und geringeren thermischen Trägheit erforderlich.

5.2.4 Die Auslösung des Supraleiterschalters

Die Auslösung des Supraleiterschalters erfolgt wegen seines großen Volumens von $23 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ am vorteilhaftesten über einen Stoßstrom, der den kritischen Strom überschreitet. Die Auslöseenergie Q_0 (Gl.4.31) wird indirekt und zeitlich gut definiert in den Leiter eingebracht. Zur Erzeugung des Stoßstromes wird eine von H. Laquer angegebene Schaltung benutzt [3.1].

Zwei Kondensatorbatterien treiben über eine Funkenstrecke zwei gegenläufige Ströme über den Supraleiterschalter (Abb. 5.9).

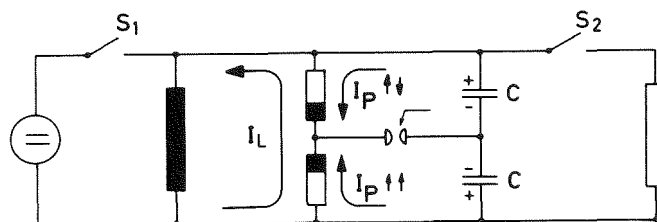


Abb. 5.9: Auslösung des Supraleiterschalters mit einem Stoßstrom

Dabei bleibt die Spannung über dem Supraleiterschalter Null. Der maximale Stromstoß, der notwendig ist, um den kritischen Strom des Leiters in einer Zeit Δt zu erreichen, ergibt sich aus der gedämpften Schwingungsgleichung [5.15]

$$I'_{p \max} = \frac{U_0}{Z} \exp \left\{ - \frac{R_0}{2L_R} \Delta t \right\} \sin \omega \Delta t \quad (5.2)$$

$$Z = \sqrt{\frac{L_R}{C}} \quad (L_R = \text{Schalterinduktivität,} \\ C = \text{Kapazität des Kondensators,} \\ R_0 = \text{Widerstand der Zuleitungen})$$

Diese Beziehung gilt nur bis zu dem Zeitpunkt, wo der Leiter normalleitend wird und der Widerstand ansteigt. Eine geschlossene analytische Lösung, die auch den Stromverlauf während des Widerstandsanstieges beschreibt, wird im Anhang VII gegeben.

Wegen der großen Länge des Supraleiterkabels werden hier vier Triggerkreise benutzt (Abb. 5.10) [1.23]. Die Anzahl der Trigger-

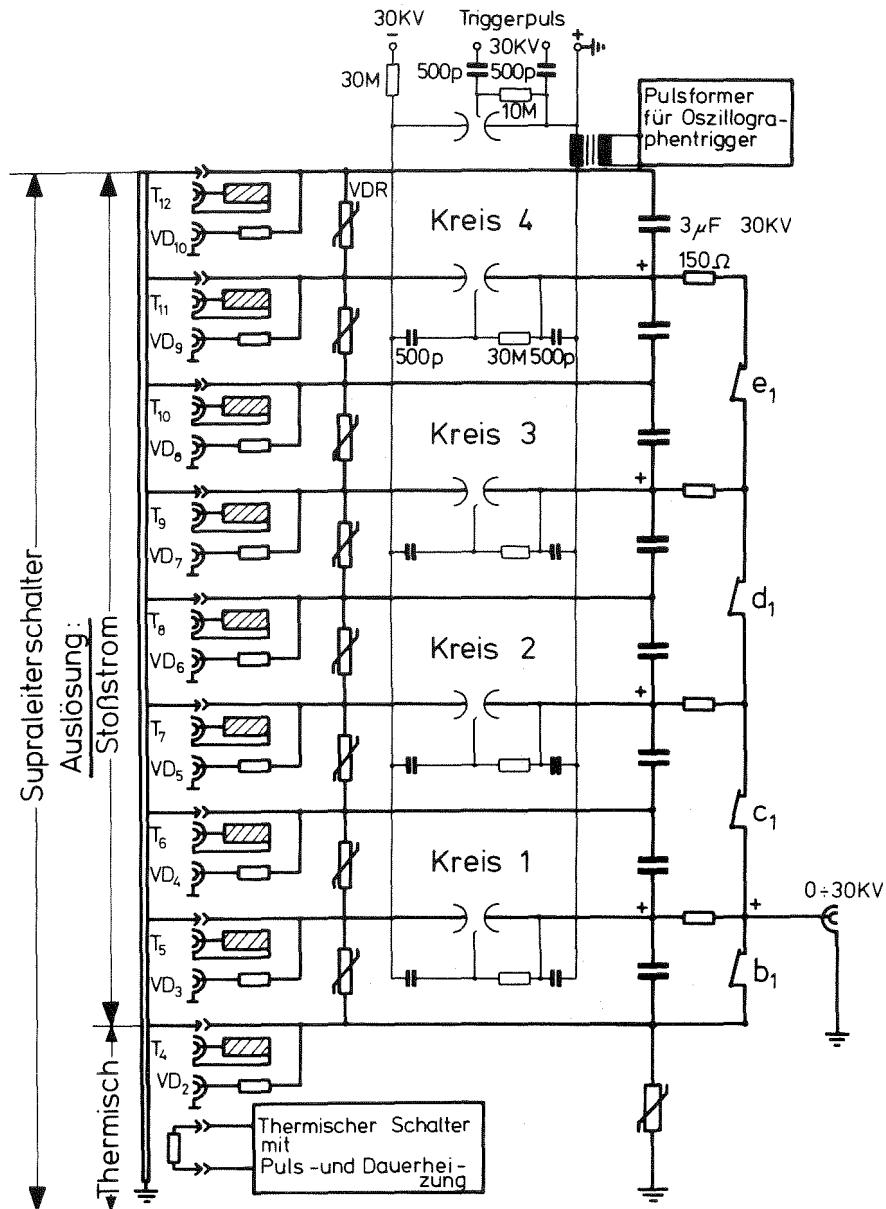


Abb. 5.10: Stoßstromauslösung des Supraleiterschalters ESPE 2: T: Stromtransformatoren, VD: Spannungsteiler

kreise wird durch verschiedene technische Randbedingungen vorgegeben. Hierzu zählen die zulässige Anstiegszeit Δt , die Handhabung der Auslösekreise, die thermischen Verluste der Stoßstromzuleitungen und nicht zuletzt die Isolationsprobleme. Eine Abwägung aller Randbedingungen, die nicht quantitativ formulierbar sind, ließ vier Triggerkreise als optimale Lösung erscheinen.

Nach dem Zünden der Funkenstrecken liegt die volle Spannung entlang des Schalters auch an den Funkenstrecken und ihren Zündelektroden. Um die auf Erdpotential liegende Triggerelektronik zu schützen, werden die Zündimpulse über Hochspannungskondensatoren geleitet, die für die Triggerpulse eine niedrige Impedanz ($\approx 4 \text{ k}\Omega$) und für Entladepulse eine hohe Impedanz ($\sim 0,5 \text{ G}\Omega$) haben. Der ganze Kreis wurde aufgrund vorhandener Bauteile auf eine Kondensatorhochspannung von max. 30 KV ausgelegt. Die üblichen Ladespannungen im Experimentierbetrieb lagen bei 6 KV.

Meßergebnisse: Abb. 5.11 zeigt die gemessenen Stoßströme an

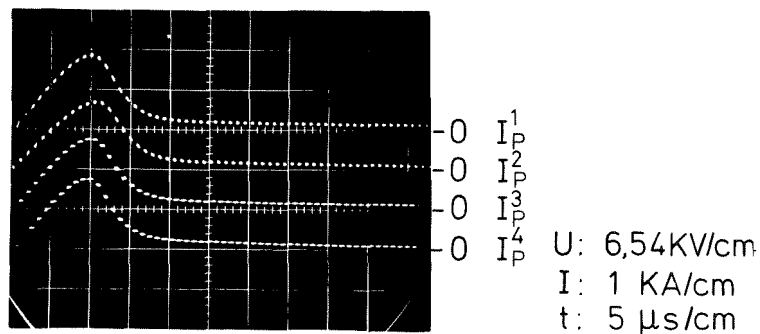


Abb. 5.11: Stoßströme gemessen an den Funkenstrecken der 4 Kreise ohne Laststrom.

den Funkenstrecken ohne Schalterlaststrom. Die Gleichzeitigkeit des Übergangs in den normalleitenden Zustand liegt bei $\pm 1 \mu\text{sec}$. Der Übergang wird bei einer Ladespannung von 6 kV nach 10 μsec erreicht. Das gesamte System hat sich als außerordentlich robust und betriebssicher erwiesen. Es ist bis zu einer Entladespannung von 47 kV getestet.

Die Supraleiterschalterwicklung mußte zwischen den Stoßstrom-einspeisungen mit VDR-Widerständen (ZnO-Varistoren) gegen Überspannungen geschützt werden (vergl. Abschnitt 6.2).

Die Spannungsbegrenzung zwischen den Sektionen lag bei 10 kV und über dem thermischen Schalter bei 2 kV.

5.2.5 Der Schutz des Supraleiterschalters

Das Experimentieren mit dem Supraleiterschalter erfordert wegen der hohen Leistungsdichte ($\sim 2 \text{ TW/m}^3$) im Leitermaterial besondere Schutzmaßnahmen. Ein einfacher Schutz ist ein parallel geschalteter niederohmiger Widerstand [5.17]. Wird der Gesamtstrom I_0 während der Kommutierung konstant gehalten (Abb. 5.12) und ist $R = \alpha t$, so gilt

$$\langle J_R(t) \rangle = \frac{\langle J_0 \rangle}{1 + \frac{\alpha}{R_p} t} \quad (5.3)$$

Setzt man Gleichung (5.3) in Gleichung (4.2) ein, so erhält man die

$$\int_0^\infty \rho \langle J_R(t) \rangle^2 dt = \int_0^\infty \frac{\rho \langle J_0 \rangle^2}{\left(1 + \frac{\alpha}{R_p} t\right)^2} dt = \frac{R_p}{\alpha} \langle J_0 \rangle^2 \leq \sigma \int_{4,2}^{T_f} C(T) dT \quad (5.4)$$

woraus unmittelbar folgt

$$R_p \leq \frac{\alpha \cdot \sigma \int_{4,2}^{T_f} C(T) dT}{\langle J_0 \rangle^2 \cdot \rho} \approx \alpha \cdot \Delta t \quad (5.5)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Zone wurde gemessen (vergl. Abb. 6.11). Für eine zulässige Erwärmung von 100 K folgt Δt aus Abb. 5.13. Da $\alpha = f(I^2)$, ändert sich R_p nur

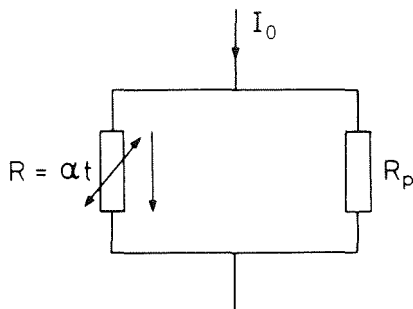


Abb. 5.12: Niederohmiger Widerstand R_p zum Schutze des Supraleiterschalters.

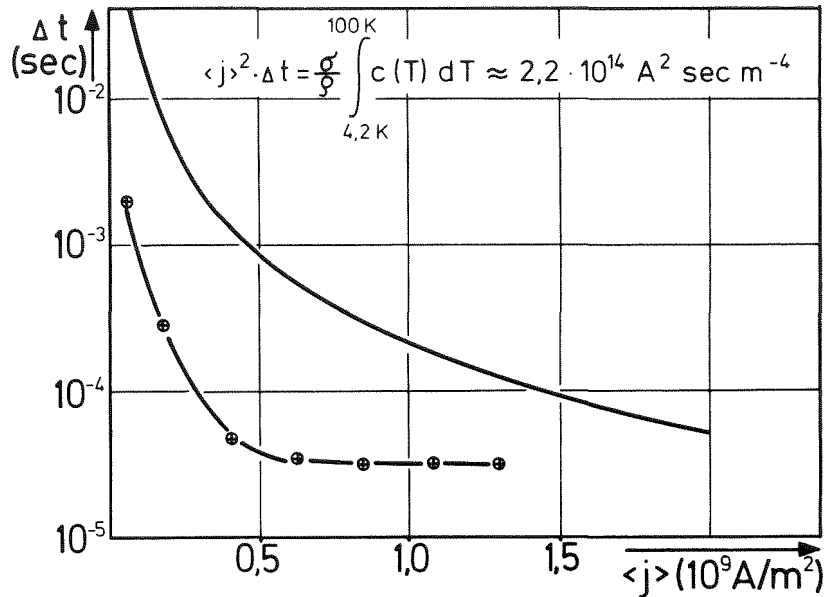


Abb. 5.13: Obere Kurve: Errechnete Erwärmzeit Δt der "heißen Zone" bis max. 100 K bei $J = \text{konst.}$ Untere Kurve: Ausbreitungszeit der "heißen Zone" bis zum Erkennen durch den Q-Indikator.

wenig mit der Stromstärke. Zwischen (0,5 - 1,5) kA ändert sich der errechnete Wert von $R_p = (9 - 5) \text{ m}\Omega$. Im Experimentierbetrieb wurde ein wassergekühlter 12 $\text{m}\Omega$ -Widerstand eingesetzt.

Dieser Schutz läßt sich nur bei Experimenten mit stationären Gleichströmen anwenden. Bei schnellen Entladungen muß der Widerstand entfernt werden. Mit Hilfe eines sehr schnellen Detektors für entstehende normaleitende Zonen (Quenchdetektor) wurde ein Triggerpuls erzeugt, der den Supraleiterschalter über die Kondensatorbatterie in Zeiten $< 100 \text{ }\mu\text{sec}$ durchschaltet. Die Stromdichte im Schalter wird dann mindestens um den Faktor 10 reduziert. Abb. 5.13 zeigt die gemessenen Abschaltzeiten im Vergleich mit den aus dem Grenzlastintegral berechneten.

5.2.6 Der Schutz der supraleitenden Komponenten

Das System Supraleiterschalter-Speicherinduktivität muß in jeder Arbeitsphase geschützt sein (Vergleich Abb. 3.3). Werden die supraleitenden Komponenten durch innere oder äußere Störungen normalleitend, so muß eine sichere Auskopplung der gespeicherten Energie gewährleistet sein.

Das Normalleitendwerden einer Komponente wird durch die "Quenchindikatoren" QIL und QIR (Abb. 5.4) angezeigt. Sie befinden sich in einer Brückenschaltung, so daß beim Auftreten einer ohmschen Spannung die Brücke verstimmt wird. Aus der Spannungsdifferenz der Verstimmung wird ein Steuersignal abgeleitet. Die Ansprechempfindlichkeit lag bei Spannungen von 0.1 V. Beide Indikatoren müssen zur Erreichung der notwendigen Empfindlichkeit auf hohem Potential (25 kV) betreibbar sein. Intensive Entwicklungsarbeit forderte die notwendige Potentialtrennung der erhaltenen Steuersignale durch Übertrager [5.18]. Die geforderte Ansprechschnelligkeit wird durch das Grenzlastintegral des Komposits (Supraleiter-Matrix) bestimmt (Vergleich Abschnitt 3.2). Die rauen Betriebsbedingungen (Funkenstrecken, Laderelais, Hochspannung) erforderten sorgfältige Schirmung und Maßnahmen in der Steuerung, um zu verhindern, daß durch unkritische Störungen eine Energieauskopplung eingeleitet wird.

In der Tabelle 5.5 werden die Schaltstellungen zusammengefaßt, die erforderlich sind, wenn eine der beiden Komponenten normalleitend wird. Die Vielzahl der Möglichkeiten läßt sich nur noch mit einer elektronischen Steuerung erfassen [5.12].

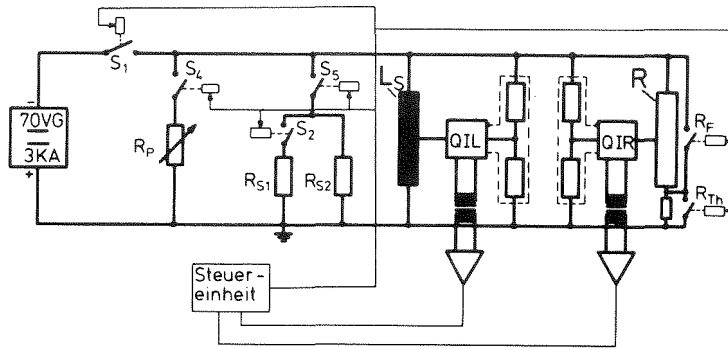


Abb. 5.14: Schutz-einrichtung für Schalter u. Spule
 (R_F schnell auslösbarer Teil des Supraleiter-schalters
 R_{Th} thermisch auslösbarer Teil des Supraleiter-schalter).

Phase	Ereignis	Energiekopplung	Schalterstellung: "0" auf; "1" zu					
			S1	S4	S5	S2	R_F	R_{TH}
Laden, Strom steigend	normaler Betrieb	-	1	0	0	1	1	0
	Spule SL → NL	Netzgerät Wechselrichter	1	0	0	1	1	0
Speichern, Strom fallend	n. Betr.		1	0	1	1	1	1
	Spule SL → NL	Netzgerät WR, Rs2	1	0	1	0	1	0
Speichern, Strom fallend	n. Betr.	-	1	0	1	1	1	1
	Schalter SL → NL	Rs1	1	0	1	1	0 ⁺	1
Speichern (Dauerstrom)	n. Betr.	-	0	1	1	1	1	1
	Spule SL → NL	Rs2	0	1	1	0	1	0
Speichern (Dauerstrom)	n. Betr.	-	0	1	0	1	1	1
	Schalter SL → NL		0	1	0	1	0	1

⁺partiell geöffnet

Tab. 5.5: Erforderliche Schalterstellungen zur Energieauskopplung im Fall eines SL (supraleitend) → NL (normalleitend) -Übergangs einer der beiden supraleitenden Komponenten.

5.2.7 Die Instrumentierung des Experimentes

Die vorangehenden Abschnitte haben schon erkennen lassen, daß bei der Größe und der Problematik des Experimentes sich die Instrumentierung nicht auf die reine Maßtechnik beschränken kann. Sie läßt sich im wesentlichen in drei Bereiche unterteilen (Abb. 5.15) [1.23].

1. Der Starkstromkreis zum Laden und Entladen des Experimentes;
2. Die Steuerelektronik zur Abwicklung der Messung und zur Vermeidung von Fehlbedienungen in Verbindung mit einer Sicherheitsschleife;
3. Die rein meßtechnischen Ausrüstungen;

Zum Laden der Speicherinduktivität wurde ein in der Magnettechnologie übliches thyristorisiertes Netzgerät (70 V, 3000 A) verwendet. Die Schaltungen zur Änderung der Strompfade erfolgten über konventionelle Trennschalter mit entsprechender Spannungsfestigkeit.

Die Entwicklung einer Steuerelektronik war erforderlich, da das Experiment aus Sicherheits- und meßtechnischen Gründen nur von einer Abschirmkabine aus bedient werden konnte. Während der Laufzeit des Experimentes mußten wegen der gefundenen Instabilität des Supraleiterschalters umfangreiche Änderungen vorgenommen werden. Dazu gehören die im vorigen Kapitel beschriebenen Neuentwicklungen. Erst danach war eine Fortsetzung des Experimentes und der erfolgreiche Abschluß möglich.

Die Triggerung der Oszillographen erfolgte über einen an der Hilfsfunkenstrecke gewonnenen Impuls (Abb. 5.10) über eine Digital-Uhr. Dadurch waren beliebige Verzögerungen zwischen 0.1 μ sec - 10 sec einstellbar.

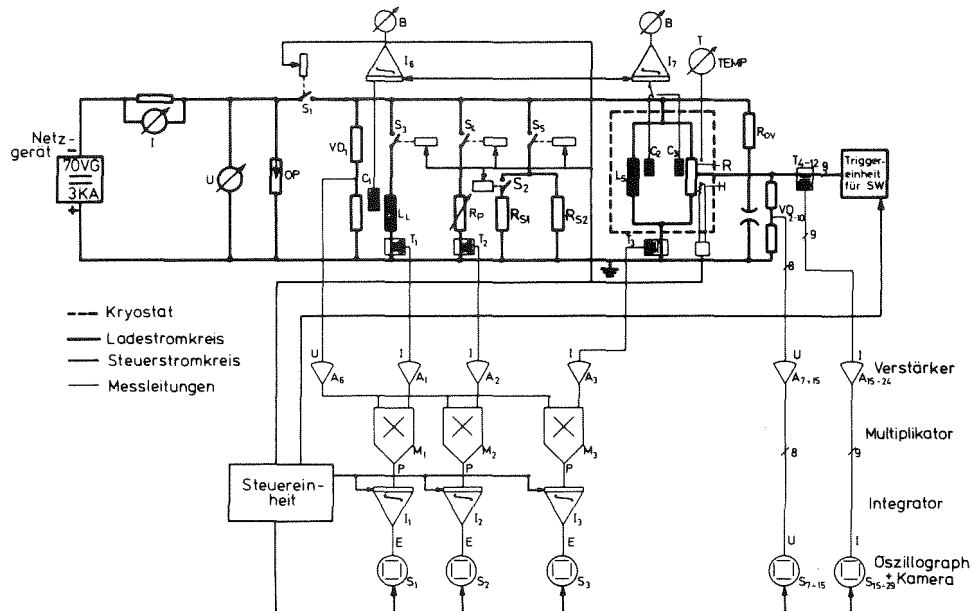


Abb. 5.15: Schematische Darstellung der meßtechnischen Instrumentierung zur Untersuchung des Supraleiterschalters.

Die Abkürzungen bedeuten:

- OP : Überspannungsschutz
- S, S_3-S_5 : Trennschalter, S_2 Leistungsschalter
- VD_{1-10} : Spannungsteiler
- C_{1-3} : Feldmeßspulen
- T_{1-3} : Stromtransformation
- T_{4-12} : Rogofskispulen
- L_L : Induktive Last
- R_p : Lastwiderstand
- R_{s1} : Schutzwiderstand $12\text{ m}\Omega$
- R_{s2} : Entladewiderstand
- R : Supraleiterschalter
- H : Heizung für thermisch auslösbaren Teil des Supraleiterschalters
- R_{DV} : Überspannungsschutz mit Funkenstrecke

Das Experiment ließ sich wegen der hohen Spannungen und des damit verbundenen Aufwandes nicht universell instrumentieren. Die Meßtechnik wurde dem Stand der jeweiligen Experimentierphase angepaßt (Komponententest, Entladungen, Fehlersuche, Klärung spezieller Probleme).

Während der Entladung erfolgt die Strommessung mit Stromtransformatoren, die mit dem Hauptstromkreis galvanisch nicht gekoppelt sind (Abb. 5.15). Die Spannungsmessung wird mit kompakt gebauten Stoßspannungsteilern ausgeführt. Leistungen und Energien können über Multiplikatoren mit nachfolgenden Integratoren direkt am Oszillographen gemessen werden. Die Registrierung übernehmen Kameras. Zu der Messung magnetischer Felder wurden Hallsonden und Spulen mit nachfolgenden Integratoren eingesetzt.

Ein wichtiges diagnostisches Mittel bei der Untersuchung des Supraleiterschalters waren die Stoßstromeinspeisungen, die gleichzeitig als Potentialsonden der Schalterwicklung dienen. Temperaturen im Kryostaten wurden mit kommerziellen Au-Fe-Thermoelementen gemessen.

5.2.8 Die Hochspannungsdurchführungen

Zur Ein- und Ausspeisung der Energie sind Durchführungen in den Heliumraum des Kryostaten notwendig, die hier auch auf Hochspannungsfestigkeit ausgelegt werden müssen. Prinzipiell müssen drei verschiedene Möglichkeiten der Durchführungsanordnung in Kryostaten betrachtet werden, die in Abb. 5.16 dargestellt sind.

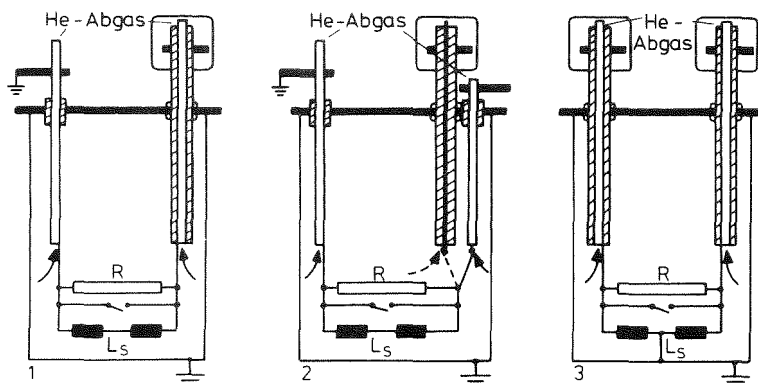


Abb. 5.16: 1. Ein- und Ausspeisung folgt über gasgekühlte Durchführungen, von denen eine für Hochspannung ausgelegt ist.
2. Einspeisung erfolgt über zwei gasgekühlte Hochstromdurchführungen, zur Ausspeisung wird auf eine nicht gasgekühlte Hochspannungsdurchführung umgeschaltet.
3. Ein- und Ausspeisung erfolgt über zwei gasgekühlte Hochspannung-Hochstromdurchführungen. Gegenüber 1) und 2) reduziert sich die Spannung gegen Erde auf die Hälfte.

Bei Erwägung aller Randbedingungen (Verluste, Anordnung in Kryostaten, Fertigung, Meßtechnik) ergab sich 1) als optimale Lösung. Daraus läßt sich dann 3) mit einer Verdopplung der Spannung als nächster Schritt aufbauen.

Neben dieser Hochstrom-Hochspannungsdurchführung wird noch eine 9-adrige Durchführung für die Stoßströme zur Schalterauslösung benötigt.

Die beiden entscheidenden Probleme bei der Konstruktion von Hochspannungsdurchführungen für He-Gasatmosphäre mit starken Temperaturgradienten sind

1. Auswahl des Materials für den Isolierkörper
2. Verhinderung der Bildung von Gleitfunken zwischen geerdetem Flansch und Mittelleiter (Vergl. Anhang).

Aufgrund der damaligen noch geringen Erfahrungen im Bau von Durchführungen für tiefe Temperaturen wurden zwei verschiedene Konzepte verfolgt [5.20]. Sie unterscheiden sich sowohl in den benutzten Isoliermaterialien als auch im Prinzip zur Verhinderung von Gleitentladungen.

In der konventionellen Elektrotechnik gibt es heute Lösungen zur Beherrschung der Gleitentladung (Kondensatordurchführung). Zum damaligen Zeitpunkt war jedoch die Fertigung entsprechender Isolierkörper von der geforderten Länge noch nicht möglich.

Die Stromzuführung besteht aus einem Innenleiter, der die gasgekühlten Leiter aufnimmt und dem Isolierkörper mit Flansch. Die Gesamtlänge des Isolierkörpers beträgt hier ca. 2.50 m. Davon befinden sich 2 m im Kryostaten in Heliumatmosphäre. Aus elektrostatischen Gründen muß der Innenleiter ohne Zwischenraum mit dem Isolierkörper verbunden sein. Unterschiedliche thermische Kontraktion der Materialien erfordert ein Gleiten des Isolierkörpers auf dem Innenleiter.

Der Isolierkörper der ersten Durchführung besteht aus glasfaserverstärktem Epoxyd-Harz, der in der Filamentwicklungstechnik direkt auf dem Innenleiter gewickelt wird (Abb. 5.17).

Die Anpassung der Ausdehnungskoeffizienten erfolgt über den Kreuzungswinkel den Glasfaserrowings. Durch Vorversuche konnte gezeigt werden, daß Gleitentladungen durch die Länge der Durchführung in Heliumatmosphäre bis 50 kV nicht auftreten [1.23]. Der Test der Durchführung in Heliumgas bei 293 K hat das bestätigt.

Eine zweite Durchführung wurde von der ATF-Graz für dieses Experiment konstruiert und gebaut. Der Isolierkörper ist ein mit Harz imprägnierter Papierwickel. Außenflächen und die innere Bohrung sind Äquipotentialflächen durch eingewickelte,

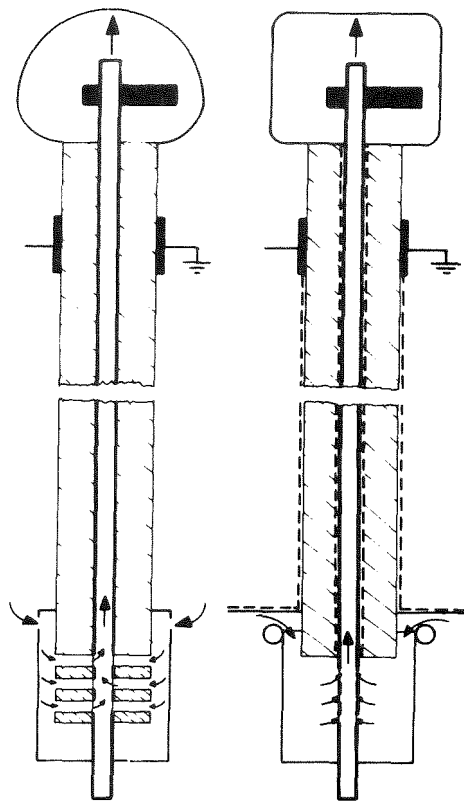


Abb. 5.17: Prinzipieller Aufbau der beiden Stromzuführungen

leitende Folien. Der Innenleiter kann sich somit frei in der Bohrung bewegen. Durch die äußere leitende Folie wird das Erdpotential des Flansches in das kalte Heliumgas verlagert und die Spannungsdifferenz zwischen Außen- und Innenleiter dort abgebaut. Eine Zylinder-Platte Geometrie erlaubt den Eintritt des kalten Gasstromes zur Kühlung der Innenleiter.

Die Stoßstromzuleitung besteht aus 9 Leitern. Die Anordnung der Leiter ist so gewählt, daß immer eine Dreiergruppe von Leitern gegeneinander möglichst die gleiche Induktivität hat [5.23]. Um eine qualitative Aussage über die Spannungsbeanspruchung des Dielektrikums zu erhalten, wurden die Äquipotentiallinien des

Systems aufgenommen (Abb. 5.18). Die Spannungsbelastung ist

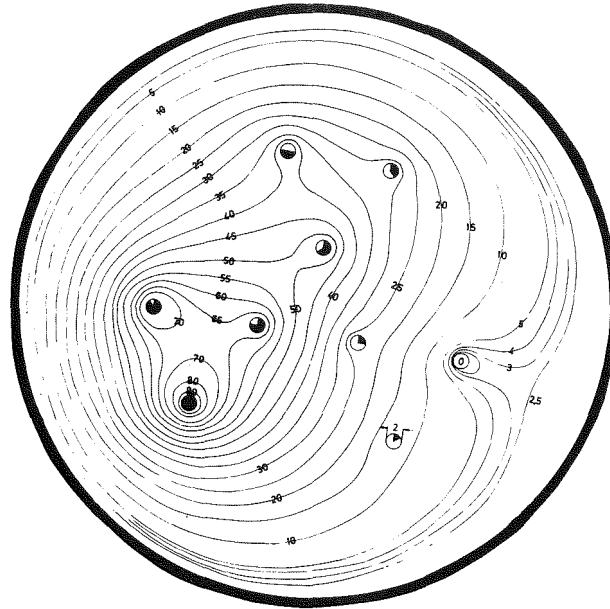


Abb. 5.18: Äquipotentiallinien der Stoßstromdurchführung mit 9 verschiedenen Potentialen.

überall < 5 MV/m (maximal zulässig für Epoxydharz 20 MV/m). Die mit Glasfaser umbündelten Innenleiter wurden zu der vorgegebenen Anordnung aufgebaut und im Vakuum mit Harz imprägniert. Auf der Außenseite des Kryostatdeckels endet die Stoßstromdurchführung in einer Steckverbindung. Der Raum zwischen den Steckern ist mit Siliconkautschuk ausgegossen. Durch Kompression des Siliconkautschuks wird eine einwandfreie hochspannungsfeste Isolation erreicht [5.24]. Die Stoßstromzuleitung wird weiter über Hochspannungskabel zu den Kondensatoren geführt. Die Kabel sind in der gleichen Form gebündelt und zur Verhinderung von Teilentladungen in einem PVC-Rohr mit Harz vergossen. Das Rohr ist mit einer verlöteten Kupferfolie gegen Hochfrequenz abgedichtet. In Anhang VIII sind einige Daten über die Hochspannungsdurchführungen zusammengestellt.

Alle im flüssigen Helium zwischen Speicherinduktivität und Supraleiterschalter geführten Verbindungen sind mit Kupfergeflecht sorgfältig verrundet.

Abb. 5.19 und 5.20 zeigt den Kryostateinsatz zum Test des Supraleiterschalters.

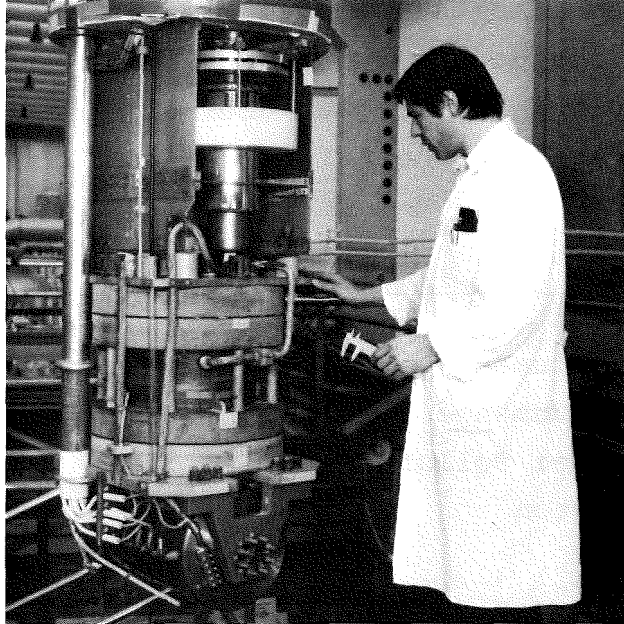


Abb. 5.19: Der Kryostateinsatz zum Test des Supraleiterschalters von oben nach unten ist zu erkennen, das kalte Ende der Hochspannung-Hochstromdurchführung, die supraleitende Speicherspule und der Supraleiterschalter.

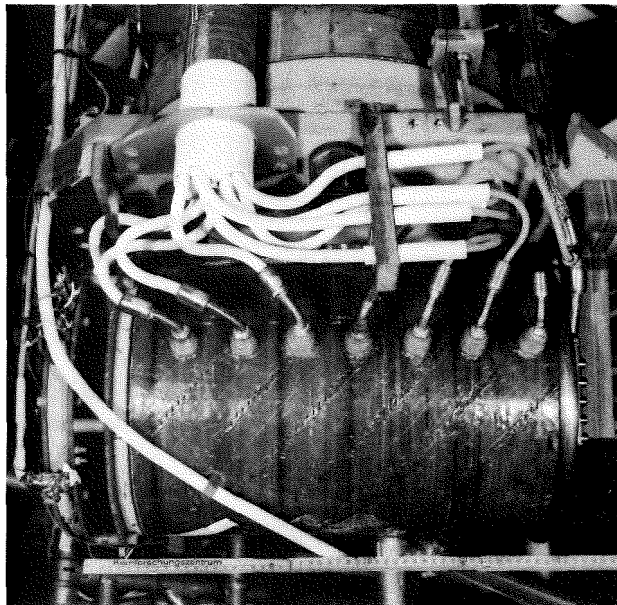


Abb. 5.20: Der Supraleiterschalter mit den Stoßstromeinspeisungen zur Auslösung.

5.2.9 Die kryotechnische Versorgung

Das Experiment befindet sich bis etwa zur Hälfte des unteren Teils der Hochstrom-Hochspannungsdurchführung (Abb. 5.19) im flüssigen Helium eines Badkryostaten (Abb. 5.2). Der Badkryostat wird von der Kälteanlage im Refrigeratorbetrieb versorgt. Große Abgasmengen bei Betriebsstörungen werden über Wärmetauscher in einem Ballon aufgefangen. Die Regelung der Abgastemperatur der Hochspannung-Hochstromdurchführung erfolgte ohne galvanische Verbindung über ein Infrarotthermometer. Der verfahrenstechnische Aufbau ist ausführlich beschrieben in [5.25].

Kryostatvolumen	1.5 m ³
flüs. Heliummenge	0.5 m ³
Verluste bei Sollstand mit Einbauten	30 W
max. Druck	6 Bar abs.

Tab. 5.5: Die wichtigsten Daten des Kryostaten

6. Das Verhalten des verkabelten Multifilamentleiters des Supraleiterschalters

In Kapitel 5 sind die Eigenschaften technischer Supraleiter nach ihrer Enthalpie und Leistungsdichte bezüglich ihrer Anwendung als Supraleitermaterialien diskutiert worden. Die Untersuchungen am Schalter haben jedoch gezeigt, daß die jeweilige Struktur des Leiters und auch seine Anordnung in der Schalterwicklung berücksichtigt werden müssen. Im einzelnen konnten folgende Effekte beobachtet werden, die bei Multifilamentleitern mit Kupfermatrix in dieser Form noch nicht ermittelt wurden oder nicht so krass in Erscheinung traten.

- 1.) Der verseilte Leiter trägt im Eigenfeld einen höheren Strom als es der Summe der kritischen Ströme der Einzelleiter entspricht.
- 2.) Der Leiter zeigte spontane Instabilitäten im stationären Gleichstrombetrieb.
- 3.) Die Ausbreitungsgeschwindigkeit normalleitend gewordener Zonen liegt um einen Faktor 10^5 höher als sie sich aus der normalen thermischen Diffusion ergibt.

Im folgenden soll versucht werden diese Erscheinungen mit den durchgeführten Messungen und theoretischen Überlegungen zu deuten, soweit dies im Rahmen der vorhandenen meßtechnischen Instrumentierung möglich war.

6.1 Physikalische Eigenschaften von Typ III Supraleitern im Eigenfeld

Unter dem Einfluß des Eigenfeldes stellt sich im Supraleiter eine Stromdichteverteilung ein, die vom Prinzip her ein Analogon zur Stromverdrängung hochfrequenter Wechselströme in Normalleitern darstellt.

6.1.1 Das Beansche Modell

Wird die kritische Feldstärke H_{c1} eines Typ III-Supraleiters überschritten, so dringt magnetischer Fluß ein (Shubnikov Phase). Der eindringende Fluß wirft im Supraleiter Abschirmströme an. Zur quantitativen Beschreibung der Abschirmströme wurde von Bean die Annahme gemacht, daß die kritische Stromdichte der Abschirmströme J_c , direkt den Feldgradienten proportional ist (Critical State Model) [6.1].

$$J_c = \frac{dH}{dr} \quad (6.1)$$

Mit diesem Modell ist es gelungen einige Eigenschaften harter Supraleiter quantitativ zu beschreiben.

6.1.2 Der Einfluß des Eigenfeldes auf die Stromdichteverteilung

Das Beansche Modell gilt unabhängig davon, ob die Abschirmströme durch ein externes Feld oder durch einen vom Leiter getragenen Transportstrom angeworfen werden. Die Feld- und Stromdichteprofile für eine in den Halbraum unendlich ausgedehnte dünne Platte zeigt Abb. 6.1 für ein eindringendes externes Magnetfeld und das Eigenfeld.

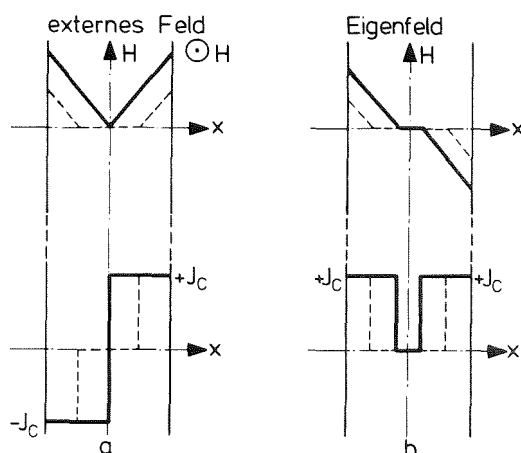


Abb. 6.1: Feld- und Stromdichteverteilung eines Typ III-Supraleiters [3.2, 23b] a) im externen Magnetfeld b) im Eigenfeld. Jeweils dargestellt für eine in den Halbraum endlich ausgedehnte Platte.

Heute technisch angewendete Supraleiter werden in Form von Multifilament-Drähten hergestellt. Diese bestehen zur Stabilisierung (Vergleich Abschnitt 6.1.3) aus ca. 10 μm starken supraleitenden Filamenten (z.B. NbTi) in einer Metallmatrix (OFHC-Kupfer o. CuNi Legierung).

Man bezeichnet die aus Filamenten bestehenden zylindrischen Schichten in der Metallmatrix als miteinander gekoppelt, wenn zwischen ihnen magnetischer Fluß eingeschlossen wird. Bei Änderung des Flusses werden über die Matrix Ströme angeworfen, die zu Verlusten führen. Eine Entkoppelung der Filamente wird erreicht, wenn die Filamente geometrisch so geordnet werden können, daß der zwischen ihnen eingeschlossene Nettofluß verschwindet. Bei einem homogenen externen Feld wird dies durch eine Verdrillung "Twisten" des Multifilamentleiters erreicht.

Dies ist jedoch keine Entkoppelung bezüglich des durch den Transportstrom verursachten Eigenfeldes.

Das Eigenfeld eines Transportstromes dringt nach dem Beanschen Modell (Abb. 6.1b) in den Leiter ein. In einem äußeren Ring herrscht die kritische Stromdichte J_c . Im Inneren des Leiters ist Feld und Stromdichte Null.

Bei einem verdrillten Multifilamentleiter sind die spiralgig ineinander steckenden Filamentschichten über die longitudinale Komponente des Feldes miteinander gekoppelt. Dies bewirkt zum einen, daß Fluß über den gesamten Querschnitt des Leiters eindringen kann. Zum anderen bewirkt die Überlagerung des longitudinalen Feldes mit dem azimuthalen Feld, daß an eine Stelle im Leiter $r_1 < R$ die Feldlinien gerade parallel zu den Filamenten verlaufen. Dann ist jedoch der Nettofluß zwischen zwei zylindrischen Filamentschichten Null. Dies ermöglicht ein verlustfreies Eindringen eines Stromes in den inneren Teil des Leiters $r < r_1$ [3.2; 272; 6.2; 6.3; 6.4]. Diese Erscheinung soll im folgenden quantitativ beschrieben werden.

Ist I_T der Transportstrom, l_p die Verdrillungslänge, R der Radius des Filamentbündels und $r < R$ ein Radius im Inneren des Filamentbündels (Abb. 6.2), so ist die longitudinale Komponente

$$B_z(r) = \mu_0 \frac{I_T - I(r)}{l_p} \quad (6.2)$$

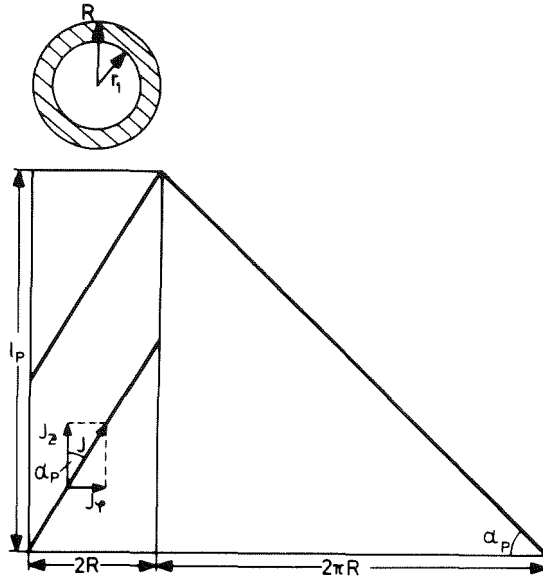


Abb. 6.2: Parameter zur Berechnung der Stromdichteverteilung in einem Multifilamentleiter.

und die azimutale Komponente

$$B_\varphi(r) = \mu_0 \cdot \frac{I(r)}{2\pi r} \quad (6.3)$$

An dem Radius r , wo die Feldlinien gerade parallel zu den Filamenten verlaufen gilt die Randbedingung

$$\phi_\varphi = \phi_z \quad (6.4)$$

wobei

$$\phi_z = \int B_z df = \int_{r_1}^{r_1+\Delta r} \int_0^{2\pi} B_z r d\varphi \cdot dr = \frac{2\pi r_1 \cdot \Delta r \cdot \mu_0 [I_T - I(r_1)]}{l_p} \quad (6.5)$$

$$\phi_\varphi = \int B_\varphi df = \int_{r_1}^{r_1+\Delta r} B_\varphi \cdot l_p \cdot dr = l_p \cdot \mu_0 \cdot \frac{I(r_1)}{2\pi} \cdot \frac{\Delta r}{r_1} \quad (6.6)$$

$$\text{wenn } \frac{\Delta r}{r_1} \ll 1$$

Die Bedingung (6.4) führt zu

$$g = \frac{I(r_1)}{I_T} = \frac{\gamma^2 \cdot r_1^2}{1 + \gamma^2 \cdot r_1^2} \quad \text{mit} \quad \gamma^2 = \frac{4\pi^2}{l_p^2} \quad (6.7)$$

$$\text{für } \gamma r_1 < 1 \quad \rightarrow \quad \frac{I(r_1)}{I_T} \approx \gamma^2 r_1^2$$

Der gesamte Transportstrom des Leiters I_T berechnet sich zu

$$I_T = \int_{r_1}^R \int_0^{2\pi} J_c r \cdot \cos \alpha_p \cdot dr \cdot d\varphi + I(r_1) \quad (6.8)$$

$$\text{mit } \cos \alpha_p = \frac{1}{1 + \gamma^2 r^2} \quad (\text{Abb. 6.2})$$

$$I_T = \frac{2\pi(1 + \gamma^2 r_1^2) \{ (1 + \gamma^2 R^2)^{1/2} - (1 + \gamma^2 r_1^2)^{1/2} \} J_c}{\gamma^2} \quad (6.9)$$

Versteht man unter dem kritischen Strom I_c denjenigen Strom, der sich ergibt, wenn über den gesamten Leiterquerschnitt $J = J_c$ ist, so erhält man

$$I_C = \int_0^R \int_0^{2\pi} J_C \cdot r \cdot \cos \alpha_p \cdot dr \cdot d\varphi = \frac{2\pi [(1+\gamma^2 R^2)^{1/2} - 1] J_C}{\gamma^2} \quad (6.10)$$

Das Verhältnis beider Ströme ist

$$\frac{I_T}{I_C} = \frac{(1+\gamma^2 r_1^2) \{ (1+\gamma^2 R^2)^{1/2} - (1+\gamma^2 r_1^2)^{1/2} \}}{(1+\gamma^2 R^2)^{1/2} - 1} = f \quad (6.11)$$

Für $\gamma^2 r_1^2$ und $\gamma^2 R^2 < 1$ gilt die Näherung

$$\left(\frac{I_T}{I_C}\right) = \left[1 - \left(\frac{r_1}{R}\right)^2 \cdot (1 - \gamma^2 R^2)\right] \quad (6.12)$$

Eine Verknüpfung der Gleichungen (6.7) und (6.11) zeigt

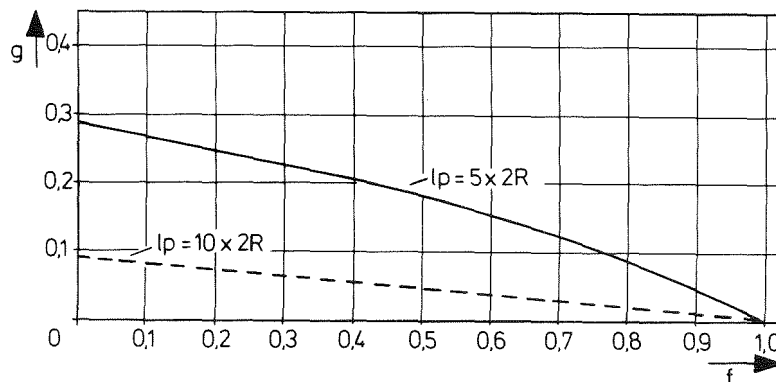


Abb. 6.3: Die Funktion $g = I(r_1)/I_T$ [Gl.(6.7)] berechnet als Funktion von $f = I_T/I_C$ [Gl.(6.11)] für 2 verschiedene Verdrillungslängen.

für 2 verschiedene Verdrillungslängen. Die heute technisch übliche Verdrillungslänge beträgt ca. $10 \times 2R$. Der innere Strom liefert somit nur einen unbedeutenden Anteil zum Transportstrom.

Die Stromdichte im Inneren des Leiters ist gegeben durch

$$J(r) = \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{dI(r)}{dr} , \quad (6.13)$$

woraus das Verhältnis

$$\frac{J(r)}{J_c} = \frac{2(1+\gamma^2 r_1^2) \{ (1+\gamma^2 R^2)^{1/2} - (1+\gamma^2 r_1^2)^{1/2} \}}{(1+\gamma^2 r^2)^2} \quad \text{für } r < r_1 \quad (6.14)$$

folgt. Für $\gamma^2 r_1^2$ u. $\gamma^2 R^2 < 1$ ist

$$\frac{J(r_1)}{J_c} = \gamma^2 \cdot (R^2 - r_1^2) \quad (6.15)$$

Abb. 6.4 gibt die Stromdichteverteilung für zwei verschiedene Verdrillungslängen wieder und je 3 Transportströme.

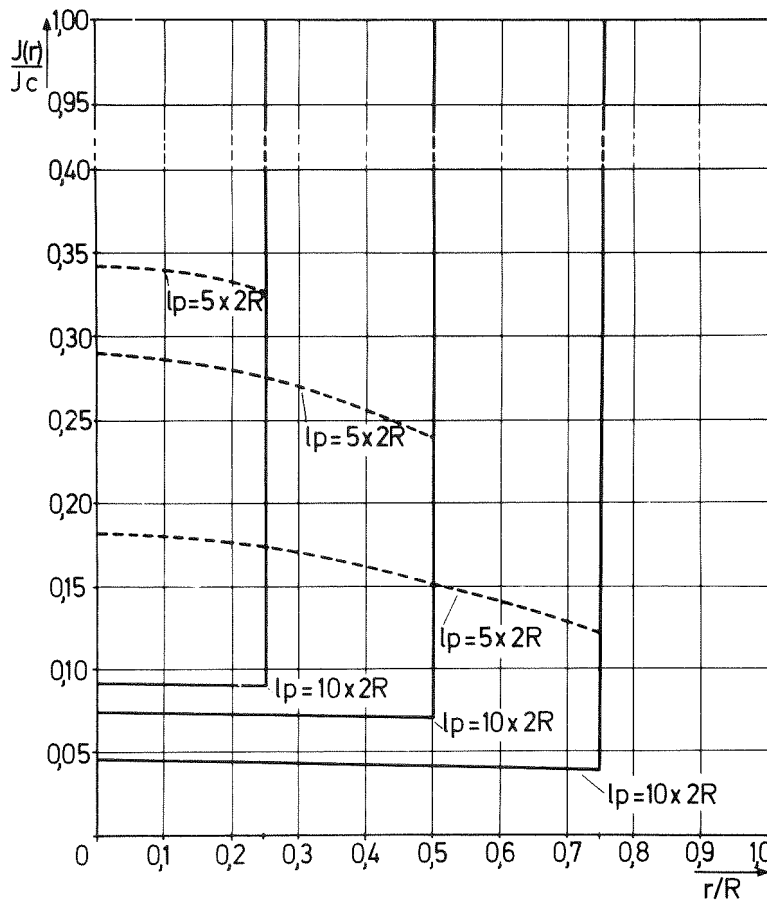


Abb. 6.4: Stromdichte in einem verdrillten Multifilamentleiter berechnet nach Gl. (6.14) für 2 Verdrillungslängen und je drei Transportströme.

Die beschriebenen Eigenschaften sind typisch für verdrehte Multifilamentleiter.

Die Stromverdrängung kann verhindert werden, wenn die einzelnen Filamente so angeordnet werden, daß der durch das Eigenfeld erzeugte Nettofluß verschwindet. Hierfür ist es notwendig, daß jedes Filament periodisch die Achse des Leiters schneiden muß. Solche Leiteranordnungen werden als voll transponiert bezeichnet. Sie sind bereits von der Hochfrequenztechnik bekannt und lassen sich durch entsprechende Flechttechniken realisieren. Diese Techniken werden auch bei Multifilamentleitern angewendet um verlustarme Leiteranordnungen für hohe Ströme aufzubauen [3.2, S. 274]. Aufgrund des anderen Eigenfeldes wird für den getwisteten Multifilamentleiter in einer solchen Anordnung ein gewisser Grad von Transposition erreicht. Nach den oben ausgeführten theoretischen Überlegungen und Abb. 6.4 ist eine Erhöhung der Stromdichte auf der Leiterachse zu erwarten, wenn die Verdrillungslänge verkleinert wird. In Abb. 6.5 ist die Stromdichte $J(0)$ auf

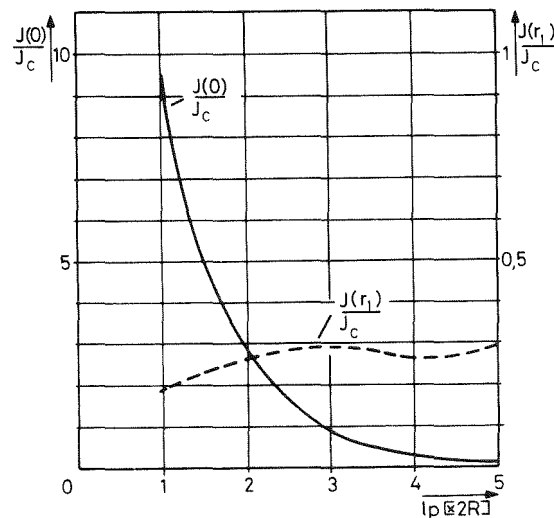


Abb. 6.5: Stromdichte $J(0)$ in der Mitte des Multifilamentleiters und beim Radius r , für $(r_1/R) = 0.75$ als Funktion der Verdrillungslänge.

der Leiterachse und $J(r_1)$ für $(r_1/R) = 0.75$ berechnet nach Gl. (6.14). Die Stromdichte steigt sehr stark mit der Verdrillungslänge an und überschreitet bei $l_p = 2,9 \times 2R$ die kritische Strom-

dichte J_c . Einen ähnlichen Effekt müßte auch ein longitudinales Feld auslösen.

Der Effekt der Stromverdrängung verschlechtert die Stabilität des Leiters und führt zu einer Degradation des kritischen Stromes. Dieser Zusammenhang soll im nächsten Abschnitt untersucht werden.

6.1.3 Die Stabilität

Zunächst sollen kurz die Grundzüge der adiabatischen Stabilität wiedergegeben werden [6.5], die dann unter Berücksichtigung der Eigenfeldeffekte auch für Multifilamentleiter berechnet wird.

Die Stromverteilung, der durch das eindringende Feld angeworfenen Abschirmströme, kann durch von außen aufgeprägte Störungen verändert werden. Ein Temperaturanstieg ΔT_1 ergibt durch eine Verkettung von Ursachen und Wirkungen elektrische Verluste, die wiederum im Material eine Temperaturerhöhung ΔT_2 zur Folge haben. Diese Vorgänge sind mit den entsprechenden Verknüpfungen in Tab. 6.1 für eine im Halbraum unendlich ausgedehnte dünne supraleitende Platte der Dicke a zusammengestellt.

Tab. 6.1: Zur adiabatischen Stabilität eines Typ III Supraleiters für eine dünne im Halbraum unendlich ausgedehnte Platte der Dicke a .

Ursache	Wirkung	Verknüpfung
Temperaturerhöhung ΔT_1	Abfall von J_c um ΔJ_c	$\Delta J_c = \frac{dJ_c}{dT} \Delta T_1 \quad (6.16)$ $\text{Eindringtiefe } \Delta x = - \frac{H}{J_c} \cdot \frac{\Delta J_c}{J_c} \quad (6.17)$
Änderung der Stromdichte	elektrische Verluste	$\Delta W = \mu_0 \cdot J_c \cdot H \cdot \frac{\Delta x}{3} \quad [\text{J/m}^3] \quad (6.18)$
elektrische Verluste	Temperaturerhöhung	$\Delta T_2 = \Delta W / \tilde{C}_p; \quad (6.19)$ $\tilde{C}_p = C_{p\sigma} \quad [\text{J/m}^3 \cdot \text{°K}]$

Je nachdem, ob die Temperaturerhöhung kleiner oder größer als ΔT_1 ist, klingt die Störung wieder ab oder die kritische Temperatur T_c wird überschritten. Die Bedingung für die Stabilität lautet

mit den in Tabelle 6.1 angegebenen Verknüpfungen

$$\frac{\Delta T_2}{\Delta T_1} = \frac{1}{3} \mu_0 H^2 \left(- \frac{1}{J_c} \cdot \frac{dJ_c}{dT} \right) \cdot \frac{1}{\tilde{C}_p} < 1, \quad (6.20)$$

woraus sich die Bedingung für das Feld H an Supraleiterschicht angeben läßt

$$H_{FJ} \leq \sqrt{\left(\frac{3}{\mu_0} \cdot T_0 \cdot \tilde{C}_p \right)} \quad (6.21)$$

oder analog für die Schichtdicke

$$a \leq \sqrt{\left(\frac{3}{\mu_0} \cdot T_0 \cdot \tilde{C}_p \right)} \cdot \frac{1}{J_c} \quad (6.22)$$

wobei

$$\frac{1}{T_0} = - \frac{1}{J_c} \cdot \frac{dJ_c}{dT} .$$

Für den heute am häufigsten verwendeten Supraleiter NbTi erhält man ($\tilde{C}_p \sim 3 \text{ kJ/m}^3 \cdot \text{°K}$, $T_0 \sim 4 \text{ °K}$, $J_c \sim 4 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$), $a = 42 \text{ }\mu\text{m}$ oder $H \sim 1,7 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ (0,2 T). Oberhalb dieser Feldstärke bzw. Schichtdicke werden die Abschirmströme instabil und zerfallen rasch (Flußsprung).

Eine Schichtung supraleitender dünner Platten, getrennt durch normaleleitende Schichten, werden durch das Eigenfeld ihres Transportstromes miteinander gekoppelt. Die Transportstromdichte darf deshalb nur so hoch gewählt werden, daß das Feld an der ersten Schicht 0,2 T nicht überschreitet.

$$a < \frac{H_{FJ}}{k \langle J_c \rangle} \quad (6.23)$$

$\langle J \rangle$ ist die mittlere Stromdichte und k ein Faktor, der die Kopplung beschreibt. Er liegt etwa bei 1,26 - 0,33 [6.5].

Eine Stabilisierung dünner Schichten am Supraleitermaterial durch reine Oberflächenkühlung ergibt infolge der hohen Leistungsdichten technisch nicht mehr realisierbare Schichtdicken. Für typische Werte von $\rho J_c^2 = 2 \text{ TW/m}^3$ und einer Wärmeübergangszahl von 10 kW/m^2 folgt eine Schichtdicke $a = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m} = 50 \text{ \AA}$. Die Aufdampfschichten von Dünnschichtsupraleitern bilden erst bei $300 - 500 \text{ \AA}$ Schichtdicke eine zusammenhängende Schicht. |4.18|

Für einen zylindrischen Leiter berechnet sich das Eigenfeld in dem durch Stromverdrängung entstehenden Hohlzylinder aus der Maxwell'schen Gleichung |3.2, 2.11| (eine Lösung von Gl. 4.11) zu

$$H_\phi(r) = \frac{J_c r}{2} + \frac{R}{r} \left(H_e - \frac{J_c R}{2} \right) \quad (6.24)$$

R = Radius des Drahtes; H_e = Feld am Radius R (Für die Herleitung des Stabilitätskriteriums wird zur Vereinfachung der Schreibweise $\langle J_c \rangle = J_c$ gesetzt.). Eine geringe Temperaturerhöhung ΔT versucht eine Abnahme der Stromdichte. Das Feldprofil dringt tiefer in den Leiter ein (Abb. 6.6).

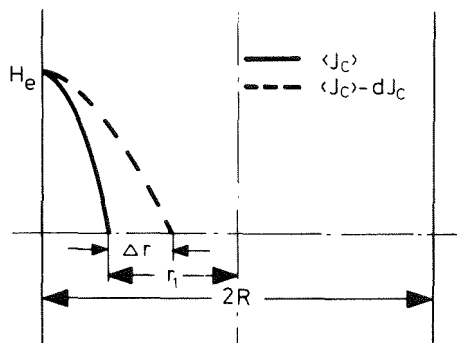


Abb. 6.6:
Eindringen des Eigenfeldes infolge einer Abnahme der Stromdichte.

Die Feldänderung beträgt

$$\Delta H_\phi = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{R^2}{r} - r \right) \cdot \Delta J_c \quad (6.25)$$

Das elektrische Feld berechnet sich aus $\text{rot } \vec{E} = - \dot{\vec{B}}$ zu

$$(6.26)$$

Multiplikation mit J_C und die Integration über Zeit und Volumen liefert die entstehende Verlustenergie

$$\int_V \int_t E_z(r) \cdot J_C \cdot dt \cdot dV = \int_V \int_t \left(\int_r^R \dot{B}_\phi(\tilde{r}) \cdot d\tilde{r} \right) \cdot J_C \cdot dV \cdot dt \quad (6.27)$$

Zur Vereinfachung der Integration über das Volumen sei $r = r_1 - \Delta r \approx r_1$. Ist

$$I_C = J_C \pi R^2 \quad \text{und} \quad I_T = J_C (R^2 - r_1^2) \quad (6.28)$$

so folgt

$$\left(\frac{r_1}{R} \right)^2 = 1 - \frac{I_T}{I_C} = 1 - i \quad (6.29)$$

Durch die dreifache Integration von Gleichung (6.27) ergibt sich die Verlustenergie, die durch das Eindringen des Eigenfeldes in den Leiter erzeugt wird, zu

$$\Delta W = \mu_0 \cdot V \cdot \frac{R^2}{8} \cdot J_C \cdot \Delta J_C [2i - i^2 + 2(1-i)\ln(1-i)]. \quad (6.30)$$

Da $\Delta W = \tilde{C}_p \cdot V \cdot \Delta T$, folgt daraus analog Gleichung (6.22) ein Kriterium für den Radius des Leiters

$$R \leq \frac{1}{\langle J_C \rangle} \cdot \left[\mu_0 \cdot [2i - i^2 + 2(1-i)\ln(1-i)] 8 \tilde{C}_p T_0 \right]^{1/2} \quad (6.31)$$

Diese Bedingung für die Stabilität eines Multifilamentleiters im Eigenfeld ist identisch mit der in [6.4] angegebenen Bedingung. Die in Abb. 6.7 dargestellte Funktion

$$F(i) = [2i - i^2 + 2(1-i)\ln(1-i)]^{1/2} \quad (6.32)$$

ist dieser Arbeit entnommen.

Mit den bei Gleichung (6.22) benutzten Daten für NbTi, der mittleren Stromdichte $\langle J_C \rangle \approx 2 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ und keine Degradation durch das

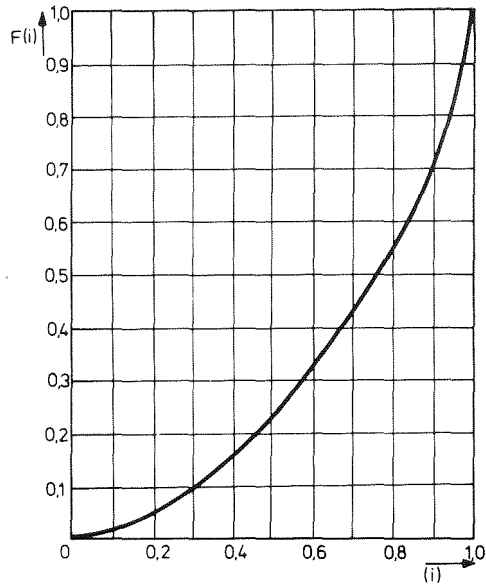


Abb. 6.7:

Funktion

$$F(i) = [2i - i^2 + 2(1-i)\ln(1-2i)]^{1/2}$$

Eigenfeld, d.h. $i = 1$, erhält man einen maximalen Durchmesser des Filamentbündels von $\sim 0,3$ mm.

6.1.4 Leiteranordnung u. Stabilität

Die Leiteranordnung für einen schnellen Supraleiterschalter muß induktionsarm sein. Dies wird mit einer Leiteranordnung Abb. 5.6 erreicht. Die Felder der einzelnen Leiter überlagern sich. Die Berechnung des Feldes an Ort eines jeden Leiters läßt sich mit elementaren Mitteln für die Schalterwicklung nicht mehr durchführen. Im folgenden soll der Einfluß an Hand von zwei Leitern diskutiert werden. Dies entspricht etwa einer Feldverteilung, wie sie am Rande der Wicklung auftritt Abb.6.8 zeigt die berechnete Feldverteilung in der Mittelebene

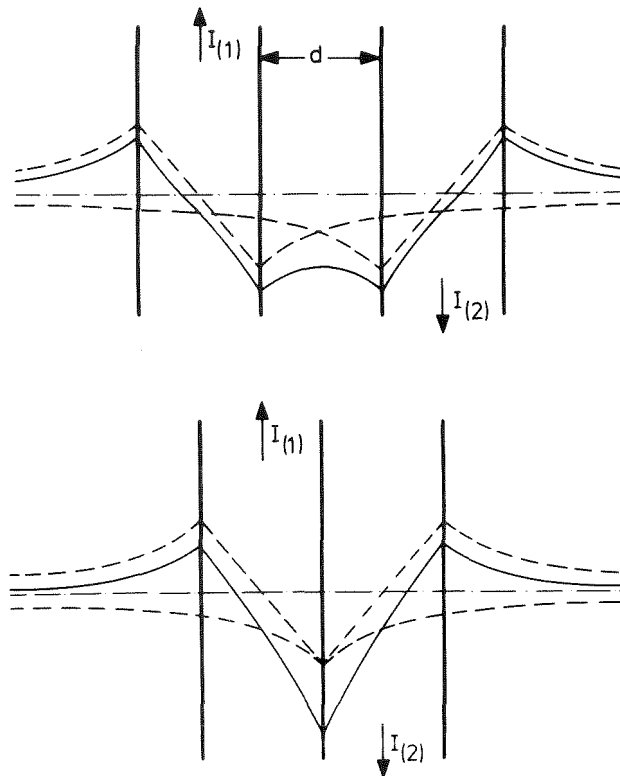


Abb. 6.8: Feldverteilung zweier Leiter mit entgegengesetzten Strömen bei einem Leiterabstand $d = 2R$ und $d = 0$.

zweier runder Leiter mit entgegengesetzten Strömen für einen Abstand $d = 2R$ u. $d = 0$. Für die Berechnung wurde eine gleichförmige Stromverteilung über den Leiterquerschnitt angenommen.

Während sich der Feldgradient $\frac{dH}{dx}$ bei $d = a$ um etwa 4 % vergrößert sind es bei $d = 0$ etwa 43 %. Dies führt dann zu Stromdegradation der Leiteranordnung, da nach Gleichung (6.1) $\frac{dH}{dx} = J_c$. Im verwendeten Schalter ist $d/R \approx 8$, was gegenüber dem Einzelleiter einen um 1 % erhöhten Feldgradienten bedeutet. Die Erhöhung des Feldgradienten im Leiter durch den benachbarten Leiter ist eine Grenze für die Kompaktheit der Schalterwicklung.

6.1.5 Aufbau des Leiters für den Supraleiterschalter

Der Leiter des Supraleiterschalters ist ein aus 5 Multifilamentdrähten verseiltes Kabel. Ein Schliffbild des Multifilamentdrahtes zeigt Abb. 6.9. Detaillierte Daten des Schalter-

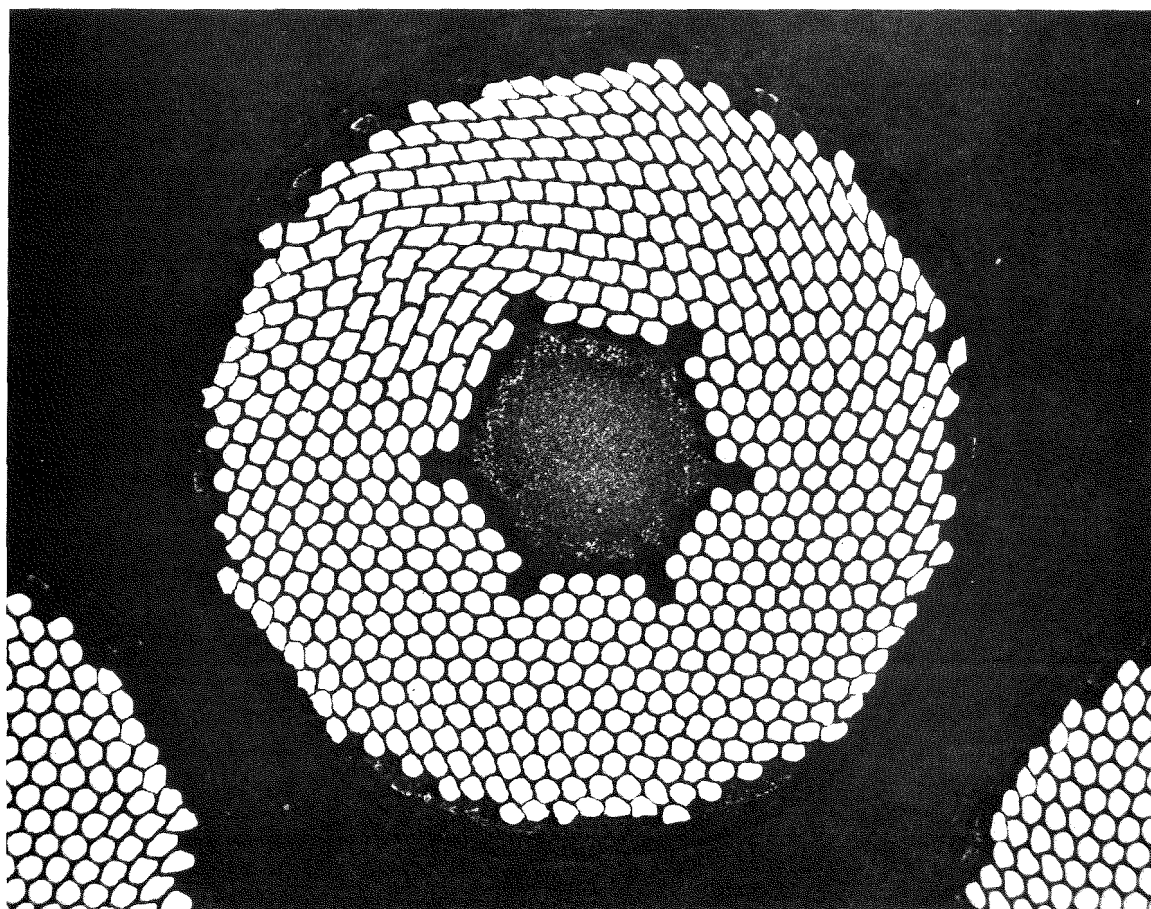


Abb. 6.9: Multifilamentleiter des Schalterleiters
(Vergrößerung 200-fach).

leiters befinden sich im Anhang V.

6.1.6 Die gemessene kritische Stromdichte des Schalterleiters im Eigenfeld

Im allgemeinen ist das wichtigste Kriterium zur Beurteilung der Qualität eines Leiterkonzeptes der gemessene kritische Strom. Tabelle 6.2 zeigt eine Zusammenstellung der unter ver-

Leiterkombination	$I_c(n)/n$ [A]	J_c [10^9A/m^2]	J_c [10^9A/m^2]	Bemerkung
Einzelleiter n = 1	387	1.97	3.94	Leiterlänge (0.20-12.5)m
Kabel n = 5	429	2.18	4.36	Leiterlänge 12.5 m - 1000 m (Schalter- wicklung)
2 Leiter n = 2	466	2.37	4.75	Leiterlänge (0.2 m)

Tabelle 6.2: Die unter verschiedenen Bedingungen gemessenen kritischen Ströme des Schalterleiters.

verschiedenen Bedingungen gemessenen kritischen Ströme, sowie die daraus berechneten mittleren Stromdichten und die Stromdichten im Supraleiter. Die theoretischen Überlegungen der vorangehenden Abschnitte verdeutlichen, daß durch die Eigenfeldeffekte über die im Supraleiter maximal herrschende Stromdichte, sowie über den Anteil der stromtragenden Filamente nur schwer eine Aussage gemacht werden kann. Bevor jedoch die Diskussion fortgesetzt wird, sind noch einige Hinweise bezüglich der Meßtechnik notwendig.

Multifilamentleiter mit CuNi-Matrix sind in ihrer Handhabung wesentlich empfindlicher als Leiter mit Cu-Matrix. Bei Unterschreiten einer Kontaktierlänge von ca. 20 cm tritt eine Degradation der kritischen Stromdichte ein [6.6]. Bei den durchgeführten Messungen wurden Kontaktierlängen ≥ 30 cm benutzt. Bei 30 m langen Kontakten (mit Indium auf einen vollstabilisierten Supraleiter aufgelötet) betrug der für die Einzelader gemessene Kontaktwiderstand $3 \cdot 10^{-8} \Omega$. Die reproduzierbarsten Ergebnisse lieferten voll in Glasfaser verstärktes Epoxidharz eingegossene Proben. Geklemmte Proben ergaben nur als Einzelleiter reproduzierbare I_C -Werte. Eine Steigerung der kritischen Stromdichte durch den direkten Heliumkontakt konnte nicht festgestellt werden. Mit geklemmten Kabelproben ließen sich bei Erhöhung der Klemmkraft bis zum Abscheren der Leiter keine reproduzierbaren kritischen Ströme messen.

Einen deutlichen Hinweis, daß der kritische Strom der Leiter durch Eigenfeldeffekte beeinflusst wird, ist in Abb. 6.10

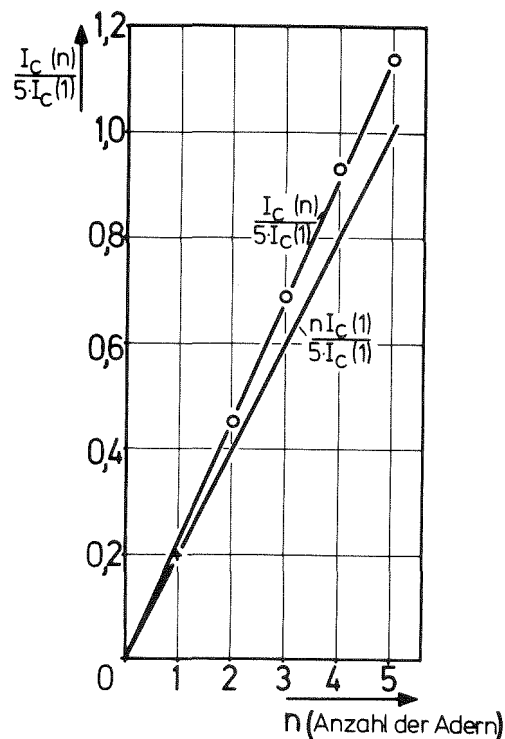


Abb. 6.10: Kritischer Strom des Kabels $I_C(n)$ als Funktion der stromtragenden Adern (durchgezogene Kurve: erwartete Stromtragfähigkeit aufgrund der Einzeladermessung).

dargestellt. Eine aus zwei verdrehten Multifilamentleitern bestehende Leiteranordnung besitzt bezüglich des Eigenfeldes einen höheren Grad der Transposition. Daß der Grad sich bei mehr Leitern nicht erhöht, beweist der konstante relative Zuwachs der Stromtragfähigkeit mit der Anzahl der Adern.

Um einige Aussagen über die erreichbaren kritischen Stromdichten in Multifilamentleitern zu erhalten, sind in der folgenden Tabelle 6.3 einige Leiter zusammengestellt, die von verschiedenen Herstellern kommen und von verschiedenen Experimentatoren untersucht wurden. Setzt man voraus, daß es sich bei den Leitern um optimierte Leiter handelt, so wird J_c im wesentlichen durch drei Parameter beeinflusst, das Verhältnis Supraleiter zu Matrix, den Filament- und Drahtdurchmesser. Es soll nun im einzelnen versucht werden dies zu deuten.

Das Verhältnis Supraleiter zu Matrix (SL:Matrix): Nach Abschnitt 4.2 beträgt die Enthalpie von (4.2-10)K für Cu(70)Ni(30) etwa 46 kJ/m^3 und für Nb(48.8)Ti etwa 100 kJ/m^3 [4.1]. Zwischen (4.2-6)K für beide Legierungen 10 kJ/m^3 . Das Verhältnis SL:Matrix im eigentlichen Filamentbereich des Leiters Abb. 6.8 beträgt 1:0.74. Diese Verdrängung von Matrixmaterial konnte auch an den vorliegenden Schliffbildern der Leiter F600-14/8(VAC) und CN-A-61/5 (IMI) festgestellt werden.

Die Matrixschichtdicke zwischen den Filamenten beträgt bei Filamentzahlen von ~600 etwa $2 \mu\text{m}$ und bei Filamentzahlen von 60 etwa $5 \mu\text{m}$. Diese Werte waren bei den betrachteten Leitern unabhängig vom Verhältnis SL:Matrix.

Mit den durchgeführten Abschätzungen und Messungen an Schliffbildern ist ein erhöhter Stabilisierungseffekt durch (20-35)% mehr Matrixmaterial nicht unmittelbar verständlich.

Der Filamentdurchmesser: Die heute üblichen Filamentdurchmesser von (10-20) μm sind ausreichend. Ein Einfluß auf die Stromdichte ist in diesem Bereich nicht feststellbar.

Material	1 KRYO 52-60	2 SUPERCON	3 SUPERCON 243E-1-AO.2	4 SUPERCON 243	5 IMI CN-A-61/15	6 VAC F600-14/8	7 KRYO 194	8 VAC
Matrix	Cu(90)Ni(10)	Cu(70)Ni(30)	Cu(70)Ni(30)	Cu(70)Ni(30)	Cu(70)Ni(30)	Cu(70)Ni(30)	Cu(70)Ni(30)	
SL:Matrix	1:1	1:1	1:1.2	1:1.3	1:1.35	1:1.4	1:2.9	1:0.56
Zahl der Fil.	19	580	366	366	61	624	54	1
Fil-Durchmesser [μm]	~32	16	7	~7	21	18	~14	240
Drahtdurchmesser [mm]	0,2	0,56	0,2	0,2	0,25	0,6	0,2	0,3
Durchmesser Fil.-Bündel [mm]		0,5			0,18	0,57		
Durchmesser gerechnet Gl. (6.31) [mm]	0.22	0.28	0.13	0.16	0.15	0.35	0.2	0.09
Verdrillungslänge [mm]	6.4	4	?	2.5	2.5	?	6.4	-
I_c (Eigenfeld) [A]	80	387	132	107	177	450	80	424
$\langle J_c \rangle$ [10^9A/m^2]	2.55	1.97	4.2	3.41	3.60	1.59	2.54	6.00
J_c [10^9A/m^2]	5.09	3.94	9.2	7.83	8.47	3.81	7.38	9.4
R_n [$10^{-8} \Omega\text{m}$] 10 K	?	40.6	43.5	?	35	~75	?	?
I_c -Messung als	"Braid" 21 Drähte	Einzeldraht	Einzeldraht	Braid 7 Drähte	Einzeldraht	Einzeldraht	Braid 9 Drähte	Einkern- leiter
Autor	J.D.Lindsay [4.17]	Verfasser	K.Grawatsch et al. [1.18]	Lindsay [4.17]	K.Grawatsch et al. [1.18]	VAC [4.8]	Lindsay [4.17]	VAC [4.8]

Tabelle 6.3: Untersuchte Multifilamentleiter NbTi in CuNi-Matrix

Der Drahtdurchmesser (bzw. der Durchmesser des Filamentbündels): Mit den gemessenen mittleren Stromdichten lassen sich nach Gleichung (6.31) die Leiterradien errechnen, ohne daß eine Degradation des kritischen Stromes auftritt ($F(i) = 1$). Die Leiter 1,4,5,7 zeigen gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

Abweichungen zeigen dicke Leiter, 2 u. 6 und Leiter 3 u. 8 mit sehr hohen Stromdichten im Supraleiter. Der Einkernleiter verletzt mit diesem Filamentdurchmesser das Stabilitätskriterium Gleichung (6.31). Dies ist eine bekannte Erscheinung bei NbTi-Einkernleitern, für die es noch keine Erklärung gibt.

Für die weitere Diskussion soll nur der Leiter 2 betrachtet werden, da für diesen Leiter noch einige zusätzliche Untersuchungen durchgeführt wurden.

Aus dem Verhältnis der tatsächlichen und des berechneten Radius läßt sich für den Leiter 2 die Funktion $F(i)$ (Abb. 6.6) bestimmen. Daraus erhält man eine Degradation von 0.8 mit einem $I_C = 483$ A. Dieses I_C konnte an einer Kurzprobe auch innerhalb der Fehlergrenzen gemessen werden (Zeile 3, Tab. 6.2).

Aus Gleichung (6.21) ergibt sich der Radius r_1 des inneren fast stromlosen Zylinders zu $r_1 = 0.11$ mm. Der Radius erfaßt nur etwa 54 Filamente (Abb. 6.9), so daß innerhalb der Fehlergrenzen in der Ringfläche eine Stromdichte von $J_C = 4.9 \cdot 10^9$ A/m² herrscht. Bei einer maximal möglichen Stromdichte im NbTi von $1 \cdot 10^{10}$ A/m² (Tab. 4.7) wären zur Erzielung eines $I_C = 483$ A nur etwa 241 Filamente notwendig. Dieser Umstand läßt den Schluß zu, daß die Stromverdrängung aufgrund der resistiven Matrix nur schwach ausgebildet ist. Die Stromdichteverteilung ist über den Leiterquerschnitt nahezu konstant. Der Leiter wird instabil, wenn die Feldstärke H_{FJ} Gleichung (6.21) erreicht wird.

Bei Leitern mit Cu-Matrix ist eine Erhöhung des kritischen Stromes beobachtet worden, wenn ein niederohmiger Shunt parallel zur Kurzprobe liegt [6.1]. Dieser Effekt konnte auch an einer

Kurzprobe, die aus zwei Drähten des Leiters 2 bestand beobachtet werden. Die Leiter waren so angeordnet, daß der Einfluß der Eigenfelder bei etwa 5 % lag. Die Probe zeigte ebenfalls höhere kritische Ströme als die Summe der Einzelleiter. Jedoch wurden diese Werte nur sehr selten erreicht. In den meisten Fällen ging die Probe bei wesentlich geringeren I_c -Werten in den normalleitenden Zustand über. Die Erhöhung der Stromtragfähigkeit von Leiteranordnungen gegenüber dem Einzelleiter scheint damit primär ein Effekt der anderen Verteilung des Eigenfeldes zu sein.

Nach diesen Ergebnissen erscheinen die Leiter 3, 4 und 5 bezüglich ihrer Stromdichte optimale Leiter mit einer resistiven Matrix zu sein. Diese Leiter sind bis zu Längen von 20 m untersucht worden.

Auswirkungen der Verdrillungen der Leiter auf die Stromdichte sind nicht feststellbar, da $l_p \geq 10 \times 2R$ bei allen Leitern der Tab. 6.3.

6.1.7 Das instabile Verhalten des Schalterleiters unter stationären Gleichströmen

Das in Abschnitt 6.1.5 beschriebene Schalterkabel zeigt im statischen Gleichstrombetrieb spontane Übergänge in den normalleitenden Zustand. Mit Hilfe statistischer Methoden konnte nachgewiesen werden, daß die Häufigkeit der Übergänge mit der Annäherung an den kritischen Strom des Kabels zunahm. Es wurden auch spontane Übergänge beobachtet, bei denen der Strom des Kabels unterhalb des kritischen Stromes der Einzelader lag. Trotz mehrfacher Änderung der Kontakte für die Stromeinspeisung in den Schalter, konnten zwar reproduzierbare Degradationen erzeugt werden, die statistische Häufigkeit der spontanen Übergänge blieb über die gesamte Versuchsdauer von 2,5 Jahren jedoch unverändert. Leiterbewegungen infolge von Fertigungsfehlern können mit Sicherheit ausgeschlossen werden. Die Zerlegung einer Dummy-Wicklung zeigte, daß der Vakuumverguß mit Epoxydharz einwandfrei war [6.10]. Ferner hätte sonst die Schalterwicklung nicht die Hochspannungsbelastungen ausgehalten (vergl. Abschnitt 3.7 u. 6.2).

Zur Aufklärung der spontanen Übergänge erwies sich als Haupthindernis, daß diese Erscheinung bei Proben bis max. 12 m Länge mit der gleichen geometrischen Anordnung nicht auftraten. Da die Kühlverhältnisse völlig denen des großen Schalters identisch waren, läßt sich auch schlechte Kühlung als Ursache ausschließen.

Die heute bereits sehr gut ausgearbeiteten Theorien zur Stabilität von Multifilamentleitern durch numerische Lösung der Maxwell'schen Gleichungen und der thermischen Diffusionsgleichung mit zahlreichen Randbedingungen [6.8], beschreiben Instabilitäten stets in der Form von reproduzierbaren Degradationen des kritischen Stromes. Die oben beschriebenen Phänomene sind mit diesen Theorien nicht beschreibbar. Da weitere Untersuchungen eine völlig neue Instrumentierung erfordert hätten, konnten in dem vorgegebenen Zeitraum keine Untersuchungen mehr durchgeführt werden.

Zum Abschluß der Diskussion sollen zwei Hypothesen aufgestellt werden, die diese Effekte verursachen könnten:

- 1.) Nach dem in Abschnitt 6.1.8 dargestellten Untersuchungen können die Eigenfeldeffekte eine permanente Instabilität darstellen. Durch Flußsprünge muß der Strom über die resistive Matrix umverteilt werden, was dann unmittelbar einen Übergang zur Normalleitung auslöst. Dieser Effekt ist auch längenabhängig, da die Eigenfeldverteilung sich umso besser ausprägen kann je länger der Leiter ist. Solche Erscheinungen sind bei Multifilamentleitern mit Cu-Matrix als Eigenfelddegradationen bekannt [3.2, S. 269].
- 2.) Das Supraleiterkabel des Schalters ist in Harz eingegossen. Das Harz befindet sich durch die Abkühlung in einem permanenten Spannungszustand, so daß das spontane Auftreten von Mikrorissen möglich ist. Die Energie in der Spitze des Risses liegt bei etwa 400 J/cm^2 [6.9]. Solche Vorgänge müßten aber dann auch an kleinen Schaltern beobachtbar sein.

6.2 Das Verhalten der Schalterwicklung beim Übergang in den normalleitenden Zustand

Der Mechanismus der Ausbreitung normalleitender Zonen bei technischen Supraleitern ist im Hinblick auf Stabilität und Schutz von supraleitenden Komponenten (SL-Magnete, SL-Kabel, SL-Schalter) von fundamentaler Bedeutung. Zu diesem Problem liegen eine Reihe theoretischer und experimenteller Untersuchungen vor [6.11].

Die Grundlage der mathematischen Behandlung ist die Wärmediffusionsgleichung. Da bei der Temperatur T_c ein Phasensprung auftritt, bei dem sich die Materialdaten ändern, muß die Diffusionsgleichung für die supraleitende und normalleitende Phase aufgestellt werden. Das Hauptproblem bei der Lösung der Gleichung besteht in der Wahl geeigneter Rand- und Übergangsbedingungen. Je nach der Größe des Temperaturbereiches, in dem die Lösung gilt, und der durch die Randbedingungen mit festgelegt wird, muß die Temperaturabhängigkeit der Stoffkonstanten mit berücksichtigt werden. Mittelt man die Stoffkonstanten im Temperaturbereich und nimmt J als temperaturunabhängig an, so erhält man als eine erste Näherung für die Ausbreitungsgeschwindigkeit [6.12]

$$v = \frac{J}{C_p \sigma} \sqrt{\frac{\lambda \rho}{(T_c - T_B)}} \quad (6.33)$$

Für die zweiseitige Ausbreitung der Zone verdoppelt sich die Geschwindigkeit. Mit den Zahlenwerten $\langle J \rangle = 10^9 \text{ A/m}^2$, \bar{C}_p (NbTi) $\approx 5 \text{ J/kg}^\circ\text{K}$ [4.1], $\bar{\lambda} \approx 3 \text{ W/m}^\circ\text{K}$ [4.2], $\bar{\rho} = 41 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega\text{m}$, $\sigma = 7,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ ist $v = 14 \text{ m/sec}$ für einseitige Ausbreitung. Die Näherung beschreibt den Vorgang der Ausbreitung normalleitender Zonen größenordnungsmäßig richtig. Abb. 6.11 zeigt die gemessene Ausbreitungsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone für das verwendete Schalterkabel. Eine exaktere Lösung der Diffusionsgleichung, bei der Temperaturabhängigkeit von spezifischer Wärme und Wärmeleitfähigkeit sowie ein lineares Ansteigen

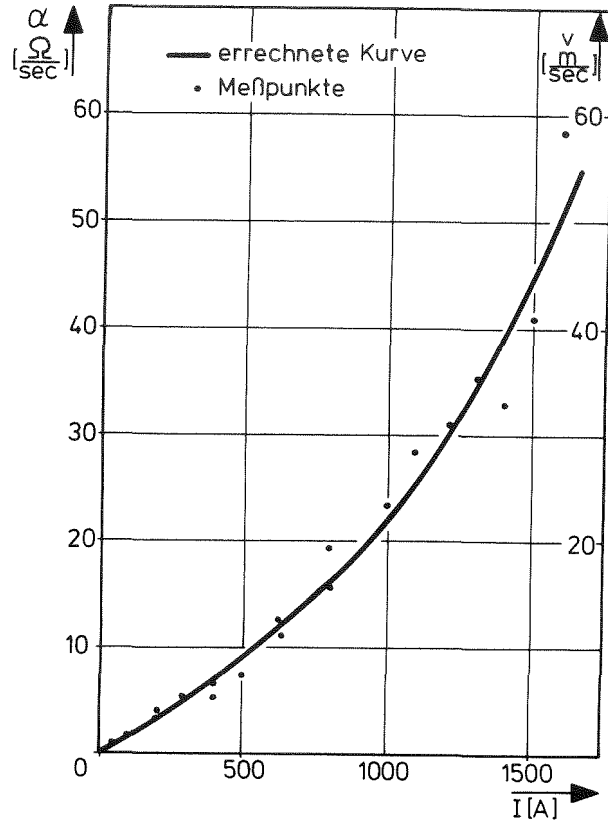


Abb. 6.11: Ausbreitungsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone gemessen am Schalterkabel.

der Temperatur in der normalleitenden Zone berücksichtigt wird, ist von Whetstone und Ross angegeben worden [6.13]. Der Wärmeaustausch mit der Umgebung wird vernachlässigt. Lassen sich die Temperaturabhängigkeiten der Materialien als Funktionen angeben, erhält man eine geschlossene Formel für die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist an Niob-Zirkon-Drähten nachgewiesen worden. Bei gleicher Leistungsdichte im Material liegen die gemessenen Werte für NbZr(25) bei 4,2 K für einseitige Ausbreitung bei 12 m/sec. Dieser Wert ist vergleichbar mit den eigenen Messungen für NbTi.

Die Abweichung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Linearität ist eine Folge der Temperaturabhängigkeit der Stromdichte. Mit steigendem J geht $T_C \rightarrow T_B$, so daß $v \rightarrow \infty$ geht.

Eine nachträgliche Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Stromdichte ist zwar mathematisch und physikalisch unzulässig, liefert aber bei Abnahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Stromdichte und Temperatur eine empirische Formel [1.18, 6.14]

$$v = K \cdot J \left(1 - \frac{J}{J_C}\right)^{-\frac{1}{2}} ; K = \text{Konstante} \quad (6.34)$$

Durch Anpassung der Konstante K wird der gemessene Kurvenverlauf gut wiedergegeben (Abb. 6.11).

Die Diffusionsgleichung ist für temperaturabhängige Stromdichte analytisch nicht lösbar. Eine numerische Lösung erfordert nicht mehr vertretbare Rechenzeiten [6.15].

Beim Experimentieren mit der Schalterwicklung traten bei spontanen Übergängen in den normalleitenden Zustand Spannungsspitzen auf, die sich nach Gleichung (3.74) u. (3.75) als Schaltüberspannungen deuten lassen, die durch die Eigeninduktivität verursacht werden. Der damit verbundene Widerstandsanstieg läßt sich nach der Analyse von Abschnitt 3.7 aus Gleichung (3.78) aus dem Maximum der Spannungsspitze berechnen. Die daraus berechnete Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit beträgt

$$\alpha \approx 250 \text{ k}\Omega/\text{sec} \cong 5,4 \cdot 10^5 \text{ m/sec}$$

Diese hohe Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit läßt sich mit der thermischen Ausbreitungsgeschwindigkeit erklären, wenn man annimmt, daß sehr viele normalleitende Zonen gleichzeitig erzeugt werden. Diese Hypothese konnte mit Hilfe der Heizwicklung des thermisch auslösbaren Teils des Supraleiters bestätigt werden.

Die hohen Widerstandsanstiegsgeschwindigkeiten traten genau bei der Stromstärke (~ 730 Amp) auf, wo die normale thermische Ausbreitungsgeschwindigkeit ausreichte, um die äquidistant erzeugten normalleitenden Zonen aufeinanderstoßen zu lassen.

Abb. 6.12 zeigt die Kommutierung des Stromes vom Supraleiter-

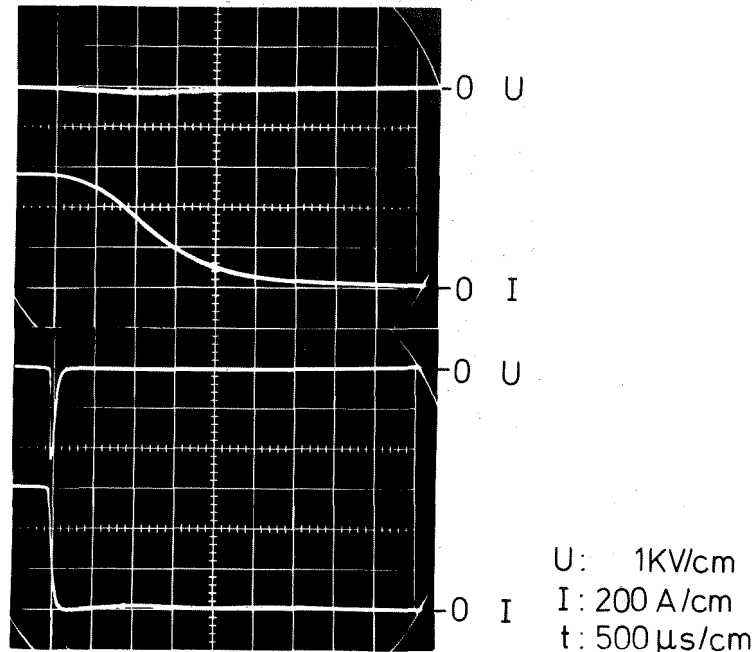


Abb. 6.12: Vorgang der Kommutierung des Stromes vom Supraleiterschalter auf den Schutzwiderstand R_{S1} (Abb. 5.14) beim Auslösen des thermisch auslösbaren Teils des Supraleiterschalters. Die Erhöhung des Stromes um 7 % ändert die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit sprunghaft. U ist die Spannung über dem thermischen Schalter.

schalter auf den Schutzwiderstand R_{S1} beim Auslösen des thermisch auslösbaren Teils des Supraleiterschalters. Die Erhöhung des Stromes um 7 % gegenüber dem oberen Oszillogramm ändert durch das Zusammentreffen der normalleitenden Zonen die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeit etwa um einen Faktor 100. Durch die Selbstinduktivität des Schalters entsteht dann über dem thermischen Schalter eine Spannungsspitze.

Ähnliche Spannungsspitzen wurden auch in der Schalterwicklung beobachtet, wenn der Schalter spontan in den normalleitenden Zustand überging (Abb. 6.13). Nach dem Übergang einer Stelle

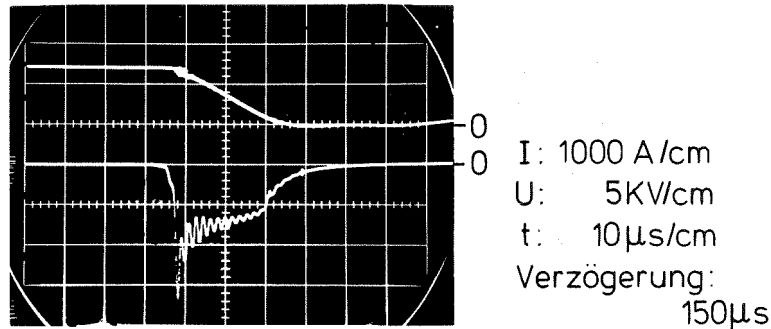


Abb. 6.13: Spannungsspitze in der Schalterwicklung bei einem spontanen Übergang in den normalleitenden Zustand. Die Spannungsspitze wird durch VDR Widerstände auf etwa 15 kV begrenzt.

des Schalterkabels in den normalleitenden Zustand vergehen ca. 180 µsec bis das Supraleiterkabel kollabiert⁺ und den Strom mit einem \dot{i} von 58 MA/sec auf den Schutzwiderstand R_{S1} kommutiert. Für das Kollabieren des Leiters können Wärmeleitung und elektrische Kopplungen verantwortlich sein. Die Zeitkonstante der thermischen Diffusion [3.2, S. 304] beträgt bei einer Isolationsdicke von 20 µm etwa 3 µsec ([5.11]

$D_{\text{Epoxy}} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{sec}$). Für die elektrischen Kopplungen muß das Ersatzschaltbild Abb. 6.14 des Kabels betrachtet werden.

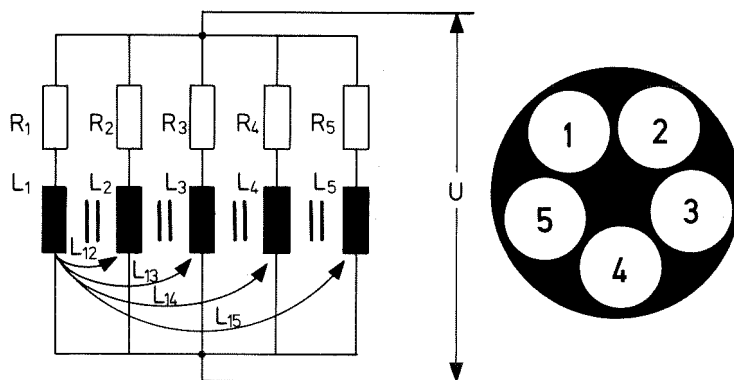


Abb. 6.14: Ersatzschaltbild für ein 5-adriges konzentrisch verseiltes Kabel.

⁺Unter dem Begriff "kollabieren" soll der Zeitpunkt verstanden werden, an dem der extreme Widerstandsanstieg einsetzt.

Zur Vereinfachung der Diskussion sollen nur zwei Adern betrachtet werden und ferner $L_1 = L_2 = L$ sein. Jede Änderung des Stromes in einer Ader läuft dann mit zwei Zeitkonstanten ab [6.16]

$$\tau_1 = \frac{L + L_{12}}{R} \quad , \quad \tau_2 = \frac{L - L_{12}}{R} \quad (6.35)$$

Die Zeitkonstante $\tau_1 \approx 3 \cdot 10^4$ sec. Wird die Ader normalleitend so sinkt die Zeitkonstante innerhalb der 180 μ sec bis der Leiter kollabiert in den Bereich von einigen 0,1 sec. Die Stromumverteilung über die Endkontakte ist somit zu langsam.

Über die Zeitkonstante τ_2 kann keine Aussage gemacht werden, da die benutzten Formeln zur Berechnung von L_{12} nahezu denselben Wert von L lieferten und somit nicht genau genug waren.

Das Gesagte galt für das gestreckte Kabel. In der bifilaren Wicklung besteht jedoch eine Kopplung mit dem Strom rückführenden Kabel. Dies bedeutet etwa eine Verringerung der Induktivität und damit auch der Zeitkonstanten um den Faktor 10.

Um einen Einblick in das Kopplungsverhalten der bifilaren Wicklung zu erhalten, wurde die Degradation des kritischen Stromes als Funktion der Stromanstiegsgeschwindigkeit gemessen (Abb. 6.15). Die Messung zeigt deutlich eine Degradation des

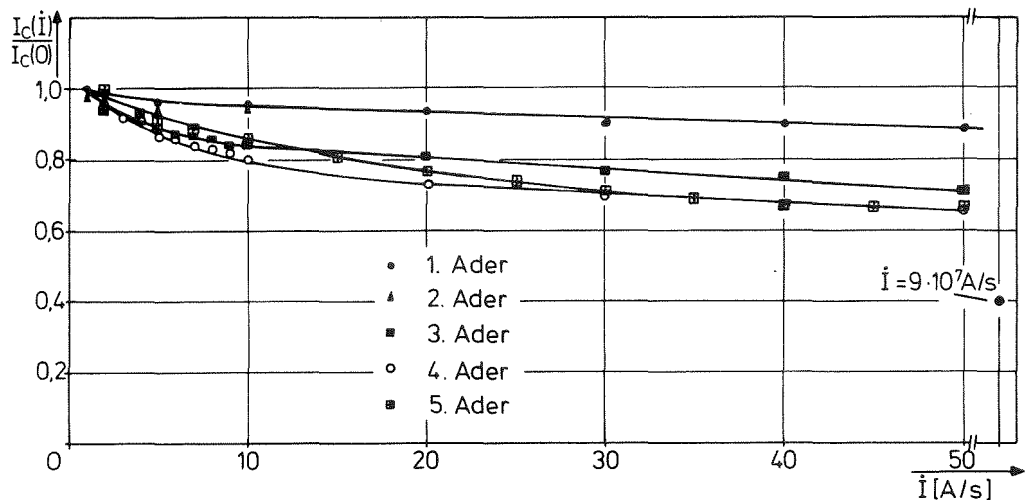


Abb. 6.15: Der kritische Strom einer bifilaren Wicklung bei verschiedenen Stromanstiegsgeschwindigkeiten.

kritischen Stromes, die mit der Zahl der angeschlossenen Adern zunimmt. An Kurzproben wurden bei diesen Anstiegsgeschwindigkeiten keine Degradation beobachtet. Damit können als Ursache für das Kollabieren des Leiters die spezifischen Kopplungsmechanismen der bifilaren Wicklung und thermische Diffusionsprozesse angesehen werden.

7. Schnelle Schaltungen bis zu einer Leistung von 40 MW

Bevor die experimentelle Anordnung als ganzes in Betrieb genommen wurde, sind die einzelnen Komponenten sorgfältig getestet worden. Die Ergebnisse sind bereits in Kapitel 5 dargestellt. Das folgende Kapitel soll die Ergebnisse der Leistungsschaltungen beschreiben, für die die volle Funktion aller Bauteile einschließlich der elektrischen Steuerung und Überwachung Voraussetzung war.

7.1 Die Anstiegsflanke des beim Schalten erzeugten Leistungspulses

Die theoretische Behandlung der Anstiegsflanke des Entladepulses im Abschnitt 3.6 und 3.7 hat den Einfluß der Kapazitäten, des Parallelwiderstandes und der Schalterinduktivität auf den zeitlichen Verlauf der Anstiegsflanke gezeigt.

Die experimentelle Bestimmung des Widerstandsanstieges als Funktion der Zeit läßt sich aus einer Strom-Spannungsmessung ohne Laststrom durchführen (Abb. 7.1).

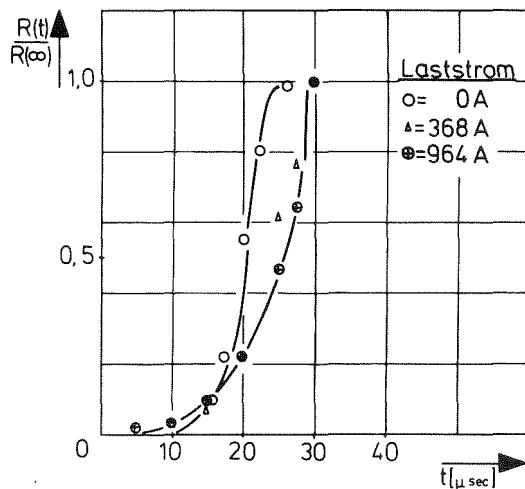


Abb. 7.1:

Widerstandsanstieg (integraler Widerstandsanstieg für $I > 0$) des Supraleiterschalters.

Trägt der Schalter einen Laststrom, so läßt sich aus der Anstiegsflanke nur ein integraler Widerstandsanstieg bestimmen. Die erhaltene Funktion ist $\sim t^3$ (Abb. 7.2).

Für Rechnungen ist es jedoch notwendig, die Funktion wieder durch eine lineare Funktion zu approximieren. Das zeitliche Intervall der Widerstandsänderung beträgt dadurch nur etwa 10 μ sec,

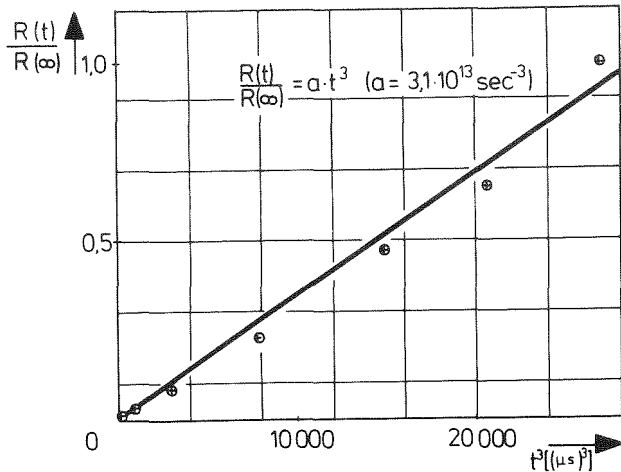


Abb. 7.2:

Widerstand mit Laststrom ist proportional t^3 .

so daß der Anstieg im wesentlichen durch die Kapazität bestimmt wird. Diesen Sachverhalt zeigt Abb. 7.3.

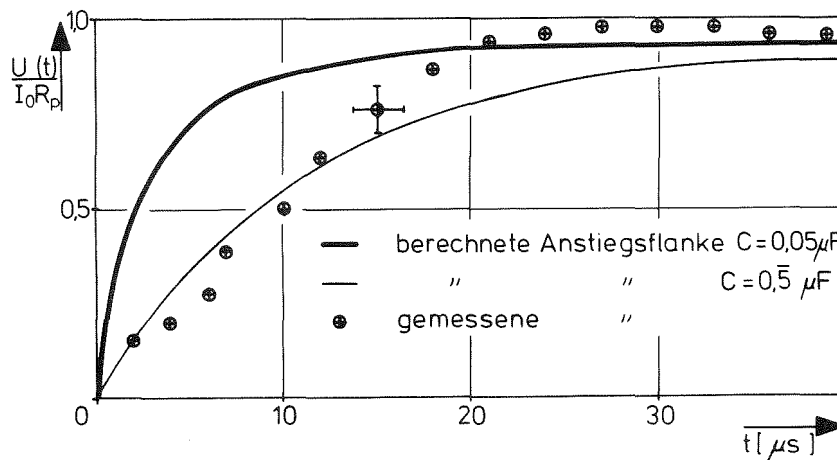


Abb. 7.3: Vergleich der gemessenen und berechneten Anstiegsflanke (gegenüber der Abb. 7.1 ist die Zeitachse ca. 10 μsec später, da in den ersten 10 μsec praktisch kein Widerstandsanstieg vorhanden ist).

Der durch Widerstandsanstieg des Supraleiterschalters bedingte Spannungsanstieg wird durch den Spannungsanstieg, der durch die parallel geschalteten Auslösekondensatoren bedingt ist, vollständig überdeckt. Mit den vorgegebenen Näherungen (linearer Widerstandsanstieg) erweist sich Beschreibung mit einem integralen Widerstandsanstieg als nicht brauchbar. In Abb. 7.3 ist für einen konstanten Widerstandsanstieg von $3 \cdot 10^7 \Omega/\text{sec}$ für zwei verschiedene Parallelkapazitäten die Anstiegsflanke des Pulses berechnet worden. Die berechnete Anstiegsflanke

mit der tatsächlich im Kreis vorhandenen Kapazität von $0,55 \mu\text{F}$ ist mit den gemessenen Werten in guter Übereinstimmung. Die knapp über der Fehlergrenze liegende Überhöhung in der 2. Hälfte der Anstiegsflanke beruht, da sie nachher wieder abfällt, auf einem induktiven Spannungsanteil aus der Schalterwicklung (Abb. 7.5). Die Schalterinduktivität mußte vernachlässigt werden, um eine analytische Lösung der Differentialgleichung (3.46) angeben zu können.

7.2 Der Schaltervorgang im Supraleiterschalter bei der Auslösung mit mehreren Stoßstromkreisen

Der eigentliche Übergangsprozeß des mit mehreren Stoßkreisen ausgelösten Schalters zeigt unter Einfluß eines externen Laststromes ein kompliziertes Verhalten. Wie schon erwähnt, addieren sich Stoß- und Laststrom in der einen Kreishälfte, während sie sich im anderen Teil voneinander subtrahieren. Der Strom, bei dem der Übergang in den normalleitenden Zustand erfolgt, muß sich aus der Summe von Laststrom I_0 und Pulsstrom ergeben, wie es auch bei kleineren Schaltern gefunden wurde. Die an dem Schalter gemessenen Übergangsströme in den beiden Zweigen zeigen ein anderes Verhalten (Abb. 7.4). Eine Erklärung für dieses Verhalten liefert der zeitliche Verlauf der Stoßströme in den beiden Zweigen und der

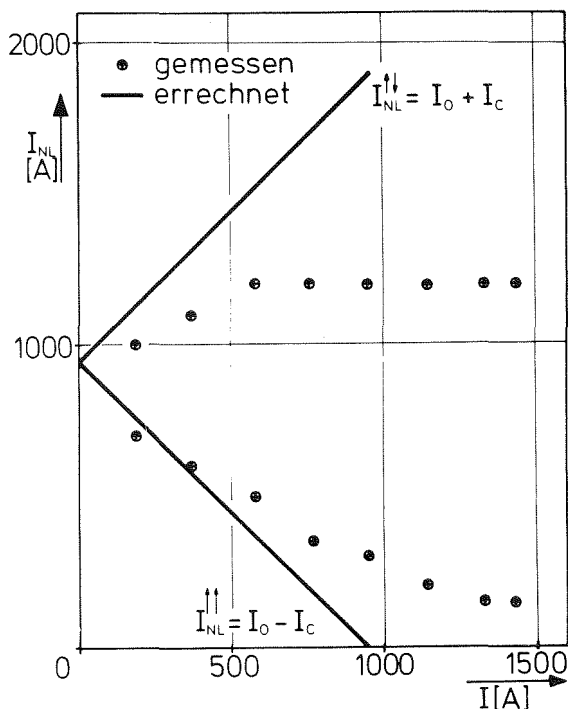


Abb. 7.4:

Berechneter und gemessener Stoßstrom I_{NL} , bei dem der Supraleiter I_{NL} in den beiden Stoßkreisen I^{\uparrow} und I^{\downarrow} normalleitend wird.

Summenstrom über die Funkenstrecke (Abb. 7.5). Die qualitative Deutung ist wie folgt: Der Kreis, in dem sich Laststrom und Stoßstrom addieren, wird nach ca. 2 μsec normalleitend. Der noch teilweise geladene Kondensator wird durch den weiterhin

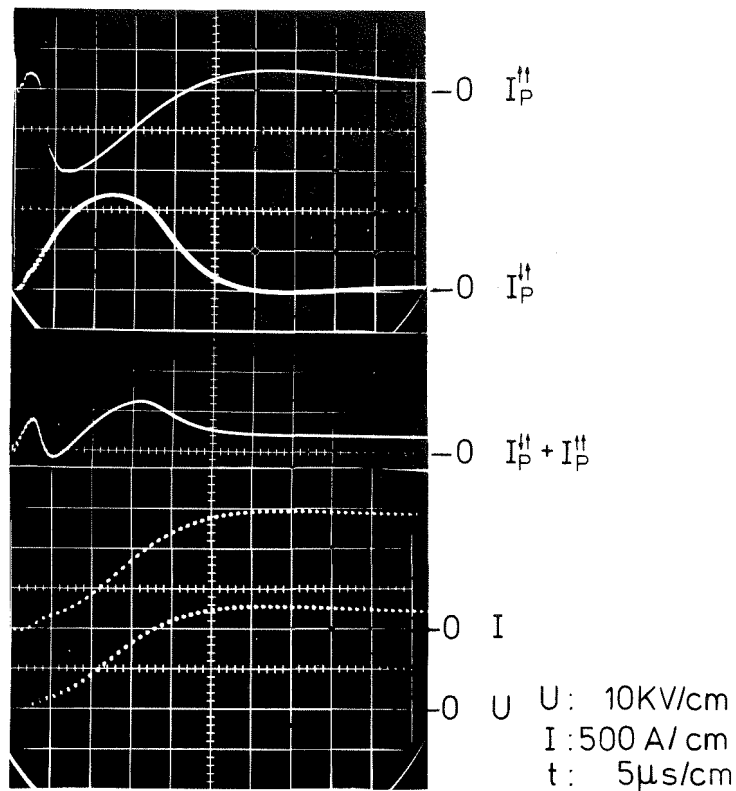


Abb. 7.5:

Verlauf der Stoßströme während der Auslösung des Supraleiterschalters mit einem Laststrom von 1500 A.

- I_P^{II} : Stoß- und Laststrom haben gleiche Richtung
- I_P^{II} : Stoß- und Laststrom haben entgegengesetzte Richtung
- $I_P^{II} + I_P^{II}$: Summenstrom an der Funkenstrecke
- I, U : Strom- und Spannungsverlauf der Anstiegsflanke des Leistungspulses

konstanten Strom durch den Schalter umgeladen. Der erfolgte Widerstandsanstieg wird zunächst vom äußeren Kreis nicht wahrgenommen. Erst nach der Umladung des Kondensators steigt die Spannung über den gesamten Schalter an. Abb. 7.6 zeigte schematisch

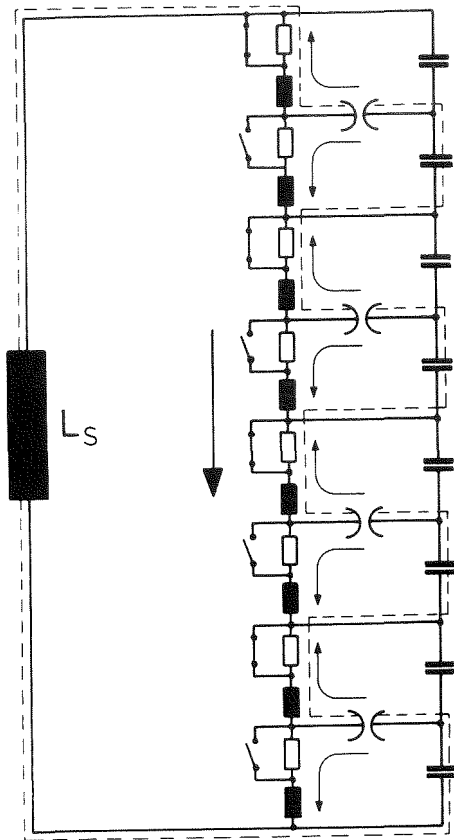


Abb. 7.6:

Schematischer Verlauf des Stromes, nachdem alle Stoßkreise, in denen der Stoßstrom I_p die gleiche Richtung wie der Laststrom hat, normalleitend geworden sind.

den Stromverlauf nach dem Übergang der Sektionen mit sich addierendem Puls- und Laststrom. Mit diesem Ergebnis wird die bereits durch Rechnungen erhaltene Aussage noch einmal bestätigt, daß die zur Auslösung benutzten Kondensatoren die Anstiegsflanke des Impulses mehr beeinflussen als der Widerstandsanstieg des Schalters. Eine quantitative Analyse läßt sich mit den erhaltenen Daten nicht ausführen, da der zeitliche Verlauf des Widerstandsanstiegs unter einem externen Laststrom der Messung nicht zugänglich ist.

Zum Abschluß soll noch der Übergangstrom diskutiert werden, der ohne Laststrom ermittelt wurde. Der gemessene Übergangstrom bei Auslösung des Schalters durch einen Stoßstrom liegt bei $0,4 I_c$ und damit erheblich unter dem kritischen Wert bei Gleichstrom. Die Untersuchung der I_c -Degradation bei geringen Stromanstiegsgeschwindigkeiten an einem einzelnen bifilaren Pancake ergab eine Reduktion von I_c (Abb. 6.14). Damit läßt sich der Übergangstrom als eine I_c -Degradation deuten, die durch Koppelmechanismen verursacht wird.

7.3 Die Rückenflanke des beim Schalten erzeugten Leistungspulses

Die abfallende Flanke des Leistungspulses zeigt innerhalb der Meßgenauigkeit reinen exponentiellen Charakter Abb. 7.7.

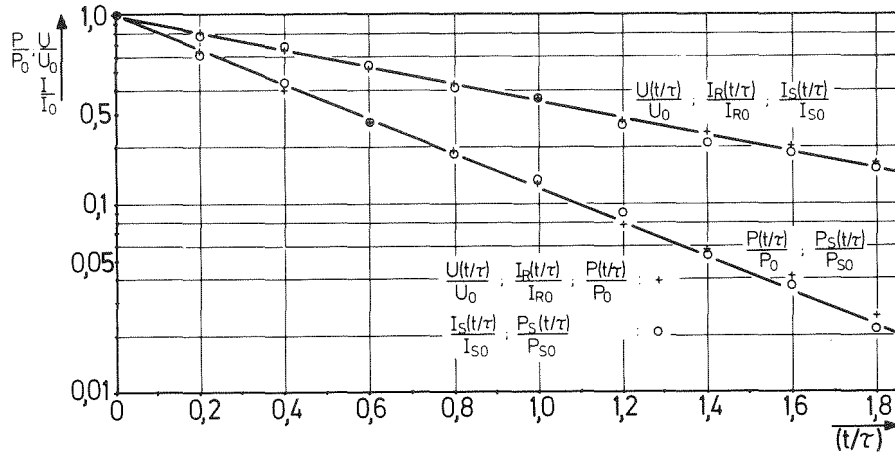


Abb. 7.7: Nachweis des rein resistiven Charakters der Entladung.

Die Energiebilanz zeigt gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

Größe	berechnet	gemessen
gespeicherte Energie	aus $L, I_0 = (1010A)$ 122 kJ	I_0, U_0, τ 125 kJ
im Schalter diss. Energie	aus E_0, x 9.5 kJ	$U_0, I_S,$ 9.4 kJ
Spulenverluste		-
ohmsche	~ 0.8 kJ	-
Wirbelstrom	~ 2.0 kJ	-
Hysterese	~ 0.04kJ	-
Erholzeit Schalter	~ 44 sec ⁺	162
Spule	~ 121 sec ⁺	900

Tab. 7.1: Vergleich berechneter u. gemessener Größen

([†]Die Erholzeit wurde aus der mittleren Wärmestromdichte, die aus der Abkühlkurve der Spule abgeschätzt wurde und der Verlustenergie berechnet.)

Neben rein resistiven Entladungen wurden auch Entladungen in einer LN₂ gekühlten Lastspule gleicher Induktivität durchgeführt.

Eine direkte Messung der Verluste nach der Entladung über die Abdampfrate mißlang, da die verfahrenstechnische Umstellung von Refrigeratorbetrieb auf normale Abdampfung in den Gasometer zu so großen Standverlusten führte, daß die Funktion der Hochspannungsdurchführung nicht mehr sichergestellt war.

Die Zahl der durchgeführten Entladungen betrug ca. 500. Der gesamte Kryoeinsatz wurde bis zu einer Spannungsfestigkeit von 47 kV getestet. Die obere Grenze der Hochspannungsfestigkeit lag in der Speicherinduktivität. Die gemessene Spannung betrug über die eine Hälfte 22 kV und über die andere 30 kV. Abb. 7.8 zeigt den Verlauf der Spannung während einer Entladung über

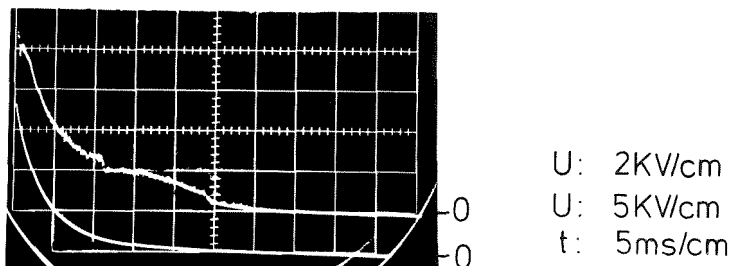


Abb. 7.8: Verlauf der Spannung über defekter u. ganzer Spulenhälfte bei einer Entladung.

der defekten und ganzen Spulenhälfte. Die Überschlagstellen konnten durch Zerlegen der Spule als fertigungstechnische Mängel erklärt werden.

Die erreichte Entladefrequenz einschließlich Abkühlzeit und Ladebetrieb betrug 1 Schuß pro 15 Minuten. Damit betragen die Entladeverluste etwa 45 % der statischen.

8. Diskussion über die mögliche Anwendung von Supraleiterschaltern

In den vorangegangenen Kapiteln sind eingehend die Bemessungsgrundlagen und der augenblickliche Entwicklungsstand des Supraleiterschalters diskutiert worden. An Hand eines Experimentes konnte die Funktionsfähigkeit eines Supraleiterschalters für 40 MW nachgewiesen und noch bestehende Probleme definiert werden. Auf der Grundlage der gewonnenen Ergebnisse sollen mögliche Anwendungen diskutiert werden. Falls es sich anbietet, wird dies an einem konkreten Beispiel erfolgen. Dadurch soll ein Ausblick auf den eventuellen Einsatz von Supraleiterschaltern in den nächsten 5 - 10 Jahren vermittelt werden.

Für den Einsatz eines neuen Bauteils oder Geräts sind zwei Faktoren entscheidend:

1. Die Ökonomie (höhere Lebensdauer, niedrigere Betriebskosten, billigere Fertigung)
2. Die Eigenschaften (Das Bauteil oder Gerät muß Eigenschaften besitzen, die mit der konventionellen Technologie nicht erreicht werden können).

Erschwert wird die Anwendung von Bauteilen oder Geräten, wenn für deren Einsatz eine Infrastruktur erforderlich ist, wie es die Kältetechnik für alle Anwendungen von supraleitenden Bauteilen und Geräten darstellt. Die Anwendung von Supraleiterschaltern soll auf drei Gebieten diskutiert werden, der konventionellen Elektrotechnik, der Supraleitungstechnologie und für spezielle Fälle.

8.1 Anwendung in der konventionellen Elektrotechnik

In der konventionellen Energieübertragung besteht ein Bedarf an neuen Überstrombegrenzern [1.10]. Die immer größer werdenden zu übertragenden elektrischen Leistungen, sowie die Zusammenschaltung zu Verbundnetzen, haben bei Betriebsstörungen höhere Kurzschlußströme zur Folge. Die Ökonomie der Auslegung der Netze mit den heute üblichen Sicherheitsmargen der Elektrotechnik sind an ihrer oberen Grenze angelangt. Ebenfalls haben ihre existieren-

den Schalttechniken die Grenze ihrer Betriebssicherheit und Wirtschaftlichkeit erreicht.

In der oben zitierten Studie wird die Möglichkeit eines supraleitenden Überstrombegrenzers für 2 kA Dauerstrom und 145 kV diskutiert. Der Überstrombegrenzer besteht aus einem Widerstand ($R = 3,65 \Omega$), dem ein Supraleiterschalter ($R_N = 13500 \Omega$) parallel geschaltet ist. Der Supraleiterschalter ist eine NbN Dünnschicht (2 μm Schichtdicke) in einer Badkühlung. Die Leistungsdichte wird mit $2,7 \cdot 10^{15} \text{ W/m}^3$ angegeben. (Eine "heiße Zone" erreicht nach 0,25 μsec Raumtemperatur, u. nach 2 μsec Schmelztemperatur!).

Die abgeschätzten Investitionskosten wurden mit \$ 300 K (einschließlich Kryoanlagen) und die Betriebskosten mit \$ 30 K pro Jahr für ein Wechselstrom 3 Phasensystem abgeschätzt. Die Anwendung ist in Serienschaltung mit einem konventionellen Schalter geplant. Die der Abschätzung zugrunde gelegten Materialdaten sind bei gegenwärtigem Stand der Fertigung von NbN Sputterschichten sehr optimistisch.

Ein Vergleich der bei Wechselstromanwendung erreichbaren Daten mit Multifilamentleitern ist nicht möglich, da der gebaute Schalter bezüglich Wechselstromanwendung nicht untersucht wurde.

8.2 Anwendung in der Supraleitungstechnologie

Aufgrund der hier bereits vorhandenen Kryotechnik besteht auf diesem Gebiet die größte Chance neue supraleitende Bauteile anzuwenden.

Unumgänglich ist die Anwendung von Supraleiterschaltern bei supraleitenden DC- und AC-Kabeln, da wegen des niedrigen Grenzlastintegrals als schneller Überstromschutz keine brauchbaren konventionellen Lösungen existieren. Für Gleichstromkabel kann der entwickelte Supraleiterschalter unmittelbar übernommen werden. Bei Wechselstromanwendung muß mit einer Degradation der kritischen Stromdichte (vergl. Kap. 6) und Verlusten gerechnet werden.

Das Problem des Überlastschutzes von supraleitenden Kabeln in Netzwerken ist gegenwärtig noch nicht näher spezifiziert worden [8.1].

Eine der ersten Anwendungen von Supraleiterschaltern in der Magnettechnologie war der supraleitende Kurzschlußschalter zum Dauerstrombetrieb von supraleitenden Magneten. Bei supraleitenden Magneten höherer Energie muß der Schalter auch für die Energieauskopplung im Falle einer Notabschaltung ausgelegt werden.

Bei Kenntnis der Materialeigenschaften des Magneten läßt sich die Abschaltzeitkonstante bezüglich der dabei auftretenden Verluste optimieren. Mit kleiner werdender Entladezeitkonstanten nehmen die Wirbelstromverluste zu und die ohmschen Verluste ab. Für größer werdende Entladezeitkonstanten gilt der umgekehrte Fall. Die heute üblichen Supraleitermagnete haben einen Kupferanteil, der im Falle der Normalleitung den Strom übernimmt. Das hohe Grenzlastintegral des Kupfers von $(8-10) \cdot 10^{16} \text{ A}^2 \text{ sec} \cdot \text{m}^4$ [3.5] läßt bei einer zulässigen Erwärmung von 100 K Entladezeiten im Sekundenbereich zu. Dies ändert sich auch dann nicht, wenn die gespeicherte Energie der Magnete wächst. Aus Gründen der Stabilität und der notwendigen Strukturmaterialien muß dann die mittlere Stromdichte reduziert werden [3.9].

E [GJ]	$\langle J \rangle$ [A/m ²]	τ^+ [sec]
0,0001	$2 \cdot 10^8$	5
1	$8 \cdot 10^6$	3125

((+) τ Zeitkonstante für resistive Entladung bei einer maximal zulässigen Temperatur von $T = 100 \text{ K}$.)

Tab. 8.1: Verlängerung der Entladezeitkonstante durch Reduzierung der mittleren Stromdichte.

Für die Energieauskopplung sind im allgemeinen die konventionellen Gleichstromschalttechniken mit max. Spannungen von 3 kV bis zu Strömen von 10 kA ausreichend. Höhere Spannungen oder Ströme erfordern auch in der konventionellen Technik einen erheblichen Aufwand (Tab. 2.1), so daß bei vorhandener Kryotechnik der Einsatz eines Supraleiterschalters ernsthaft erwogen werden muß. Bei dem in Tabelle 2.1 aufgeführten Zahlenbeispiel betragen die Verluste pro Schaltung bei max. Energie 100 kJ. Diese Verluste lassen sich noch einmal auf 30 kJ reduzieren, wenn ein in Serie geschalteter mechanischer Schalter den Strom über den Supraleiterschalter unterbricht. Der Schalter hat etwa das 3-fache Volumen des untersuchten Schalters. Die Herstellungskosten einschließlich der Kryotechnik wurden mit ca. 400 TDM abgeschätzt.

Derselbe Schaltkreis wie er zur Entladung von Magneten benutzt wird, ist auch für Hochspannungstests an Magnetspulen geeignet. Damit kann die gleiche Spannungsverteilung entlang des Spulenleiters erreicht werden, wie sie nachher im Betrieb vorliegt. Die Widerstandsanstiegsgeschwindigkeiten von $18 \text{ M}\Omega/\text{sec}$ des Supraleiterschalters sind ausreichend, um Hochspannungspulse aus kleinen gespeicherten Energie erzeugen zu können. Anstiegs- und Abfallflanke können durch Kondensatoren und Widerstände parallel zur Spule variiert werden.

Dieses Verfahren wurde benutzt, um den Kryostateinsatz hochspannungsmäßig bei den echten Betriebsbedingungen zu testen. Bei eventuellen Überschlägen wird aufgrund der geringen gespeicherten Energie der Schaden möglichst gering gehalten. Aus einer gespeicherten Energie von 4.2 kJ konnten auf die Art 47 kV Spannungspulse erzeugt werden.

8.3 Spezielle Anwendungen

Als spezielle Anwendungen sollen der Einsatz eines Supraleiterschalters zur ohmschen Heizung von Plasmen und zur Definition der Anfangsbedingung beim kapazitiven Energietransfer diskutiert werden.

Der Schaltkreis, für die ohmsche Heizung von Plasmen, ist prinzipiell dem der Energieauskopplung völlig analog. Als konkretes Beispiel dient die ohmsche Heizung des ASDEX-Torus des IPP Garching [8.2]. Die Berechnungsdaten sind in in Tab. 8.2 zusammengestellt. Die Grundlage der Berechnungen sind die eigenen experimentellen Ergebnisse und die Ergebnisse einer russischen Arbeit mit NbTi-Folien [4.26]. Es muß allerdings darauf hingewiesen werden, daß die Extrapolation auf 30 kA für die Supraleitungstechnologie noch eine Entwicklung darstellt.

	x [1]	ρJ^2 [TW/m ³]	V _{Leiter} [m ³]	V _{Leiter} ^{+V} _{Struk.} [m ³]	Verluste pro Puls [kJ]	ΔT [K]
NbTi-Multifilamentleiter	~ 100	2	0,038	0,88	37,6	~28
	~1000	2	0,38	8,7	3,76	~22
NbTi-Folie	~ 100	15	0,005	0,02 ?	37,6	~50
	~1000	15	0,050	0,20	3,7	~12

Tab. 8.2: Auslegung eines resistiven Supraleiterschalters für die ohmsche Heizung des ASDEX-Tokamaks im IPP Garching (U = 30 kV, I = 30 kA, E = 3.8 MJ, $\tau = 10$ msec [8.2]; ΔT Temperaturerhöhung im Leiter).

Der berechnete Schalter mit Multifilamentleiter und x = 100 entspricht etwa der 38-fachen Größe des benutzten Schalters, sodaß eine gute Kostenabschätzung möglich ist:

Supraleitermaterial:	511 TDM
Fertigung :	890 TDM
Kryotechnik :	250 TDM
Steuerung, Elektronik :	50 TDM
Verflüssiger 100W, 4.2 K [1.13] :	500 TDM
Gesamt :	2.201 TDM

Tab. 8.3: Kostenabschätzung für einen Supraleiterschalter zur ohmschen Heizung des ASDEX.

Die Anzahl der Pulse wurde mit 3 Pulsen/pro Stunde angenommen, die Verluste sind dann etwa so groß wie die statischen Verluste des Kryostaten. Ähnliche Kosten dürften für den Folienschalter anfallen.

Selbst wenn alle technologischen Probleme gelöst wären, so zeigt sich deutlich, daß gegenüber der konventionellen Technologie (Tab. 2.1), deren Kosten etwa zwischen (100 - 1000) TDM liegen, keine Investitionskostenersparnis zu erzielen ist. Die Verschleißfreiheit des Supraleiterschalters kommt bei den relativ begrenzten Betriebszeiten solcher Experimente nicht zum Tragen.

Die Verwendung eines resistiven Supraleiterschalters beim kapazitiven Transfer für Start und Stop des Transfervorganges ist nach Gleichung (3.40) mit um den Faktor π höheren Schaltverlusten pro Energietransfer verbunden als beim resistiven Transfer ($x = \frac{R}{R_p} = 10$). Die Verluste können nur durch Vergrößerung des Schalters reduziert werden, was beim gegenwärtigen Stand zu exzessiven Schaltervolumina führen würde (0,3 % Verlustenergie pro Transfer erfordert 100 mal größeren Schalter als der im Experiment benutzte).

Für Systeme mit Transferzeiten in msec-Bereich gibt es jedoch keine andere Lösung. Liegen die Transferzeiten im Bereich von Sekunden, so können mechanische Schalter eingesetzt werden. Der zulässige Spannungsabfall über die Kontakte konventioneller Schalter müssen nach den VDE-Richtlinien (VDE 0660) zwischen 10-50 mV liegen [8.3]. Bei 100 kA u. 10 GJ gespeicherter Energie E_0 betragen bei 1-stündigem Kurzschlußbetrieb die Verluste in den Kontakten ca. $2 \cdot 10^{-3}$ von E_0 .

Die Versuche supraleitende Hochstromkontakte herzustellen, haben gegenwärtig noch zu keinem Erfolg geführt [8.4].

Abschließend kann gesagt werden, daß beim augenblicklichen Entwicklungsstand der technischen Supraleiter ein Einsatz resistiver supraleitender Schalter zunächst nur in der supraleitenden Magnettechnologie sinnvoll erscheint. Die technischen Eigenschaften bezüglich Größe und Handhabung bieten zur Zeit noch keine ökonomischen Vorteile, um in die konventionelle Schalttechnologie einzudringen.

9. Schlußbemerkungen

Die Untersuchungen und ein intensives Literaturstudium haben ergeben, daß NbTi gegenwärtig und auch für die nächsten Jahre der einzige technische Supraleiter ist, der als Material für Supraleiterschalter angewendet werden kann. Die maximal erreichbare Stromdichte im Eigenfeld liegt bei etwa $1 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Für einen Multifilamentleiter ist das adiabatische Stabilitätskriterium für einen zylindrischen Leiter in guter Näherung erfüllt. Die Stromverdrängung durch das Eigenfeld ist nur schwach ausgebildet. Der benutzte Leiter zeigte bei großen Längen (~1000 m) spontane Instabilitäten, deren Ursache mit den vorhandenen meßtechnischen Mitteln nicht geklärt werden konnten. In der bifilaren Schalterwicklung existiert ein Koppelmechanismus, der im Falle eines Übergangs des Leiters in den normalleitenden Zustand zum Kollabieren des Leiters führt. Durch die Selbstinduktivität des Schalters werden dadurch hohe Spannungsspitzen in der Wicklung erzeugt.

Die elektrotechnischen Probleme des Supraleiterschalters mit 40 MW Schaltleistung konnten durch entsprechende Entwicklungen gelöst werden. Hierzu zählen, die schnelle Auslösung großer Supraleiterschalter, der Schalterschutz und die Beherrschung der Hochspannungsisolationstechniken bei 4.2 K im gasförmigen und flüssigen Helium.

Der Schaltvorgang war mit Hilfe der Theorie der elektrischen Netzwerke beschreibbar. Die experimentellen Ergebnisse sind mit den berechneten Werten in guter Übereinstimmung.

Abschließend kann gesagt werden, daß es gelungen ist die Funktionsfähigkeit eines schnellen supraleitenden Leistungsschalters nachzuweisen, daß jedoch die beobachteten Instabilitäten noch weiterer Untersuchungen bedürfen.

Anhang I

Die Transferzeit berechnet sich nach den folgenden Überlegungen [3.15]:

Wird die Kapazität C bis zu einer maximalen Spannung V_m jeweils N mal aufgeladen, so gilt

$$\frac{1}{2} C V_m^2 = \frac{1}{2N} L_S \cdot I_O^2 \quad (I.1)$$

Die Zeit, die bis zum Erreichen dieser Spannung erforderlich ist, beträgt

$$t_s = \sqrt{L_S \cdot C} \left\{ \arcsin \frac{V_m}{V_O} \right\}, \text{ da } \frac{V_m}{V_O} = \sin \left\{ \frac{t_s}{\sqrt{L_S C}} \right\} \quad (I.2)$$

Hierbei ist V_O die Scheitelspannung, die erreicht werden würde, wenn sich die gesamte Energie der Spule in den Kondensator übertragen wird.

$$\frac{1}{2} C V_O^2 = \frac{1}{2} L_S I_O^2 \quad (I.3)$$

Da sich jedoch diese Energie nach jedem Entladungsschritt um den Betrag $\frac{1}{2} C V_m^2$ verringert, beträgt diese Energie nach dem K. Schritt

$$E(K) = \frac{1}{2} L_S I_O^2 \cdot \left(\frac{N-K+1}{N} \right) = \frac{1}{2} C V_{OK}^2 \quad (I.4)$$

Setzt man dies in Gleichung (I.2) ein und summiert über die N-Übertragungsschritte, so erhält man

$$t_{tr} = \sum_{K=1}^N t_{sK} = \frac{L_S I_O}{V_m} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sum_{K=1}^N \arcsin \left[\frac{1}{(N-K+1)^{1/2}} \right] \quad (I.5)$$

Daraus berechnet sich die Transferzeit

$$t_{tr} = \frac{L_S I_O}{V_m} \cdot \left(4 - \frac{1}{\sqrt{N}} \right) = \sqrt{L_S C} \cdot (4\sqrt{N}-1) \quad (I.6)$$

Anhang II

Im folgenden soll die Herleitung der Differentialgleichung (3.46) und das Auffinden einer geschlossenen analytischen Lösung, die dann numerisch auf einem Rechner ausgewertet werden kann, näher beschrieben werden. Vernachlässigt man die Schalterinduktivität und den ohmschen Widerstand der Lastspule, so gilt mit den Anfangsbedingungen für $t \leq 0$ ist

$$I_S(0) = I_R(0) = I_O \quad (\text{II.1})$$

$$I_P(0) = I_C(0) = I_L(0) = 0 \quad (\text{II.2})$$

wobei alle zeitlichen Ableitungen für $t < 0$ Null sind. Es gilt für jeden Zeitpunkt der Entladung die Erhaltung des Flusses

$$L_S \cdot I_S(t) + L_L \cdot I_L(t) = L_S I_O \quad (\text{II.3})$$

$$I_S = I_O - \frac{L_L}{L_S} \cdot I_L(t) \quad (\text{II.4})$$

Mit dem Kirchhoffschen Satz läßt sich dann ein System von Differentialgleichungen angeben, aus dem mit den Anfangsbedingungen alle Ströme und Spannungen berechnet werden können.

$$I_R + I_P + I_C + I_L \left(1 + \frac{L_L}{L_S}\right) = I_O \quad (\text{II.5})$$

$$-L_L \frac{dI_L}{dt} + R(t) \cdot I_R = 0 \quad (\text{II.6})$$

$$-L_L \frac{dI_L}{dt} + R_P \cdot I_P = 0 \quad (\text{II.7})$$

$$-L_L \frac{dI_L}{dt} + \frac{1}{C} \int I_C dt = 0 \quad (\text{II.8})$$

Rechnet man aus den Gleichungen (II.6-7) Ströme und Spannungen aus, so ist

$$U(t) = R(t) \cdot I_R(t) = L_L \cdot \frac{dI_L}{dt} \quad (\text{II.9})$$

$$I_p(t) = \frac{U(t)}{R_p} \quad (\text{II.10})$$

$$I_c(t) = C \cdot \frac{dU}{dt} \quad (\text{II.11})$$

Die erhaltenen Ausdrücke ergeben in Gleichung (II.5) eingesetzt und nach der Zeit differenziert die folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \frac{1}{R_p C} \cdot \frac{dU}{dt} + \left(\frac{1}{C L_L} + \frac{1}{C L_S} \right) U(t) + \frac{1}{C} \frac{d}{dt} \left(\frac{U(t)}{R(t)} \right) = 0 \quad (\text{II.12})$$

Dies ist die bekannte Schwingungsgleichung bei der der zeitlich sich ändernde Schalterwiderstand in einem Störglied auftritt. Differenziert man dieses Störglied aus und setzt für

$$\omega_s^2 = \frac{1}{C L_S}, \quad \omega_L^2 = \frac{1}{C L_L} \quad \text{u.} \quad \omega_o^2 = \omega_s^2 + \omega_L^2 \quad (\text{II.13})$$

so läßt sich Gleichung (II.12) in einer anderen Form schreiben:

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \left[\frac{1}{R_p \cdot C} + \frac{1}{R(t) \cdot C} \right] \frac{dU}{dt} + \left[\omega_o^2 + \frac{1}{C} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{R(t)} \right) \right] U(t) = 0 \quad (\text{II.14})$$

In dieser Schreibweise ist erkennbar, daß sowohl die Dämpfung als auch die Eigenfrequenz Funktionen der Zeit sind.

Zur Lösung der Gleichung wird der Ansatz gemacht:

$$U(t) = e^{-\delta t} \cdot f(t) \quad \text{mit} \quad \delta = \frac{\{1 + \sqrt{1 - 4\beta}\}}{2R_p \cdot C} \quad (\text{II.15})$$

$$\text{wobei } \beta = (\omega_0 \cdot R_p \cdot C)^2 \quad (\text{II.16})$$

Die zu lösende Differentialgleichung hat dann die Form

$$\frac{d^2 f}{dt^2} + \left[-\frac{\sqrt{1-4\beta}}{R_p \cdot C} + \frac{1}{R(t) \cdot C} \right] \frac{df}{dt} + \left[-\frac{\delta}{R(t) \cdot C} + \frac{1}{C} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{R(t)} \right) \right] f(t) = 0 \quad (\text{II.17})$$

Analog der Schwingung muß für verschiedene Werte von β die Lösungen gesondert diskutiert werden.

- $\beta < 1/4$ Aperiodische Bewegung
- $\beta = 1/4$ Aperiodischer Grenzfall
- $\beta > 1/4$ Schwingung

Da in der Arbeit nur der aperiodische Fall von Bedeutung ist, soll nun die Lösung der Gleichung (II.17) für $\beta < 1/4$ diskutiert werden.

Zur weiteren Behandlung muß für den Widerstandsanstieg eine konkrete Zeitfunktion vorgegeben werden. Es wird angenommen, daß

$$R(t) = \alpha t \quad \text{für } 0 \leq t \leq t_N \quad (\text{II.18})$$

Für $t = t_N$ erreicht $R(t)$ den Wert R_N , der dann während des gesamten Entladevorgangs konstant bleibt.

Die Differentialgleichung lautet dann:

$$\frac{d^2 f}{dt^2} + \left[-\frac{\sqrt{1-4\beta}}{R_p \cdot C} + \frac{1}{\alpha \cdot C \cdot t} \right] \frac{df}{dt} + \left[-\frac{\delta}{\alpha \cdot C \cdot t} - \frac{1}{\alpha C t^2} \right] f(t) = 0 \quad (\text{II.19})$$

Das Ziel der weiteren Behandlung von Gleichung (II.19) ist, sie in eine Differentialgleichung umzuformen, deren Lösungen bekannt sind. Durch Änderung der Variablen und einer Transformation

$$x = \frac{t}{R_p \cdot C} \quad \text{und } f = t \cdot g(t)$$

erhält eine Differentialgleichung für $g(x)$

$$x \cdot \frac{d^2g}{dx^2} + [b - \sqrt{1-4\beta'} \cdot x] \frac{dg}{dx} - \left[\sqrt{1-4\beta'} + \frac{1+\sqrt{1-4\beta'}}{2\alpha C} \right] g(x) = 0 \quad (\text{II.20})$$

hierbei ist

$$b = 2 + \frac{1}{\alpha C} \quad (\text{II.21})$$

Eine weitere Änderung der Variablen

$$z = \sqrt{1-4\beta'} \cdot x \quad (\text{II.22})$$

überführt Gleichung (II.20) in die Kummersche Differentialgleichung

$$z \frac{d^2g}{dz^2} + (b - z) \frac{dg}{dz} - ag(z) = 0 \quad (\text{II.23})$$

mit

$$a = \frac{b}{2} + \frac{\frac{b}{2} - 1}{\sqrt{1-4\beta'}} \quad (\text{II.24})$$

(II.23) heißt die Kummersche Differentialgleichung. Die Lösungen sind die hypergeometrischen Funktionen. Gleichung (II.23) ist im Punkt 0 schwach singular und für ∞ stark singular. Die Lösung von (II.23) erfolgt mit dem Summenansatz

$$g(z) = z^\rho \cdot \sum_{k=0}^{\infty} c_k \cdot z^k \quad (\text{II.25})$$

Setzt man (II.25) in (II.23) ein, so erhält man eine Rekursionsformel

$$c_{k+1} = \frac{[a+\rho+k]}{(\rho+k+1) \cdot (\rho+k+b)} \cdot c_k \quad (\text{II.26})$$

und die charakteristische Gleichung

$$c_0 \cdot \rho \cdot (\rho - 1 + b) = 0 \tag{II.27}$$

woraus folgt

$$\rho_1 = 0 \quad \text{und} \quad \rho = 1 - b \tag{II.28}$$

mit beliebig wählbarem c_0 .

Die Lösungen lauten dann:

$$g_1(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(a)_k z^k}{(b)_k \cdot k!} \tag{II.29}$$

$$g_2(z) = z^{1-b} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(a+1-b)_k}{(2-b)_k} \cdot \frac{z^k}{k!} \tag{II.30}$$

Hierbei ist

$$(b)_k = b \cdot (b+1) \cdot (b+2) \dots (b+k-1) \tag{II.31}$$

$$(b)_0 = 1 \tag{II.32}$$

das Pochhammersche Symbol.

Die allgemeine Lösung hat dann die Form

$$g(z) = c_{01} \cdot g_1(z) + c_{02} \cdot g_2(z) \tag{II.33}$$

Da für $t = 0$, $U = 0$ ist und $b > 2$ für endliche Werte von α und C , folgt $c_{02} = 0$. Die Konstante c_{01} wird noch bestimmt. Unter Benutzung der Kummerschen Definition für die Summendarstellung.

$$M(a, b; z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(a)_k \cdot z^k}{(b)_k \cdot k!} \tag{II.34}$$

ergibt sich dann die normierte Spannung

$$U(t) = \frac{U(t)}{R_p \cdot I_o} = \frac{c_{o1} t}{R_p \cdot I_o} e^{-\delta t} M(a, b; \sqrt{1-4\beta} \cdot \frac{t}{R_p \cdot C}) \quad (\text{II.35})$$

und der normierte Strom

$$i_R(t) = \frac{I_R(t)}{I_o} = \frac{c_{o1}}{\alpha I_o} e^{-\delta t} M(a, b; \sqrt{1-4\beta} \cdot \frac{t}{R_p \cdot C}) \quad (\text{II.36})$$

Abschließend soll noch die Konstante c_{o1} bestimmt werden. Die Ströme in den einzelnen Zweigen sind gegeben durch die folgenden Beziehungen

$$\begin{aligned} I_R(t) &= \frac{U(t)}{\alpha t} ; & I_p(t) &= \frac{U(t)}{R_p} \\ I_c(t) &= c \cdot \frac{dU}{dt} ; & I_L(t) &= \frac{1}{L_L} \int_0^t U dt \\ I_s &= I_o - \frac{L_L}{L_s} \cdot I_L(t) \end{aligned}$$

Nach dem Kirchhoffschen Gesetz folgt dann

$$\frac{U}{\alpha t} + \frac{U}{R_p} + c \cdot \frac{dU}{dt} + \left(\frac{1}{L_L} + \frac{1}{L_s} \right) \int_0^t U(t) dt = I_o \quad (\text{II.37})$$

Setzt man $U(t)$ in nicht normierter Form aus Gl. (II.35) für $t = 0$ ein, so folgt

$$\begin{aligned} \frac{c_{o1}}{\alpha} + c \cdot c_{o1} &= I_o \quad \left. \frac{dU}{dt} \right|_{t=0} = c_{o1} \\ c_{o1} &= \frac{I_o}{c \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha C} \right)} = \frac{I_o}{c \cdot (b-1)} \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

Anhang III

Daten der Speicherspule ESPE 2

Mechanische Abmessungen

	<u>Entwurf</u>	<u>gemessen</u>
Durchmesser der Windung	200 mm	
Äußerer Durchmesser der Windung	380 mm	
Länge der beiden Spulen	196 mm	
Zahl der Windungen	1040	
Anzahl der Lagen einer Spule	25	
Leiterlänge	924 m	873 m
Leitergewicht	41 kg	32.3 kgr
Spulenmasse (gesamt)	-	62 kgr
Spulenoberfläche (gesamt)	-	0.659 m ²

Elektrische Daten

	<u>Entwurf</u>	<u>gemessen</u>
Strom	1250 A	1370 A
Mittlere Stromdichte in der Wicklung	10 ⁷ A/m ²	
Gespeicherte Energie	~ 150 kJ	220 kJ
Induktivität	~ 190 mH	0.239 H
Widerstand bei 20°C	4.8 Ω	6.1 Ω
Lagenspannung	1 kV	0.94 - 1.2 kV
Elektrische Feldstärke zwischen zwei Lagen	700 V/cm	
Spulenkapazität	~ 230 pF	165 pF

Supraleitendes Kabel: Aufbau: 37 Adern (30 NbTi, 7 Cu) verkabelt und mit In-Sn-Lot verlötet.

	<u>Entwurf</u>	<u>gemessen</u>
Querschnitt	2.28x2.28 mm ²	
Transpositionslänge	50 mm	
Isolation: 0.55 mm geflochtene Glasfaser-Isolation		
Kurzprobenwert des kritischen Stromes bei 5 T	2000 A	3075 A
Mittlere kritische Stromdichte bei 5 T	47.7 · 10 ⁴ A/m ²	73.3 · 10 ⁴ A/m ²

Einzelader

	<u>Entwurf</u>	<u>gemessen</u>
Matrix	Cu	
Matrix: SC	1.25:1	
Zahl der Filamente	367	
Twistlänge	4 mm	
Filamentdurchmesser	14 μm	
Drahtdurchmesser	0.38 mm	
Restwiderstandsverhältnis	100	60

Anhang IV:

Nachweis, daß zwei entgegengerichtete Ströme eine minimale gespeicherte Energie haben [1.23].

Die gespeicherte Energie in einem Raum ist bei vorgegebenem Feld:

$$E = \frac{1}{2\mu_0} \int_V \vec{B}^2 dV \quad (\text{IV.1})$$

Überlagern sich zwei magnetische Felder B_1 u. B_2 , so ist $B = B_1 + B_2$

$$E = \frac{1}{2\mu_0} \int_V (\vec{B}_1 + \vec{B}_2)^2 dV \quad (\text{IV.2})$$

$$E = E_1 + E_2 + \frac{1}{\mu_0} \int_V \vec{B}_1 \cdot \vec{B}_2 dV \quad (\text{IV.3})$$

mit $\vec{B}_1 \cdot \vec{B}_2 = |\vec{B}_1| \cdot |\vec{B}_2| \cdot \cos \phi$, wobei ϕ der Winkel zwischen \vec{B}_1 u. \vec{B}_2 ist.

Ist ϕ unabhängig von den Raumkoordinaten, so läßt sich der letzte Term von Gleichung (IV.3) schreiben

$$E_{12} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \cos \phi \int |\vec{B}_1| \cdot |\vec{B}_2| \cdot dV = 2 \cdot \cos \phi E'_{12} \quad (\text{IV.4})$$

$$\text{mit der Eigenschaft } E_1 + E_2 \geq 2 E'_{12} \quad (\text{IV.5})$$

Mit Gleichung (IV.3) folgt

$$\frac{E}{2E'_{12}} = \frac{E_1 + E_2}{2E'_{12}} + \cos \phi \quad (\text{IV.6})$$

Nach (IV.5) ist $E/2E'_{12} > 0$ für alle Werte von ϕ und hat für $\phi = \pi$ ein absolutes Minimum. Die gespeicherte Energie hat also ein Minimum, wenn die Felder in entgegengesetzter Richtung verlaufen.

Anhang V

Berechnung der Induktivitäten von Leiteranordnungen

Die hier wiedergegebenen Formeln entstammen einem Buch von Fr. W. Grover. Sie werden original in den angegebenen Einheiten übernommen [5.16].

Eigeninduktivität eines gestreckten Leiters (Draht)

Einheiten: Länge: l [cm], Radius: r [cm]
Induktivität L [μ H]

$$L = 0.002 \cdot l \cdot \left[\ln \frac{2l}{r} - \frac{3}{4} \right]$$

Gegeninduktivität zweier paralleler Leiter (Drähte)

Einheiten: Länge l [cm], Abstand der Drahtmittelpunkte: d [cm]
Gegeninduktivität: L [μ H]

Zwei parallele Drähte mit entgegengesetzten Strömen

Einheiten: Länge: l [cm], Abstand der Drahtmittelpunkte: d [cm]
Drahradius: r [cm]
Induktivität: L [μ H]

Voraussetzung: $l \gg d$

$$L = 0.004 \cdot l \cdot \left[\ln \frac{d}{r} + \frac{1}{4} - \frac{d}{l} \right]$$

Im oben genannten Buch sind auch Formeln für rechteckige Querschnitte angegeben. Da jedoch für verschiedene Rechteckformate Tabellen benutzt werden müssen, soll auf ihre Wiedergabe hier verzichtet werden. Das gleiche gilt für Leitersysteme, die sich aus Hohlleitern (z.B. koaxial konzentrischer Zylinder) aufbauen.

Anhang VI

Daten des Supraleiterschalters ESPE 2

Mechanische Abmessungen

	<u>Entwurf</u>	<u>gemessen</u>	<u>Supraleiterkabel: Aufbau 5 verkabelte Adern</u>	
Länge des Schalterkabels	1000 m	965,8 m		
Länge der bifilaren Schleife	6,25 m		<u>Entwurf</u>	<u>gemessen</u>
Zahl der Schleifen	80		Durchmesser	1,3 mm
Plattendurchmesser	320 mm		Transpositionslänge	20 mm
Plattendicke	6 mm		Isolation: geflochtene Glasfaserisolation	
Äußerer Wicklungsdurchmesser	270 mm		Kurzprobenwert kritischer Strom (bei Eigenfeld)	2000A (bei 0.8T) 2190 A (0.6T)
Innerer Wicklungsdurchmesser	108 mm		Mittlere kritische Stromdichte	$2,03 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$
Querschnitt der Nut	$2,3 \times 2,8 \text{ mm}^2$		Widerstand pro Längeneinheit	$357 \text{ m}\Omega^{-1}$ $465 \text{ m}\Omega^{-1}$
Zahl der Kühlkanäle in einer Platte	12		<u>Einzelader</u>	
Abmessung des Kühlkanals	$5 \times 1 \text{ mm}^2$		Matrix:	Cu(70):Ni(30)
Durchmesser des Schalters	320 mm		Matrix: SC:	1:1
Höhe des Schalters	486 mm		Zahl der Filamente	580
Höhe der Schalterwicklung	483 mm		Twistlänge	5 mm
Schaltermvolumen	$0,023 \text{ m}^3$		Filamentdurchmesser	17 μm
Leitervolumen	981 cm^3		Drahtdurchmesser	0,5 mm
Leitervolumen/Schaltermvolumen	1:23		Isolation	FORMVAR 25 μm
Masse		68 kgr	Spezifischer Widerstand	$35 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ $48 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$
Oberfläche (einschl. Kühlkanäle)		$2,0 \text{ m}^2$		

Elektrische Daten

	<u>Entwurf</u>	
Normalleitender Widerstand	357 Ω	450 Ω (10K)
Induktivität	403 μH	280 μH
Maximale Spannung über dem Schalter	$\sim 50 \text{ kV}$	
Mittlere Leistungsdichte im Schalterkabel bei 1250 A	$0,6 \text{ TW/m}^3$	

Anhang VII

Quantitative Formulierung der Stoßstromauslösung

Die mathematische Beschreibung des Auslösevorganges eines Supraleiterschalters mit einem Stoßstrom ist von H. Köfler durchgeführt und am Experiment überprüft worden (Abb. 5.9) [1.18].

Die Differentialgleichung für den Schalterauslösekreis mit zeitlich sich änderndem Widerstand lautet

$$\ddot{i}_p'' + \omega^2 \cdot R(t) \cdot C \cdot \dot{i}_p'' + \omega^2 I_p'' = 0, \quad \omega^2 = \frac{1}{L_R \cdot C} \quad (\text{VII.1})$$

Die Differentialgleichung hat für bestimmte Zeitfunktionen des Widerstandes eine geschlossene analytische Lösung.

1. Der Widerstandsanstieg läßt sich durch folgende Zeitfunktion beschreiben

$$R(t) = 2 \sqrt{L_R/2C} \operatorname{tgh}\chi, \quad \chi = \omega t/\sqrt{2} \quad (\text{VII.2})$$

Dann lautet die Lösung

$$I_p'' = \frac{U_c}{\sqrt{2L_R/C}} [\sin\chi + \cos\chi \cdot \operatorname{tgh}\chi] \frac{1}{\cos\chi} \quad (\text{VII.3})$$

2. Ersetzt man in der Lösung des gedämpften Reihenschwingkreises den konstanten Widerstand durch

$$R^+ = \frac{1}{t} \int_0^t R(t) dt, \quad (\text{VII.4})$$

wobei $R(t)$ durch die Funktion

$$R(t) = R_N \cdot [1 - \exp \{-\tau(t + \xi/\tau)\}] \quad (\text{VII.5})$$

τ : Zeitkonstante; ξ : Zeitverzögerung bis zum Erreichen des kritischen Stromes, wenn nur der Zuleitungswiderstand R_0 wirksam ist.

approximiert wird, so lautet dann die Lösung:

$$I''_p = \frac{U_c}{\sqrt{L_R/C}} \sin(\omega t) \cdot \exp\left(-\frac{R^+}{2L_R} t\right) \quad (\text{VII.6})$$

Abb. VII.1 zeigt einen Vergleich dieser Lösung mit dem Experiment.

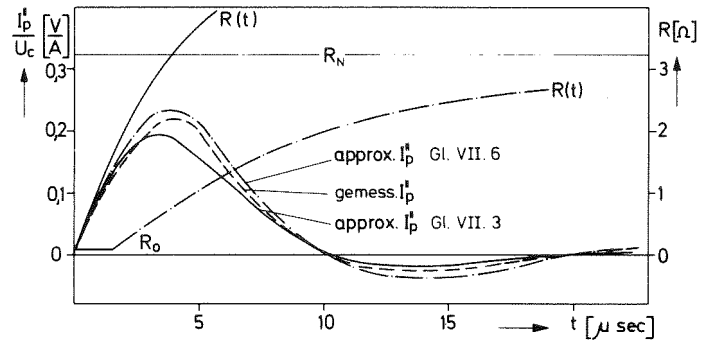


Abb. VII.1: Vergleich des gemessenen Stromverlaufs mit den berechneten Näherungen

Die Beschreibung gilt nur für den einfachen Stoßstromkreis. Bei Schaltern, die durch mehrere Stoßstromkreise ausgelöst werden, ist der Vorgang komplizierter.

Anhang VIII

Zusammenstellung der wichtigsten Daten der Hochspannungsdurchführungen (Verluste wurden abgeschätzt).

Bauteil	Durchschlagsspannung DC bei 293 K gemessen Leiter gegen Leiter	Max. Spannung im Kryost. mit Flüssighelium, ohne Schaden	In das He-Bad ein- gebrachte Verlust- leistung	Bemerkungen
Gasgekühlte Durch- führung Epoxy-Isolator	-	50 kV ⁺	5 W	⁺ Heliumgas bei 293 K, 1 Bar, Fehler im Wickel führten durch eindiff- fundiertes Heliumgas zu Durchschlägen. Nach der Reparatur erreich- ter Wert
Gasgekühlte Durch- führung Papier-Isolator	-	47 kV	10 W	Ebenfalls Durchschlag durch eindiffundiertes Helium. Wickel konnte repariert werden.
Stoßstromdurchfüh- rung Innenleiter: PE-isol. Hochspan- nungskabel RG213U	(120 - 140) kV	12 kV	2 W	defekt nach mehreren Kaltfahrten; Drahttrisse durch unterschiedliche thermische Kontraktion
Stoßstromdurchfüh- rung Innenleiter Cu-Geflecht auf Te- calanschlauch, 6mm Ø	(65 - 80) kV	47 kV	2 W	-----
Silicon-Hochspan- nungsdichtung	(80 - 120) kV	47 kV	--	-----
Stoßstromzuleitung bei 293 K	> 148 kV	47 kV	--	-----

Literaturverzeichnis zu Kapitel 1

- [1.1] D.A. Buck: The Cryotron - A Superconductive Computer Component;
Proc. IRE, Vol. 44, 1956, p. 482-493
- [1.2] R.A. Kamper: Review of Superconducting Electronics;
IEEE Trans. Magn. Vol. MAG-11, no. 2,
March 1975, p. 141-146
- [1.3] P. Gueret: Storage Detection of a Single Flux Quantum
in Josephson Junction Devices;
IEEE Trans. Magn. Vol MAG-11, no. 2, March 75,
p. 751-754
- [1.4] R. Fasel, J.L. Olsen: Ein supraleitender Brückengleich-
richter und Bemerkungen über Speisung von
Supraleitenden Spulen
Kältetechnik-Klimatisierung Jahrg. 19
1967 s. 274-278
- [1.5] G.J. Homer, P.J. Honzogo, C.A. Scott, M.N. Wilson:
A Thermally Switched Flux Pump
IEEE Trans. Magn. MAG-11, no. 2
March 1975, p. 576-579
- [1.6] T.F. Droege, J.R. Purcell, S.T. Wang:
A Slow Cycling Flux Pump Using Digital Control,
IEEE Trans. Magn. MAG-11, no. 2
March 1975, p. 580-581
- [1.7] S.P. Bernard, D. L. Atherton:
Performance analysis of transformer - rectifier
flux pumps;
Rev. Sci. Instr. 48, p. 1245-1252
- [1.8] K.E. Gray, W.Y.K. Chen, R.P. Hübener:
Evaluation of Superconductors for Large Scale
Switching of Electrical Power
IEEE Trans. Magn. MAG-13 no. 1, Jan. 1977
p. 784-787

- [1.9] P. Klaudy: Overload Protection of Superconducting Electrical Power Equipment;
Adv. Cryo. Eng. Vol. 13 (1968), p. 35-50
- [1.10] K.E. Gray, D.E. Fowler:
Superconducting Fault Current Limiter
EPRI EL -329, Res. Proj. 328 Dec. 1976
ANL Illinois 60 439
- [1.11] V. Miklós: Elektrotechnika 70, Budapest 1977, p. 183-196
- [1.12] R. Carruthers: Energy Storage for Thermonuclear Research;
IEEE Paper no. 2915, Apr. 1959, p. 166-172
- [1.13] P. Komarek: Kryotechnik für Energiefragen unter besonderer Berücksichtigung supraleitender Magnete;
KFA-Jülich, Jül -956- TP Juni 1973, p. 245
- [1.14] R. Brilka: Untersuchung der Kommutierungsvorgänge in Schaltungen zur induktiven Energiespeicherung;
Diss. T.U. Braunschweig 1971
- [1.15] G. Schenk: Metallfolien zur schnellen Kommutierung hoher Ströme am induktiven Energiespeicher;
Diss. TH Braunschweig 1972
- [1.16] H.L. Laquer, D.B. Montgomery, D.M. Weldon: Superconductive Energy Storage
Proc. XIIIth Int. Congr. of Refrigeration,
Washington 1971, Vol. 1, p. 457-462
- [1.17] P. Komarek, A. Ulbricht:
Investigations on Superconducting Energy Storage Systems Concerning Fusion Technology
5th Int. Conf. Magn. Techn., Roma April 1975

- [1.18] K. Grawatsch, et al.: Investigation for the Development of Superconducting Power Switches;
IEEE Trans. Magn. Vol. MAG-11, March 1975,
p. 586-589
- [1.19] W. Amenda, M. Pillsticker, M. Söll:
Experimentierergebnisse mit SL/NL-Schaltern;
IPP 4/128 Jan. 1975
- [1.20] H. Menke, Yu.A. Shiskov:
Modell eines supraleitenden Hochstrom- und
Hochspannungsschalters;
JINR-P8-7855, Dubna, Juni 1974, übersetzt
KfK-tr -455, KFZ Karlsruhe
- [1.21] V.A. Glukhikh, H.I. Kostenko, N.A. Monoszon, A.M. Stolov,
V. A. Tishchenko, G.V. Trokhacher, Yv. V. Yudakov:
Eine supraleitende Hochstrom-Schaltapparatur
Wiss. Forschungsinstitut für elektrophys. Ap-
paraturen "D.V. Efremov"; Leningrad, 1975,
Deutsche Übersetzung KfK-tr-511 Jan. 1977
- [1.22] J.P. Krebs, E. Santamaria, J. Maldy: Superconducting
Devices for Energy Storage and Switching;
Proc. ICEC 4 Eindhoven 1972, p. 172
- [1.23] H. Köfler, W. Maurer, G. Nöther, A. Ulbricht: Fundamental
Aspects for Conductor Arrangements with High
and Very Small Inductances and a Technical Realization;
KFZ Karlsruhe, KfK 2052, Jan. 1975

Literaturverzeichnis zu Kapitel 2

- [2.1] R. Rüdtenberg: Elektrische Schaltvorgänge,
5. Auflage, Springer Verlag Berlin, Heidelberg,
New York 1974, S. 539
- [2.2] A. Greenwood, T.H. Lee:
Switching Equipment for Inductive Energy Storage
Systems in Nuclear Fusion Research
Contr. Thermonuclear Fusion Experiments and
Engineering Aspects of Fusion Reactors
CONF 72 11 11 Austin, Texas Nov. 20-22, 1972
p. 309-320
- [2.3] W. Pucher: Fundamentals of HVDC Interruption
Electra, 1968, Heft 5, Paris p. 24-28
- [2.4] U. Braunsberger, E. van Mark, G.A. Müller:
A Circuit Breaker Fuse System for the Wendel-
stein VII.; A Ohmic Heating Circuit
Proc. 9th Symp. Fus. Technology, Garmisch-
Partenkirchen (FRG), June 14-18, 1976, p. 723
- [2.5] P. Dokopoulos, K. Kriechbaum:
Gleichstromschalter-Anordnung für 73 kA und
24 kV in der Plasmaphysik,
ETZ-A Bd. 97 (1976), S. 499-503
- [2.6] W.O. Eckardt, G.A. Hofmann:
A 10 kA, 30 kV Liquid-Metal Plasma Valve Switch
for Inductive Energy Storage,
Sixth Symp. on Eng. Problems of Fusion Re-
search, San Diego 1976
- [2.7] U. Braunsberger, J. Salge, B. Harjes, P. Dokopoulos, D.
Smart: DC Current Breaking Test on Vacuum In-
terrupters; Proc. 9th Symp. Fus. Technology,
Garmisch-Partenkirchen (FRG), June 14-18, 1976
p. 759

- [2.8] Wendler, Schindler, Wolf:
private Mitteilung Siemens, Erlangen
- [2.9] Niederspannungs-Schaltgeräte, Gleichstrom, Schnell-
schalter, AEG Firmen Prospekt, Nr. L.3.01.03/
0174 VI

Literaturverzeichnis zu Kapitel 3

- [3.1] J. Heller: Die Verwendung von supraleitenden Materialien als Schalter bei der Übertragung elektrischer Energie; Dissertation TH Aachen, 1970
- [3.2] H. Brechna: Superconducting Magnet Systems
Springer Verlag Berlin, Heidelberg New York
1973, p. 557
- [3.3] F. E. Mills: The Fermilab Cryogenic Energy Storage System, IEEE Trans. Magnetics MAG-II, no. 2, March 1975, p. 483
- [3.4] R. W. Conn: Major Design Features of the Conceptual D-T Tokamak Power Reactor, UWFDM-114, IAEA-CN-33/G1-2; Nov. 11-15, 1974 Wisconsin University
- [3.5] D. De Klerk: The Construction of High-field Electromagnets
Newport Instruments LTD, Newport Paynell,
1965, p. 103
- [3.6] P. Dokopoulos, D.L. Smart:
The Poloidal Field Circuit in the Joint European Torus (JET); Proc. 9th SOFT; Garmisch-Partenkirchen, June 14-18, 1976 p. 177,
Pergamon Press
- [3.7] H.L. Laquer, F.L. Ribe, D. M. Weldon:
Energy Storage and Switching with Superconductors as a Power Source for Magnetic and Reactors; 1971 Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, P 38 by Society of Automotive Engineers INC, New York 1001, P. 1089
- [3.8] R.R. Hake: Single-Shot Pulsed Magnetic Fields from Inductive Energy Stores;
Los Alamos Scientific Laboratory, LA-4617-MS
1971

- [3.9] H. Brechna, F. Arendt, W. Heinz:
Superconducting Magnetic Energy Storage Systems; Proc. 4th Int. Conf. Magn. Techn. Brookhaven, 1972
- [3.10] S. L. Wipf: Supraleitender Energiespeicher
Herbstschule über Anwendung der Supraleitung in Elektrotechnik und Hochenergiephysik
Titisee 9.10. - 13.10.1972, S. X1-X40
- [3.11] H. L. Laquer, J.D.G. Lindsay, E.M. Littel, J.D. Rogers, D.M. Weldon:
Design Option and Track-Offs in Superconducting Magnetic Energy Storage with Irreversible Switching, LA-5314-MS June 1973, Los Alamos, Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87544
- [3.12] F. Arendt, G. Herppich, A. Knobloch, P. Komarek, F. Werner:
Energetic and economic constraints on the poloidal windings in conceptual tokamak fusion reactors; Proc. 8th Symp. Fus. Techn. Nordwikj 1974
- [3.13] P.F. Smith, J.D. Lewin:
Superconducting Energy Transfer Systems, Particle Accelerators, 1970, I, p. 155-172
- [3.14] Wisconsin Superconducting Energy Storage Project Vol I, University of Wisconsin-Madison, Sept. 74, Vol II, University of Wisconsin-Madison, Jan. 76
- [3.15] E.P. Dick, C.H. Dustmann:
Inductive Energy Transfer using a Flying Capacitor; Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Torino, Italy, Nov. 1974

- [3.16] S.L. Wipf: Reversible Energy Transfer between Inductances, Proc. Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching Nov. 5-7, 1974, Asti, Italy
- [3.17] K.I. Thomassen: Reversible Magnetic Energy Transfer and Storage Systems, Los Alamos Scient. Lab., LA-5087-MS (Nov. 1972)
- [3.18] P. Komarek, H. J. Köfler:
Methods for Energy Transfer Between Energy Storage and Load Systems
6th Conf. Magnet Techn. Bratislava, Aug. 29 - Sept. 2, 1977
- [3.19] P. Komarek, A. Ulbricht:
Investigations on Superconducting Energy Storage Systems Concerning Fusion Technology, Proc. V. Int. Conf. Magn. Techn., Frascati, Italy, April 1975
- [3.20] H. Preiß: Die Analyse transienter Vorgänge in linearen elektrischen Netzwerken; IPP/4/87 Juli 1971
IPP Garching bei München
- [3.21] H. Köfler, W. Maurer:
Discharge of a Superconducting Energy Storage System; Proc. 9th SOFT, Garmisch-Partenkirchen 1976; Pergamon Press, Frankfurt p. 729
- [3.22] A. Ulbricht: Dynamic Behaviour of a Resistive Transfer Circuit with a Superconducting Switch, 9th SOFT Garmisch-Partenkirchen, June 14-18, 1976, p. 765-768
- [3.23] M. Abramowitz, I. A. Stegun: Handbook of Mathematical Functions; Dover Publication, INC, New York (1965) p. 504

Literaturverzeichnis zu Kapitel 4

- [4.1] Y. Iwasa, C. Weggel, D.B. Montgomery, R. Wegel, J.R. Hale:
Prediction of Transient Stability Limits for Composite Superconductor Subject to Flux Jumping;
J. Appl. Phys., Vol. 40, 1969, p. 2006
- [4.2] V. J. Johnson:
Properties of Materials at Low Temperature
(Phase I);
Pergamon Press, New York (1961) NBS/CEL
- [4.3] C.H. Dustmann:
TESPE, A Small Compact Torus
Proc. 7th Symp. Eng. Probl. Fusion Research,
Knoxville, Tennessee, Oct. 25-28, 1977
- [4.4] W.H. Keesom, B. Kurrelmeyer:
Specific Heats of Alloys of Nickel with Copper and with Iron;
Physica, 7. Part II (1940), p. 1003-1024
- [4.5] H.M. Rosenberg:
Low Temperature Solid State Physics;
Oxford at the Clarendon Press 1963, p. 21
- [4.6] S. Flügge: Handbuch der Physik, Bd. 19, Elektrische Leitungsphänomene;
Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg
1956, S. 206ff
- [4.7] J.L. Olsen: Electron Transport in Metals;
Interscience Publishers, New York, London 1962,
p. 45
- [4.8] Vacuumschmelze Hanau: 1976 unveröffentlicht

- [4.9] Ch. Kittel: Introduction to Solid State Physics:
John Wiley & Sons Inc. New York, London,
Sydney, 4 ed 1971, p. 658
- [4.10] Bubble Chamber Group:
Selected Cryogenic Data Note Book.
BNL 10 200; UPTON; Nov. 1966
- [4.11] Siemens: Taschenbuch für Elektromeßtechnik
Karlsruhe, April 1961, S. 14/5
- [4.12] T.G. Berlincourt, R.R. Hake:
Superconductivity at High Magnetic Fields;
Phy. Rev. 131, 1963, p. 140
- [4.13] H. Schumann: Metallographie
VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie
1967, S. 152
- [4.14] H. Ullmaier: Flußlinien in Typ II-Supraleitern;
JÜL-958-FF, Juni 1973, KFA-Jülich
- [4.15] H.A. Ullmaier, R.H. Kernohan:
The Current Carrying Capacity of a Hard Su-
perconducting Wire in Zero External Field;
phys. stat. sol. 17 K233 (1966)
- [4.16] V.A. Glukhikh, A.I. Kostenko, N.A. Monoszon, V.A. Tish-
chenko, G.V. Trokhachev:
Untersuchungsergebnisse von supraleitenden
Schaltern mit hoher spezifischer Abschaltlei-
stung; D.V. Efremow - Forschungsinstitut für
elektrophysikalische Apparaturen NIIEFA-Preprint
B-0366, Leningrad Okt. 77, Deutsche Übersetzung
KfK-tr-563, März 1978

- [4.17] J.D. Lindsay, D.J. Blevins, H.L. Laquer, G.A. Miranda, J.D. Rodgers, C.E. Swannack, D.M. Weldon: Development of a Superconducting Switch for Magnetic Energy Storage Systems; IEEE Trans. Magn. MAG-11, no. 2 (March 1975), p. 594
- [4.18] J.R. Gavaler, M.A. Janocko: Very High Critical Current and Field Characteristics of NbN Thin Films; J. Appl. Phys. 42 (1971) p. 54
- [4.19] J. Phys. Chem. Ref. Data Vol 5 No. 3 (1976) p. 621
- [4.20] Y.Saito, T. Anayama, Y. Onodera, T. Yamashita, K. Kone-nou, Y. Murro: Superconducting Properties of NbN Films; Low Temp. Phys. LT-12 Kyoto, 4.-9.10.70, p. 329
- [4.21] J.N. Deis, J.R. Gavaler, C.K. Jones: Alternating Current Losses of Stabilized NbN; J. Appl. Phys. 42 1971, p. 5710
- [4.22] R.L. Filler, P. Lindenfeld, G. Deutscher: Heat Capacity and Thermal Conduction in Granular Aluminium and their Relation to the Superconducting Transition Temperature; Low Temp. Phys. LT-14/2 (1974) p. 105
- [4.23] H. Hillmann: Entwicklung harter Supraleiter, vorzugsweise am Beispiel Nb-Ti; Herbstschule über Anwendung der Supraleitung; Titisee 9.10.-13.10.72 Kernforschungszentrum Karlsruhe S. L23
- [4.24] M. Dietrich, ITP/KFK: Private Mitteilung

Literaturverzeichnis zu Kapitel 5

- [5.1] P.A. Klaudy: Supraleitende Kabel;
Herbstschule über die Anwendung der Supra-
leitung in der Elektrotechnik u. Hochenergie-
physik 9.-13.10.1972 Titisee IEKP, Kernfor-
schungszentrum, S. U1 - U74
- [5.2] J. Gerhold: Dielectric breakdown of helium at low tempe-
ratures; Cryogenics 12 1972, S. 370 - 376
- [5.3] B. Fallou: A Review of the Main Properties of Electric-
al Insulating Materials Used at Cryogenic
Temperatures
Proc. on 5th Int. Conf. Mag. Techn., 1975 S.
644-658
- [5.4] J.C. Bobo: Dielectric Behaviour of Insulation Materials
at Cryogenic Temperatures. The Use of Vacuum
as a Dielectric Environment Medium;
Proc. 3rd Int. Cryo. Eng. Conf. Berlin
May 25-27, 1970, S. 482
- [5.6] P. Bauder, G. Hartwig, R. Schindler:
Thermische Kontraktion von Glasfaser/Epoxyd-
harz-Dreischichtverbunden bis zu tiefen Tem-
peraturen; Materials Science and Engineering
22 (1976), S. 255-259
- [5.7] H. Krauth, G. Hartwig, ITP/KfK, private Mitteilung
- [5.8] ATF-Graz, private Mitteilung
- [5.9] Bericht über die Tätigkeit der Institute und Abteilungen im
Jahre 1976; KfK 2450, S. 313, Kernforschungs-
zentrum Karlsruhe

- [5.10] W. Maurer: Entwicklungen auf dem Gebiet der Hochstrom-Supraleitung im Kernforschungszentrum Karlsruhe; KfK-Karlsruhe KfK 2290 (Mai 1976)
- [5.11] G. Hartwig: Low Temperatures Properties of Resins and Their Correlations;
Proc. Cryog. Eng. Conf. July 22-25, 1975
Kingston, Ontario, Canada
- [5.12] J.D. Rogers et al.:
0.54 MJ Superconducting Magnetic Energy
Transfer and Storage
LA-UR-77-1312 Los Alamos Scient. Lab.
New Mexico 87544
- [5.13] M. Pillsticker: Grundlegende Betrachtungen zur Entwicklung von schnell wirkenden Strombegrenzern (Kryotron)
IPP 4/127, Dezember 1974
- [5.14] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger:
Conduction of Heat in Solids 2. Ed.
Oxford at the Clarendon Press, p. 89
- [5.15] H. Köfler: Supraleitender Schalter mit Stoßstromauslösung
Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 2123 (August 1975)
- [5.16] F.W. Grover: Inductance Calculations Working Formulas and Tables; Dover Publ. Inc. New York 1946,
p. 31ff
- [5.17] H. Kornmann, ITP/KfK, private Mitteilung
- [5.18] G. Nöther, ITP/KfK, unveröffentlicht
- [5.19] G. Nöther, ITP/KfK, private Mitteilung
- [5.20] P. Komarek, ITP/KfK, private Mitteilung

- [5.21] G. Friesinger, ITP/KfK, unveröffentlicht
- [5.22] A. Ulbricht, H. Krauth, P. Komarek:
The study of high voltage problems in a
superconducting power pulse generator;
Proc. 6th ICEC, Grenoble, May 1976, p. 506-508
- [5.23] L. Siewerdt, ITP/KfK, unveröffentlicht
- [5.24] M. Weniger: Untersuchung und Anwendung von Hochspannungs-
dichtungen;
Elektr. Techn. Zeit. ETZ_A 92, S. 313
- [5.25] H. Katheder, G. Zahn:
Cryogenic installation for the energy sto-
rage experiment "ESPE 2";
Proc. ICEC Grenoble 11-14 May 1976, p.139-143

Literaturverzeichnis zu Kapitel 6

- [6.1] C.P. Bean: Magnetization of High-Field Superconductors;
Rev. Mod. Physics (Jan. 1964) p. 31-39
- [6.2] G. Ries, H. Brechna:
AC Losses in Superconducting Pulsed Magnets;
Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 1372
- [6.3] M.N. Wilson: Filamentary Composite Superconductors for
Pulsed Magnets;
Proc. ASC Annapolis, Maryland, USA, March 1972
- [6.4] J.L. Duchateau, B. Turck:
Self-field degradation effect in adiabatic
conditions;
Cryogenics Sept. 1974, p. 481
- [6.5] M.N. Wilson, C.R. Walter, J.D. Lewin, P.F. Smith:
Experimental and Theoretical Studies of Fi-
lamentary Superconducting Composites;
J. Appl. Phys. 3 (1970) 1517
- [6.6] W. Schauer, ITP/KfK, private Mitteilung
- [6.7] K.P. Jüngst, ITP/KfK, private Mitteilung
- [6.8] J.J. Duchateau, B. Turck:
Dynamic stability and quenching currents of
superconducting multifilamentary composites
under usual cooling conditions;
J. Appl. Phys. 46 (Nov. 11, 1975) S.4989-4995
- [6.9] G. Hartwig, ITP/KfK, private Mitteilung
- [6.10] G. Friesinger, ITP/KfK, private Mitteilung
- [6.11] W. Goll, ITP/KfK, unveröffentlicht

- [6.12] R.F. Broom, E.H. Rhoderick:
Thermal propagation of a normal region in a thin superconducting film and its application to a new type of bistable element;
Brit. Journ. Appl. Phys. 11 1960, p. 292
- [6.13] C.N. Whetstone, Ch.E. Roos:
Thermal Phase Transition in Superconducting Nb-Zr Alloys;
Journ. Appl. Phys. 36 (1965) 783
- [6.14] K. Grawatsch: Grundlegende Untersuchungen über die Einsatzmöglichkeiten supraleitender Schalter in der kryogenen Energietechnik;
JÜL-1132-SE, Nov. 1974
- [6.15] W. Maurer, W. Goll, ITP/KfK, private Mitteilung
- [6.16] B. Turck: Influence of a transverse conductance on current sharing in a two-layer superconducting cable;
Cryogenics 14 1974, S. 448-454

Literaturverzeichnis zu Kapitel 7

- [7.1] H.L. Laquer, J.D.C. Lindsay, E.M. Little, D.M. Weldon:
Superconducting Magnetic Energy Storage and
Transfer; Los Alamos Scientific Laboratory,
New Mexico 97544 LADC-72-470

Literaturverzeichnis zu Kapitel 8

- [8.1] J. Erb, W. Heinz, I. Heller, A. Hofmann, H.J. Köfler,
P. Komarek, W. Maurer, A. Nahar:
Comparison of Advanced High Power Under-
ground Cable Design; KFK 2207, Sept. 1975
Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [8.2] H. Preis, H. Wedler:
The ASDEX Ohmic Heating Electrical System;
Proc. 9th SOFT, Garmisch-Partenkirchen,
June 14-18, 1976, Pergamon Press, OXFORD p. 73
- [8.3] E. Philippow: Taschenbuch Elektrotechnik, Starkstromtechnik,
Bd. II, VEB Verlag Technik, Berlin, 3. Auf-
lage p. 385
- [8.4] C.-P. Behrens:
Untersuchung supraleitender Hochstromkontakte;
Diplomarbeit, Institut für Experimentelle
Kernphysik, Universität und KFK-Karlsruhe
(1977).

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Technische Physik (ITP) des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt.

Die Finanzierung des Experimentes erfolgte aufgrund eines Vertrages zwischen dem Kernforschungszentrum Karlsruhe und dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching bezüglich der Zusammenarbeit in der Supraleitungstechnologie und mit Unterstützung von EURATOM.

Herrn Prof. Dr. W. Heinz danke ich für die Möglichkeit, die Arbeit im Rahmen eines Institutsprojektes durchführen zu können. Für die zahlreichen Diskussionen und Anregungen während der Durchführung des Experimentes möchte ich Herrn Dr. P. Komarek meinen Dank aussprechen.

Für die Möglichkeit, die Ergebnisse der Arbeit an der ETH-Zürich als Dissertation einreichen zu dürfen, bin ich Herrn Dr. H. Brechna und Herrn Prof. Dr. J.L. Olsen zu Dank verpflichtet, die auch nicht die Mühe gescheut haben, sich vor Ort in Karlsruhe vom Fortgang der Arbeiten zu überzeugen. Herrn Dr. H. Brechna möchte ich besonders für seine zahlreichen Hilfestellungen während der Entwurfsphase des Experimentes danken.

Mein besonderer Dank gilt auch allen Mitarbeitern des ITP, die mir halfen, die umfangreichen und komplizierten Apparaturen zu erstellen und zu betreiben.

Auch gebührt mein Dank allen Mitarbeitern des ITP, die bereit waren, mit mir über die aufgetretenen Probleme intensiv zu diskutieren.

Nicht zuletzt möchte ich den Sekretärinnen des ITP für die große Sorgfalt und Geduld bei der Abschrift des etwas schwierigen Manuskriptes danken.