

KfK 3368

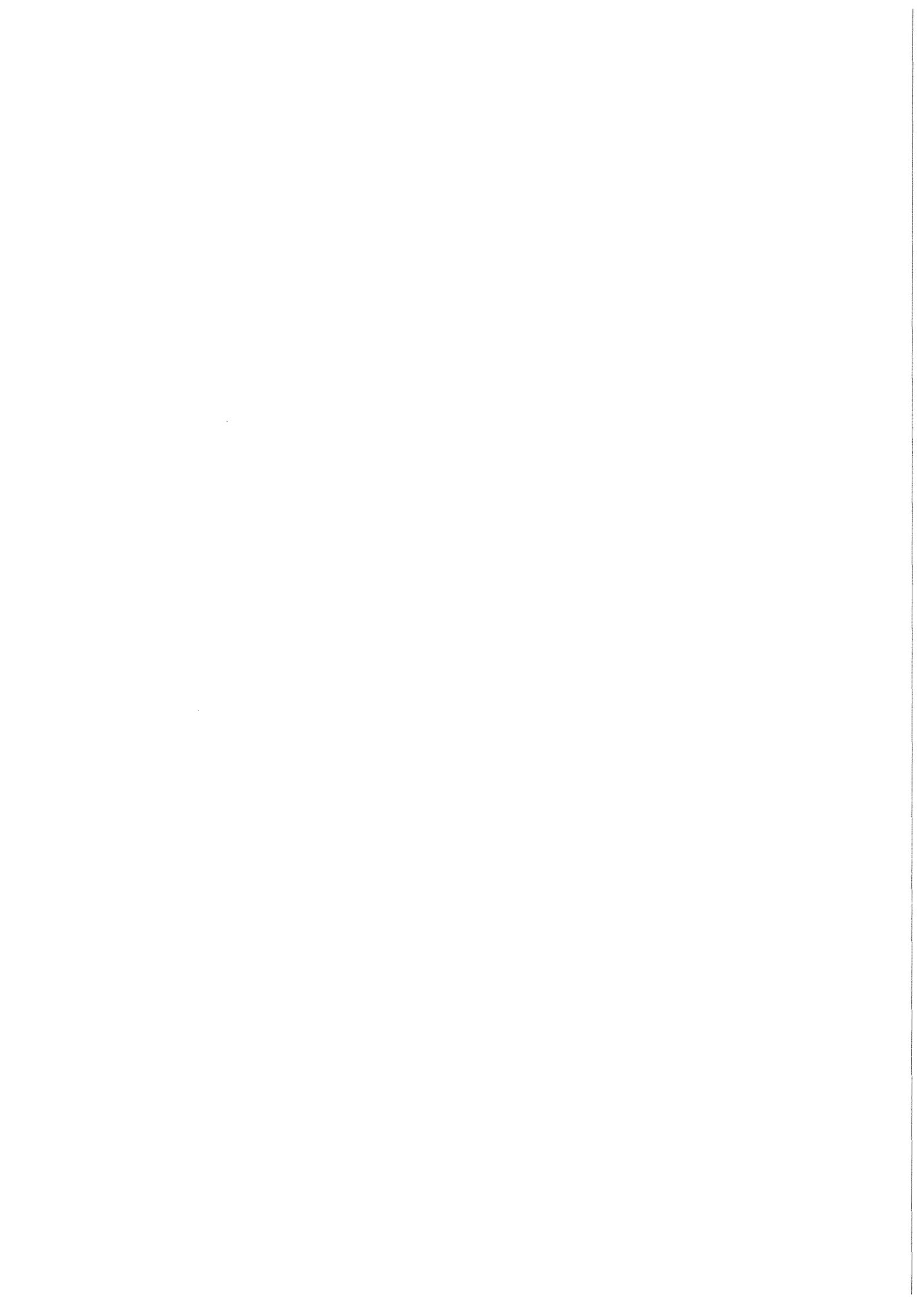
Juli 1982

Die Hochfeld- Experimentieranlage HOMER

Bau und Test des
8 T / 40 cm NbTi-Solenoiden

P. Turowski
Institut für Technische Physik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik

KfK 3368

Die Hochfeld-Experimentieranlage HOMER
Bau und Test des 8 T/40 cm NbTi-Solenoiden

P. Turowski

unter Mitarbeit von

H. Brünner, S. Förster, F. Gauland, L.Z. Lin,
B. Lott, S. Stumpf, M. Beckenbach

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Es wird die Entwicklung eines supraleitenden 8 T Solenoiden mit 40 cm Bohrung vom Entwurf bis zum Test beschrieben. Ein charakteristisches Merkmal des Magneten ist der Aufbau der Wicklung in Lagen mit Kanälen zwischen den Lagen, damit das flüssige Helium (LHe) des LHe-Bades unmittelbar den Leiter benetzen kann. In begleitenden Untersuchungen wurden die elektrische Stabilität und Temperaturgrenzwerte des NbTi-Supraleiters nach einem Normalübergang unter den Kühlbedingungen im Magneten bestimmt. Im Test erreichte der Magnet seine Betriebsdaten ohne vorzeitigen Normalübergang und bestätigte damit die Erwartungen aus den Voruntersuchungen.

Abstract

High-Field Experimental Arrangement HOMER Construction and Test of the 8 T/40 cm NbTi-Solenoid

The development of a superconducting 8 T-solenoid with a 40 cm bore is described from the design till the testing. A characteristic feature of the magnet is the construction of a layer wound coil with channels between the layers allowing an immediately wetting of the conductor by the liquid helium of the LHe-bath. During the development work the electrical stability and the temperature limit of the used NbTi superconductor after the transition into the normal conducting stage was investigated using the same cooling conditions as in the magnet. The magnet achieved its design values without any premature quenching and confirmed thus the expectations of the conductor tests.

I. Einleitung

Die Entwicklung technischer Hochfeldsupraleiter für die Erzeugung hoher Magnetfelder in großen Volumina etwa bei Kernfusionsanlagen erfordert Testeinrichtungen, in denen die Supraleiter wenn nicht in Originalgröße so doch in einem realistischen Maßstab untersucht werden können. Die Tendenz in der Entwicklung geht einerseits zu Stromstärken über 10 kA, d.h. zu Supraleitern mit großen Abmessungen und andererseits zu Magnetfeldern über 10 T, bei denen A15-Supraleiter eingesetzt werden müssen, die im reagierten Zustand aber nur begrenzt biegsam sind.

Um den z.T. sehr verschiedenen Anforderungen an eine Testanordnung entgegenzukommen, den Aufwand aber auch in Grenzen zu halten und außerdem ein leicht handhabbares Magnetsystem zu haben, wurde ein 8 T NbTi-Solenoid mit einer 40 cm Bohrung konzipiert, das in einen existierenden Kryostaten hineinpaßt. Mit der Auslegung als "split-coil"-System ist eine weite Einsatzmöglichkeit gegeben.

Die Bohrung von 40 cm Durchmesser würde mit Einsatzspulen aus den heute bekannten Supraleitern wie Nb₃Sn und V₃Ga eine supraleitende Erweiterung des Feldbereichs zwischen 15 und 18 T ermöglichen. Der dabei notwendige Vorstoß in Grenzbereiche der mechanischen Belastbarkeit des Supraleiters und die daraus resultierende Entwicklung geeigneter Leiterkonfigurationen hinsichtlich mechanischer Verstärkung und elektrischer Stabilisierung zeigt eine technisch interessante Entwicklungslinie auf.

Da dieser NbTi-Solenoid das Hintergrundfeld für die verschiedensten Untersuchungen erzeugen sollte, war die Betriebssicherheit der wesentliche Leitgedanke bei der Auslegung des Magneten. Die Konzeption eines badgekühlten Magneten mit einer für flüssiges Helium transparenten Wicklung in Verbindung mit einem hohen

Kupferanteil im Supraleiter sollte eine genügende elektrische Stabilität bei transienten Störereignissen, wie sie z.B. auch bei Spulentests im Quenchfall auftreten, gewährleisten.

II. Solenoidkonzeption

In Abb. 1 ist das 8 T-Spulensystem beim Zusammenbau zu sehen. Es ist ein split-coil System und besteht aus zwei Hochfeld- und zwei Niedrigfeldspulen, die konzentrisch angeordnet sind und deren radiale Abmessungen mit den Stromdichteabstufungen im System zusammenfallen. Der Aufbau als "split-coil" Paar ist einerseits eine Option für zukünftige Experimente und war andererseits eine Erleichterung beim Wickeln der Spulen.

Die Wicklung der Spulen ist in Lagen aufgebaut. Zwischen den einzelnen Lagen sind 0.5 mm dicke GFK-Streifen eingelegt, die Kühlkanäle freihalten und somit die Wicklung für flüssiges Helium durchlässig machen. Der Abstand zwischen den ca. 4 mm breiten Streifen beträgt ca. 6 mm, so daß ein Benetzungsfaktor von ca. 60 % für den Supraleiter resultiert. Der rechteckige Supraleiterdraht hat eine metallisch blanke Oberfläche. Die Windungen sind gegeneinander durch eine 0.1 mm dicke selbstklebende Kaptonfolie isoliert, die beim Wickelprozeß mit dem Leiter zusammengeführt wurde und gemeinsam mit diesem auf die Spule gewickelt wurde. Die Abb. 2 zeigt den Einlauf des Supraleiters auf die Spule. Die Vorratsspule des Kaptonbandes mit dem einlaufenden Band und die Anordnung der Kühlkanäle zwischen den Lagen ist deutlich zu erkennen. Der Leiter lief mit einer Zugspannung von ca. 400 N auf die Spulenwicklung, um ein dichtes und kraftschlüssiges Wickelpaket zu haben. Damit sich die nur 5 mm dicke Spulenwand nicht unter den additiven Druckkräften der Windungen verformte, war der Spulenkörper während des Wickelvorganges massiv ausgefüllt.

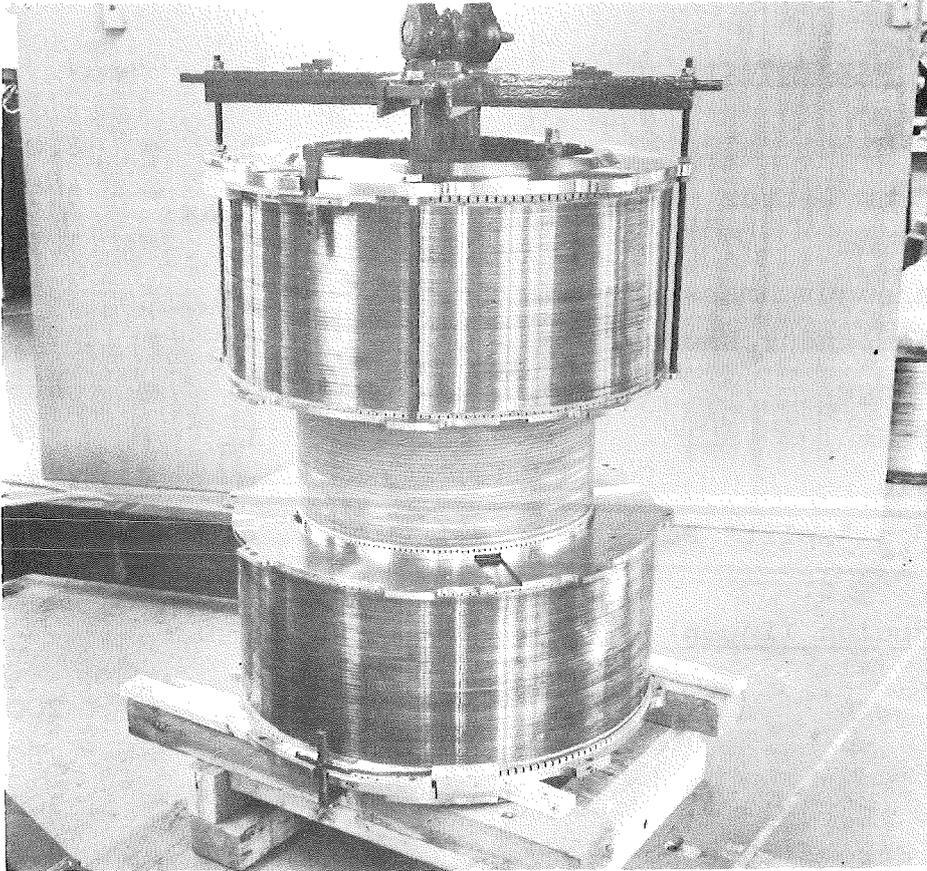


Abb. 1: Die Teilspulen des 8 T-Solenoiden bei der Montage.

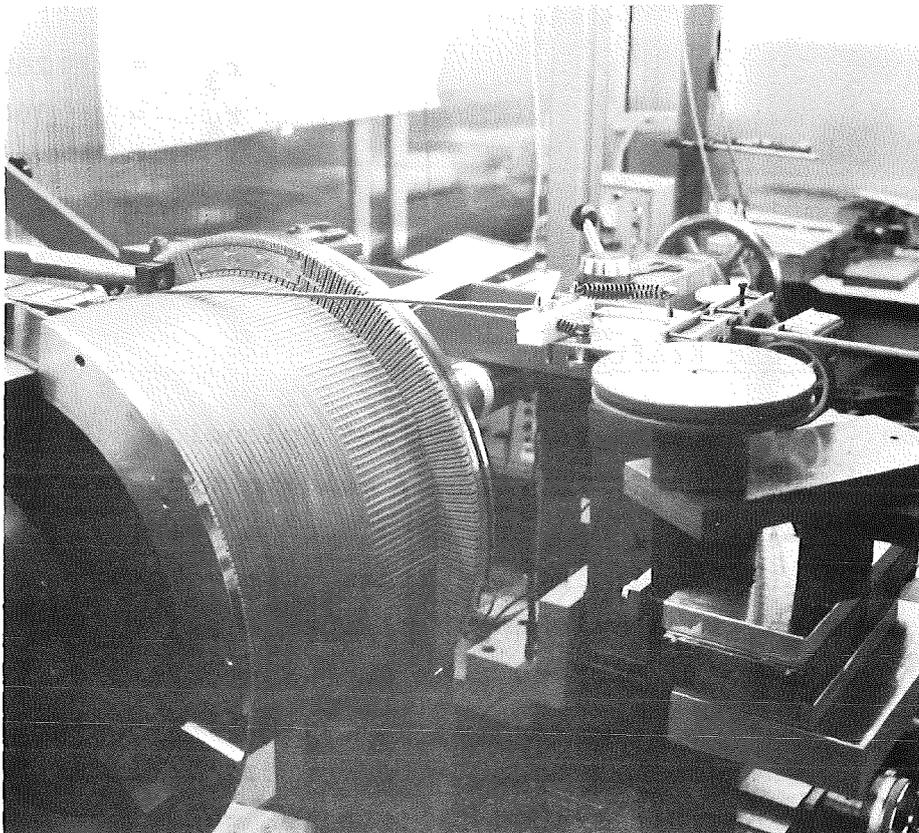


Abb. 2: Die Hochfeld-Teilspule beim Wickeln mit Leiterführung und einlaufender Isolationsfolie.

Die Spulenparameter:

zentrales Magnetfeld	B_0	=	8.02 T
max. Feld am Leiter	B_{\max}	=	8.5 T
Betriebsstrom	I_0	=	1090 A
freier Innendurchmesser	d_i	=	390 mm
gesamter Außendurchmesser	d_a	=	780 mm
gesamte Länge	l	=	685 mm
Induktivität	L_0	=	8 H
Feldenergie	E_0	=	4.75 MJ
Abstand des "split" Paares	g	=	30 mm

Hochfeldspulen (innen)

Radien	r_1	=	200 mm
	r_2	=	250 mm
Länge	l	=	300 mm
mittlere Stromdichte	$\langle j_1 \rangle$	=	$4.35 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$
Feldbeitrag	ΔB	=	2.04 T

Niederfeldspulen (außen)

Radien	r_3	=	260 mm
	r_4	=	360 mm
Länge	l	=	300 mm
mittlere Stromdichte	$\langle j_2 \rangle$	=	$7.16 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$
Feldbeitrag	ΔB	=	5.98 T

III. Feldverteilung und Kräfte

In den Abb. 3 und 4 sind Feldwerte des Solenoiden in radialer und achsialer Richtung aufgetragen. Bei einem so großen Feldvolumen ist es natürlich, daß es radial und achsial deutliche Abweichungen vom Zentralfeld gibt. In einem Kugelvolumen von 6 cm Durchmesser sind die Abweichungen kleiner als 1 %. Für Messungen an Spulenproben z. B. gibt es aber auch Ringbereiche, in denen statt 8 T auch Felder zwischen 8.3 und 8.5 T zu finden sind. Bei großen Probenanordnungen muß daher entweder das örtliche Feld gemessen werden, oder die Probenposition muß genau bekannt sein.

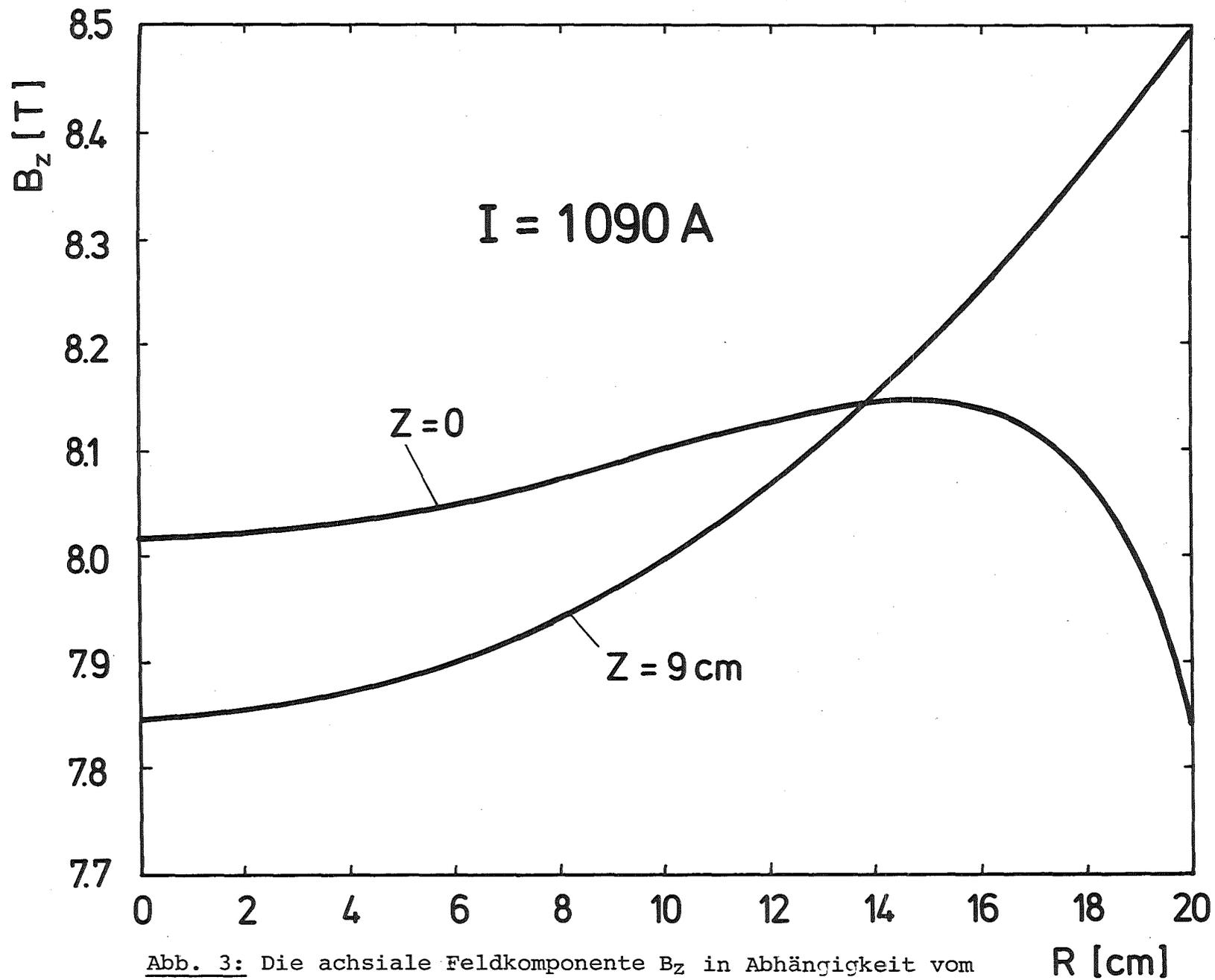


Abb. 3: Die achsiale Feldkomponente B_z in Abhängigkeit vom Radius für die Mittelebene $z = 0$ und eine zweite Ebene mit $z = 9$ cm bei einem Strom von $I = 1090$ A.

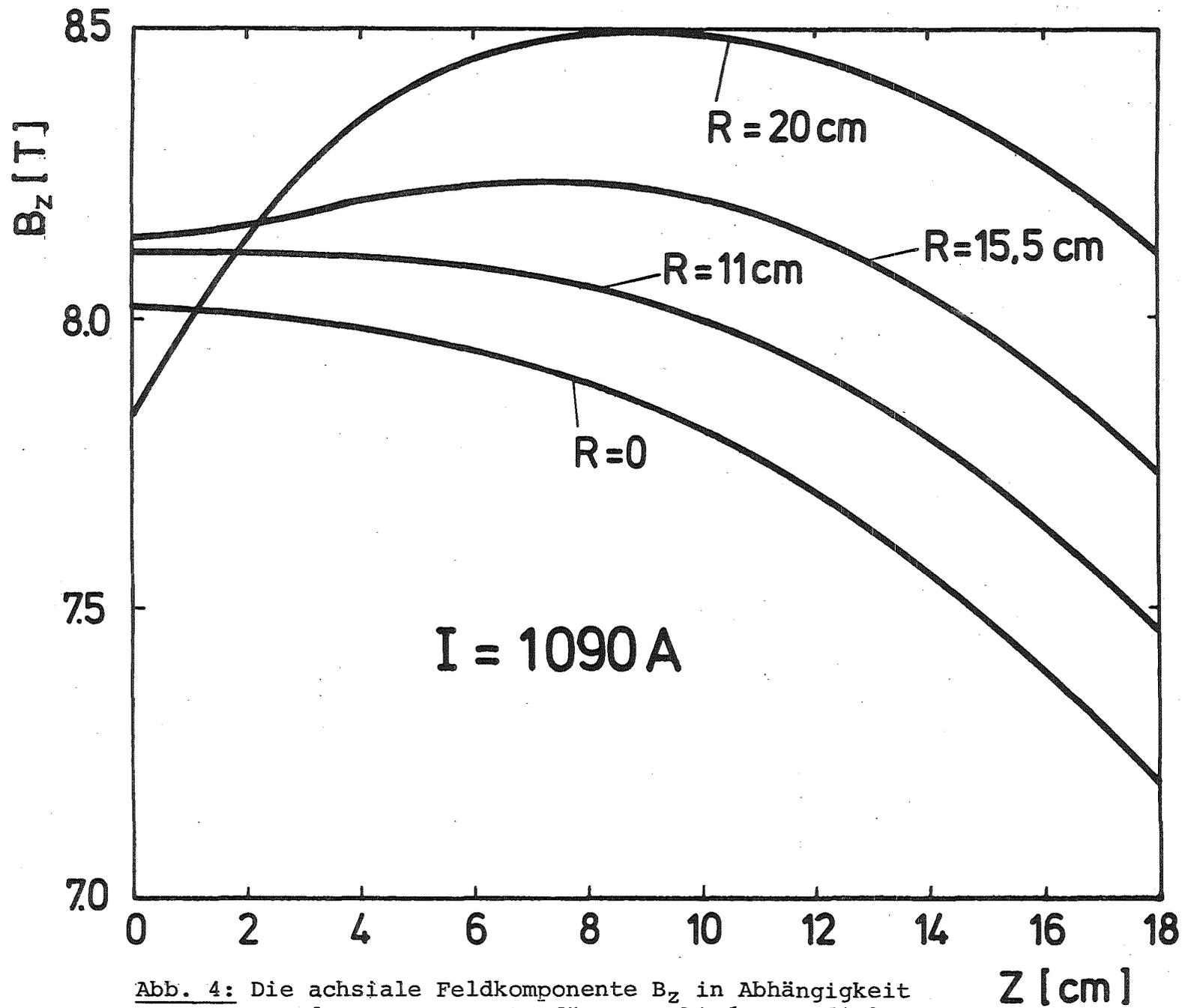


Abb. 4: Die achsiale Feldkomponente B_z in Abhängigkeit von der z -Komponente für verschiedene radiale Positionen R bei einem Strom von $I = 1090$ A.

Die durch die Wirkung der Lorentz-Kräfte entstehende tangentielle und die radiale Zugspannung in den beiden Wickelpaketen sind beim Nominalfeld von 8 T in Abhängigkeit vom Radius in Abb. 5 aufgetragen. Diese Zugspannungen wurden nach den Formeln von Lontai und Marston¹⁾ berechnet. Um die tangentielle Belastung des allein tragenden Leiters zu erhalten, wurde statt der mittleren Stromdichte die Stromdichte im Leiter genommen. Die maximale Zugbelastung ist in beiden Teilspulen mit 93 N/mm^2 und 100 N/mm^2 etwa gleich groß. Die radiale Zugspannung dagegen ist um mindestens eine Größenordnung kleiner und hat in der äußeren Teilspule ein negatives Vorzeichen, was bedeutet, daß im Inneren des Wickelpaketes eine Kompression auftritt, d.h. daß sich die inneren Windungen an den äußeren abstützen. Aus den σ_r -Werten läßt sich die Druckspannung auf die GFK-Abstandshalter nach

$$\sigma_{\text{GFK}} = \frac{\sigma_r}{1-\eta}$$

berechnen, wobei η der Benetzungsfaktor in den Kühlkanälen ist und etwa den Wert 0.6 hat. Daraus resultiert eine maximale Druckbelastung von 10 N/mm^2 .

In der inneren Teilspule dagegen ist wegen des Hintergrundfeldes die radiale Zugspannung positiv, was besagt, daß die Wicklung die Tendenz hat sich aufzuweiten. Diese Kräfte liegen in der gleichen Größenordnung wie die Druckkräfte, die durch den Wickelzug aufgeprägt werden.

Die im Hinblick auf die Materialfestigkeit als kritisch angesehene Scherspannung

$$\sigma_{\text{max}} = \frac{\sigma_t - \sigma_r}{2}$$

überschreitet nirgends die maximale Tangentialspannung. Damit kann die Dehngrenze des Leiters an der maximalen Tangentialspannung orientiert werden.

Die im split-coil System auftretenden Anziehungskräfte der beiden Spulenhälften lassen sich nach

$$K = \frac{1}{2} \frac{B}{\mu_0} \cdot \phi = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \cdot \langle F \rangle$$

berechnen. Sie betragen bei 8 T ca. $6.3 \cdot 10^6 \text{ N}$. Das führt zu einer spezifischen Flächenlast in der Mittelebene von 22.3 N/mm^2 .

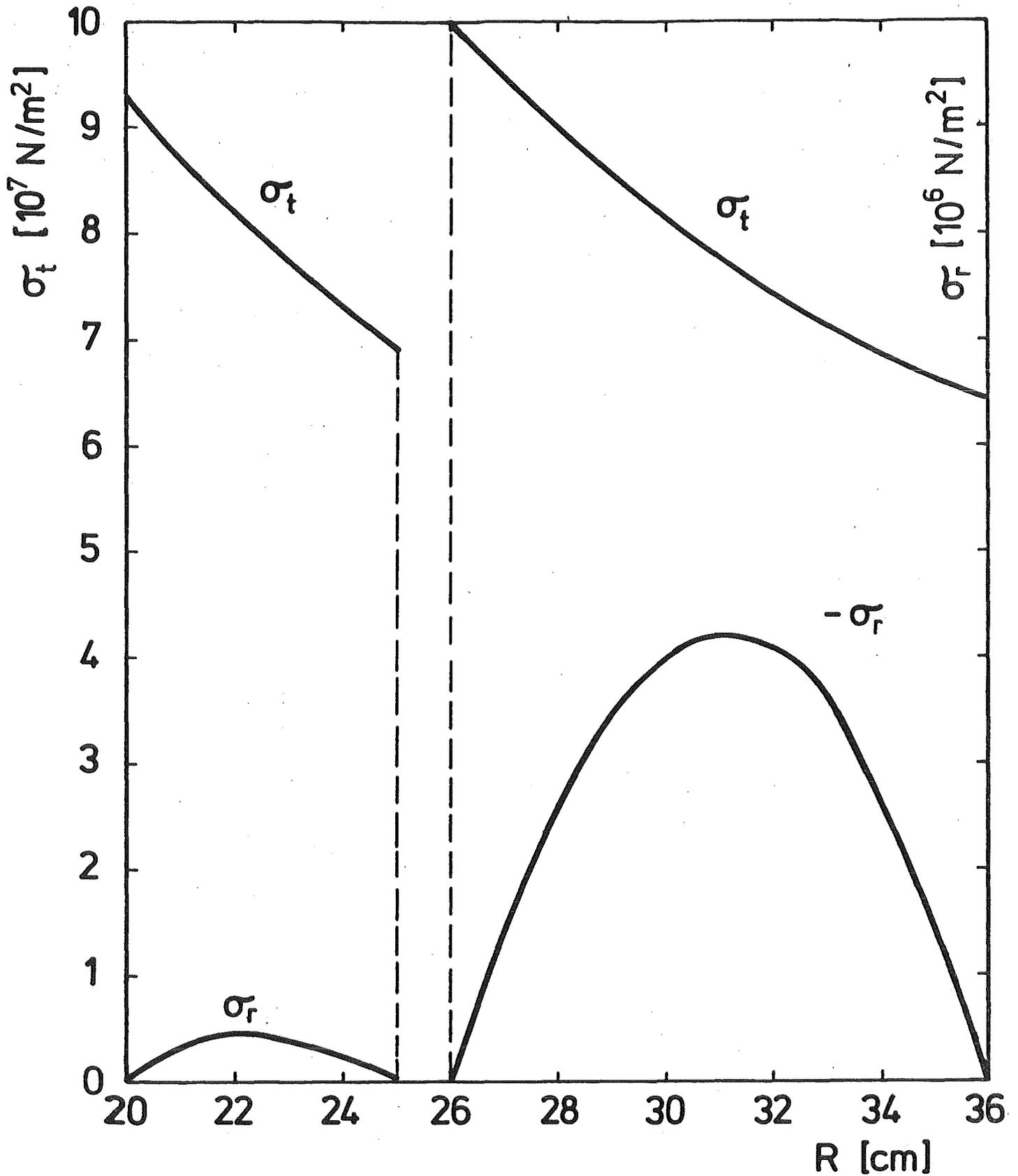


Abb. 5: Die tangentielle Zugspannung σ_t und die radiale Spannung σ_r (positiv = Zugbelastung, negativ = Druckbelastung) in Abhängigkeit vom Radius für die Hoch- und Niederfeldspule beim maximalen Betriebsstrom von 1090 A.

Die Druckbelastung auf die GFK-Isolation in der Mittelebene liegt dann bei ca. 42 N/mm^2 .

Da die mechanischen Spannungen der Beziehung

$$\sigma = j B r \cdot G$$

folgen, wobei G ein Geometriefaktor ist und j die Stromdichte, B das Magnetfeld und r den Radius bedeuten, lassen sich die Resultate von Abb. 5 leicht auf andere Stromdichten und Magnetfelder umrechnen.

IV. Der Supraleiter

Um einen einfachen und unproblematischen Leiter zu haben, der dem Gleichstrombetrieb genügen sollte, wurde eine monolithische Leiterkonfiguration gewählt mit einem Cu/SL-Verhältnis von 4. Die Leiter sollten folgende Parameter haben:

1. Hochfeldleiter: $q = 6.7 \times 3.1 \text{ mm}^2$
 $\alpha = \text{Cu/SL} = 4$

Filamente = 800
Twistlänge = 50 mm
Soll $I_c = 1480 \text{ A}$ bei 8.8 T und $T = 4.2 \text{ K}$
 $\sigma_{0.1} = 150 \text{ N/mm}^2$

2. Niederfeldleiter: $q = 5.85 \times 2 \text{ mm}^2$
 $\alpha = 4$
Filamente = 800
Twistlänge = 50 mm
Soll $I_c = 1550 \text{ A}$ bei 6.6 T und $T = 4.2 \text{ K}$
 $\sigma_{0.1} = 150 \text{ N/mm}^2$

Die Forderung in den kritischen Stromstärken entsprach den Erfahrungswerten für die erreichbaren Stromdichten im NbTi unter Berücksich-

tigung der möglichen Kaltverformung am Leiter. Die Stromstärken mußten für eine Prüftemperatur von 4.2 K mm mindestens 23 % über dem Betriebsstrom liegen, da die Betriebstemperatur im Refrigeratorbetrieb mit höherem Druck über dem Bad bei 4.4 - 4.5 K liegt. Nach den Berechnungen des vorigen Kapitels enthält eine geforderte Dehngrenze von $\sigma_{0.1} = 150 \text{ N/mm}^2$ eine ausreichende Sicherheit. Obwohl das Kupfer mit einem Restwiderstandsverhältnis von > 100 im allgemeinen weich ist, hat sich die geforderte Dehngrenze in Verbindung mit dem NbTi und dem halbhart gehaltenen Zustand des Kupfers mit den Werten $\sigma_{0.1} = 209 \text{ N/mm}^2$ für Leiter (1) und $\sigma_{0.1} = 252 \text{ N/mm}^2$ für Leiter (2) ohne besondere Schwierigkeiten mehr als erfüllen lassen.

Nach dem "equal area theorem" von Maddock²⁾ und den Messungen des Wärmeüberganges in Kühlkanälen von James³⁾, die in der vorgesehenen Kühlkanalgeometrie einen effektiven Wärmestrom von 0.3 Watt/cm^2 voraussagten, sollte z. B. der Leiter (2) nur bis zu einem Strom von 700 A bei einem Feld von 6.6 T kryogen stabil sein. Das schien im Hinblick auf die Betriebssicherheit im Vergleich zu thermisch isolierten Magneten ein vertretbarer Kompromiß zu sein.

Da ein intern mit flüssigem Helium gekühlter Magnet bei einem Normalübergang nicht in dem Sinne selbst geschützt ist, daß der innige thermische Kontakt zwischen den Windungen für eine schnelle Ausbreitung der Normalleitung sorgt und somit die gespeicherte Energie über dem Magneten homogen thermalisiert wird, mußten verschiedene Grenzwerte des Leiters unter den gegebenen Kühlbedingungen empirisch ermittelt werden. Für die Auslegung von Sicherheitsschaltungen waren Informationen über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Normalleitung und über die Aufheizung nach einem Normalübergang notwendig. In begleitenden Messungen konnten die anstehenden Fragen beantwortet werden.

V. Messungen am Supraleiter

Die Untersuchungen an den eingesetzten Supraleitern wurden an einlagigen Spulenordnungen (90 mm Durchmesser) und einer der Anwendung nachgebildeten Kühlkanalgeometrie im flüssigen Helium durchgeführt. Mit dieser Versuchsanordnung und dem zur Verfügung

stehenden Magnetfeld bis 8.8 T konnten alle wichtigen Leiterparameter ermittelt werden.

Die Abb. 6 zeigt die kritischen Stromwerte I_c für einen Spannungsabfall von $0.5 \mu\text{V}/\text{cm}$ und die Recovery-Ströme I_R in Abhängigkeit vom Magnetfeld für beide Leitertypen. Wegen des hohen Kupferanteils im Leiter besitzen die Leiter ein ausgeprägtes "current sharing" Verhalten, das dazu führt, daß die take-off Ströme $I_{t.o.}$ ca. 100 bis 150 A über den oben definierten kritischen Strömen liegen. Das Erholungsverhalten (Recovery) des Supraleiters wurde nach einer künstlichen Exkursion in die Normalleitung durch einen Wärmepuls als eine mögliche Art einer lokalen Störung untersucht. Die Recovery-Ströme nehmen grundsätzlich mit zunehmender Störenergie ab, konvergieren aber bei $\sim 0.5 \text{ J}$ ($\hat{=} \sim 2 \text{ J}/\text{cm}^3 \text{ Leiter} \hat{=} 50 \text{ K}$ im Leiter oder 150 K im Heizer) gegen einen unteren Grenzwert, bei dem sich eine normalleitende Zone über mehr als 10 cm ausgebreitet hat. Diese Grenzwerte sind in Abb. 6 dargestellt.

Der Betriebsstrom von 1090 A liegt zwar etwas über den Recovery-Strömen, aber es sind im Magneten kaum lokale Störungen mit so hohen Energiedichten zu erwarten wie unter den Prüfbedingungen. Denn bei einem Reibungseffekt unter den GFK-Abstandshaltern müßte bei dem maximal auftretenden Anpreßdruck von $40 \text{ N}/\text{mm}^2$ eine Bewegung um ca. 0.5 mm stattfinden, um unter ungünstigsten Bedingungen am Leiter 0.5 J freizusetzen. Räumliche Änderungen in dieser Größenordnung sind aus Gründen von Fertigungstoleranzen und mechanischen Dehnungen nicht zu erwarten.

Mit der Stabilitätsbedingung von Maddock läßt sich aus dem empirisch ermittelten Recovery-Strom I_R der effektive Wärmestrom z.B. bei maximaler lokaler Störung berechnen

$$q_e = \frac{\rho(B) \cdot I_R^2}{A_{cu} \cdot \eta \cdot P} ,$$

der im untersuchten Bereich im Mittel bei $0.5 \text{ Watt}/\text{cm}^2$ liegt mit

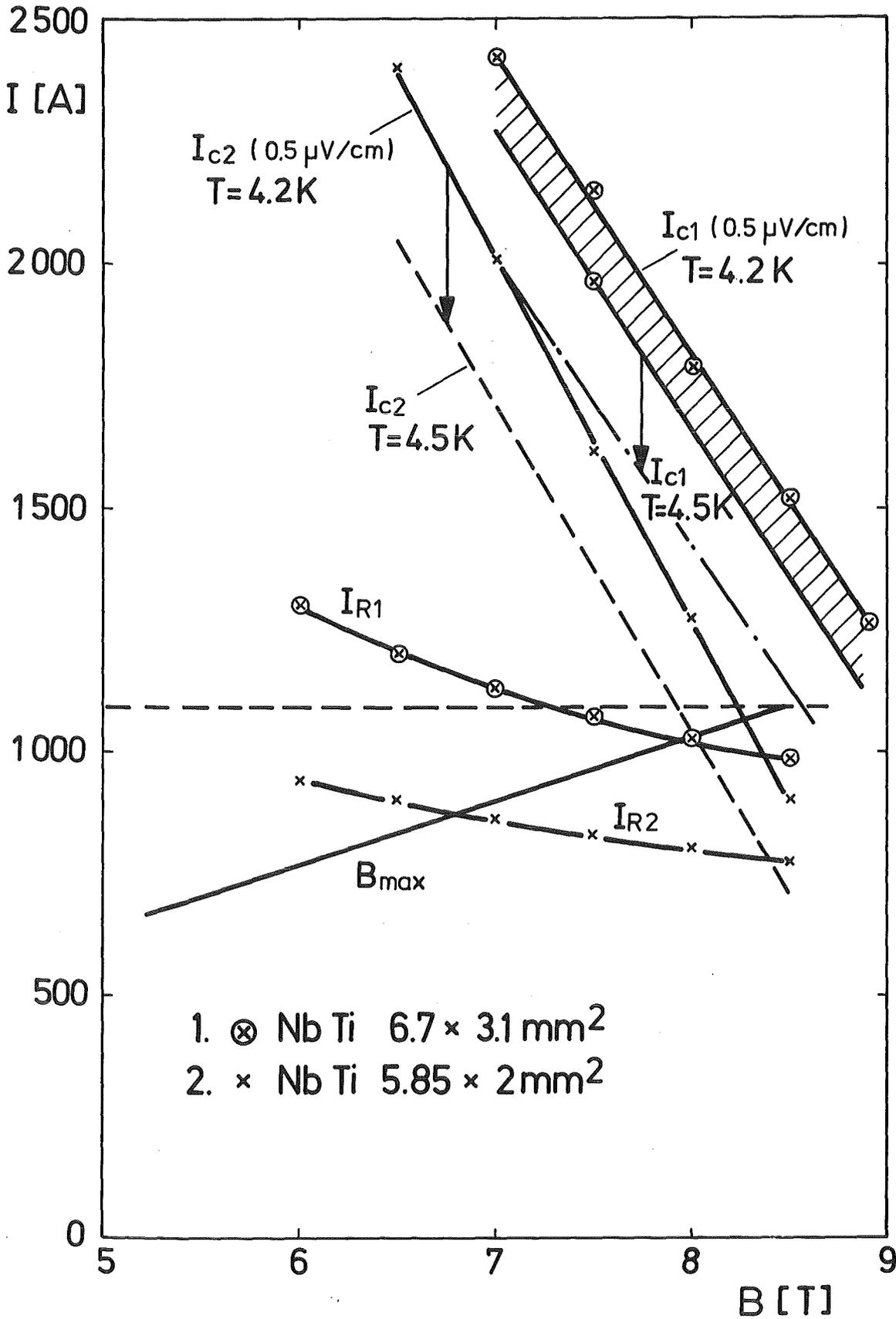


Abb. 6: Die kritische Strom/Magnetfeld (I_c/B)-Charakteristiken der beiden benutzten Leitertypen für die Meßtemperatur von 4,2 K und berechnet für die Betriebstemperatur von 4,5 K bei einer Meßempfindlichkeit von 0,5 $\mu\text{V}/\text{cm}$. I_{R1} und I_{R2} sind die Recovery-Ströme der beiden Leiter für eine lokale Störung von ca. 0,5 J, die praktisch die untere Grenze des Erholungsverhaltens bestimmt. B_{max} bezeichnet die Magnetfeld-Strom-Charakteristik für das maximale Feld am Supraleiter.

der Tendenz im niedrigen Feld etwas höher und im hohen Feld etwas niedriger zu sein. In Abb. 7 ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Normalleitung für den Leiter (2) für zwei Feldwerte angegeben. Entsprechend dem hohen Kupfergehalt ist auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit gering verglichen mit Leitern geringeren Kupferanteils⁴⁾. Das anfänglich sprunghafte Ansteigen der Ausbreitungsgeschwindigkeit ist insofern nicht ganz realistisch, da in diesen Strombereichen über die Meßlänge noch die Ausbreitung der thermischen Störenergie dominierend ist.

Im Zusammenhang mit dem Übergang in die Normalleitung steht unmittelbar die Frage nach der zeitlichen Aufheizung des Leiters im normalleitenden Zustand bei konstantem Transportstrom und dem anschließenden Nachheizeffekt bei zeitlich abnehmendem Strom. Die Berechnungen zum Hot-Spot entsprechend dem Integralausdruck für adiabatische Aufheizung

$$j^2 \cdot \Delta t = v \cdot \int_{T_0}^{T_1} \frac{c_p}{\rho} dT$$

berücksichtigen nicht die Verzögerung in der Aufheizung, die durch den Wärmeaustausch mit dem angrenzenden flüssigen Helium und dessen Verdampfung gegeben ist. Diese mathematisch umständlich zu beschreibende Tatsache ließ sich in der Versuchsanordnung experimentell leichter erfassen.

Die Abb. 8 zeigt die Temperaturerhöhung am mit konstantem Strom gefahrenen Supraleiter in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Stromstärken im Vergleich zur reinen adiabatischen Aufwärmung. Die verzögerte Aufheizung bis ca. 20 K kann auf die Ausnutzung der Heliumenthalpie zurückgeführt werden, während die weitere Aufheizung dann allmählich unter adiabatische Bedingungen gerät. Einen Eindruck von dem Nachheizeffekt beim linearen Absenken des Transportstromes zeigt Abb. 9. Hier sind Strom, Spannung und spezifischer Widerstand in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Für den Strom von 1100 A wird bei einer um 7.5 s verzögerten Abschaltung des Stromes mit einem Stromabfall von 7.3 As^{-1} eine maximale Temperatur von ca. 80 K erreicht. Es existiert also eine ausreichende Zeitreserve, um eine normalleitende

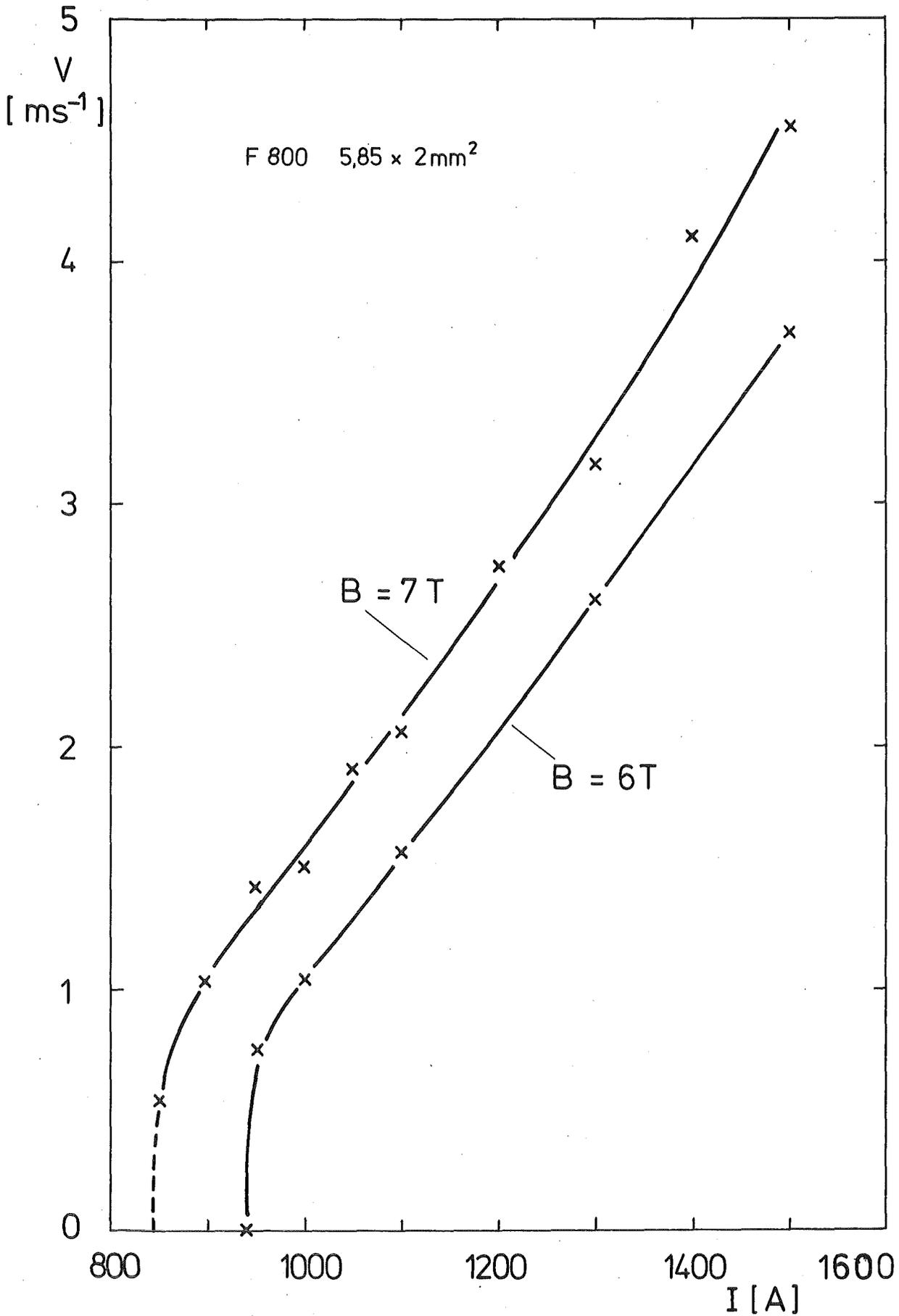


Abb. 7: Die Ausbreitungsgeschwindigkeit V der Normalleitung in Abhängigkeit vom Strom I für den Leiter (2) bei zwei verschiedenen Feldwerten.

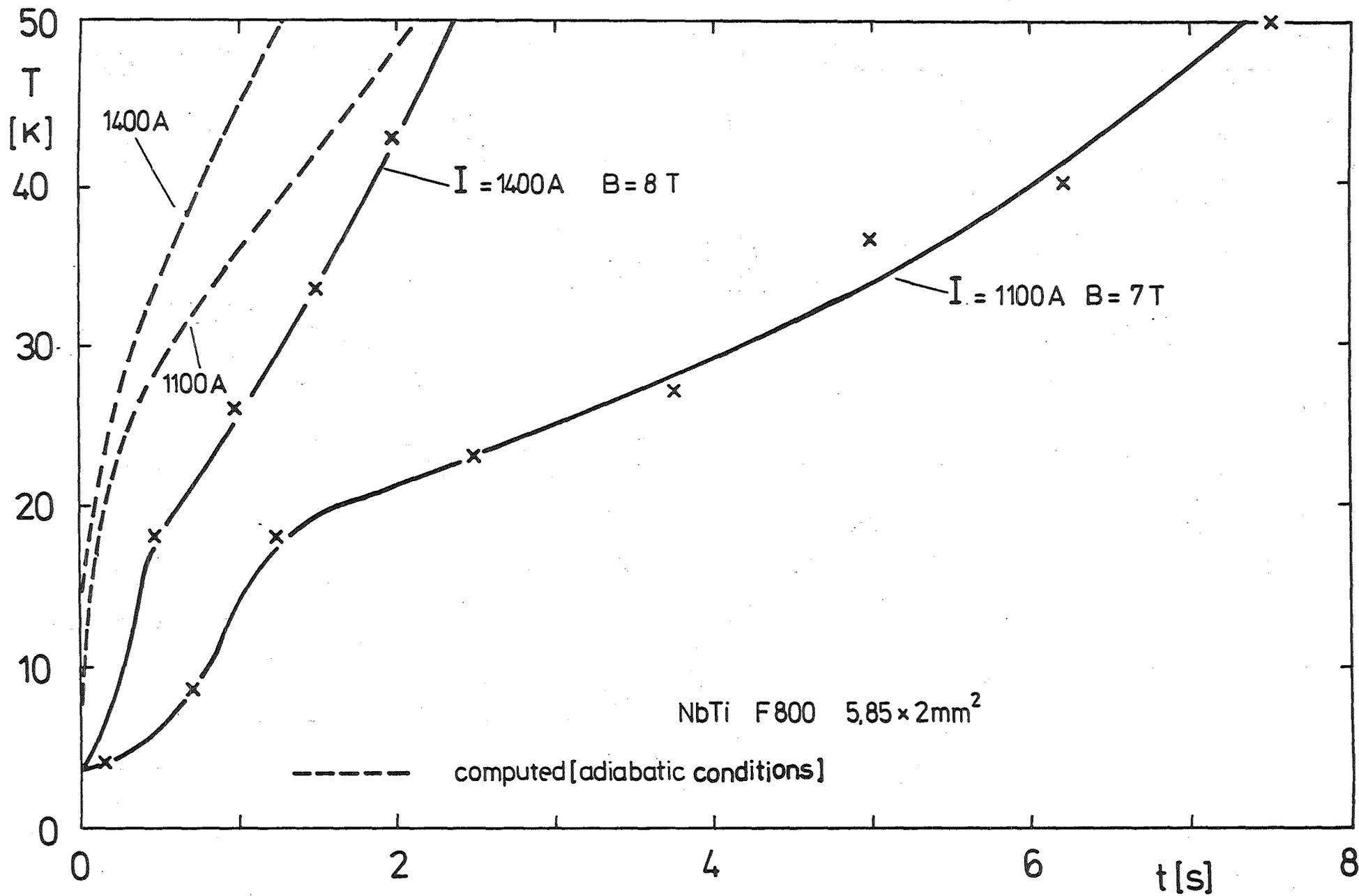


Abb. 8: Die Temperaturerhöhung im Leiter (2) nach einem Normalübergang, ermittelt aus dem Widerstandsanstieg in Abhängigkeit von der Zeit für verschiedene Ströme und Magnetfelder.

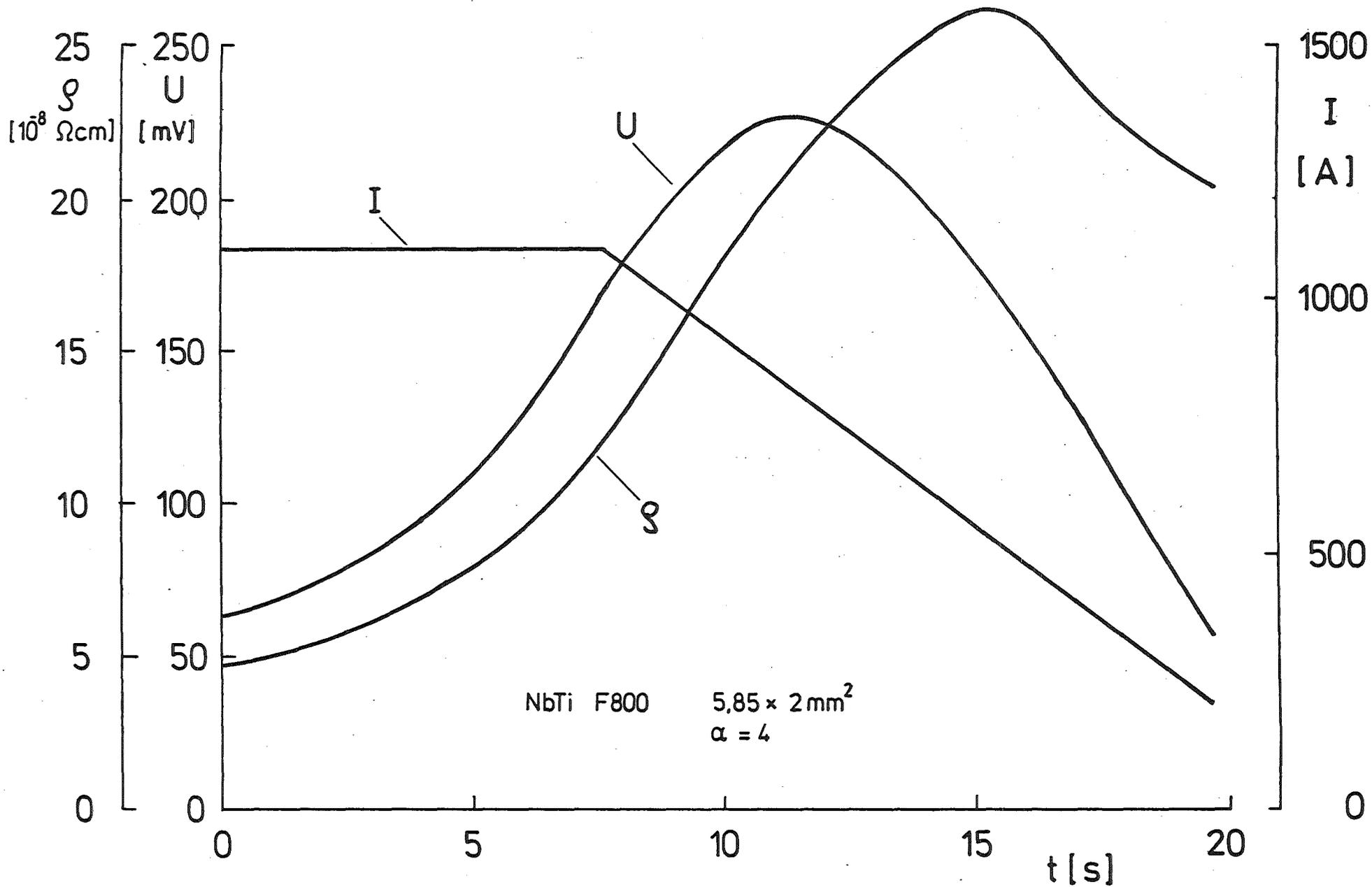


Abb. 9: Verlauf von Strom I, Spannung U und spezifischem Widerstand ρ im Leiter (2) in Abhängigkeit von der Zeit bei verzögerter Stromabschaltung.

Zone im Magneten zu detektieren und dann den Magneten ohne gefährdende Überhitzung zu entladen. Bei einer Strombelastung mit 1400 A sind die Zeitreserven bis zum Auslösen des Entladevorganges bedeutend kürzer.

Unter den Bedingungen der Testanordnung hatte sich z.B. für den Leiter (2) bei 7 T ergeben, daß oberhalb des Recovery Stromes $I_R = 850$ A mit $q_e = 0.47$ Watt/cm² bis zu einem $q_e = 0.72$, d.h. einem Transportstrom von $I = 1050$ A, die Normalleitung sich zwar über die gesamte Probe ausgebreitet hatte, aber der Widerstandswert stationär blieb. Das bedeutete, die Kühlleistung an der Oberfläche des Leiters reichte aus, um im normalleitenden Zustand die Temperatur im Leiter stationär zu halten.

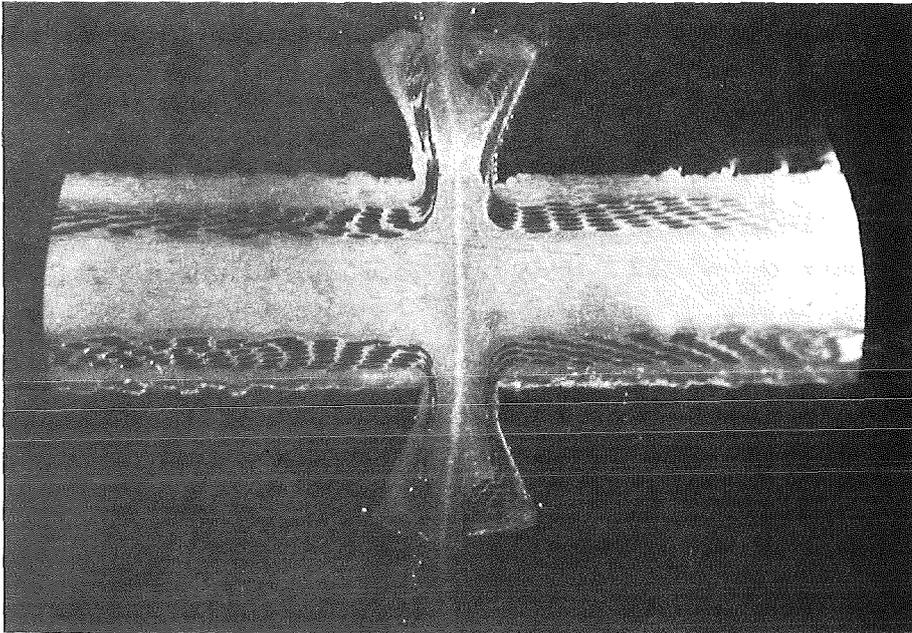
Bei einem Betriebsstrom nicht zu weit oberhalb des Recovery Stromes sind durch Heliumkühlstrom und Heliumenthalpie also noch genügend zeitliche Reserven, um einen Normalübergang im Magneten gegenüber anderen Störeffekten sicher zu unterscheiden.

VI. Kaltpreß-Schweißtechnik

Da aus herstellungstechnischen Gründen nur Leiterlängen je nach Leiterquerschnitt von ca. 500 m bzw. 1000 m lieferbar waren, mußten im Magneten elektrische Verbindungen mit ausreichend kleinem Widerstand und genügender Zugfestigkeit geschaffen werden. Es wurde ein Kaltpreßschweißverfahren angewandt, da es die Form des Leiters praktisch unverändert ließ und es damit möglich war, die Verbindungen in den Magneten aber aus Sicherheitsgründen an den Spulenrand in einen niedrigen Feldbereich zu legen.

Die Abb. 10 a und b zeigen zwei Querschliffe durch die Schweißstelle. Man erkennt deutlich die Kupferbarriere, die durch den zentralen Kupferkern und die nach außen gedrängten Filamente entsteht. Die durch die starke Kaltverformung verhärtete Schweißstelle wurde bei 300°C über 5 min getempert, um sie für die Wicklung mechanisch geschmeidig zu machen. Mit 265 N/mm² war die

a)



b)

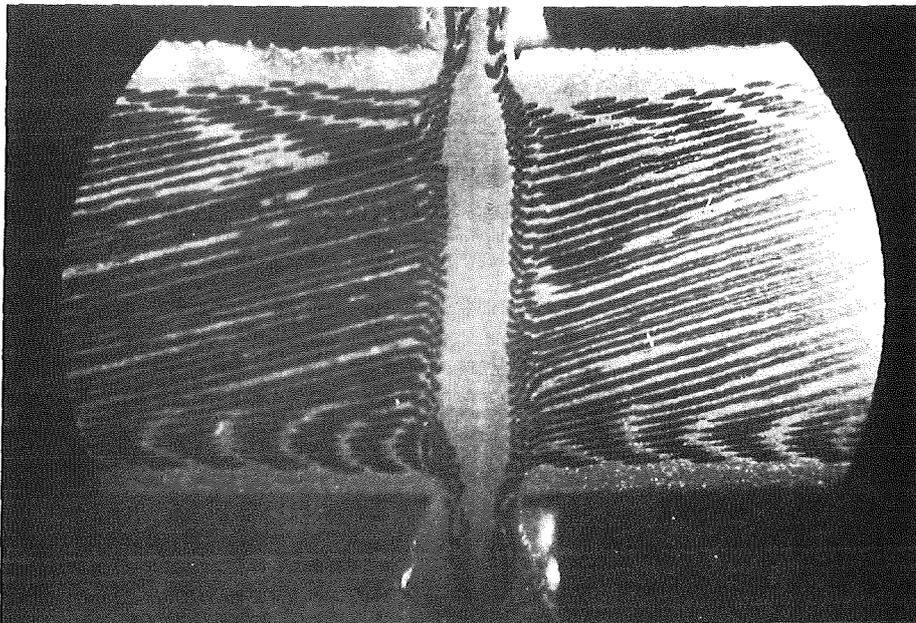


Abb. 10: a) Längsschnitt durch eine Kaltpreß-Schweißstelle.

b) Längsschnitt durch eine Kaltpreß-Schweißstelle
mit Aufsicht auf die NbTi-Filamente.

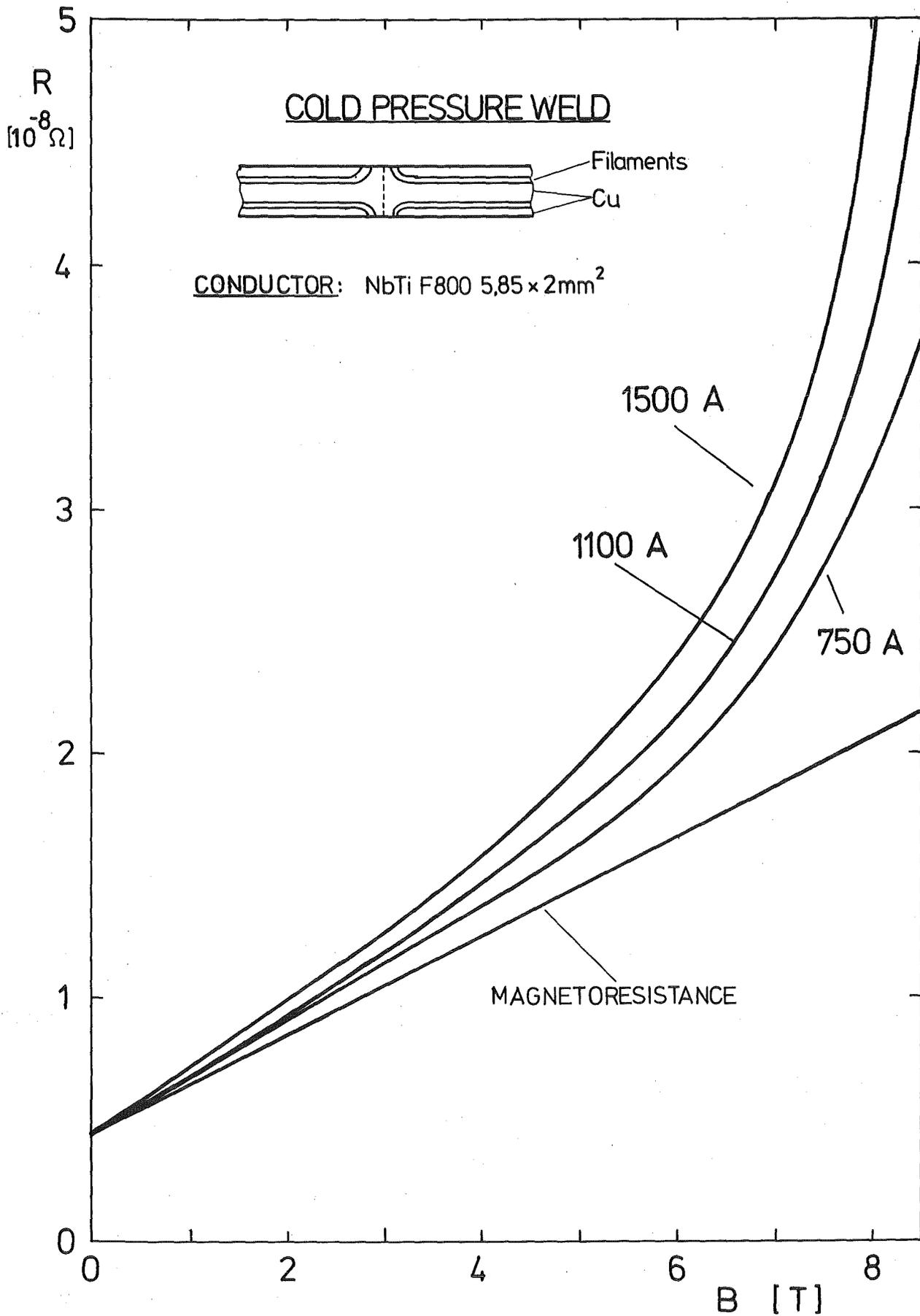


Abb. 11: Der Widerstandsverlauf an einer Kaltpreß-Schweißstelle in Abhängigkeit vom Magnetfeld für den Leitertyp (2) bei verschiedenen Stromstärken. Zum Vergleich der zu erwartende Magnetowiderstandseffekt.

Zugfestigkeit dann noch ausreichend genug.

In Abb. 11 ist der Widerstandsverlauf an der Schweißstelle in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Ströme gezeigt. Die berechnete Vergleichskurve für den reinen Magnetowiderstandseffekt läßt eine deutlich höhere Widerstandszunahme im Supraleiter erkennen. Sie muß auf Stromübergangsphänomene zwischen Supraleiter und Matrix zurückgeführt werden, die um so dominanter sind je näher der Transportstrom am kritischen Strom liegt. Mit einigen $10^{-8} \Omega$ ist der Widerstand noch so klein, daß die Verlustleistung zu vernachlässigen ist. Die Verbesserung des Restwiderstandsverhältnisses durch Temperung geht im Magnetowiderstandseffekt praktisch unter.

VII. Die Hochfeld-Experimentieranlage

a. Kryosystem

Die Abb. 12 zeigt den am Flansch aufgehängten Magneten mit dem Hochfeld-Experimentierkryostaten und die Abb. 13 zeigt die gesamte Anlage im Querschnitt. Im Hochfeldbereich steht ein Experimentierraum mit 350 mm Durchmesser zur Verfügung. Der Experimentierraum ist vom LHe-Bad des Magneten durch einen doppelwandigen Einsatzkryostaten räumlich getrennt und thermisch isoliert, so daß hier auch höhere Versuchstemperaturen möglich sind. Das zweite Temperaturschild von oben ist durch federnde Kupferbrücken an das äußere LN₂-Schild des Kryostaten angekoppelt. Damit kann der Magnet in ca. 10 Tagen auf 100 K vorgekühlt werden, aber im wesentlichen auf dieser Temperatur über einen längeren Zeitraum gehalten werden.

Das Heliumbad des Magneten wird im Refrigeratorbetrieb aus einer Linde-Kälteanlage versorgt. Das bedingt einen Druck über dem Kältebad zwischen 1.2 und 1.4 bar und somit eine Badtemperatur zwischen 4.4 und 4.6 K. Ein Verfahrensschema der Anlage mit allen Sicherheitseinrichtungen wie Gasballon, Überdruckventilen und Berstscheibe ist in Abb. 14 gezeigt. Der Wärmeeinstrom in den Magnetenraum beträgt mit allen Einbauten ca. 20 Watt. Der Experimentierkryostat wird aus einem LHe-Dewar mit flüssigem Helium versorgt.

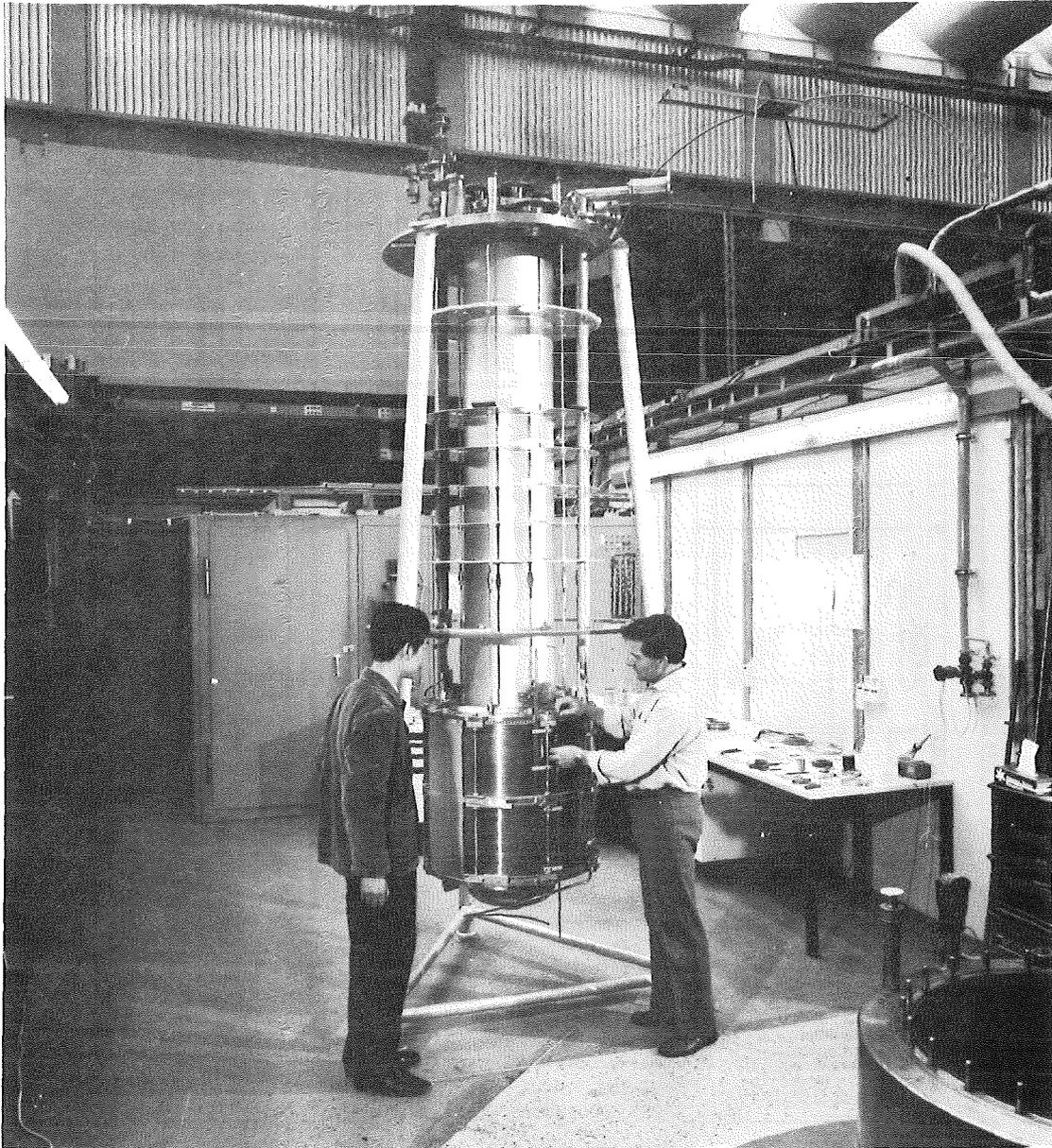


Abb. 12: Der am Flansch aufgehängte Magnet mit dem Einsatzkryostat.

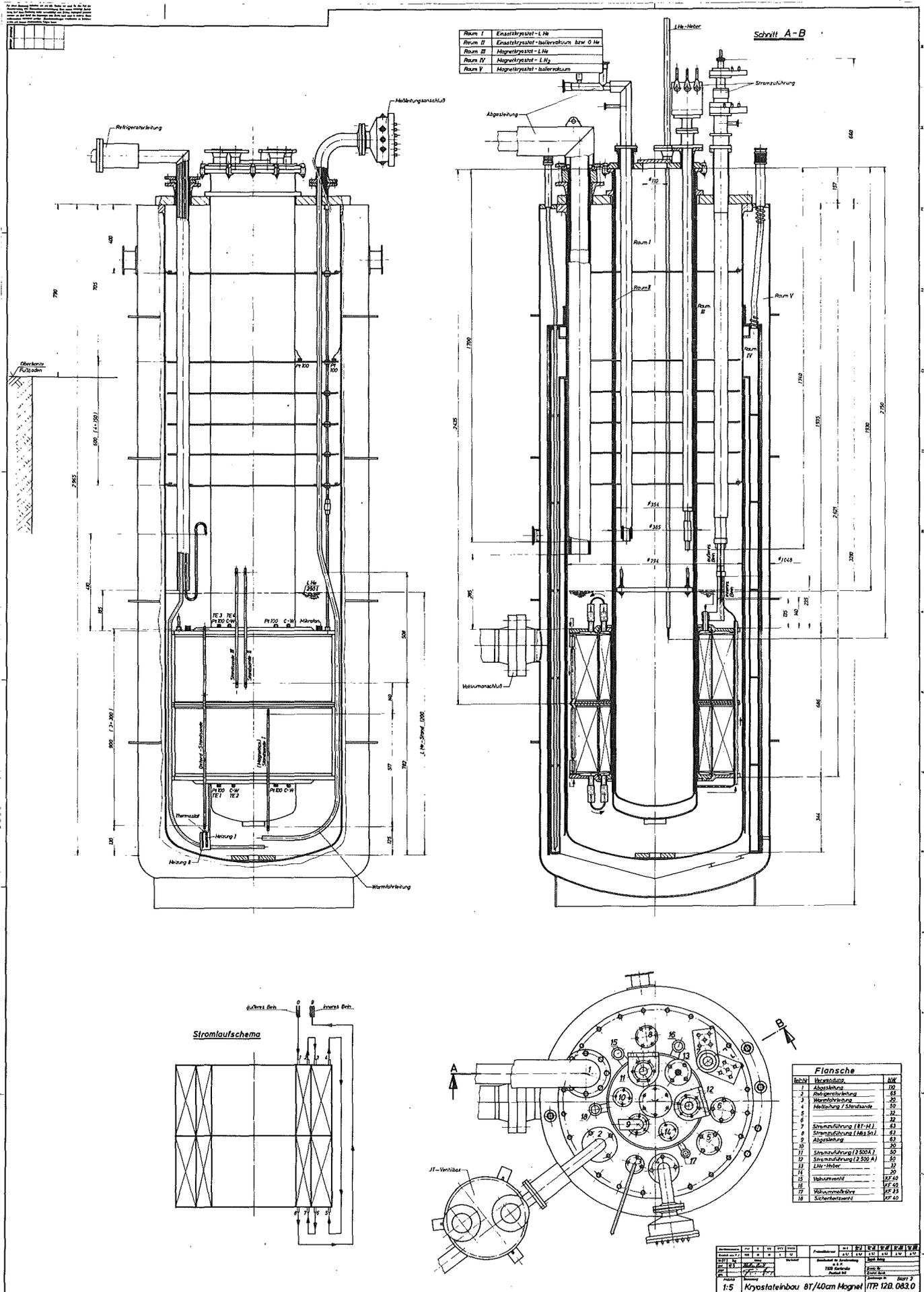


Abb. 13: Querschnitt durch die Experimentieranlage HOMER.

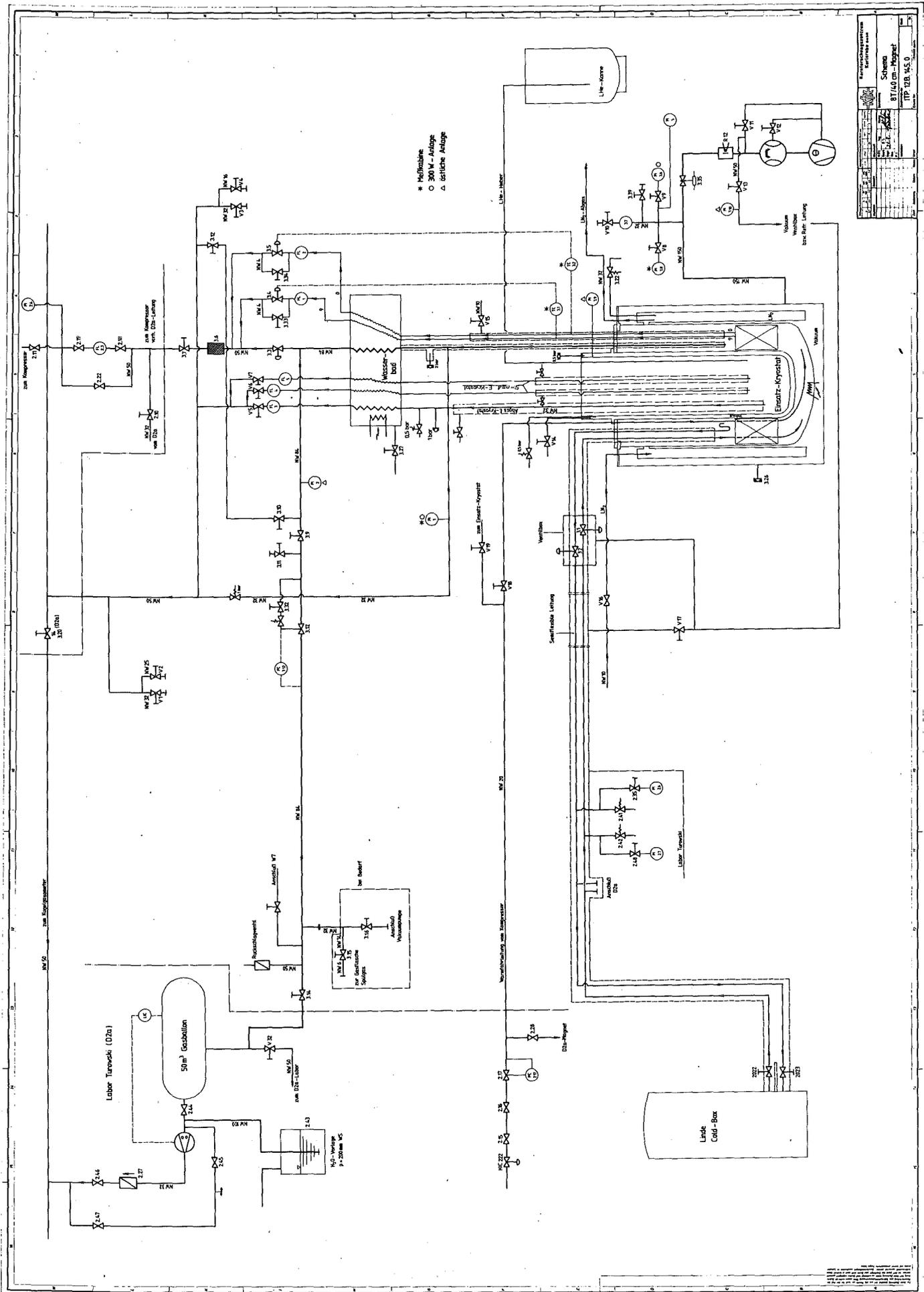


Abb. 14: Das Verfahrensschema der gesamten Experimentieranlage.

b. Elektrische Überwachung

In Abb. 15 ist ein Prinzipschaltbild des Magnetkreises dargestellt. Der Magnet wird aus einem 3000 A/60 V-Netzgerät versorgt. Bei der Induktivität von 8 H können damit Stromänderungsgeschwindigkeiten von ca. 7 A/s erreicht werden. Beim Hinunterregeln des Stromes wird die gespeicherte Feldenergie vom Netzgerät durch die spezielle Ausrüstung mit einer Wechselrichterschaltung wieder an das Netz zurückgegeben. Andernfalls müßte die Energie an einem Ohmschen Widerstand vernichtet werden.

Die verschiedenen Überwachungsfunktionen dienen einzig und allein dazu, die gespeicherte Feldenergie von 4.8 MJ im Notfall kontrolliert in einen externen Widerstand (0.47Ω) zu entladen, um Zerstörungen am Magneten und anderen Einrichtungen zu vermeiden. Zur schnellen Entladung wird das Netzgerät vom Magnetkreis getrennt und der Entladewiderstand in der Mitte auf Masse gelegt, um die Spannung am Magneten gegen Masse klein zu halten. Die Diode im Widerstandszweig verhindert beim Laden des Magneten einen parallelen Strom im Widerstand.

Notfälle für eine schnelle Entladung in den externen Widerstand sind:

- Normalübergang (Quench) im Magneten
- Zusammenbruch des Isolationsvakuums

Zur Entladung über das Netzgerät mit -60 V führen

- Absinken des LHe-Niveaus
- Ausfall der Kühlung der Stromzuführung bei Überschreiten eines kritischen Widerstandes in den Stromzuführungen von $50 \mu\Omega$.

Der Kühlstrom der gasgekühlten Stromzuführungen wird durch Überwachung ihres Widerstandswertes geregelt, der im Normalfall einen Wert von $35 \mu\Omega/\text{Pol}$ hat. Bei Unterbrechung des Kühlgasstromes erwärmen sich die Stromzuführungen z.B. bei 1250 A in 11 min auf $80 \mu\Omega/\text{Pol}$. Die Vorgabewerte für die Abschaltung orientieren sich an diesen Versuchswerten. Bei Zimmertemperatur hat die Stromzuführung einen Widerstandswert von $300 \mu\Omega/\text{Pol}$.

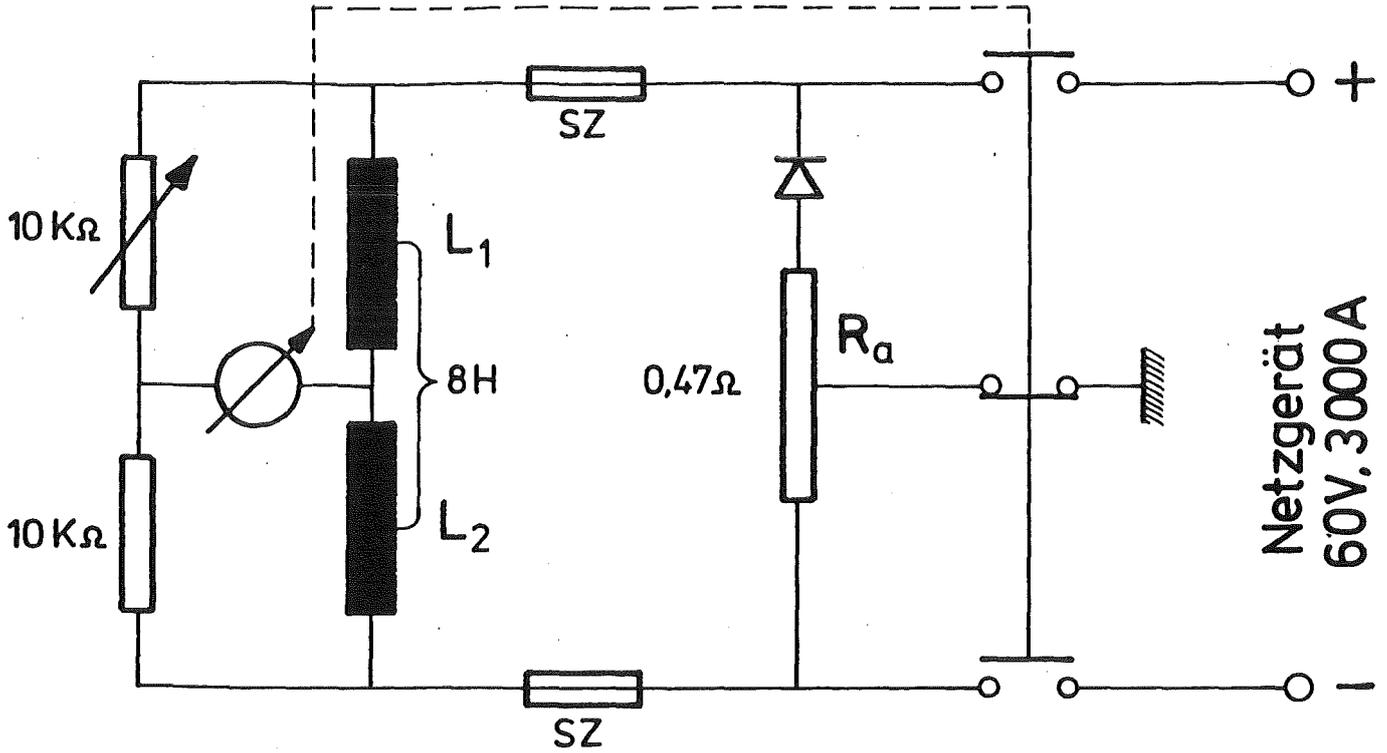


Abb. 15: Ersatzschaltbild des Magnetkreises mit Detektorbrücke als Schutzschaltung. SZ bedeuten die gasgekühlten Stromzuführungen.

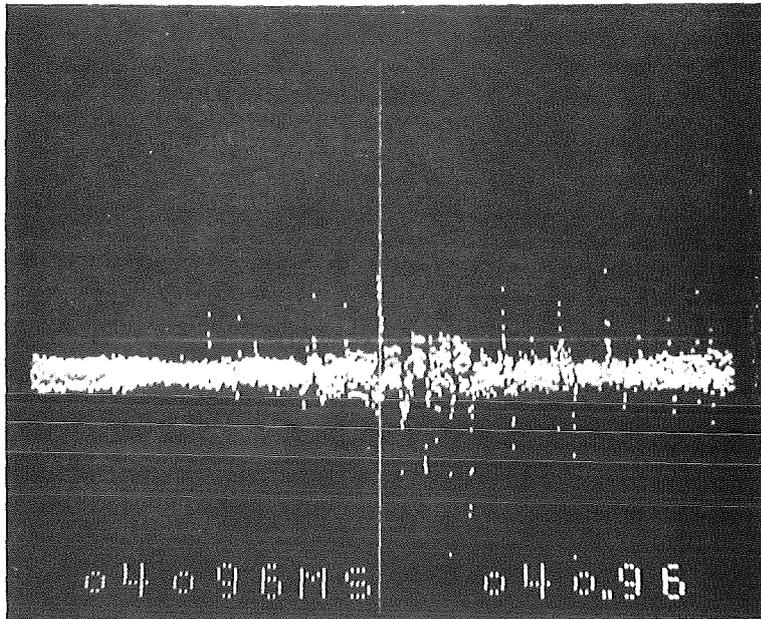
VIII. Die Einfahrexperimente am Magnetsystem

a. Quenchdetektion und Laden des Magneten

Die Detektion eines Quenches im Magneten, d.h. einer normalleitenden Zone, erfolgte nach dem Prinzip einer Brückenschaltung, wie in Abb. 15 angedeutet ist. Obwohl die beiden Magnethälften induktiv praktisch symmetrisch sind, läßt sich allein mit parallelen Widerständen kein vollständiger Abgleich für alle Frequenzen erzielen.

Bei einem ersten Betrieb mit Strom zeigte es sich, daß im Magneten schnelle Störsignale im 10 ms-Bereich mit Amplituden bis in den Volt-Bereich auftraten (s. Abb. 16) und zu vorzeitigen Abschaltungen mit Schnellentladung führten. Die Spannungssignale waren höchstwahrscheinlich durch zeitliche Änderungen des magnetischen Flusses erzeugt worden, die bei kleinsten unsymmetrischen Verlagerungen in den Magnetspulen durch die magnetischen Kräfte auftreten können oder aber auch im Supraleiter selbst durch Flußsprünge entstanden sein können. Die verschiedenen Ursachen lassen sich nicht unmittelbar voneinander trennen. Da diese Phänomene schon bei Strömen auftraten, bei denen der Supraleiter noch voll kryogen stabil war, ließen sich Übergänge in die Normalleitung als Ursache ausschließen. Wegen der Schnelligkeit der Ereignisse kamen auch transiente Normalübergänge praktisch nicht in Frage, da sich diese in einer Zeitdauer von ca. 0,1 s erholen. Um einen tatsächlichen Normalübergang gegen andere Störsignale unterscheiden zu können, müssen also schnell veränderliche Signale durch geeignete Zeitkonstanten im Detektor unterdrückt werden, wobei allerdings die zeitliche Entwicklung der Spannungssignale nach einem Normalübergang bekannt sein muß. Die Aufgabe des Quenchdetektors ist es ja, eine Entladung des Magneten zu einem Zeitpunkt einzuleiten, bei dem auch während der Entladung die vorgegebene Temperatur von ca. 100 K am Ausgangsort der Normalleitung nicht überschritten wird. Hierzu ist die Information über die durch Kühlung verzögerte Aufwärmung des Leiters notwendig, wie sie z.B. aus Abb. 9 zu entnehmen ist. Denn die weitere Aufwärmung bei der anschließenden Entladung vollzieht sich praktisch unter adiabatischen Bedingungen und ist mathematisch gut abschätzbar. Verzögerte Aufwärmezeit Δt und longitudinale Quenchausbreitung V erlauben, die maximale Auslösespannung U_A am Magneten festzulegen. Die Festlegung der Detektorparameter soll

a)



b)

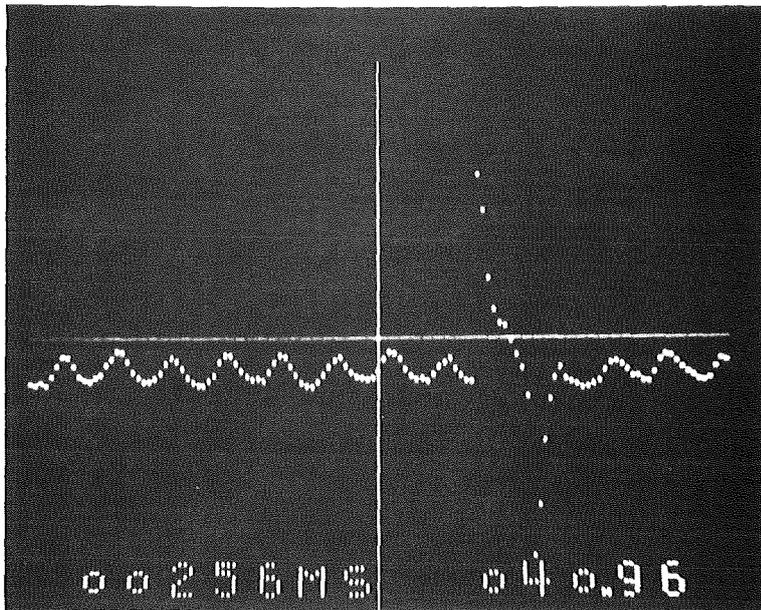


Abb. 16: Störsignale im Magneten am Abgleichpunkt im Hochlauf bei ca. 830 A und einer 10fachen Verstärkung.

- a) Eine Folge von Signalen [Zeitachse: 4096 ms gesamter Bereich, Y-Achse: 40,96 V gesamter Bereich].
- b) Ein Einzelsignal [Zeichachse: 256 ms gesamter Bereich, 2 ms pro Punkt, Y-Achse: 40,96 V gesamter Bereich].

eine kurze Abschätzung für den Leiter mit der höchsten Stromdichte (2) verdeutlichen.

Zunächst soll der zeitliche Spannungsanstieg nach einem Normalübergang abgeschätzt werden:

$$\dot{U} = I \cdot \dot{R}$$

$$\dot{R} = \frac{\rho \cdot V}{q} \cdot 2$$

$$V = 1 \text{ m s}^{-1}$$

$$\dot{R} = 7.8 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ s}^{-1}$$

$$\rho = 4.6 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ cm (8 T)}$$

$$q = 1.17 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2$$

und damit bei $I = 1100 \text{ A}$

$$\dot{U} = 8,6 \cdot 10^{-2} \text{ Vs}^{-1}.$$

Wie Messungen gezeigt haben, ergibt eine Abschaltverzögerung von 7.5 Sekunden bei einer Stromabnahmerate von 73.3 As^{-1} eine Temperaturerhöhung auf ca. 80 K (s. Abb. 9). Eine Zeitverzögerung von 5 - 6 Sekunden bei einer Stromabnahmerate von 61 As^{-1} , d. h. einer Entladezeitkonstanten von 18 Sekunden, sollte noch zulässig sein. Damit ergibt sich dann eine Auslösespannung von

$$U_A \approx 0.5 \text{ V}$$

Bei einer Eingangszeitkonstanten von $\tau = 0.2 \text{ s}$ am Quenchedetektor folgt dann gemäß Abb. 17 eine Reduktion der Eingangsspannung um

$$\Delta U = \dot{U} \cdot \tau = 1.7 \cdot 10^{-2} \text{ V}$$

Das ist keine gravierende Reduktion in der Ansprechempfindlichkeit, so daß eine Auslöseschwelle von $U_A = 0.48 \text{ V}$ Gleichspannung genügen sollte, um den Magneten noch gefahrlos zu entladen und gleichzeitig aber auch schnelle Störsignale zu unterdrücken.

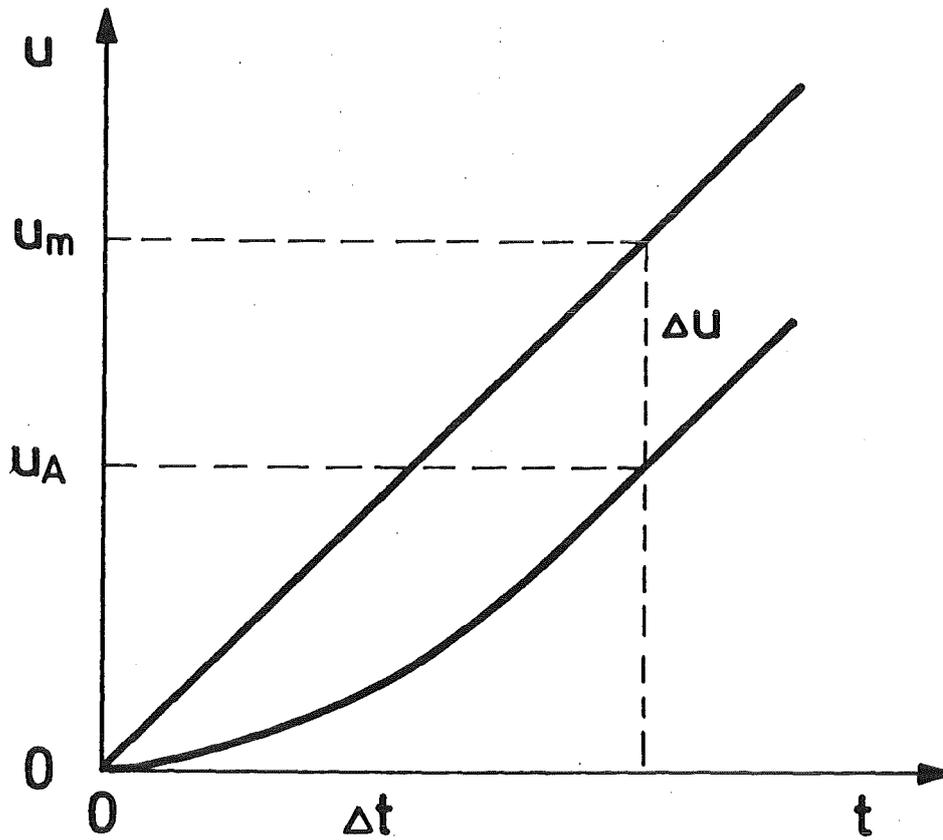


Abb. 17: Die schematische Reduktion der Ansprechempfindlichkeit des Quenchedektors bei zeitlich linearem Anstieg der Spannung durch Quenchausbreitung.

Mit der so ausgelegten Ansprechempfindlichkeit und einer Auslöseschwelle von 0.48 V ließ sich dann der 8 T-Magnet ohne vorzeitige Abschaltung auf seinen Design-Wert von 8 T bei 1090 A ausfahren. Entsprechend den reduzierten kritischen Stromwerten bei der Betriebstemperatur von ca. 4.5 K waren mit diesem Strom praktisch die kritischen Parameter des Hochfeldleiters (1) erreicht, vgl. Abb. 6. Der Magnet wurde nicht bis zum Auftreten von Normalleitung ausgefahren.

b. Schnellentladung des Magneten

Eine Schnellentladung des Magneten in einen externen Widerstand konnte aus verschiedenen Gründen notwendig werden. Nach einer Abschätzung der dabei auftretenden Wirbelstromverluste sollten diese klein sein und durch die zur Verfügung stehende Kühlleistung ohne Probleme abgeführt werden können. Im Experiment ergab sich dann aber, daß ab 886 A ($B = 6.5$ T) bei einer Entladung mit nur $\dot{T} = 51.8 \text{ As}^{-1}$ ($\dot{B} = 0.38 \text{ Ts}^{-1}$) induzierte Normalleitung auftrat.

Aus der mit einem Schreiber registrierten Entladekurve ließ sich die zeitliche Entwicklung des Innenwiderstandes ermitteln. Mit zunehmendem Betriebsstrom nahm auch der maximal erreichte Innenwiderstand zu. Bis ca. 930 A breitete sich die Normalleitung nach Energieumsatz und Widerstandswert nur über den Hochfeldeinsatz aus. Bei vollem Betriebsstrom von 1090 A war dann aber am Ende der Entladung der gesamte Magnet im normalleitenden Zustand. Von der gespeicherten Feldenergie von 4.75 MJ waren 1.2 MJ im Magneten thermalisiert worden. Das hatte natürlich auch erhebliche Konsequenzen hinsichtlich der Verdampfungsrate an flüssigem Helium und dem Druckanstieg im Kryostaten.

Die Abb. 18 zeigt das zeitliche elektrische Verhalten des Magneten bezüglich Abklingen des Stromes und der Entwicklung des Innenwiderstandes. Die Energieaufnahme im Magneten führte zu einer mittleren Temperatur von ca. 45 K, was einem Widerstand im Magneten von 0.64Ω entspricht. Die Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert ist sehr gut.

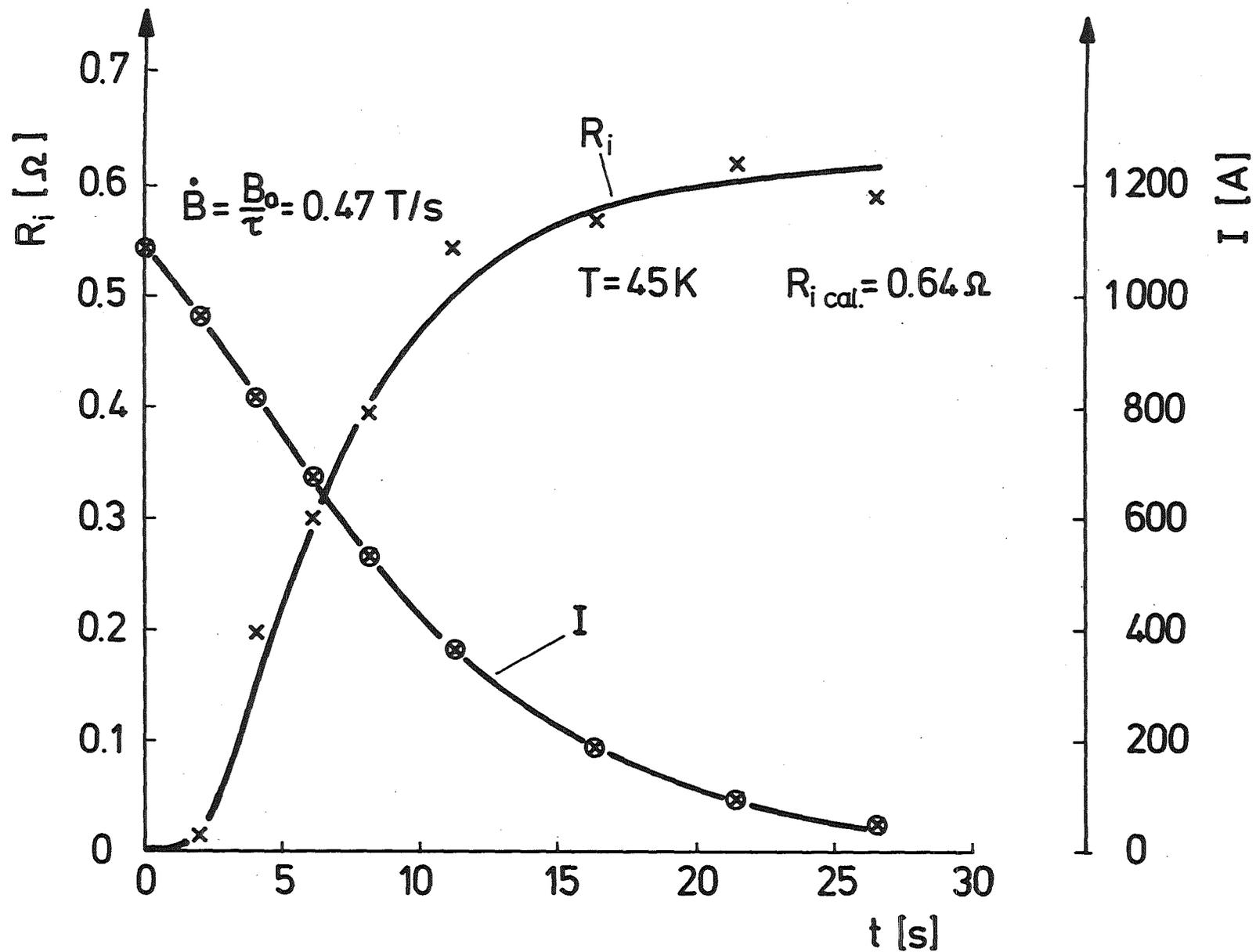


Abb. 18: Der Stromverlauf I im Magneten gegen die Zeit t bei Entladung des Magneten in den externen Widerstand von $0,47 \Omega$ und der Anstieg des Innenwiderstandes R_i mit der Zeit.

In Abb. 19 ist der elektrische Energieumsatz im Magneten und der Druckanstieg im Kryostaten in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Nach etwa 10 Sekunden ist die Thermalisierung der Feldenergie abgeschlossen. Schon nach 4 Sekunden wird im Kryostaten ein Druck von 1.75 bar erreicht, so daß das Sicherheitsventil zum Gasballon öffnet. Nach weiteren 24 Sekunden ist dann der Gasballon mit 50 m³ Fassungsvermögen gefüllt und muß abgesperrt werden. Der Rest des verdampfenden Heliums geht teils über die Refrigeratorleitung in den Verflüssigungskreislauf der Kälteanlage und teils über ein weiteres Sicherheitsventil mit 2 bar Sicherheitsdruck in den zentralen Gasspeicher. Am Ende der Schnellentladung sind von 270 l LHe-Inhalt 185 l verdampft, d.h. alles Helium, was sich über, in und um den Magneten herum befand. Nur am Boden des Kryostaten war noch eine Restmenge LHe vorhanden.

Die durchlaufenen Zustände entsprechen den durchaus denen, die nach einem Quench im Magneten zu erwarten sind. Es hat sich gezeigt, daß die Sicherheitseinrichtungen den tatsächlichen Erfordernissen vollkommen genügen.

c. Das Problem der Wirbelstromverluste

Die Wirbelstromverluste im Magneten wurden anhand bekannter Formeln rein rechnerisch abgeschätzt⁵⁾. Da das Wirbelstromsystem mit dem Magneten elektromagnetisch gekoppelt ist, lassen sich die Wirbelstromverluste aus den Lösungen der gekoppelten Differentialgleichungen durch folgenden Ausdruck angeben:

$$Q = K \cdot \frac{L_O I_O^2}{2} \cdot \frac{\tau_S}{\tau_O + \tau_S}$$

Darin bedeuten $E_O = \frac{1}{2} L_O I_O^2$

die gespeicherte Feldenergie des Magneten, K die Kopplungskonstante mit L_S = Induktivität des gesamten Supraleiters und M_{MS} = Gegeninduktivität Magnet-Supraleiter

$$K = M_{MS}^2 / L_O L_S \approx 0.5 \quad ,$$

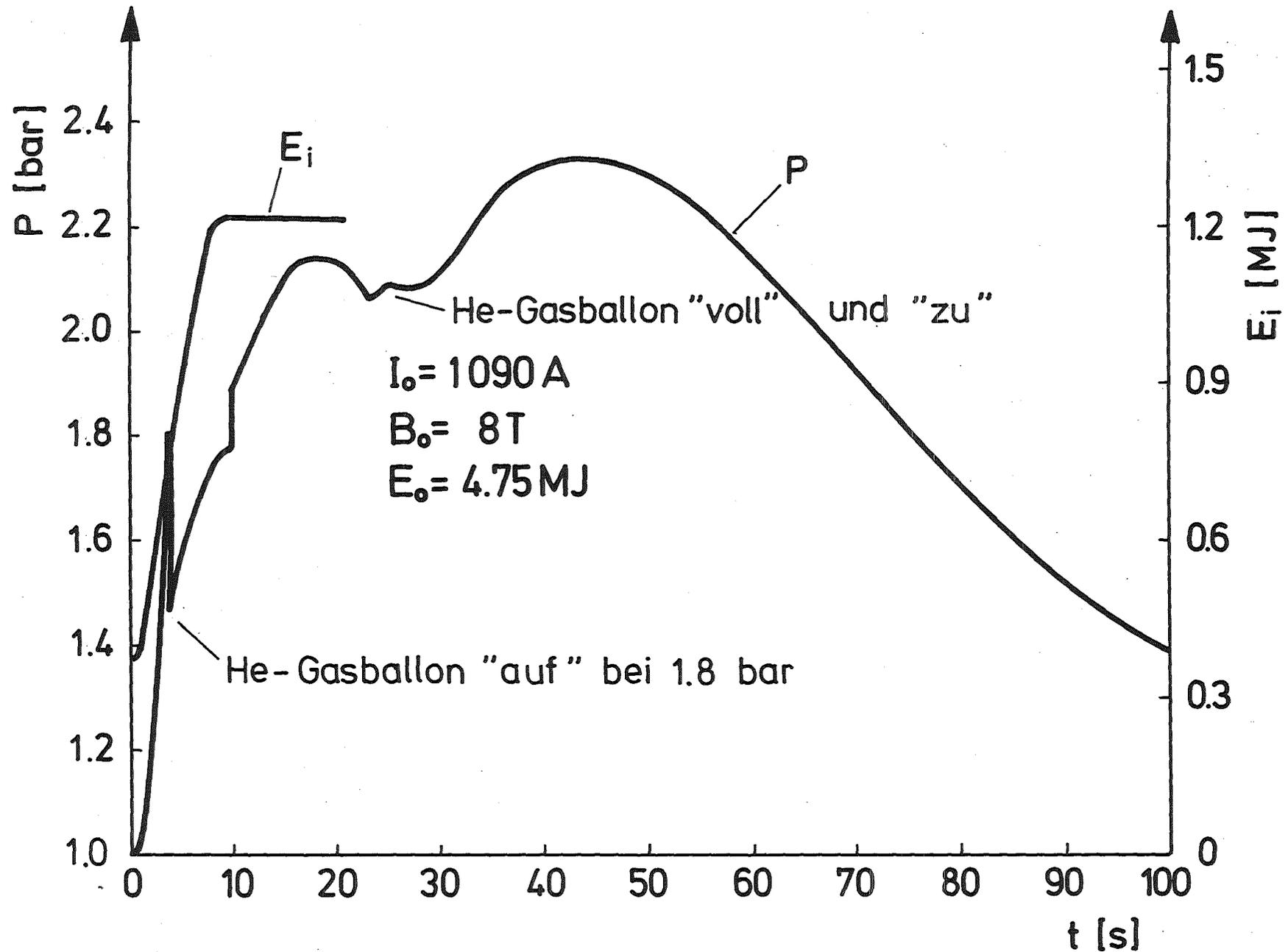


Abb. 19: Die bei der Entladung des Magneten ($R_a = 0,47 \Omega$) am zeitlich ansteigendem Innenwiderstand freigesetzte Energie E_i und der dabei auftretende Druckanstieg P im Magnetkryostaten in Abhängigkeit von der Zeit t .

τ_0 die Entladezeitkonstante des Magneten und τ_s die Zeitkonstante des Supraleiters

$$\tau_s = \frac{\mu_0 \cdot l_p^2}{\rho \cdot 4\pi^2} = 0.2 \text{ s bei } 7 \text{ T,}$$

wobei τ_s für den ungünstigsten Fall mit dem Magnetfeld senkrecht zur breiten Seite des Leiters gilt (l_p = Twistlänge und ρ = spez. Widerstand). Für eine Entladezeitkonstante von 18 s und eine gespeicherte Energie von 4.75 MJ beträgt dann die Verlustenergie

$$Q = 2.64 \cdot 10^4 \text{ J}$$

Diese Energiemenge entspricht einer Verdampfung von 10 l LHe (Kanalinhalt im Magneten ca. 18 l LHe). Die lokal im Höchstfeld von 8.5 T freigesetzte Energie beträgt

$$q = \frac{Q}{V} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \cdot \frac{\tau_s}{\tau_0 + \tau_s} = 3.2 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$$

Daraus resultiert eine Wärmestrombelastung von

$$\dot{q} = 4.6 \cdot 10^{-3} \text{ Watt/cm}^2$$

Das sind keine außergewöhnlichen Belastungen. Denn beim Übergang in die Supraleitung aus der stationären Normalleitung bei 8.5 T wurden in 3 cm langen Kanälen ein Wärmefluß von 0.33 Watt/cm^2 gefunden. Da bei natürlicher Konvektionsströmung die Kanallänge l umgekehrt proportional zu \sqrt{l} in die Kühlleistung eingeht, sollte bei $l = 30 \text{ cm}$ noch ein $\dot{q} \sim 1 \cdot 10^{-1} \text{ Watt/cm}^2$ zu erwarten sein.

Bei 930 A und einem Maximalfeld von 7.2 T z. B. liegt der Transportstrom sogar noch vollständig im Recovery-Bereich des Hochfeldleiters. Die "current sharing" Temperatur T_{cs} beträgt unter diesen Bedingungen noch 5.4 K. Gegenüber der Betriebstemperatur von 4.5 K besteht eine beachtliche Temperaturreserve und dennoch wird Normalleitung induziert.

Aus den obigen Abschätzungen und Überlegungen läßt sich eine induzierte Normalleitung nicht verstehen. Es muß vielmehr vermutet werden, daß andere Effekte eine entscheidende Rolle spielen,

die im Zusammenhang mit Induktionsströmen und Transportstrombelastung in Gegenwart eines hohen Magnetfeldes auftreten. Denn auch Anlaufeffekte in der Konvektionsströmung sind offenbar nicht verantwortlich für das Auftreten von Normalleitung, da sie im Zeitraum von 0.1 s ablaufen und bis zu 1 Sekunde keine eindeutigen Anzeichen von Widerstandsentwicklung in der Magnetspule auftreten.

IX. Ausbau des Magnetsystems

Das Feld von 8 T in der freien Bohrung von 390 mm Durchmesser bietet nicht nur exzellente Testmöglichkeiten für Proben mit großen Biegedurchmessern sondern fordert direkt einen Ausbau zu noch höheren Magnetfeldern heraus. Ein Ausbau in dieser Richtung soll in mehreren Schritten erfolgen:

1. Bau eines Nb₃Sn-Einsatzmagneten mit 290 mm freier Bohrung und einem Feldbeitrag von $\Delta B = 2$ T, d.h. ein Gesamtfeld von 10 T. Ein Nb₃Sn-Leiter mit zentraler Stahlseele und Kupfermatrix ist in der Entwicklung. Das Kupfer befindet sich nach der Reaktionsglühung im weichen Zustand und trägt nicht zur Kraftaufnahme ($\sigma \sim 120$ N/mm²) bei, so daß eine Stahlarmierung notwendig ist. Der Leiter soll im vorreagierten Zustand verwickelt werden.
2. Durch Abkühlung dieses Magnetsystems auf 1.8 K soll dann das gesamte Feld auf 12 T erhöht werden, wobei sich im wesentlichen das Feld des NbTi-Magneten durch die höhere Stromdichte von 8 auf 10 T erhöhen läßt. 10 T bedeutet etwa eine obere Grenze, die durch mechanische Belastbarkeit gegeben ist. Für diese Ausbaustufe wird in Zusammenarbeit mit dem CEN Saclay ein spezieller 1.8 K-Kryostat mit "pressurized He II", d.h. superfluidem Helium unter atmosphärischem Druck gebaut.
3. Da schon die erste Ausbaustufe im Prinzip ein erweiterter Nb₃Sn-Leitertest ist, soll in dieser Linie fortgefahren werden und ein weiterer Nb₃Sn-Einsatz gebaut werden, der dann das Feld von 12 auf 15 T erhöht in einer freien Bohrung von ca. 160 mm

Durchmesser. Für diesen Einsatz ist ein stahlverstärkter und mit Aluminium stabilisierter Nb₃Sn-Kabel-Verbundleiter vorgesehen. Die Entwicklungsarbeiten für einen entsprechenden Leiter sind zusammen mit der Vacuumschmelze in Hanau begonnen worden.

4. Ein weiterer Ausbau zu noch höheren Feldern mit Supraleitern wie V₃Ga oder ternären Nb₃Sn Legierungen mit Hf, Ga und anderen Zusätzen ist möglich. In einer Bohrung von ca. 5 cm Durchmesser sollten dann Magnetfelder um 18 T erreichbar sein.

Literatur

- 1) Lontai, L.M., P.G. Marston, Proc. I. Int. Conf. Magnet Technology 1965 Stanford, p. 723
- 2) Maddock, B.J., G.B. James, W.T. Norris, Cryogenics 9 (1969), 261
- 3) James, G.B., K.G. Lewis, B.J. Maddock, Cryogenics 10 (1970), 480
- 4) Scherer, M., P. Turowski, Cryogenics 18 (1978), 515
- 5) Schwall, R.E., S.S. Shen, J.W. Lue, J.R. Miller, H.T. Yeh, Advances Cryogenic Engineering Vol 24, 1978, p. 427