

KfK 4266  
Juli 1987

# **Stabilität zwangsgekühlter Supraleiter unter Variation der Kühlbedingungen**

**D. Bonmann**  
**Institut für Technische Physik**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



**KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE**

Institut für Technische Physik

**KfK 4266**

**Stabilität zwangsgekühlter Supraleiter unter Variation der Kühlbedingungen\***

**D. Bonmann**

Kernforschungszentrum Karlsruhe, GmbH, Karlsruhe

\*Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## ZUSAMMENFASSUNG

Es wird die Stabilität zweier zwangsgekühlter NbTi - Multifilament- Supraleiter ( $Cu/SL = 4$  bzw. 4.8, Durchmesser 1.92 bzw. 3 mm) gegen lokale Wärmepulse von 0.3 ms Dauer gemessen. Die Stabilität wird durch die kritische Energie, das ist die minimale zur Ausbreitung einer normalleitenden Zone führende Energie des Wärmepulses, ausgedrückt. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den von Druck und Strömungsgeschwindigkeit abhängigen transienten Wärmeübergängen und der kritischen Energie. Der Druck des Heliums im Kühlkanal liegt zwischen 1 und 5 bar, die Temperatur zwischen 4 und 6 K und die Reynoldszahl der Strömung wird zwischen 0 und 60000 variiert.

Bei den Drücken, bei denen die Ergebnisse von Messungen anderer Autoren vorliegen, wird eine recht gute Übereinstimmung der kritischen Energien gefunden, wenn man sie auf die gekühlte Leiteroberfläche bezieht. Ein Maximum in der kritischen Energie als Funktion des Drucks, das bei mittleren Magnetfeldern und kleinen reduzierten Strömen nahe des kritischen Drucks (2.25 bar) gemessen wird, kann auf ein, von nicht kryogenen Flüssigkeiten bekanntes, Maximum des stationären Wärmeübergangs etwas oberhalb des kritischen Drucks zurückgeführt werden. Eine Zwangsströmung führt bei 1 bar selbst bei hohen Reynoldszahlen nur zu einer geringen Erhöhung des Recoverystromes. Die Strömungsabhängigkeit der kritischen Energie nimmt bei kleinen und mittleren reduzierten Strömen mit steigendem Druck zu. Nahe  $I_c$  hängen die kritischen Energien bei allen Drücken nur schwach von der Strömungsgeschwindigkeit ab.

Existierende Modellvorstellungen und Korrelationen für die verschiedenen aufeinander folgenden Stadien der Wärmeübergänge bei 1 bar und bei weit überkritischem Helium werden diskutiert und für eine Computersimulation der Stabilität bis in die Nähe des kritischen Druckes extrapoliert. Die Computersimulation - ohne anpaßbare Parameter - erreicht eine befriedigende Übereinstimmung mit dem Experiment, solange der Wärmeübergang nicht durch konvektive Vorgänge bestimmt wird.

Solange Konvektion keinen großen Einfluß hat, trägt zur Stabilität, unabhängig von Druck und Strömungsgeschwindigkeit, nur eine Heliumgrenzschicht von maximal  $50 \mu\text{m}$  bei. Bei Leiterströmen nahe  $I_c$  hat eine aufgeprägte Strömung wenig Einfluß auf die kritische Energie; daher genügt zur Stabilisierung des Leiters eine Strömung, die gerade ausreicht die Temperatur des Leiters konstant zu halten

## Stability of force flow cooled superconductors under various cooling conditions

### ABSTRACT

The stability of two force flow cooled multifilamentary NbTi superconductors ( $Cu/sc = 4$  and 4.8, diam. 1.92 and 3 mm) against local heat pulses with a duration of 0.3 ms has been measured. Stability is expressed by the critical energy, which is the minimum energy leading to the propagation of a normal-conducting zone. The main objective of this work is the investigation of the connection between transient heat transfers, which depend on pressure and flow velocity, and critical energy. The helium pressure inside the cooling channels is 1 to 5 bar, the temperature 4 to 6 K and the Reynold's number of the forced flow varies from 0 to 60000.

At pressures for which results of other authors exist, a fair agreement of the critical energies can be found if they are related to the cooled surface of the superconductor. A maximum of the critical energy vs. pressure curves which has been measured close to the critical pressure (2.25 bar) at medium magnetic fields and reduced currents  $I/I_c$  can be related to a maximum of stationary heat transfer slightly above the critical pressure, which was known to exist for noncryogenic fluids. At 1 bar a forced flow will, even at high Reynolds numbers, lead to only a slight increase of the recovery current. The flow dependence of the critical energy increases at low to medium reduced currents as the pressure is raised. Close to  $I_c$  the critical energy varies only slightly with flow velocity at all pressures.

Existing models and correlations for the various consecutive phases of heat transfers to helium at 1 bar and for supercritical helium are discussed and extrapolated to the vicinity of the critical pressure for a computer simulation of stability. Fair agreement of the computer simulation - without adjustable parameters - and the experiment is achieved as long as heat transfer mechanisms remain nonconvective.

As long as convection is of negligible influence only a helium boundary layer of at most  $50 \mu\text{m}$  contributes to stability, independently of pressure or flow velocity. For currents close to  $I_c$  a forced flow hardly changes critical energy; therefore a flow which is just sufficient to maintain the conductor temperature constant is adequate for the stabilization of the superconductor.

## INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
1.1	Definition des Begriffs: "Stabilität"	6
2	Experimentelles	7
2.1	Problemstellung	7
2.2	Apparatur	7
2.2.1	Heliumkreislauf	7
2.2.2	Elektrischer Anschluß der zwangsgekühlten Probe	9
2.2.3	Probenpräparation	9
2.2.3.1	LCT - Probe	9
2.2.3.2	MCA - Probe	10
2.2.3.3	Induktive Heizung	13
2.2.3.3.1	Herstellung	13
2.2.3.3.2	Betrieb	13
2.2.3.3.3	Eichung	13
2.2.3.3.4	Berechnung der eingepulsten Energie	16
2.3	Datenerfassung	21
2.3.1	Beschreibung der Messgrößen	21
2.4	Versuchsdurchführung	24
2.4.1	Einkühlen	24
2.4.2	Ermittlung der kritischen Energie	24
2.5	Auswertung	25
2.5.1	Kritische Energie	25
2.5.2	Quenchausbreitungsgeschwindigkeit	25
3	Theorie der Stabilität von Supraleitern	26
3.1	Grundlagen	26
3.1.1	Stekly - Kriterium	26
3.1.2	Maddock - Kriterium	26
3.1.3	Stationäre Zonen (MPZ)	27
3.2	Numerische Behandlung der Quenchausbreitung	29
3.2.1	Eindimensionale Wärmeleitungsgleichung	29
3.2.2	Numerische Methode	30
3.2.3	Randbedingungen	30
3.2.4	Test des Verfahrens	30

3.2.5	Eingangsgrößen	31
3.2.5.1	Elektrischer Widerstand des Leiters	31
3.2.5.2	Wärmeleitfähigkeit	31
3.2.5.3	Spezifische Wärmen	32
3.2.5.4	Heliumeigenschaften	33
3.2.5.5	Supraleitereigenschaften	33
3.2.5.6	Geometrie von Leiter und Kühlkanal	34
3.2.6	Wärmeerzeugungsterm	34
3.2.6.1	Lineares current -sharing	34
3.2.6.2	Stromdiffusion	36
3.2.6.3	Heizpuls	38
3.2.7	Kühlterm	39
3.2.7.1	Wärmeübergang an unterkritisches Helium	39
3.2.7.1.1	Stationärer Wärmeübergang	39
3.2.7.1.2	Wärmediffusion in die Flüssigkeit	40
3.2.7.1.3	Nukleationsphase	40
3.2.7.1.4	Transientes Filmsieden	41
3.2.7.1.5	Einfluß des Druckes auf den transienten Wärmeübergang	41
3.2.7.2	Quantitative Beschreibung der Zweiphasen - Wärmeübergänge	43
3.2.7.2.1	Druckabhängiger stationärer Wärmeübergang	43
3.2.7.2.2	Wärmediffusion in unterkühltes Helium	43
3.2.7.2.3	Nukleationsphase und druckabhängiges E·Q - Kriterium	44
3.2.7.2.4	Druckabhängige effektive spezifische Wärme des Dampffilms	46
3.2.7.3	Wärmeübergang an überkritisches Helium	50
3.2.7.3.1	Transienter Wärmeübergang an Einphasen - Helium	50
3.2.7.3.2	Transiente Strömung und Zwangsströmung	54
3.2.7.3.3	Stationäre Wärmeübergänge an Einphasen - Helium	56
4	Wärmeübergänge und kritische Energie	58
4.1	Temperaturerhöhung durch den Heizpuls	58
4.2	Entscheidungszeit bis Quench oder Recovery	59
4.3	Betrachtung der die kritischen Energien bestimmenden Anteile der transienten Wärmeübergänge	61

5	Ergebnisse und Diskussion	65
5.1	Ergebnisse der Rechnung	65
5.2	Ergebnisse des Experiments	67
5.2.1	Messungen im Vakuum	67
5.2.2	Bemerkung zur LCT - Probe	68
5.2.3	Abhängigkeit der kritischen Energie vom Probenstrom	69
5.2.4	Abhängigkeit der kritischen Energie von der Temperatur des Heliums	74
5.2.5	Abhängigkeit der kritischen Energie vom Druck	76
5.2.6	Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie	80
5.2.7	Abhängigkeit der kritischen Energie vom Dampfgehalt	84
5.2.8	Abhängigkeit der kritischen Energie von der Vorgeschichte	86
5.2.9	Quenchausbreitung	92
5.2.10	Quenchausbreitungsgeschwindigkeiten	94
5.3	Vergleich mit anderen Arbeiten	97
5.3.1	Experimente	97
5.3.2	Theorien	100
5.4	Vergleich der Kühlmoden	101
5.5	Wertung des Rechenprogramms QUENMP	102
6	Zusammenfassung	103
7	Anhang	107
7.1	Stationärer Wärmeübergang an Zweiphasen - Helium	107
7.1.1	Charakteristische Punkte der Siedekurve für gesättigtes Helium	107
7.1.1.1	Faustformeln für die Druckabhängigkeit der Siedekurve	108
7.1.2	Einfluß der Unterkühlung des Heliums	108
7.1.2.1	Einfluß der Unterkühlung auf die Lage der charakteristischen Punkte der Siedekurve	108
7.1.2.2	Einphasenkonvektion bei Unterkühlung	109
7.1.3	Vollständiger stationärer Zweiphasen - Wärmeübergang	110
7.2	Heliumeigenschaften	111
7.3	Programm QUENMP	113
7.4	Nomenklatur	145
8	Literatur	148



## 1. EINLEITUNG

Die Verwendung von Supraleitern für technische Anwendungen, insbesondere für große Magnete, erweist sich in zunehmendem Maße als vorteilhaft; so sind die Gesamtverluste wegen des fortfallenden ohmschen Widerstands trotz der notwendigen Kälteanlage zum Teil wesentlich geringer als bei einer normalleitenden Ausführung des Systems; dabei liegen die Investitionskosten für die supraleitende Version inklusive Kälteanlage etwa gleich hoch wie die für den normalleitenden Magneten. Der Aufbau des eigentlichen Magneten kann supraleitend wegen der sehr hohen erreichbaren Stromdichten wesentlich kompakter gestaltet werden als dies normalleitend möglich ist. Manche Entwicklungen, wie zum Beispiel die jüngste Generation von Ringbeschleunigern für den TeV - Bereich, sind nur durch den Einsatz supraleitender Strahlführungsmagnete möglich, da durch die ohmschen Verluste die Betriebskosten sonst untragbar würden. Das Konzept der kontrollierten Kernfusion mit magnetischem Plasmaeinschluß kann nur mit supraleitenden Feldspulen eine positive Energiebilanz erreichen.

Diesen handfesten Vorteilen steht ein gravierender Nachteil entgegen:

Die Supraleitung ist - bislang - ein ausgesprochener Tieftemperatureffekt; die höchste erreichte Übergangstemperatur zur Supraleitung, die sogenannte kritische Temperatur  $T_c$ , liegt um 20 K; die technisch am weitesten ausgereiften NbTi - Leiter weisen eine kritische Temperatur von etwa 9.5 K auf, so daß ein vernünftiger Einsatz erst bei der Temperatur des flüssigen Heliums (4.2 K) möglich ist. Dies bedingt einen gewissen Aufwand zur Kühlung des Systems auf derartig tiefe Temperaturen.

Der Bereich der Existenz der Supraleitung ist außerdem durch einen feld- und temperaturabhängigen Maximalstrom  $I_c(B, T)$ , und durch ein strom- und temperaturabhängiges Maximalfeld  $B_c(I, T)$  begrenzt. Bei Verlassen des erlaubten Parameterbereichs erhält das Supraleitermaterial schlagartig einen elektrischen Widerstand, der mehr als eine Größenordnung über dem von Kupfer bei Raumtemperatur liegt. Die anschließend im Leiter erzeugte Wärme sorgt für eine weitere Ausbreitung der normalleitenden Zone. Man nennt dies einen "Quench" des Leiters. Solch ein Ereignis kann bei den großen im Feld gespeicherten Energien, die sich ohne Gegenmaßnahmen in der normalleitenden Zone entladen würden, fatale Folgen für den Magneten haben. Zu dieser Einschränkung des Parameterbereichs kommt erschwerend hinzu, daß die spezifischen Wärmen aller Festkörper bei tiefen Temperaturen sehr klein werden, so daß schon kleinste Energien die zur Erzeugung einer normalleitenden Zone notwendigen Temperaturerhöhungen bewirken können. Einzig flüssiges Helium besitzt in diesem Temperaturbereich eine erhebliche spezifische Wärme.

Welche Wege können eingeschlagen werden, um ein größeres supraleitendes System sicher zu betreiben?

Grundsätzlich muß der Magnet so konstruiert und abgesichert sein, daß die gespeicherte Energie im Fall des Normalleitendwerdens ohne Schaden freigesetzt werden kann. Üblicherweise wird dazu der Spuleninduktivität ein Schutzwiderstand parallel geschaltet. Sofort nach Erkennen einer normalleitenden Zone wird die Stromquelle abgetrennt, und die im Feld der Spule gespeicherte Energie wandelt sich im

Schutzwiderstand und im Widerstand der normalleitenden Zone in Wärme um. Besonders gefürchtet sind wenig ausgedehnte, langsam wachsende normalleitende Zonen, da sie nur kleine ohmsche Spannungen hervorrufen, die vom Quenchüberwachungssystem schwer zu erkennen sind. Ein lokales Durchbrennen des Leiters wegen eines nicht erkannten Quenches könnte die Folge sein. Ein Quench sollte sich deshalb, wenn er nicht zu vermeiden ist, schnell ausbreiten, da er dann schnell erkannt wird und der in der Spule als Wärme freiwerdende Teil der gespeicherten Energie über ein großes Volumen verteilt wird.

Auch wenn der Magnet so vor Beschädigungen geschützt ist, ist ein Quench höchst unerwünscht, da er eine Betriebsunterbrechung und erneutes Abkühlen bedeutet, was bei großen Magneten teuer ist. Einen Beschleuniger mit einigen hundert supraleitenden Magneten könnte man bei häufig auftretenden Quenchen gar nicht mehr betreiben. Gefordert ist also eine möglichst große "Stabilität" des supraleitenden Magneten. Dieser Begriff soll in 1.1 präzisiert werden.

Zunächst wird man versuchen, die Störenergien zu minimieren. Damit ist ein wichtiger Punkt dieser Arbeit angesprochen. Man kann sich ein ganzes Störspektrum vorstellen, dem der Supraleiter in einer Wicklung ausgesetzt ist. Die Störungen unterscheiden sich durch ihre Ausdehnung, Dauer, Amplitude und dadurch ob die Wärmeeinkopplung direkt am Leiter oder indirekt über Isolation oder Strukturmaterial erfolgt. All diese Parameter haben einen Einfluß darauf, welche Temperaturerhöhung am Leiter ein bestimmter Störenergiebetrag zur Folge hat. Am einen Ende des Störspektrums stehen die Punktstörungen in Ort und Zeit, die zum Beispiel durch Rißausbreitung in der in realen Spulen oft verwendeten Imprägnierung oder durch minimale Leiterbewegungen unter den hohen Lorentzkraften näherungsweise verwirklicht werden. Die Punktartigkeit sei für diese Arbeit durch eine Dauer von weniger als 1 ms und Ausdehnungen von unter 1 cm bei Leiterdimensionen von 0.1 bis 1 cm charakterisiert.

Am anderen Ende des Spektrums stehen die (fast) stationären Störungen, die auf die ganze Wicklung einwirken. Das können zum Beispiel Strahlung oder durch Wechselfelder induzierte Wirbelströme sein.

Verschiedene Untersuchungen (1-4) haben gezeigt, daß die Energiefreisetzungen in realen Spulen meist punktförmig sind. Diesen Teil des Störspektrums kann man durch geeignete konstruktive Maßnahmen minimieren, aber nie völlig ausschließen.

Der zweite Schritt zum sicheren Betrieb liegt in einer "Stabilisierung" des Leiters gegen Störungen. Dazu wird der Supraleiter in eine hochleitfähige Matrix aus Kupfer oder Aluminium eingebettet, die im Falle des Normalleitendwerdens den Strom übernimmt, ohne daß allzuviel ohmsche Wärme erzeugt wird. Wird der Kupferquerschnitt so groß gewählt, daß die vorhandene stationäre Kühlleistung die ohmsche Wärmeleistung immer übertrifft, so kehrt der Leiter nach Abklingen jeder noch so großen Störung wieder in den supraleitenden Zustand zurück. Leiter, die derart gegen jede Störung stabilisiert sind, nennt man "kryogen stabilisiert"; die für diesen Fall entwickelten stationären Stabilitätskriterien (41,44) werden in 3.1.1 näher erläutert. Die Rückkehr in den supraleitenden Zustand nach einer Störung nennt man "Recovery".

Die Einhaltung dieser Stabilitätskriterien ermöglichte den sicheren Betrieb sehr

großer Magnetsysteme, wie zum Beispiel des BEBC Blaskammermagneten bei CERN, man erkaufte dies aber mit einer stark reduzierten Stromdichte, so daß der Vorteil der Kompaktheit supraleitender Systeme teilweise wieder preisgegeben wurde.

Verschiedene erfolgreiche Versuche mit höheren Stromdichten führten zu der Erkenntnis, daß das sicher vorhandene Störspektrum in Höhe und Ausdehnung der Ereignisse begrenzt sein mußte, und daß derartig limitierte Störungen vom Leiter auch verkräftet werden konnten, wenn die Bilanz von Kühl- und Heizleistung nicht überall negativ war. Dies führte zum in 3.1.2 weiter ausgeführten Konzept der stationären normalleitenden Zonen, auch "minimum propagating zones (MPZ)" genannt (52). Die Bedingung für eine stationäre normalleitende Zone ist, daß die Wärmeleistungsbilanz über das sich ausbildende Temperaturprofil längs des Leiters gerade ausgeglichen ist. Diese Bedingung läßt lokal hohe Wärmeerzeugungsraten zu, wenn diese durch Wärmeleitung und überwiegende stationäre Kühlung an den Rändern der gestörten Zone kompensiert werden. Liegt das Temperaturprofil längs des Leiters nach einer Störung oberhalb dem der MPZ, so kommt es zum Quench, liegt es unter diesem, so kehrt der Leiter in den supraleitenden Zustand zurück.

Die Länge und Maximaltemperatur der stationären Zone ist abhängig von den Leitereigenschaften, dem Betriebsstrom und von der Kühlung. In der Nähe des kritischen Stroms geht die Länge der MPZ gegen Null, da schon bei kleinen Temperaturerhöhungen eine ohmsche Wärmeleistung anfällt, die nicht mehr bei den noch kleineren Temperaturdifferenzen am Rand der normalleitenden Zone an das Kühlmittel abgeführt werden kann. Das andere Extrem ist erreicht, wenn die Heizleistung des Leiters im normalleitenden Zustand so klein wird, daß die erzeugte Wärme zusammen mit der während der Störung aufgebrauchten Wärmemenge durch die stationäre Kühlleistung abgeführt werden kann, gleich wie groß die Störenergie ist. Ein Magnet, der oberhalb der Grenze für kryogene Stabilität betrieben wird, ist also nur noch bedingt stabil.

Nach (53) gibt die über das Temperaturprofil der MPZ integrierte Enthalpiedifferenz des Leiters bezüglich der Ausgangstemperatur eine untere Grenze für die zu einem Quench führende Störenergie an.

In der vorliegenden Arbeit wurde die "kritische Energie" eines Leiters als die zur Auslösung einer sich ausbreitenden normalleitenden Zone mindestens notwendige Energie definiert, wobei die Ausdehnung, Dauer und Art der Einkopplung der Störenergie, die Geometrie, die Kühlung, sowie Strom, Magnetfeld und Temperatur angegeben werden müssen. Die Kenntnis dieser Größe und ihrer Abhängigkeit von den Konstruktions- und Betriebsparametern kann zusammen mit dem zunehmenden Wissen über das Störspektrum in Magneten und dessen Ursachen zu Entwürfen mit weiter erhöhten Stromdichten führen.

Zur Berechnung der kritischen Energie wird die genaue Kenntnis der Wärmeübergangsmechanismen an das Helium wichtig, da, wie schon weiter oben bemerkt, nur Helium bei tiefen Temperaturen eine wesentliche spezifische Wärme besitzt. Bei hoher Stromdichte sind insbesondere die transienten Wärmeübergänge bestimmend für die bei kurzzeitigen Störungen ohne nachfolgenden Quench absorbierbare

Energie, da diese für eine begrenzte Zeit wesentlich größer sind als die stationären Wärmeübergänge. Die relative Bedeutung der Wärmeübergangsmechanismen verlagert sich mit kleiner werdender Stromdichte von transienten Vorgängen, wie der Blasenbildung und der Bildung eines Dampffilms beim Sieden oder der Ausbildung eines linearen Temperaturprofils in einer Grenzschicht, hin zum stationären Wärmeübergang, der schließlich den Recoverystrom bestimmt.

Die möglichen Wärmeübergänge werden durch die Kühlbedingungen vorgegeben. Unter diesem Begriff sollen der eingestellte Druck und die Temperatur des Heliums, eine eventuelle Strömung, die Geometrie und die Oberflächenbeschaffenheit der gekühlten Flächen zusammengefaßt werden.

Der für kleinere Magnete einfachste Fall ist die Kühlung durch ein Heliumbad bei Atmosphärendruck. Die hier wirksamen Wärmeübergänge sind soweit bekannt, daß man mit Hilfe dazu entwickelter Computermodelle (11), Aussagen über die kritische Energie und die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit mit einer Zuverlässigkeit von  $\pm 50\%$  machen kann (7).

Badgekühlte Magnete erfordern einen Aufbau, der den Zutritt flüssigen Heliums an einen möglichst großen Teil der Leiteroberfläche gestattet und der eine ungehinderte Abfuhr des Heliumdampfes gewährleistet. Diese Forderung nach Kanälen und Hohlräumen steht im Widerspruch zu den mechanischen Anforderungen durch die hohen Lorentzkraft in der Wicklung und bereitet Isolationsprobleme bei der Beherrschung hoher induktiver Spannungen.

Man geht deshalb bei großen Magneten zunehmend zum Konzept des zwangsgekühlten Leiters über. Hier wird entweder der Leiter selbst vom Helium durchflossen, oder ein Leiterbündel oder -Kabel wird in eine Hülle eingeschlossen, die den Kühlkanal bildet. Ein solcher Leiter erlaubt eine mechanisch sehr stabile Wicklung, die leicht zu isolieren ist, ein geringes Heliuminventar besitzt und keinen besonderen Heliumbehälter benötigt. Meist wird Helium bei höherem als dem kritischen Druck von 2.25 bar verwendet, um den Phasenübergang flüssig - gasförmig zu unterdrücken, der bei den oft langen Kühlkanälen einen unerwünscht hohen Dampfanteil in der Strömung oder instabile Strömungsvorgänge nach sich ziehen könnte. Man verliert dadurch die Möglichkeit, bei kleinen Temperaturdifferenzen die latente Wärme beim Phasenübergang auszunutzen, kann dies aber durch den besonders beim Bündelleiter sehr großen gekühlten Umfang ausgleichen.

Als Mechanismus für den transienten Wärmeübergang an überkritisches Helium wurde schon früh die Wärmediffusion in die Grenzschicht, aber auch die von der Störung induzierte instationäre Strömung beschrieben (38). Verschiedene Messungen zur Stabilität von zwangsgekühlten Supraleitern und dazu durchgeführte Rechnungen unter Berücksichtigung der transienten Strömung untermauerten diese Annahmen (36,37), lieferten aber auch überraschende Ergebnisse, wie das Auftreten von zwei Stabilitätsbereichen in bestimmten Parameterbereichen (42).

Zur Zeit der Durchführung dieser Arbeit wurde die aus einem supraleitenden zwangsgekühlten Kabel gewickelte Euratom - LCT - Spule (59,60) in Betrieb genommen. Zur Stabilität dieses Kabels lagen erste Messungen (49) für

einen eingeschränkten Parameterbereich vor. Außerdem stand die Auslegung des Kühlkonzepts des Leiters für die supraleitende Poloidalfeldspule eines Plasma-experiments zur kontrollierten Kernfusion (66) zur Debatte. Dabei galt es einmal, den Leiter gegen kurze, lokale Störungen zu stabilisieren, zum anderen müssen relativ hohe Verluste durch einen zur Plasmalagekontrolle notwendigen Wechsel-feldanteil abgeführt werden. Es wurde unter anderem die Stabilisierung des Leiters mit ruhendem unterkritischem Helium oder durch überkritisches Helium nahe am kritischen Druck unter Nutzung des ausgeprägten Maximums in der spezifischen Wärme vorgeschlagen; wobei die stationäre Wärmelast von in einem parallel ver-laufenden, thermisch gut gekoppelten Rohr strömendem Helium aufgenommen werden sollte.

Das Dilemma bei den veröffentlichten Daten ist, daß die verwendeten Geo-metrien, Störungslängen und - Dauern, und die Art der Wärmeeinkopplung weit variieren, wodurch ein direkter Vergleich verschiedener Kühlmoden erschwert wird. Für die Stabilität bei Kühlung mit unterkritischem Helium in eingeengter Geome-trie liegen kaum Daten vor (51), zum Wärmeübergang an unterkritisches Helium in einem abgeschlossenen Volumen, der in einem langen Kühlkanal wichtig ist wurden erst vor kurzem Messungen angestellt (18)

Der Zweck dieser Arbeit ist, ein möglichst vollständiges Bild der Abhängigkeit der Stabilität von zwangsgekühlten Supraleitern vom Typ des Kabels im Kühlkanal (cable - in - conduit) von den eingestellten Kühlbedingungen zu geben. Dazu wur-den Messungen an zwei zwangsgekühlten Proben, die ähnliche Kühlbedingungen wie bei der LCT - Spule und bei der diskutierten Poloidalfeldspule einzustellen erlaubten. Es wurde ein Computerprogramm entwickelt, daß die Stabilität solcher Leiter unter Variation der Kühlbedingungen berechnet.

### 1.1 DEFINITION DES BEGRIFFS: "STABILITÄT"

Im physikalischen Sprachgebrauch wird der Zustand eines Systems als "stabil" bezeichnet, wenn das System nach jeder Auslenkung wieder in diesen Zustand zurückkehrt. In diesem strengen Sinne ist ein supraleitender Magnet nie stabil, da er spätestens wenn das Kühlmittel Helium durch die Störung aufgebraucht ist nicht mehr in den supraleitenden Zustand zurückkehren kann. Solche Störungen kommen aber in der Praxis kaum vor.

Die Konstrukteure sehr großer Magnete akzeptieren die Bezeichnung "stabil" für einen Supraleiter nur dann, wenn er kryogen stabilisiert ist, also nach jeder Störung, die das Kühlmittel nicht aufbraucht, wieder supraleitend wird.

Werden höhere Stromdichten angestrebt, so ist man gezwungen, den Magneten als "metastabiles" System zu betreiben, nach Störungen ab einer bestimmten Größe ist keine Rückkehr in den supraleitenden Zustand mehr möglich. Es hat sich eingebürgert, auch bei metastabilen Leitern und Magneten von Stabilität zu sprechen; damit ist aber nicht mehr ein bestimmtes Verhalten des Systems gemeint, sondern die Resistenz gegen genau zu definierende Störungen, die in Form einer maximalen Energie pro Störung oder pro Leitervolumen ausgedrückt wird. In dieser Bedeutung gehört zu der Aussage: "Der Leiter ist stabil gegen Wärmepulse einer bestimmten Energie" die Angabe der Versuchsbedingungen und der Art des Pulses.

relativer Strom  $I/I_c$   
 relatives Feld  $B/B_c$   
 Länge der geheizten Zone  
 Dauer der Energieeinkopplung  
 Kühlbedingungen  
 Leitergeometrie

In den durchgeführten Experimenten erstreckten sich die Störungen über 1 bis 5 cm im Ort längs des Leiters und über weniger als 1 ms in der Zeit. Die Störungen wurden in Form einer induktiv geheizten Zone in der Mitte der Leiterprobe realisiert. Die Pulsenergie, bei der gerade noch Recovery auftrat wurde mit "Stabilitätsgrenze" oder kurz "Stabilität" zum vorgegebenen Strom, Feld und Kühlbedingungen bezeichnet. Die hier benutzte Definition wurde gewählt, da in realen Magneten lokale, zeitlich kurze Störungen am häufigsten vorkommen.

Andere Autoren messen die Stabilität unter Heizung langer Strecken und geben ihre Größe in Energie pro Leitervolumen an. Dabei wird die absolute Länge der Störung unwichtig, da der longitudinale Wärmetransport nur noch eine untergeordnete Rolle spielt. Diese Methode wurde als Vergleichsstandard für unterschiedliche Leiter vorgeschlagen, wobei die so gemessenen kritischen Energiedichten eine untere Grenze für die unter realen Bedingungen erlaubten Störungen mit geringerer Länge darstellen (54)

## 2. EXPERIMENTELLES

### 2.1 PROBLEMSTELLUNG

An einem zwangsgekühlten Supraleiter soll die Stabilität gegen örtlich und zeitlich kurze Wärmepulse in Abhängigkeit von den Kühlbedingungen bei unterschiedlichen Feldern und Strömen gemessen werden.

### 2.2 APPARATUR

Es wurde ein Einsatz für einen Kryostaten von 30 cm Innendurchmesser konstruiert (Abb.1), der die Einstellung der Kühlbedingungen in einer zwangsgekühlten Probe in einem möglichst weiten Bereich zulassen sollte. Die Proben bestanden aus NbTi - Supraleitern, die in ein Hüllrohr aus rostfreiem Stahl geschoben wurden (Abb.2 und 4). Der vom Supraleiter nicht ausgefüllte Teil des Querschnitts des Hüllrohrs stellte den Kühlkanal dar. Diese Proben aus Supraleiter und Hüllrohr wurden zur Ermöglichung von Messungen bei erhöhter Temperatur in einen Vakuumbehälter eingebaut, der so bemessen war, daß er in die kalte 5 cm - Bohrung eines 8 T - Solenoiden passte. Das Vakuum diente zur thermischen Entkopplung der Proben vom umgebenden Heliumbad. Eine Membranbalgpumpe sorgte für den gewünschten Massenstrom durch den Kühlkanal der Probe. Die Energie der Störpulse sollte in möglichst kurzer Zeit direkt am Leiter freigesetzt werden. Zu diesem Zweck wurde die Energie induktiv über auf das Hüllrohr geschobene kleine Pulsspulen in die Kupfermatrix des Supraleiters eingekoppelt.

#### 2.2.1 HELIUMKREISLAUF

Die Heliumpumpe (Abb. 1) besteht aus einem Volumen, das durch einen Kolben und einen Membranbalg in zwei Teile geteilt ist. Die Enden des Kühlkanals der Proben sind mit den zwei Teilvolumina verbunden, so daß bei Bewegung des Kolbens Helium von einem Teilvolumen durch den Kühlkanal entlang des Supraleiters in das andere Teilvolumen strömt. Die Pumpe und die auf dem Probenträger aufgewickelte Probe sind in einen Vakuumbehälter eingebaut. Das Vakuum diente zur thermischen Entkopplung des Kühlkreislaufs vom umgebenden Heliumbad bei Messungen mit erhöhter Temperatur ( $> 4.2$  K). Dabei wurde das Helium im Kühlkreislauf über den auf das am unteren Ende der Pumpe abgehende Rohr aufgewickelten Heizer erwärmt. Über den 20 mm starken Deckel des Vakuumbehälters aus rostfreiem Stahl ist das Heliumvolumen in der Pumpe thermisch schwach an das Bad gekoppelt, so daß nach einem Quench oder einer Messung bei erhöhter Temperatur in vernünftiger Zeit wieder die Badtemperatur erreicht werden kann.

Die Temperatur des Heliums wird in Ein- und Auslauf mit zwei geeichten Kohlewiderständen, die in Kupfer-T-Stücken in die Strömung ragen, gemessen. Weitere Temperaturmeßstellen befinden sich am Boden und am Deckel des Pumpvolumens.

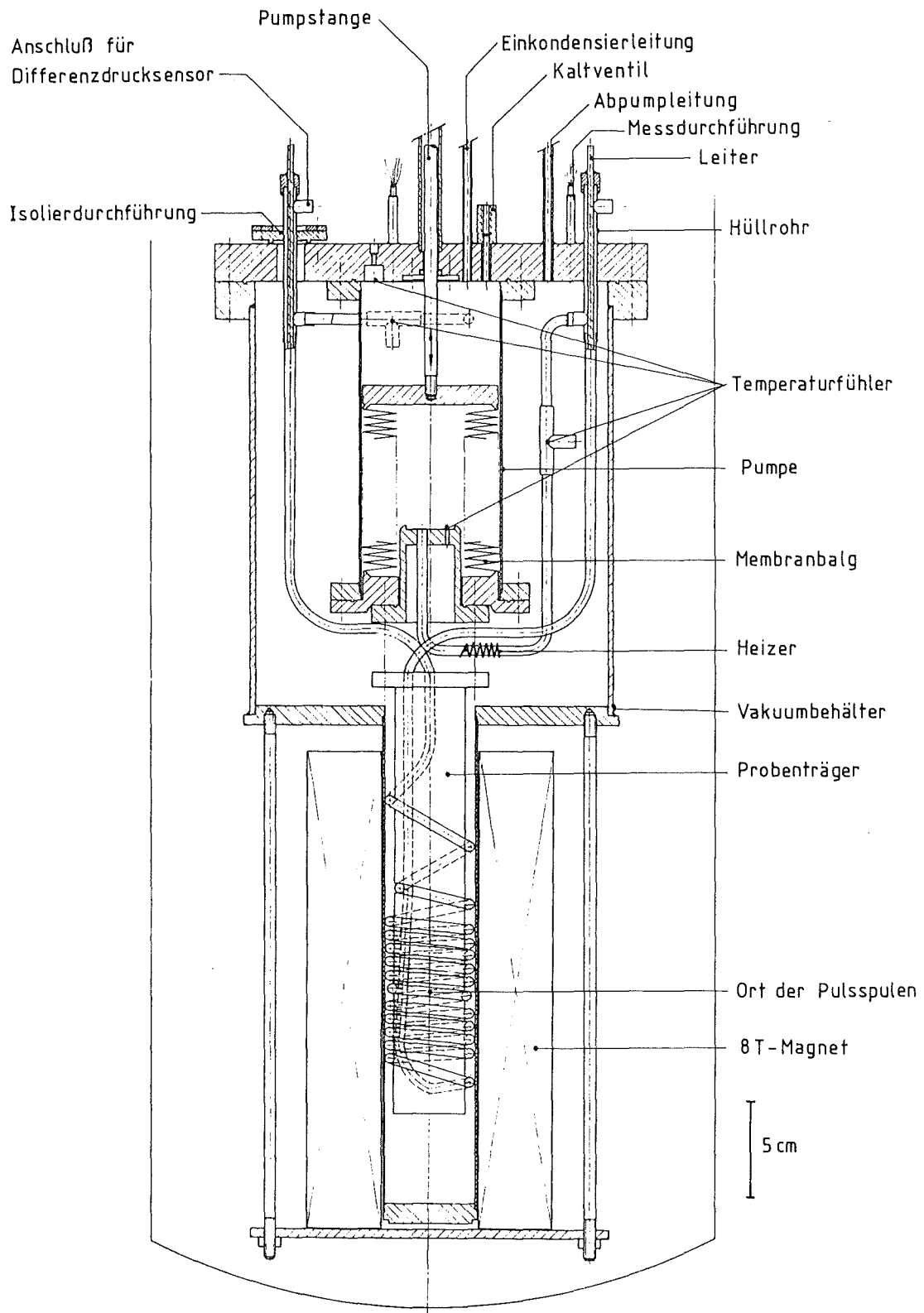


Abb.1 : Querschnitt des Kryostateinsatzes



Der Druck im Pumpvolumen und in der Probe wird über die Einkondensierleitung mit Wärmetauscher über einen externen mechanischen Präzisionsregler eingestellt, und auch außerhalb des Kryostaten von einem piezoresistiven Wandler aufgenommen.

Der Kolben der Pumpe wird über die in einem Rohr geführte Pumpstange an deren oberen Ende ein von einem Elektromotor angetriebener Spindeltrieb angreift, bewegt. Die Abdichtung gegen Atmosphärendruck erfolgt oberhalb des Kryostatendeckels mit einer O-Ring-Quetschverschraubung. Die Kolbengeschwindigkeit wird über die Regelektronik des Scheibenläufermotors konstant gehalten. Ein auf dem Deckel des Vakuumbehälters befestigter Differenzdrucksensor dient zur Kontrolle des Massenstroms durch die Probe. Die höchste realisierbare Strömungsgeschwindigkeit betrug 180 cm/s was einer Reynoldszahl von etwa 56000 entsprach. Ein Pumpenhub in einer Richtung dauerte je nach eingestellter Strömungsgeschwindigkeit zwischen 30 sec und 10 min.

## 2.2.2 ELEKTRISCHER ANSCHLUSS DER ZWANGSGEKÜHLTEN PROBE

Die eigentliche Probe besteht aus dem Supraleiter, der in ein Hüllrohr aus rostfreiem Stahl geschoben und dann auf den Probenhalter aufgewickelt wurde. Über die Rohre von Heliumein- und -auslauf und die Pumpe aus rostfreiem Stahl ist die Probe elektrisch kurzgeschlossen. Ein Vergleich des Widerstands der Kupfermatrix des Leiters über die volle Probenlänge mit dem des Kurzschlusses ergibt, daß der Kurzschlußstrom über die Pumpe auch bei völlig normalleitender Probe nur wenige Prozent des Probenstroms ausmachen wird. Dies wurde als tolerabel erachtet. Ein Kurzschluß der Leiterenden über den 20 mm starken Deckel des Vakuumbehälters hätte einen wesentlich größeren Fehler zur Folge, deshalb wurde ein Leiterende isoliert durch den Deckel geführt.

Der ganze Einsatz hängt an drei Gewindestangen aus rostfreiem Stahl am Deckelflansch des Kryostaten, auf dem auch der Antrieb der Pumpe befestigt ist. Im Deckelflansch befinden sich außerdem noch die Durchführungen für die Stromzuführungen von Magnet und Probe, Abpumpleitung, Einkondensierleitung, Kaltventil und Heliumabgas.

## 2.2.3 PROBENPRÄPARATION

### 2.2.3.1 LCT - PROBE

Diese Probe besteht aus einem Einzelleiter mit rechteckigem Querschnitt von  $3.1 \times 2.35 \text{ mm}^2$  aus dem LCT - Euratom - Kabel (6), der in ein Rohr aus rostfreiem Stahl von 5 mm Aussen- und 4 mm Innendurchmesser geschoben wurde. Abb.4 zeigt einen Querschliff der Probe.

Ein Ende der Probe wurde in eine Längsnut im Probenhalter gelegt und mit Schrauben gesichert. Dann wurde die Probe von unten nach oben aufgewickelt. In der Mitte der Probe wurden die Radien von Wickelkörper und Windungen etwas verringert, um Platz für die Pulsspulen zwischen Vakuumbehälter und Probenhalter zu erhalten. Nach dem Positionieren der vorgefertigten und vor dem Wickeln

auf das Hüllrohr geschobenen kurzen Pulsspulen wurden noch drei 5 cm lange Pulsspulen aus etwas dickerem Draht auf das Hüllrohr gewickelt und anschließend die Probe fertiggewickelt und mit Schrauben am Probenhalter festgeklemmt.

Dann wurde die Probe mit zwischen die Windungen geschobenen GFK-Plättchen verkeilt, um sie gegen Bewegungen durch die Lorentzkräfte zu sichern.

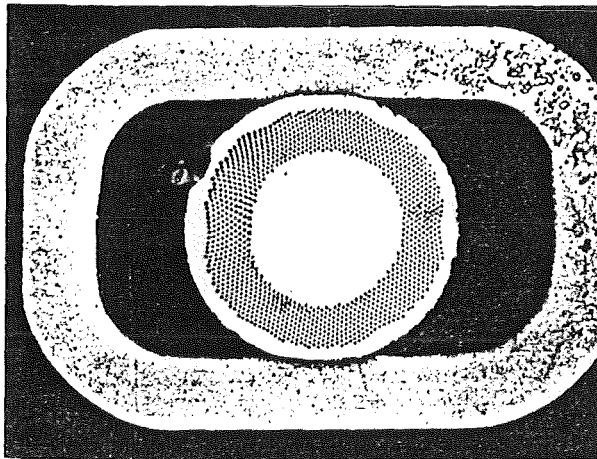
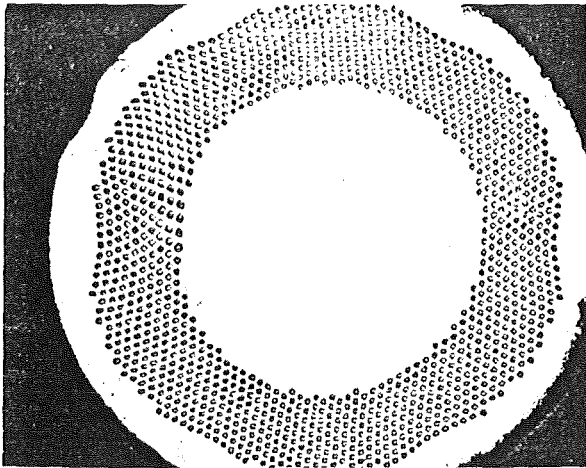
In der Mitte der Probe, zwischen den Pulsspulen, und im Abstand von  $\pm 2$  und  $\pm 4$  Windungen wurden fünf Spannungsabgriffe auf das Hüllrohr gelötet und durch Zurückwickeln parallel zum Leiter induktionsarm zum oberen Ende des Probenhalters geführt.

#### 2.2.3.2 MCA - PROBE

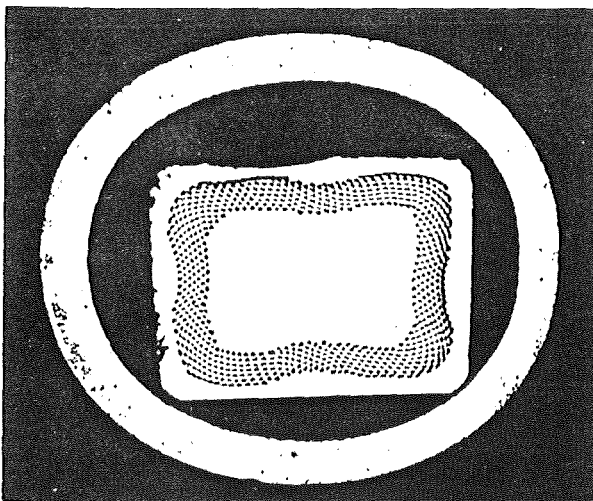
Diese Probe wurde aus einem runden Prototypleiter für das LCT-Kabel hergestellt (5). Da sich bei der LCT-Probe herausgestellt hatte, daß der Platz für größere Pulsspulen, mit denen man bei höheren Pulsenergien messen könnte, bei einem so dicken Leiter nicht ausreichen würde, ohne ihn am Ort der Pulsspulen übermäßig eng zu biegen, wurde der MCA-Leiter von 2.92 mm auf 1.92 mm Durchmesser heruntergezogen. Anschließend wurde er etwa 30 min bei 300 °C getempert, um das Restwiderstandsverhältnis von 54 nach dem Ziehen auf 230 zu verbessern.

Das Hüllrohr von 4 mm Aussendurchmesser und 0.5 mm Wandstärke wurde durch Walzen auf einen Rechteckquerschnitt umgeformt, dessen kleineres Innenmaß gerade noch das Einziehen des Supraleiters auf 3 m Länge erlaubte. Zum Zentrieren des Supraleiters wurden gleichzeitig zwei Konstantandrähte mit einge-zogen. Dann wurde das Hüllrohr nochmals flacher gewalzt, bis der Supraleiter fest eingeklemmt war. Zum Schluß wurden die Konstantandrähte wieder herausgezogen. Abb.2 zeigt einen Querschliff des Gesamtleiters.

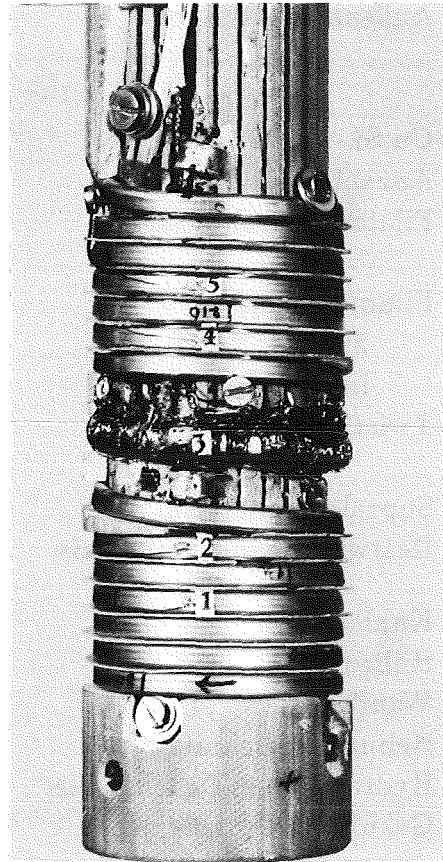
Das Wickeln der Probe wurde ganz ähnlich wie bei der LCT-Probe durchgeführt. In der Mitte der Probe wurden zwölf vorgefertigte Pulsspulen mit rechteckiger Bohrung aufgeschoben. Abb.3 zeigt die fertige Probe. Eine Zusammenstellung der Probandaten wird in Tabelle 1 gegeben.



**Abb.2 :** Querschliff der MCA-Probe



**Abb.4 :** Querschliff der LCT-Probe



**Abb.3 :** MCA-Probe mit Pulsspulen auf Proben­träger aufgewickelt

Tabelle 1 : Probendaten

	LCT	MCA
Leiter:		
Leiterlänge	~ 3 m	~ 3 m
Außenabmessungen	$3.1 \times 2.35 \text{ mm}^2$	1.92 mm $\varnothing$ heruntergezogen von 2.92 mm $\varnothing$
Cu:SL-Verhältnis	4.8:1	3.89:1
Anzahl der Filamente	774	1250
Filamentdurchmesser	46 $\mu\text{m}$	15 $\mu\text{m}$ original 23 $\mu\text{m}$
Filamentkranz		
äußerer Rand	$2.70 \times 1.93 \text{ mm}^2$	1.68 mm $\varnothing$
innerer Rand	$2.08 \times 1.29 \text{ mm}^2$	1.07 mm $\varnothing$
Twistlänge	37 mm	~ 125 mm original 53.9 mm
Supraleitermaterial	NbTi 50	NbTi 46.5
Restwiderstandsverhältnis	90	230
Kühlkanal:		
Hüllrohr	~ $5.2 \times 4.43 \text{ mm}$ oval	$4.33 \times 2.75 \text{ mm}$
Wandstärke	.5 mm	.5 mm
Heliumquerschnitt	.0494 $\text{cm}^2$	.0282 $\text{cm}^2$
Hydraulischer Durchmesser	.089 cm	.087 cm
Gekühlter Umfang	1.09 cm	.506 cm
Pumpkreis:		
Kühlkanallänge	263 cm	254.6 cm
He-Volumen der Pumpe	~ 595 $\text{cm}^3$	
Wirksamer Querschnitt des Membranbalgs	23.8 $\text{cm}^2$	

### 2.2.3.3 INDUKTIVE HEIZUNG

Die induktive Heizung bestand aus vorgefertigten kleinen Pulsspulen, die während des Wickelns der Probe am gewünschten Ort auf das Hüllrohr geschoben wurden. Die Spulen wurden als Teil eines Schwingkreises betrieben, der während eines Pulses nur eine halbe Periode mit einer Dauer von weniger als 0.5 ms durchführte.

#### 2.2.3.3.1 HERSTELLUNG

Die Pulsspulen wurden in Segmenten von 3 ... 3.5 mm Länge vorgefertigt, mit Innenabmessungen, die es erlaubten, die Probe um den Wickelkern von 38 mm Durchmesser zu biegen, ohne die kleinen Spulen mechanisch zu beanspruchen. Dazu wurden einige cm des Hüllrohrs der betreffenden Probe mit 0.1 mm starkem Teflonband umklebt und darauf eine Anzahl Schrumpfschlauchringe aufgeschumpft. Die Zwischenräume zwischen den Ringen bildeten die Wickelkammern, in die 2 bis 6 Lagen Kupferlackdraht von 0.1 oder 0.2 mm Durchmesser unter Zugabe von Epoxidharz gewickelt wurden. Nach dem Aushärten konnten die dann selbsttragenden Spulen vom Kern abgezogen werden und auf die eigentliche Probe aufgeschoben werden.

Nach dem Wickeln der Probe und dem Ausrichten der Spulen wurden diese noch mit dem Hüllrohr fest verklebt, um Beschädigungen durch die hohen Lorentzkräfte während des Pulses vorzubeugen. Ein Beispiel mag dies verdeutlichen: Eine in einem äußeren Feld von 5 T befindliche Spule mit einem mittleren Durchmesser von 5 mm und 100 Windungen wird von einem Maximalstrom von 100 A durchflossen; daraus resultiert eine Kraft von 250 N auf obere und untere Hälfte der Spule, die sie quer zu ihrer Achse kippen möchte.

#### 2.2.3.3.2 BETRIEB DER INDUKTIVEN HEIZUNG

Die Pulsspulen werden als Teil eines Schwingkreises betrieben. (Abb.5) Ein Ladegerät lädt bei geöffnetem Thyristorschalter S den Kondensator C auf die gewünschte Spannung  $U_c$  auf. Der Widerstand  $R_s$  begrenzt den Ladestrom und, bei geschlossenem Schalter, den Strom vom Ladegerät durch die Pulsspulen auf etwa 100 mA. Wird der Schalter geschlossen, so entlädt sich der Kondensator über die Induktivität L der Pulsspule, deren ohmschen Widerstand  $R_{sp}$  und den Widerstand der Zuleitungen  $R_L$ . Strom und Spannung durchlaufen eine gedämpfte Schwingung. Beim ersten Nulldurchgang des Stroms unterbricht der Thyristor den Stromkreis wieder (Abb.6) Das zeitlich sich ändernde Magnetfeld in der Pulsspule induziert Wirbelströme in einer Oberflächenschicht der Kupfermatrix des in der Spule befindlichen Supraleiters und erzeugt so Wärme direkt im Leiter.

#### 2.2.3.3.3 EICHUNG DER INDUKTIVEN HEIZUNG

Die zentrale Größe in dieser Arbeit ist die kritische Energie an der Grenze zwischen Quench und Recovery. Daher war die Eichung der Pulsspulen und das Verständnis der induktiven Heizung wesentlich, um die quantitativen Aussagen bewerten zu können.

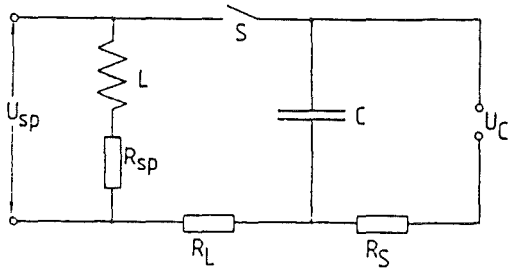


Abb.5 : Pulsspulenschwingkreis

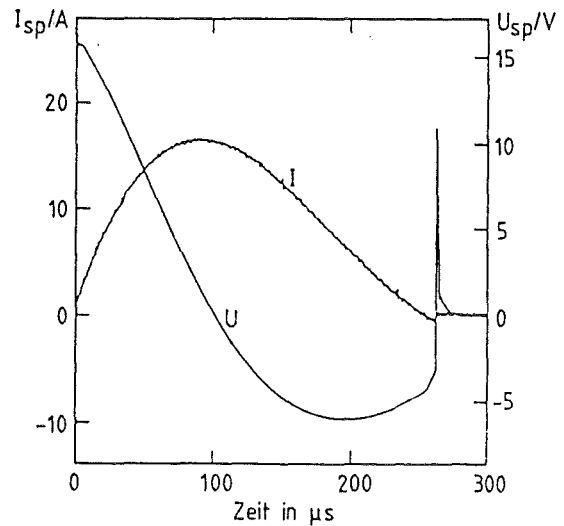


Abb.6 : Strom und Spannung an der Pulsspule

Zur Feststellung der in die Matrix eingepulsten Energie zu gegebener Kondensatorspannung, Spulengeometrie und Leiter wurde zu jeder Probe ein Eichexperiment durchgeführt. Auf einem Stück Leiter mit Hüllrohr wurde die Pulsspulenanordnung des Stabilitätsexperiments nachgebaut. In der Mitte und an den Enden des Leiterstücks wurden einige Millimeter des Hüllrohrs entfernt, um dort Temperaturmessfühler anzubringen und einen ohmschen Heizer aus  $60 \mu\text{m}$  Manganindraht bifilar aufzuwickeln. Abb.7 zeigt die Anordnung. Dieser Aufbau wurde in eine Haltevorrichtung in einem Vakuumbehälter geklemmt. Zum Messen konnte das Experiment in die kalte Bohrung eines 6.5-T-Solenoids oder, bei Messungen ohne Hintergrundfeld, direkt in eine Heliumtransportkanne eingeführt werden.

Ohmscher Heizer und die Pulsspulen wurden mit dem gleichen Pulsgerät betrieben. Die Zeitkonstante der RC-Entladung wurde durch Variation der Kapazität auf wenige Millisekunden eingestellt. Strom und Spannung am ohmschen Heizer über der Zeit wurden registriert. Digitale Multiplikation und Integration auf dem Transientenrecorder ergaben direkt die im Heizer deponierte Energie. Bei schneller Temperaturmessung mit einem Thermoelement direkt auf der Kupfermatrix sieht man, daß es etwa 50 ms dauert, bis sich die Wärme über die Länge des Teststücks verteilt hat (Abb. 8). Dem überlagert ist der Temperaturabfall auf Grund der thermischen Ankopplung an das Heliumbad.

Bei induktiver Heizung wurden Strom und Spannung direkt an den Pulsspulen gemessen. Aus deren Verlauf läßt sich die gesamte, in der Spule selbst und in der Matrix des Leiters dissipierte Energie berechnen. Dadurch, daß die Wärme jetzt über eine größere Länge direkt in der Matrix erzeugt wurde, war die Zeit bis zu einer gleichmäßigen Temperaturverteilung längs des Teststücks wesentlich kürzer ( $\sim 5 \text{ ms}$ ). Dafür kam ein störender Effekt hinzu: etwa die doppelte Wärmemenge wie in der Matrix entstand in den Pulsspulen selbst, diese Wärme diffundierte mit einer Zeitkonstanten von 100 bis 200 ms über das Hüllrohr zum Leiter. Der Temperaturabfall bei größeren Zeiten als etwa 200 ms war deshalb langsamer als bei Verwendung des ohmschen Heizers.

Zum Vergleich der beiden Heizarten wurden die Kurven der Temperatur über

der Zeit bei 100 ms nach dem Puls zur Deckung gebracht (Abb.8). Zu diesem Zeitpunkt sollte bei ohmscher Heizung die Temperaturverteilung über das Teststück homogen sein und die "Nachwärme" der Pulsspulen noch klein sein. Aus diesem Vergleich ergab sich für jede Spulengeometrie ein bestimmtes Verhältnis von Pulsenergie zu maximaler Spulenspannung.

Der Fehler der absoluten Pulsenergien wurde aus der Unsicherheit des Eichverfahrens und dem zwangsläufig nicht perfekten Nachbau der im Stabilitätsexperiment verwendeten Pulsspulenordnung zu  $\pm 30\%$  abgeschätzt. Der relative Fehler von Pulsenergien aus verschiedenen Meßreihen betrug  $5\%$  und kam durch die Variation des Widerstands der Zuleitungen zu den Pulsspulen mit dem Heli-umstand im Kryostaten zustande.

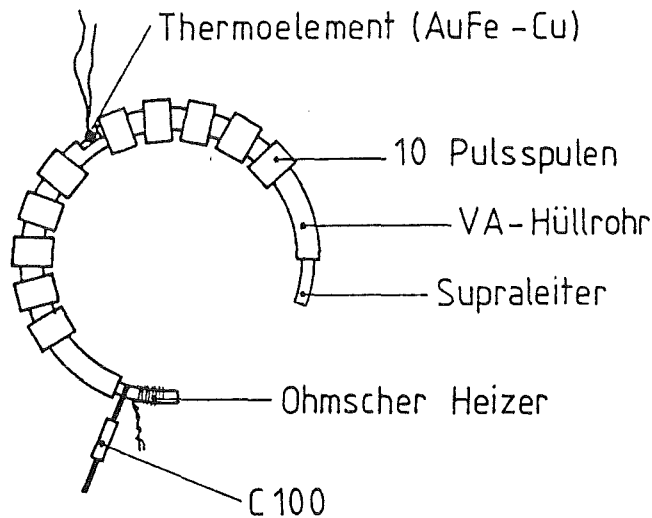


Abb.7 : Anordnung zur Eichung der Pulsspulen im Vakuum

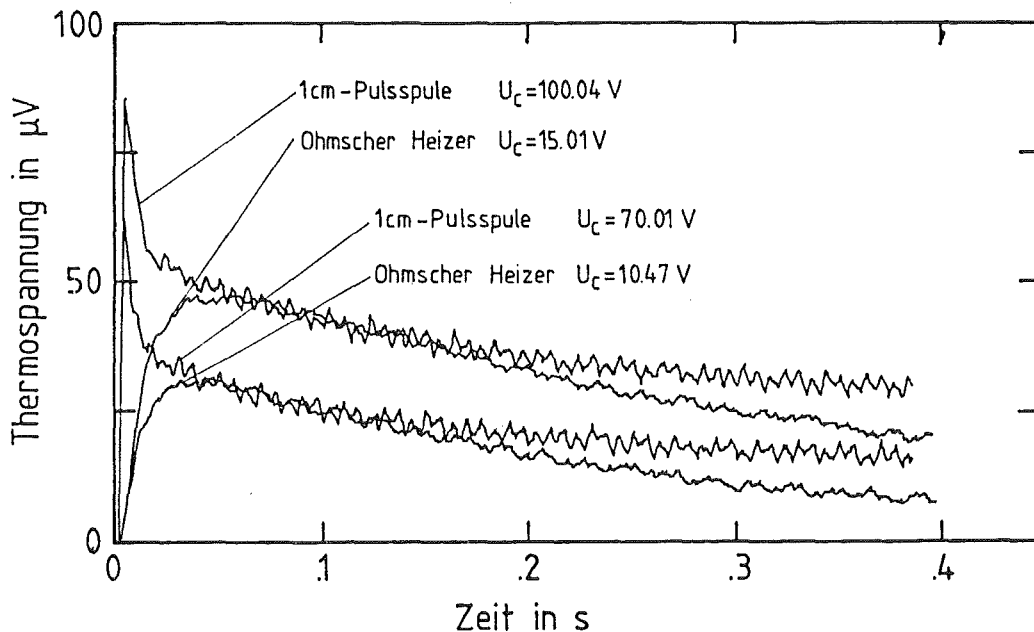


Abb.8 : Vergleich der Temperaturverläufe nach induktivem und nach ohmschem Heizpuls

## 2.2.3.3.4 BERECHNUNG DER EINGEPULSTEN ENERGIE

Gegeben ist ein gemessener, gedämpft sinusförmiger Verlauf des Spulenstroms über der Zeit  $I(t)$  (Abb. 6). Aus dem Strom und der Spulengeometrie läßt sich der zeitliche Verlauf des Feldes an der Leiterprobe berechnen. Die Feldänderung induziert Abschirmströme in einer oberflächennahen Schicht der Kupfermatrix, deren Dicke bei den im Experiment verwendeten Pulsdauern etwa 0.2 mm betrug.

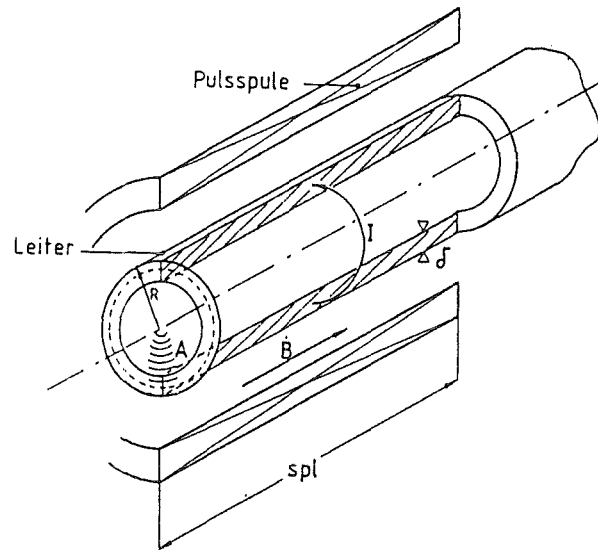


Abb.9 : Idealisierte Pulsspulenordnung zur Berechnung der Pulsenergie

Zunächst soll versucht werden die Größenordnung der in der Matrix deponierten Energie mit Hilfe einer einfachen Rechnung abzuschätzen. Die vom Abschirmstrom umschlossene Flußänderung induziert die Spannung  $U_{ind} = A \cdot \dot{B}$  längs des Umfangs der Probe. Die resultierende Stromänderung in der Matrix berechnet man mit

$$U_{ind} = L_{sek} \cdot \dot{I} + R_{sek} \cdot I$$

aus der Induktivität  $L_{sek}$  des Abschirmstrompfades und dessen ohmschen Widerstand  $R_{sek}$ .  $U_{ind}$  und  $I$  sind um den Winkel  $\phi = \text{atan}(\omega L_{sek}/R_{sek})$  gegeneinander phasenverschoben, wobei  $\omega$  die Kreisfrequenz des Pulses ist. Die Pulsenergie erhält man durch Integration :

$$E_{puls} = \int_0^{T/2} \frac{U_{ind}(t)^2}{R_{sek}} \cos\phi \, dt$$

Als Beispiel sei die Pulsenergie der 5cm-Spule der MCA-Probe berechnet.

Die Kreisfrequenz des Pulses ergab sich aus :

$$T/2 = 360 \, \mu s \quad \text{zu} \quad \omega = 8727 \, s^{-1}$$



Der spezifische Widerstand des Matrixkupfers bei 4.7 T betrug  $\rho = 3.05 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$ , daraus resultiert eine Skintiefe von

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0 \omega}} = 236 \mu\text{m}$$

Der mittlere Durchmesser des Strompfades ist dann  $1.92\text{mm} - 0.24\text{mm} = 1.68\text{mm}$ , die umschlossene Fläche ist  $2.22 \cdot 10^{-6} \text{m}^2$ .

$$\begin{aligned} L_{sek} &= \mu_0 A / \ell = 5.57 \cdot 10^{-11} \text{Hy} \\ R_{sek} &= \rho \cdot \text{Umf} / (\delta \cdot \text{spl}) = 1.37 \cdot 10^{-7} \Omega \\ \omega L_{sek} &= 4.86 \cdot 10^{-7} \Omega \quad \phi = 74.4^\circ \quad \cos \phi = 0.27 \end{aligned}$$

Das für eine lange Zylinderspule vom mittleren Durchmesser der Pulsspule berechnete Maximalfeld auf der Achse betrug 0.171 T bei einem Maximalstrom von 11.36 A und einer maximalen Spannung an der Spule von 17.61 V. Die dissipierte Energie ist dann:

$$\frac{A^2}{R_{sek}} \omega^2 B_{max}^2 \int_0^{T/2} \cos^2 \omega t \, dt \cos \phi = 3.92 \text{ mJ}$$

Die Konstante zur Berechnung der Pulsenergie aus der Spulenspannung ist :

$$\frac{3.92 \cdot 10^{-3} \text{J}}{(17.61 \text{V})^2} = 12.65 \cdot 10^{-6} \text{ J/V}_{\text{sp}}^2$$

Im Eichexperiment wurde eine Konstante von  $3.26 \cdot 10^{-6} \text{ J/V}_{\text{sp}}^2$  gemessen. Die Differenz lässt sich nur zum Teil mit der Segmentierung der Pulsspulen, die eine Felderniedrigung bewirkt, und durch die Dämpfung des Pulsspulenschwingkreises erklären. Bei obiger Rechnung wurde vernachlässigt, daß die Stromdichteverteilung erst in den Leiter eindringen muß. Die Skintiefe ist ein über viele Perioden gemittelter Effektivwert. Um dies besser zu verstehen, wurde ein kleines Rechenprogramm geschrieben.

Das Programm berechnet die zeitabhängige, eindimensionale Stromdichteverteilung in einem halbumendlichen Leiter bei zeitlicher Änderung eines äußeren, oberflächenparallelen Magnetfeldes mit einem einfachen Differenzenverfahren.

Aus

$$\frac{dB_z}{dt} = -\rho \frac{\delta j_y}{\delta x} \quad \text{und} \quad \frac{\delta B_z}{\delta x} = -\mu_0 j_y$$

erhält man:

$$\frac{\delta^2 j_y}{\delta x^2} = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{dj_y}{dt}$$

Diese Diffusionsgleichung wurde unter folgenden Randbedingungen gelöst:

Anfangsbedingung:  $j_y(x) = 0$  für alle  $x$  bei  $t = 0$ .

Randbedingung für äußere Feldänderung:

$$-\rho \frac{\delta j_y(R)}{\delta x} = \frac{dB_z(R)}{dt}$$

Randbedingung für Symmetrie:

Über eine Tiefe, die dem Leiterradius entspricht, soll kein Strom diffundieren.

$$\frac{\delta j_y(0)}{\delta x} = 0$$

Die zylindrische Geometrie des Experiments wird also durch eine ebene Geometrie approximiert. Dies scheint gerechtfertigt, da der überwiegende Teil des Stroms in einer Schicht mit einer Dicke von etwa einem Zehntel des Leiterdurchmessers fließt.

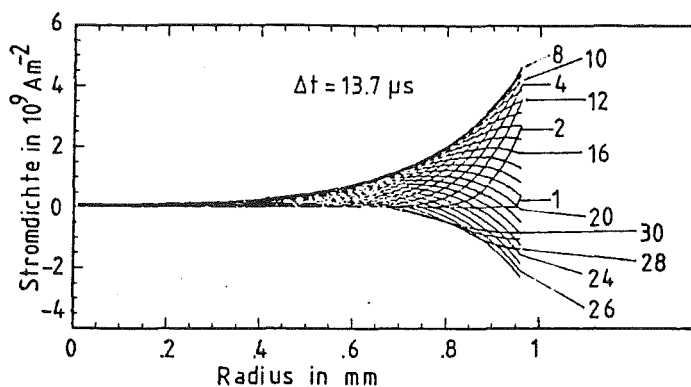


Abb.10 : Verteilung der Stromdichte über den Leiterquerschnitt zu Zeiten im Abstand von  $13.7 \mu s$

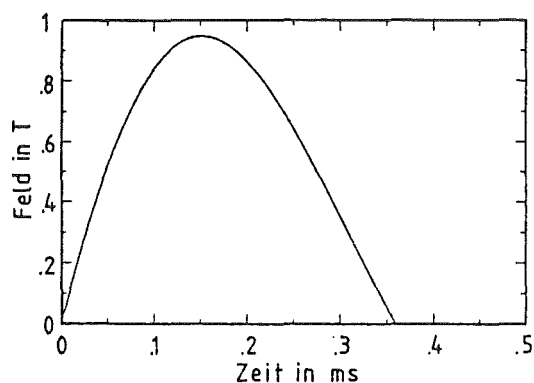


Abb.11 : Zeitlicher Verlauf des Feldes in der Pulsspule

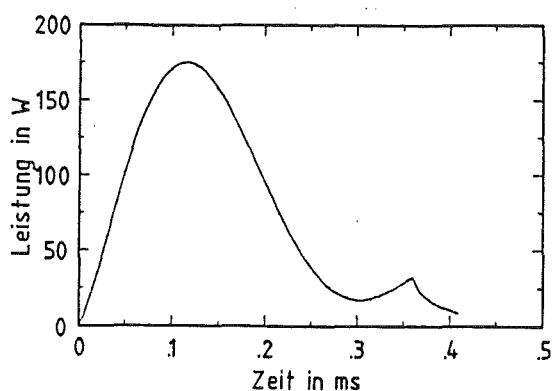


Abb.12 : In der Matrix dissipierte Leistung

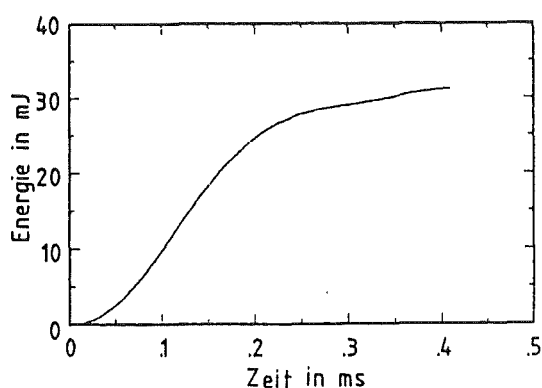


Abb.13 : In der Matrix deponierte Energie

Zur Berücksichtigung der Induktivität und des Widerstands des geschlossenen Strompfades wurde der zeitlich sich ändernden transversalen Stromdichteverteilung als Ganzes das Abklingverhalten eines LR - Kreises mit  $L = L_{sek}$  und  $R = R_{sek}$  überlagert. Abb. 10 zeigt die so ermittelten Stromdichteverteilungen

$j_y(x, t)$  im Matrixkupfer zwischen  $x = 0$  und  $x = R$  im zeitlichen Abstand von  $13.7 \mu\text{s}$  während eines Pulses mit dem in Abb. 11 gegebenen zeitlichen Verlauf des Feldes am Beispiel der MCA - Probe. Die pro Leiterlänge dissipierte Leistung erhielt man, indem die (in ebener Geometrie berechneten) momentanen Stromdichten über den Leiterquerschnitt (Zylindergeometrie !) integriert wurden.

$$\frac{P}{l} = \int_0^R \rho_{cu} \cdot j_y^2(x, t) dx$$

In Abb. 12 ist der so berechnete zeitliche Verlauf der in einer 5 cm langen Puls-  
spule eingekoppelten Leistung dargestellt.

Eine weitere Integration über die Zeit ergibt die Pulsenergie (Abb.13) . Die Ergebnisse von grober Abschätzung, des Rechenprogramms mit Erfassung des Eindringvorgangs und der Pulsspuleneichung seien zum Vergleich zusammengestellt:

#### MCA - Probe

Abschätzung:	$12.65 \cdot 10^{-6} \text{ J/V}_{sp}^2$
Rechnung:	$3.32 \cdot 10^{-6} \text{ J/V}_{sp}^2$
Eichexperiment:	$3.26 \cdot 10^{-6} \text{ J/V}_{sp}^2$

#### LCT - Probe

Abschätzung:	$37.4 \cdot 10^{-6} \text{ J/V}_{sp}^2$
Rechnung:	$3.8 \cdot 10^{-6} \text{ J/V}_{sp}^2$
Eichexperiment:	$3.3 \cdot 10^{-6} \text{ J/V}_{sp}^2$

Man sieht, daß die grobe Abschätzung um einen Faktor 5 - 10 zu hoch liegt, während die Computerrechnung im Rahmen der recht ungenau definierten Puls-  
spulengeometrie und der in die Rechnung eingegangenen Vereinfachungen mit dem Experiment übereinstimmt. Es zeigt sich wie wesentlich die Berücksichtigung des Eindringverhaltens des Stroms bei der gewählten Pulsform ist.

#### Feldabhängigkeit der Pulsenergie

Der spezifische Widerstand von Kupfer nimmt mit dem Magnetfeld zu. Es werde noch einmal die oben eingeführte grobe Abschätzung betrachtet.

Der spezifische Widerstand geht ein in die Skintiefe, in den ohmschen Widerstand des Strompfades und dadurch auch in die Phasenverschiebung  $\phi$ .

$$\delta \propto \sqrt{\rho} \quad \Rightarrow R_{sek} \propto \rho / \sqrt{\rho}$$

Für Phasenverschiebungen nahe  $90^\circ$ , wie sie bei den verwendeten kurzen Pulsen auftraten, ist  $\cos\phi$  in erster Näherung proportional zu  $\rho$ . Daraus folgt, daß man eine Ahhängigkeit der Pulsenergien vom spezifischen Widerstand proportional zu  $\sqrt{\rho}$  erwarten sollte. Bei einer Zunahme von  $3.05 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$  bei 4.7 T auf  $4.4 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$  bei 7.5 T für die MCA - Probe ergäbe sich damit ein Anstieg der dissipierten Energie um 20 %. Berechnet man die Pulsenergie mit dem oben beschriebenen Programm, so bewirkt die gleiche Änderung des spezifischen Widerstands nur einen Anstieg um 10 %, was durchaus im Einklang mit der Messung

der Feldabhängigkeit bei der Pulsspuleneichung steht. Eine größere Diskrepanz zwischen Messung und Rechnung tritt bei 0 T auf. Eine Erklärung dafür kann in der Höhe des Feldes in der Pulsspule liegen, das Maximalwerte um 1 T erreichen konnte. Dies führt zu einem höheren mittleren Wert für den Magnetowiderstand des Matrixkupfers (Abb.10), was sich bei kleinem Feld relativ stärker bemerkbar macht als bei hohem Feld. Zur Illustration ist der für 1 T berechnete Wert in Tabelle 2 aufgeführt.

**Tabelle 2** : Feldabhängigkeit der Pulsenergien am Beispiel der MCA - Probe

Feld	2cm-Spule, exp.	5cm-Spule, exp.	5cm-Spule, Rechnung
0.0 T		2.76	$2.25 \cdot 10^{-6} \text{J}/V_{sp}^2$
1.0 T			$2.61 \cdot 10^{-6} \text{J}/V_{sp}^2$
4.7 T	2.66	3.26	$3.32 \cdot 10^{-6} \text{J}/V_{sp}^2$
6.0 T	2.82	3.45	$3.54 \cdot 10^{-6} \text{J}/V_{sp}^2$
7.5 T	2.93	3.58	$3.62 \cdot 10^{-6} \text{J}/V_{sp}^2$

#### Heizleistung im Hüllrohr

Der spezifische Widerstand von rostfreiem Stahl bei 4 K liegt bei etwa  $7 \cdot 10^{-7} \Omega \text{m}$ , dadurch kommt die Skintiefe in die Größenordnung von Zentimetern; es ist also gerechtfertigt, die 0.5 mm starke Stahlhülle als homogen stromdurchflossen zu betrachten. Insbesondere kann trotz der größeren umschlossenen Fläche der induktive Widerstand gegen den ohmschen Anteil vernachlässigt werden. Die dissipierte Energie kann einfach mit

$$E_{pulsva} = \int_0^{T/2} \frac{U_{ind}(t)^2}{R_{VA}} dt$$

berechnet werden.

Es zeigt sich, daß bis zu 10 % der in der Matrix erzeugten Wärme zusätzlich im Hüllrohr erzeugt werden. Das durch den Strom in der Hülle abgeschirmte Feld ist kleiner als 1 % des Pulsspulensfeldes.

### 2.3 DATENERFASSUNG

Die vom Experiment kommenden Meßgrößen kann man in drei Gruppen unterteilen:

- a) Langsam veränderliche oder konstant gehaltene Größen wie Temperaturen, Druck, Massenstrom, Magnetfeld, Probenstrom, Kondensatorspannung, Heliumheizleistung
- b) Schnell veränderliche Größen, die im Millisekundenbereich aufgelöst werden müssen, wie Probenspannung, Probenstrom bei Quench, Druck und Differenzdruck im Kühlkanal
- c) Sehr schnell veränderliche Größen: Strom und Spannung an den Pulsspulen.

Die Größen der Gruppe a) definieren die Versuchsbedingungen und werden von einem Personal Computer HP 9816 über ein Datenerfassungsgerät mit Spannungsein- und ausgängen und Stromausgängen gemessen beziehungsweise vorgegeben und vor Auslösen eines Heizpulses auf dem Bildschirm angezeigt und auf Papier und Diskette protokolliert.

Die Größen der Gruppe b) beschreiben das Verhalten des Supraleiters und des Heliums im Kühlkanal nach einem Puls. Jeweils vier der Größen dieser Gruppe konnten gleichzeitig auf einem Vier-Kanal-Speicheroszilloskop mit Rechner registriert werden und zur späteren Auswertung auf Disketten gespeichert werden.

Die Aufnahme von Strom und Spannung der Pulsspulen diente zur Ermittlung der eingepulsten Energie und zur Funktionskontrolle der induktiven Heizung. Sie wurden mit einem Zwei-Kanal-Speicheroszilloskop mit einer Auflösung bis zu  $0.5 \mu\text{s}$  erfaßt, sofort nach dem Puls ausgewertet und bei Bedarf auf einem X-Y-Schreiber ausgeplottet.

Abb.14 zeigt die Datenflüsse.

#### 2.3.1 BESCHREIBUNG DER MESSGRÖSSEN

Die fünf Temperaturmeßstellen waren Allen Bradley  $100 \Omega$ - Kohlewiderstände (C100), die alle in Reihe geschaltet waren und bei  $10 \mu\text{A}$  vom internen Stromgeber des Datenerfassungsgerätes betrieben wurden. Die Widerstände in Heliumein- und auslauf waren geeicht, die Temperaturmeßstellen am Deckel und am Boden der Heliumpumpe und am Probenhalter waren nicht geeicht, da sie lediglich zur Kontrolle des Abkühlens und der Temperaturkonstanz dienten.

Der Magnetstrom für das Hintergrundfeld und der Probenstrom wurden über den Spannungsabfall an Shunts bestimmt. Der Magnetstrom wurde von Hand am Netzgerät eingestellt. Der Probenstrom wurde vom Rechner durch eine Steuerungspannung vorgegeben.

Im Fall der LCT-Probé wurde der Strom über einen supraleitenden Transformator eingespeist, die Strommessung erfolgte dabei über die Messung des Eigenfeldes mit einer in definierter Lage am Leiter angeklebten Hallsonde. Die Hallsonde war zuvor mit dem gleichen Leiter und gleicher Anklebung in einem gesonderten Experiment mit direkt eingespeistem Strom geeicht worden. Den Strom für die Hallsonde lieferte ein Stromgeber des Datenerfassungsgerätes. Wegen der end-

lichen Zeitkonstanten des als kurzgeschlossene Sekundärwicklung wirkenden Probenkreises mußte der Primärstrom ständig nachgefahren werden; dies erledigte der Rechner durch Änderung der Steuerspannung des Netzgerätes.

Die Messung des Absolutdruckes im Probenvolumen erfolgte außerhalb des Kryostaten mit einem an die Einkondensierleitung angeschlossenen geeichten piezoresistiven Wandler.

Die Heliumströmungsgeschwindigkeit wurde über die Kolbengeschwindigkeit der Heliumpumpe, den effektiven Querschnitt des Membranbalgs und den Kühlkanalquerschnitt berechnet. Die Kolbengeschwindigkeit wurde durch Vorgabe der Steuerspannung an die Motorelektronik des Spindelantriebs durch den Rechner eingestellt.

Mit einem auf dem Deckel der Heliumpumpe montierten piezoelektrischen Differenzdrucksensor konnte der tatsächliche Massenstrom durch die Probe überwacht werden. Es zeigte sich, daß besonders bei unterkritischem Helium eine bestimmte Zeit und ein gewisser Pumpenhub abgewartet werden mußte, bis sich der für einen konstanten Massenstrom nötige Differenzdruck eingestellt hatte, beziehungsweise bis nach dem Einsetzen der Kolbenbewegung auftretende niederfrequente ( $\sim 1$  Hz) Schwingungen abgeklungen waren. Danach war die Konstanz des Massenstroms gut ( $\pm 5\%$ ).

Die Leistung der Heliumheizung ergab sich aus deren bekanntem Widerstand und der anliegenden Spannung.

Die Spannung am Kondensator wurde an einem hochohmigen Spannungsteiler abgegriffen.

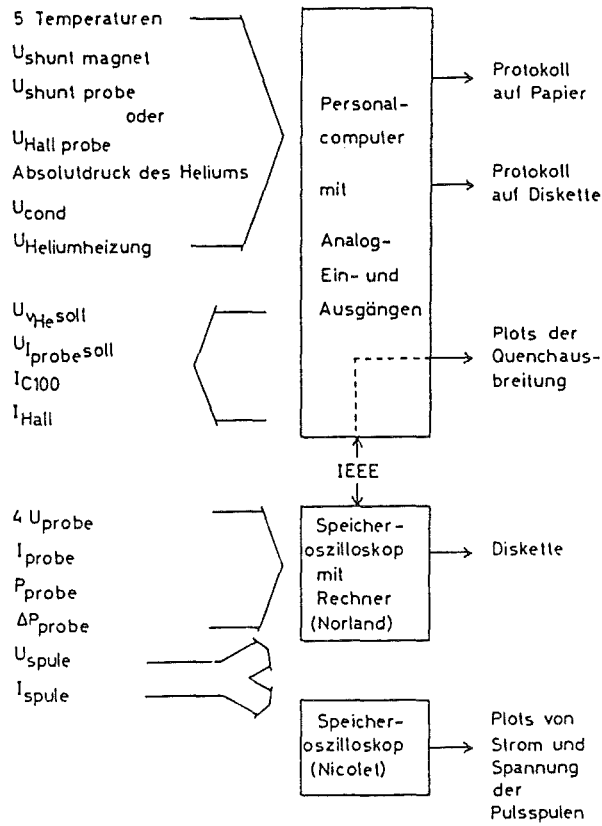
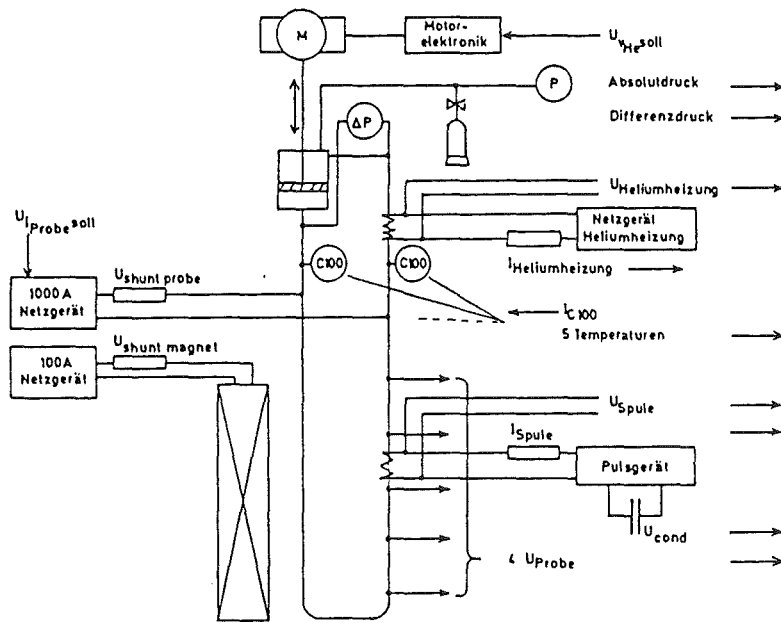


Abb.14 : Schema der Datenerfassung

## 2.4 VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

### 2.4.1 EINKÜHLEN

Bei Raumtemperatur wurden zunächst der Raum des Isoliervakuums sowie Pumpe und Probe evakuiert. Dann wurde der Badkryostat mit Heliumgas gespült und Pumpen- und Probenvolumen durch Öffnen des Kaltventils im Deckel der Pumpe mit Heliumgas geflutet.

Es folgte das Abkühlen und Füllen des Kryostaten mit flüssigem Helium aus einer Transportkanne. Bei einer Temperatur des Pumpendeckels von etwa 7 K wurde das Kaltventil geschlossen und über die Einkondensierleitung ein Heliumdruck von 1.2 bis 1.5 bar eingestellt. Das durch den Wärmetauscher in der Einkondensierleitung in und durch die Probe strömende Helium beschleunigte das Abkühlen der sonst thermisch schwach ans Bad gekoppelten Probenanordnung. Der Druck in der Probe wurde allmählich, so das die Abdampftrate des Bades durch das einströmende Heliumgas in Grenzen blieb, etwa 0.5 bar über den bei der Messung gewünschten Wert erhöht und zur Unterstützung des Wärmeaustauschs das Helium in der Probe hin- und hergepumpt. Bei Beendigung des Füllvorgangs lag die Temperatur des Kühlkreislaufs bei etwa 5 K. Wegen der jetzt kleinen Temperaturgradienten zum Bad hin verlief das Abkühlen auf 4.4 K sehr langsam, durch Entspannen des Heliums in der Probe um etwa 0.5 bar auf den Sollwert konnte dies beschleunigt werden. Danach wurde noch etwa 30 Minuten gewartet, um auch den Probenhalter vollständig abkühlen zu lassen.

### 2.4.2 ERMITTLUNG DER KRITISCHEN ENERGIE

Nach dem Einkühlen wurde das Hintergrundfeld auf den gewünschten Wert hochgefahren. Sodann wurden einige Pulse der induktiven Heizung ausgelöst, um das Verhältnis von Kondensator- zu Spulenspannung zu ermitteln und den zeitlichen Verlauf von Strom und Spannung zu registrieren. Anschließend wurden dem Rechner die Sollwerte für Massenstrom und Probenstrom eingegeben und der Quenchdetektor der Probe eingeschaltet.

Die Pumpe wurde bei Messungen mit Zwangsströmung vom Rechner sanft angefahren, um Schwingungen im Kühlkanal klein zu halten, die Dauer eines Hubes betrug je nach Strömungsgeschwindigkeit 30 sec bis 10 min. Alle Messungen der kritischen Energie wurden bei abwärtsgehendem Kolben und Durchströmung der Windungen der Probe von unten nach oben durchgeführt, um zu gewährleisten, daß kein Dampf oder vorgewärmtes Helium in den Kühlkanal eintrat. Nach einer Wartezeit von einigen Sekunden zur Stabilisierung der Strömung wurde die Steuerspannung für den Probenstrom hochgefahren. Bei Einspeisung des Stroms über den supraleitenden Transformator bei der LCT-Probe wurde der Probenstrom alle 100 ms mit der Hallsonde gemessen, um bei einem Absinken um mehr als 1% den Primärstrom entsprechend zu erhöhen. Die Zeitkonstante des Probenkreises betrug etwa 20 min, ein Messzyklus bis zum Quench konnte bis zu 5 min dauern. Jetzt mußte noch die Kondensatorspannung für die Pulsspulen am Ladegerät von Hand eingestellt werden. Alle aktuellen Parameter konnten auf dem Bildschirm des Rechners abgelesen werden.



Der Heizpuls wurde von Hand ausgelöst, gleichzeitig speicherte der Rechner die aktuellen Versuchsparameter. Bei einem Quench schaltete, außer bei den kleinsten Strömen, der Quenchdetektor den Probenstrom ab, sonst wurde an Hand des auf dem Transientenrecorder aufgezeichneten zeitlichen Verlaufs der Probenspannung entschieden, ob Quench oder Recovery vorlag. Das Ergebnis dieser Entscheidung wurde dem Rechner eingegeben, der nach einem Quench die Steuerspannung für den Probenstrom sofort auf Null fuhr und die Pumpe in Ruhestellung brachte. Breitete sich keine normalleitende Zone aus, so folgte keine Aktion durch den Rechner. In beiden Fällen war zu quittieren, ob die Parameter dieses Meßabschnitts protokolliert oder verworfen werden sollten. Im Fall des Recoverys wurde nun die Pulsspannung schrittweise erhöht bis es zu einem Quench kam oder die maximale Pulsspannung erreicht wurde. Nach einem Quench wurde das Helium einige Male im Kühlkreislauf hin- und hergepumpt, bis sich wieder die gewünschte Temperatur einstellte, worauf eine neue Meßsequenz beginnen konnte. Die Spuren der Transientenrecorder wurden nach Bedarf auf Disketten gespeichert oder sofort geplottet.

## 2.5 AUSWERTUNG

### 2.5.1 KRITISCHE ENERGIE

Vor jeder Messreihe wurde das Verhältnis Kondensatorspannung zu Spulenspannung bestimmt. Mit diesem Verhältnis, der gemessenen und protokollierten Kondensatorspannung und der Heizungseichung wurden die Pulsenergien berechnet. Als kritische Energie wurde der Mittelwert aus der höchsten Pulsenergie mit darauffolgendem Recovery und der niedrigsten Quenchenergie definiert. Er wurde im Experiment durch Intervallschachtelung auf besser als 5% eingegrenzt.

### 2.5.2 QUENCH-AUSBREITUNGSGESCHWINDIGKEIT

Die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit wurde meist über den zeitlichen Verlauf der Probenspannung und über den experimentell ermittelten spezifischen Widerstand des Leiters und dessen Geometrie bestimmt. Die Änderung des spezifischen Widerstands mit steigender Temperatur war innerhalb des Messintervalls klein genug, um eine ausreichende Genauigkeit dieser Methode zuzulassen. Dies wurde in einigen Messungen mit mehreren Potentialabgriffen in bekanntem Abstand (Laufzeitmessung) bestätigt. Es wurden allerdings keine besonderen Anforderungen an die Genauigkeit gestellt ( $\pm 5\%$ ).

### 3. THEORIE DER STABILITÄT VON SUPRALEITERN

#### 3.1 GRUNDLAGEN

Man kann zur Stabilität verschiedene Fragen stellen; zum Beispiel: Unter welcher Bedingung ist ein Supraleiter gegen jede Störung stabil?

Diese Frage führt zu Entwurfskriterien für supraleitende Magnete, bei denen man keine Annahmen über die Größe der erwarteten Störungen machen muß.

Eine zweite Frage könnte lauten: Wieviel Energie darf eine bestimmte Störungsart einem Leiter zuführen, ohne eine sich ausbreitende normalleitende Zone hervorzurufen? Wenn man genug über die Mechanik einer Magnetwicklung mit den in ihr möglichen Energiefreisetzungen gelernt hat, kann die Antwort auf diese Frage die Grenze für die sicher erreichbare Stromdichte weiter nach oben treiben.

Die einfachste Antwort auf die erste Frage gaben Stekly und Zar (44).

##### 3.1.1 STEKLY - KRITERIUM

Wenn die stationäre Kühlleistung an jedem Ort des Leiters größer als die durch den Betriebsstrom im normalleitenden Zustand erzeugte Heizleistung ist, kehrt der Leiter nach dem Abklingen jeder Störung wieder in den supraleitenden Zustand zurück.

$$P \cdot q_{st}(T) \geq G(T) \quad \text{für alle } T \quad G(T) = \frac{\rho_{cu} \cdot I_M(T)^2}{A_{cu}}$$

$P$  ist der gekühlte Umfang,  $q_{st}(T)$  die stationäre Wärmestromdichte der Kühlung,  $G(T)$  die Heizleistung pro Längeneinheit.  $\rho_{cu}$  ist der spezifische Widerstand des Matrixkupfers,  $A_{cu}$  der Kupferquerschnitt,  $I_M(T)$  der in der Matrix fließende Strom (siehe auch 3.2.4.7.1). Aus dieser Forderung erhält man das Stekly - Kriterium für einen kryogen stabilisierten Leiter:

$$I_{max} < \sqrt{\frac{A_{cu} \cdot P \cdot q_{st}(T_c)}{\rho_{cu}(T)}}$$

Dieses Kriterium berücksichtigt aber nicht, daß aus Bereichen mit überwiegender Heizleistung Wärme längs des Leiters zu Orten mit überwiegender Kühlleistung transportiert werden kann. Dies geschieht beim sogenannten Maddock - Kriterium (41).

##### 3.1.2 MADDOCK - KRITERIUM

Ein gekühlter Supraleiter hat zwei stationäre Zustände: einen bei der Temperatur des Heliums, wenn die Wärmeerzeugungsrate Null ist, da der Leiter supraleitend ist, einen zweiten, bei normalleitendem Leiter, wenn die Temperaturdifferenz zum Helium so hoch ist, daß Heiz - und Kühlleistung gleich sind und bei weiterer Temperaturerhöhung des Leiters die Kühlleistung überwiegt. Längs des Leiterstücks, das zwei Bereiche in diesen beiden Zuständen verbindet, bildet sich eine Temperaturverteilung aus, die von den Temperaturabhängigkeiten der Heizleistung und des speziellen stationären Wärmeübergangs bestimmt wird. Dieses

Temperaturprofil bleibt dann ortsfest, wenn der longitudinale Wärmestrom an seinen Enden gerade Null ist. Um diesen Grenzfall zu erreichen, muß die Wärmestrombilanz zwischen den Punkten auf Heliumtemperatur und denen auf Maximaltemperatur des Leiters ausgeglichen sein. Es ergibt sich das Integralkriterium von Maddock, James und Norris (41):

$$\int_{T_{He}}^{T_{max}} \lambda(T)(P \cdot q_{st}(T) - G(T)) dT = 0$$

$\lambda(T)$  ist die Wärmeleitfähigkeit des Leiters. Durch Lösen des Integrals in Abhängigkeit vom Strom findet man einen Strom  $I_{rec}$ , bei dem eine normalleitende Zone sich gerade noch nicht weiter ausbreiten kann. Bei Badkühlung mit Helium bei 1 bar zeigt die Erfahrung, daß sich zwischen  $T_{He}$  und  $T_{max}$  eine mittlere Wärmestromdichte von etwa  $0.3 \text{ W/cm}^2$  einstellt. Die Bedingung für den maximalen sicheren Strom vereinfacht sich damit zu :

$$I_{rec} = \sqrt{\frac{A_{cu} \cdot P \cdot 0.3 \text{ W/cm}^2}{\rho_{cu}}}$$

Bei Strömen, die kleiner als  $I_{rec}$  sind, erholt sich der Leiter von jeder noch so großen Störung von den gut gekühlten Enden her (cold end recovery), vorausgesetzt es gibt solche Enden. Der durch das Integralkriterium gegebene Strom an der Grenze von unbedingter Stabilität zu bedingter Stabilität wird im folgenden mit "Recoverystrom" bezeichnet.

Streng genommen gibt es bei zwangsgekühlten Supraleitern keine unbedingte Stabilität, da der Heliumvorrat meist sehr gering ist und zudem der Kühlkanal durch die von der Störenergie verursachte Expansion des Heliums entleert wird. Man beobachtet jedoch steil ansteigende kritische Energien in der Nähe des berechneten Recoverystroms.

### 3.1.3 STATIONÄRE NORMALLEITENDE ZONEN (MPZ)

Ein wichtiger Schritt zur Beantwortung der Frage nach der kritischen Energie eines oberhalb des Recoverystroms betriebenen Leiters war die Einführung des Konzepts der stationären normalleitenden Zone, auch minimum propagating zone (MPZ) genannt (52,53). Man kann ihre Temperaturverteilung berechnen, indem man die zeitabhängigen Terme der Wärmeleitungsgleichung Null setzt und sie dann zum Beispiel mit der Runge - Kutta - Methode löst.

$$\frac{\delta}{\delta x} \left( A_{cu} \lambda(T) \frac{\delta T}{\delta x} \right) + G(T) - P \cdot q_{st}(T) = 0$$

Abb.15 zeigt einige Temperaturprofile von MPZ's für zwei verschiedene stationäre Wärmeübergänge.

Man erkennt, daß Ausdehnung und Maximaltemperatur der stationären Zonen mit wachsendem Strom stark abnehmen. Das Maximum in der Wärmeübergangskurve bei 1 bar führt zu steilen Temperaturgradienten am Rand der normalleitenden Zone, dadurch kann viel Wärme vom Zentrum der Zone abgeleitet werden.

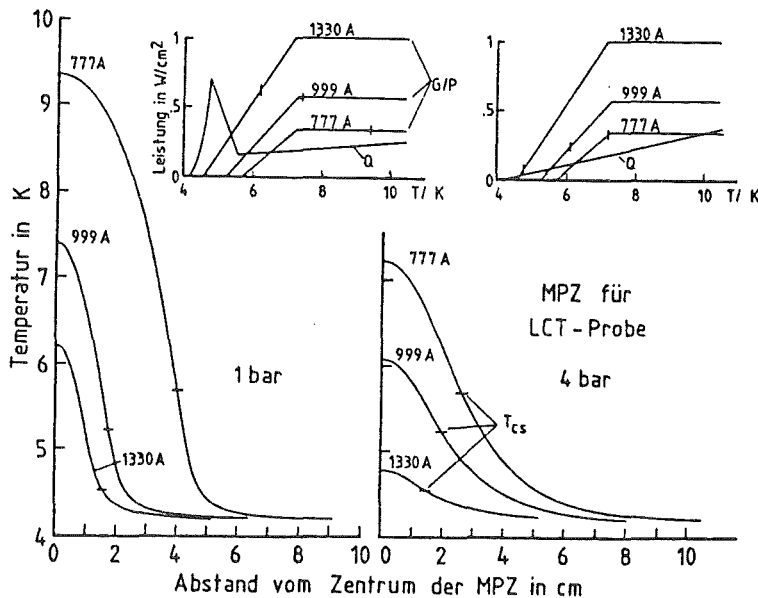


Abb.15 : Stationäre Zonen für den LCT - Leiter mit vereinfachten Wärmeübergängen berechnet. Die Heiz - und Kühlleistungen sind jeweils rechts oben skizziert

Die zulässige Maximaltemperatur und die Ausdehnung der MPZ sind bei Kühlung mit Helium bei 1 bar deutlich größer als bei Einphasenkühlung bei 4 bar.

Nimmt man an, daß sich nach einer lokalen Störung mit der kritischen Energie nach kurzer Zeit die Temperaturverteilung der MPZ einstellt, so gibt die Größe der MPZ auch ein Maß für die kritische Energie an. Eine untere Grenze für die kritische Energie ist die zur Erwärmung des Leitermaterials bis zum Erreichen des Temperaturprofils der MPZ aufzubringende Enthalpiedifferenz. Jede zusätzliche Kühlung, längere geheizte Strecken oder längere Heizdauern erlauben eine höhere Störenergie.

Einen Maßstab für die Zeit, die bis zur Ausbildung der MPZ vergeht, gibt die Zeitkonstante für den thermischen Ausgleich im Matrixkupfer.

$$\tau_{therm} = \frac{4}{\pi^2} \frac{c_p \cdot \rho}{\lambda} x^2$$

$\lambda/(c_p \cdot \rho)$  ist die Diffusionskonstante, die für Kupfer bei 4 K um  $10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$  liegt,  $x$  ist die halbe Länge des betrachteten Leiterabschnitts. Für  $x = 2 \text{ cm}$  ergibt sich eine Zeitkonstante von  $160 \mu\text{s}$ . Dabei ist die thermische Kopplung des Leiters an eine dünne Schicht des umgebenden Heliums vernachlässigt worden. Durch die hohe spezifische Wärme des Heliums wird die effektive Diffusionskonstante um etwa eine Größenordnung kleiner, so daß bei Berücksichtigung der Kühlung typische Zeiten für die Ausbildung der MPZ im Bereich von wenigen Millisekunden erwartet werden können.

Dieser Zeitmaßstab muß bei der Berechnung der kritischen Energie unter Einschluß der Kühlung berücksichtigt werden, da nach dem Einschalten einer Heizleistung

etwa 0.1 s vergehen, bis sich der stationäre Wärmeübergang ans Helium einstellt (22,35,32, 65). Solch lange Zeiten bis zur Entscheidung: Quench oder Recovery werden erst nahe des durch das Maddock - Kriterium gegebenen Recoverystroms erwartet, wo die Länge der MPZ gegen Unendlich geht. Der zeitabhängige, transiente Wärmeübergang in den ersten Millisekunden kann wesentlich höhere Werte als der stationäre Wärmeübergang erreichen. Eine Vorhersage der kritischen Energie, die transiente Vorgänge und die nichtlinearen Temperaturabhängigkeiten der Materialeigenschaften einschließt, erfordert den Einsatz eines Computers.

### 3.2 NUMERISCHE BEHANDLUNG DER QUENCHAUFLÖSUNG

Ziel dieses Teils der Arbeit war die Entwicklung eines Programms, das die Entwicklung einer normalleitenden Zone, und damit auch die kritische Energie, für verschiedene Kühlbedingungen und für beliebige Leiter berechnet. Der Schwerpunkt lag dabei auf der Abhängigkeit der transienten und stationären Wärmeübergänge von Druck, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit.

Es wurde versucht, wo möglich, Beziehungen zur Beschreibung der Wärmeübergänge zu benutzen, die aus Modellvorstellungen der Vorgänge an der geheizten Oberfläche entwickelt wurden und diese auch erfolgreich beschreiben; wo dies nicht möglich war, wurden empirische Fitformeln herangezogen.

Nach einer kurzen Vorstellung der numerischen Methode werden die Eingangsgrößen diskutiert: zunächst die Material - und Supraleitereigenschaften, danach die Wärmeerzeugungsterme. Ein eigenes Kapitel ist den Wärmeübergängen gewidmet.

#### 3.2.1 EINDIMENSIONALE WÄRMELEITUNGSGLEICHUNG

Die Entwicklung der normalleitenden Zone längs des Leiters wurde mit der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung mit Quellen - und Senkentermen behandelt.

$$\frac{\delta}{\delta x} \left( A_{cu} \lambda(T) \frac{\delta T}{\delta x} \right) + G(T, x, t) - P \cdot q(T, x, t) = C(T, x) \frac{dT}{dt}$$

$C$  ist die spezifische Wärme des Leiters pro Längeneinheit.  $G(T, x, t)$  enthält alle wärmeerzeugenden Prozesse,  $q(T, x, t)$  stationäre und transiente Wärmeübergänge.

Die Rechtfertigung der eindimensionalen Näherung liegt in den sehr kurzen Zeiten für Temperaturengleichvorgänge in der Kupfermatrix des Leiters, die für Leiterquerschnitte mit Dimensionen von 0.1 ... 1 cm in der Größenordnung von 1 ... 50  $\mu s$  liegen, die mit der Zeit von  $\sim 1$  ms zu vergleichen sind, die die Übergangszone Supraleitung / Normalleitung mit einer typischen Ausdehnung von 1 cm (Abb. 15) beim Wachsen oder Schrumpfen einer normalleitenden Zone zum Passieren eines festen Punkts des Leiters braucht. Temperaturgradienten quer zum Leiter wurden nur bei der Berechnung des Wärmeübergangs ans Helium berücksichtigt. Dies geschah innerhalb des Kühlterms, weshalb keine explizite transversale Abhängigkeit in der Wärmeleitungsgleichung erschien.

### 3.2.2 NUMERISCHE METHODE

Zur Lösung der Wärmeleitungsgleichung wurde das Jacobi - Verfahren gewählt (55). Die Diskretisierung und das Iterationsschema, sowie die automatische Zeitschrittsteuerung wurden aus einem Quenchausbreitungsprogramm von Kastner übernommen und sind in (7) beschrieben. An diesen numerischen Kern wurden die verschiedenen Quellen - und - Senkenterme für alle Kühlbedingungen angefügt.

### 3.2.3 RANDBEDINGUNGEN

Bei Rechnungen ohne Massenstrom wurde die Symmetrie des Problems um die Heizermittle ausgenutzt; es brauchte nur eine Hälfte gerechnet zu werden, an deren linkem Rand das Temperaturprofil den Gradienten Null haben mußte. Dies war die symmetrische Randbedingung.

Am rechten Rand des Rechengebiets wurde die Ableitung des Temperaturprofils vorgegeben, es wurde die lineare Fortsetzung des Profils gewählt. Dies war die Neumannsche Randbedingung. Es wurde darauf geachtet mit sovielen Ortselementen zu rechnen, daß am Rand des Rechengebiets keine großen Gradienten auftraten, um Fehler durch den Rand klein zu halten.

Bei Rechnungen mit Massenstrom wurde das Problem asymmetrisch, in diesem Fall wurde an beiden Rändern die lineare Fortsetzung als Randbedingung benutzt. Auf die Annahmen, die die Heliumströmung betreffen, wird bei der Beschreibung des Massenstromterms eingegangen.

### 3.2.4 TEST DES VERFAHRENS

Mit zwei auch analytisch lösbaeren Spezialfällen wurde das Verfahren auf Programmierfehler und die richtige Wahl der Zeitschrittweite hin überprüft. Dabei mußte ein Kompromiss zwischen Genauigkeit einerseits und vertretbarer Rechenzeit andererseits gefunden werden.

Ein Fall war das Zerfließen einer Dreiecksverteilung der Temperatur mit der Zeit und diente zum Test der Randbedingungen. Als zweiter Test wurde eine harmonische Oszillation der Temperatur in der Mitte des Rechengebiets aufgeprägt. Die Frequenz der Oszillation wurde in der Größenordnung der Frequenz des Heizpulses im Experiment gewählt, um die korrekte Einkopplung der Heizenergie in der Simulation sicherzustellen. Dazu mußte ein Kompromiß für den Zeitschrittweitenparameter  $r$  gefunden werden.

$$\Delta t = \frac{r \cdot C}{G + P \cdot q + q_{\lambda}}$$

$q_{\lambda}$  ist der auf die Längeneinheit bezogene Wärmestrom durch Wärmeleitung in ein Ortselement. Die Zeitschrittweite wird also durch das Verhältnis von Wärmekapazität zur Summe der Wärmeströme an einem Ortselement bestimmt.  $r$  dient dazu, ein Optimum zwischen Genauigkeit und Rundungsfehlern zu finden. Es stellte sich heraus, daß ein Zeitschrittweitenparameter von  $r = 0.2$  die beste Lösung war; dieser Wert liegt unterhalb des von Kastner (7) empfohlenen Bereichs. Höhere

Werte für  $r$ , und damit größere Zeitschrittweiten führten jedoch zu Diskrepanzen zwischen der Heizenergie und dem resultierenden Temperaturanstieg des Leiters, so daß die sich bei kleinen Zeitschrittweiten akkumulierenden Rundungsfehler in Kauf genommen werden mußten, da das Ziel dieser Arbeit die Ermittlung der kritischen Energie zu gegebener Störungsart war, und nicht die Berechnung der Quenchausbreitung über längere Zeiten. Die Zeitschrittweiten betragen während des Heizpulses 0.1 bis 0.2  $\mu\text{s}$  und 5 bis 10  $\mu\text{s}$  danach.

### 3.2.5 EINGANGSGRÖSSEN

#### 3.2.5.1 ELEKTRISCHER WIDERSTAND DES LEITERS

Es wurde nur die elektrische Leitfähigkeit des Matrixkupfers berücksichtigt, da diese bei tiefen Temperaturen etwa drei Größenordnungen höher ist als die von NbTi und von rostfreiem Stahl.

Da der elektrische Widerstand von Kupfer mit einem Restwiderstandsverhältnis um 100 zwischen 4 K und 20 K nur um etwa 2% ansteigt, und dies ist der für die Vorgänge am Rand der normalleitenden Zone interessierende Temperaturbereich, wurde auf eine Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands der Matrix verzichtet.

Die Feldabhängigkeit wurde mit der von (8) experimentell belegten Beziehung:

$$\frac{1}{RRR(B)} = \frac{1}{RRR(0)} + 0.00265 \text{ Tesla}^{-1} \cdot B$$

$$\rho(B, 4 \dots 20\text{K}) = \frac{\rho(0, 300\text{K})}{RRR(B)}$$

berechnet.  $RRR(B)$  ist das feldabhängige Restwiderstandsverhältnis. Der Vergleich des so berechneten spezifischen Widerstands mit im Experiment bestimmten Werten war bei beiden Proben gut. Dazu wurden die maximale bei der Quenchausbreitung gemessene Spannung zwischen zwei Potentialabgriffen bekannten Abstands und der gemessene Kupferquerschnitt ausgewertet. Der sehr langsame Anstieg dieser Spannung mit der Zeit bestätigte die Annahme konstanten spezifischen Widerstands für die Rechnung, die ja nur eine kurze Zeit nach einem Wärmepuls beschreiben sollte. Für die MCA-Probe wurde das Restwiderstandsverhältnis auch in einem getrennten Experiment gemessen, dessen Ergebnisse mit den berechneten und den in situ gemessenen Werten übereinstimmten. Abb. 16 zeigt die gemessenen Verläufe des spezifischen Widerstands unterhalb 20 K als Funktion des Magnetfeldes. Der in der Rechnung benutzte Verlauf nach (8) ist gestrichelt eingezeichnet.

#### 3.2.5.2 WÄRMELEITFÄHIGKEIT

Aus (8) ist bekannt, daß das Wiedemann-Franz-Lorenz-Gesetz auch im Magnetfeld mit ausreichender Genauigkeit gilt. Die Wärmeleitfähigkeit des Matrixkupfers kann also aus dem magnetfeldabhängigen spezifischen Widerstand und der

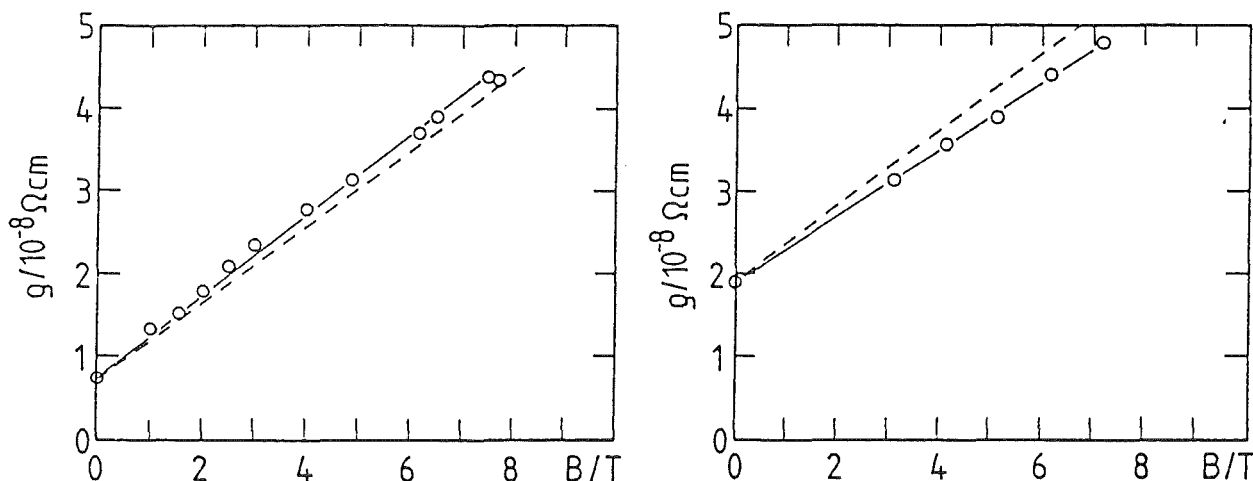


Abb.16 : Spezifischer Restwiderstand des Matrixkupfers , in situ gemessene Werte, links für MCA- rechts für LCT-Probe. Gestrichelt ref.10

Temperatur berechnet werden. Wird dieser konstant angenommen, so ergibt sich ein linearer Anstieg der Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur.

$$\lambda(B, T) = \frac{L \cdot T}{\rho(B)} \quad L = 2.44 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}\Omega}{\text{K}^2}$$

Die Wärmeleitfähigkeiten von NbTi und rostfreiem Stahl liegen um zwei bis drei Größenordnungen niedriger und wurden deshalb in der Rechnung vernachlässigt.

### 3.2.5.3 SPEZIFISCHE WÄRMEN

Für Kupfer wurde die Beziehung (9,10):

$$C_{Cu} = \left( 6.66 \cdot 10^{-6} \frac{T^3}{\text{K}^3} + 9.61 \cdot 10^{-5} \frac{T}{\text{K}} \right) \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{K}}$$

gewählt.

Die spezifische Wärme von NbTi wurde mit einer Beziehung aus (11) beschrieben. Der Sprung beim Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand wurde im Programm in einen Übergangsbereich von  $\pm 0.2 \text{ K}$  Breite abgeändert, was dem Verhalten technischer Supraleiter nahe kommt.

$$C_{NbTi} = \begin{cases} \left( 5.592 \cdot 10^{-5} \frac{T^3}{\text{K}^3} + 3.6 \cdot 10^{-4} \frac{T}{\text{K}} \right) \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{K}} & T < T_c - 0.2 \text{ K} \\ \text{linear} & T_c - 0.2 \text{ K} \leq T_c \leq T_c + 0.2 \text{ K} \\ \left( 1.41 \cdot 10^{-5} \frac{T^3}{\text{K}^3} + 1.314 \cdot 10^{-3} \frac{T}{\text{K}^3} \right) \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{K}} & T > T_c + 0.2 \text{ K} \end{cases}$$



Die spezifische Wärme des Hüllrohrs aus rostfreiem Stahl wurde nicht berücksichtigt, da es thermisch sehr schwach an den Leiter gekoppelt war und damit gegen die spezifische Wärme des umgebenden Heliums vernachlässigbar war. Nur bei Rechnungen für Fälle ohne Heliumkühlung verursachte dies größere Fehler, insbesondere bei kleinen Betriebsströmen, wenn genügend Zeit zur Diffusion merklicher Wärmemengen in das Hüllrohr zur Verfügung stand.

### 3.2.5.4 HELIUMEIGENSCHAFTEN

Sämtliche druck- und temperaturabhängige Heliumeigenschaften wurden dem Programmpaket HEPROP (basierend auf NBS TN 631 (12) bearbeitet von (13)) entnommen. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften zeigen die Abbildungen 57 und 58 im Anhang.

### 3.2.5.5 SUPRALEITEREIGENSCHAFTEN

$T_c(B, I = 0)$  und  $I_c(B, T = 4.2\text{K})$  wurden als Eingabeparameter für das Programm benötigt.  $I_c(B, T = 4.2\text{K})$  wurde experimentell jeweils in situ und in einem getrennten Meßstand, der einen größeren Biegeradius des Leiters zuließ, bestimmt. Der kritische Strom war als der Strom definiert, bei dem der Spannungsabfall längs des Leiters  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  betrug. Die Messung der Feldabhängigkeit von  $T_c$  ließ sich in situ nicht durchführen, da die Temperatur nicht genau genug geregelt werden konnte. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmten die erhaltenen Werte mit Messungen an Einzelfilamenten (14) überein, es wurden deshalb die so gefundenen Daten benutzt.

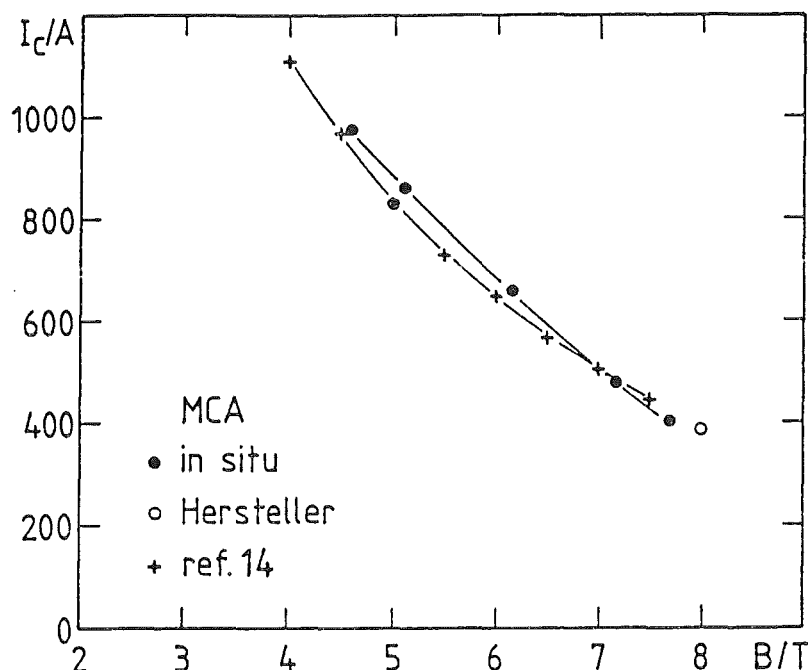


Abb.17 :  $I_c(B)$  für die MCA-Probe

### 3.2.5.6 GEOMETRIE VON LEITER UND KÜHLKANAL

Das Kupfer/Supraleiter-Verhältnis wurde den Herstellerangaben entnommen. Die Leiterquerschnitte, der gekühlte und der benetzte Umfang der Leiter und die Heliumquerschnitte der Kühlkanäle wurden an Mikroaufnahmen von Querschliffen bestimmt (Abb.2 und Abb.4) Der hydraulische Durchmesser ergab sich daraus mit

$$D_H = \frac{4 \cdot A_{He}}{P_{benetzt}}$$

Die Heliumströmungsgeschwindigkeit wurde durch den wirksamen Querschnitt des Membranbalgs der Pumpe, den Kühlkanalquerschnitt und die Kolbengeschwindigkeit vorgegeben.

### 3.2.6 WÄRMEERZEUGUNGSTERM

#### 3.2.6.1 LINEARES CURRENT-SHARING

Zwischen  $T_{Bad}$  und  $T_c$  geht  $I_c(B, T)$  bei gegebenem Feld fast linear gegen Null. Die Temperatur, bei der der Betriebsstrom  $I_L$  gerade gleich  $I_c(B, T)$  ist wird current-sharing-Temperatur  $T_{cs}$  genannt. Das current-sharing-Modell geht von der Annahme aus, daß bei Erhöhung der Temperatur über die current-sharing-Temperatur hinaus der Anteil des Betriebsstroms, der  $I_c(B, T)$  übersteigt, von der Kupfermatrix des Leiters übernommen wird, bis bei  $T_c$  schließlich der ganze Strom in der Matrix fließt. Da nur der Matrixstrom  $I_M$  einen Spannungsabfall bewirkt, steigt die ohmsche Wärmezeugung im Leiter zwischen  $T_{cs}$  und  $T_c$  linear an, um oberhalb von  $T_c$ , unter der Annahme konstanten spezifischen Widerstands bei tiefen Temperaturen, einen konstanten Wert anzunehmen.

$$T_{cs} = T_c(B, I_L = 0) - \frac{I_L}{I_c} (T_c(B, I_L = 0) - T_{Bad})$$

$$I_M = I_L - I_c \frac{T_c(B, I_L = 0) - T}{T_c(B, I_L = 0) - T_{Bad}}$$

Die resultierende Wärmezeugung ist :

$$G(T) = \begin{cases} 0 & T \leq T_{cs} \\ \frac{\rho_{Cu}}{A_{Cu}} \cdot I_M \cdot I_L & T_{cs} < T \leq T_c \\ \frac{\rho_{Cu}}{A_{Cu}} \cdot I_L^2 & T > T_c \end{cases}$$

Abb.18 illustriert den Verlauf des Matrixstroms als Funktion der Temperatur am Beispiel der LCT-Probe für einen Betriebsstrom von 800 A bei einem Feld von 4.7 Tesla in der Darstellung der in situ gemessenen kritischen Ströme als Funktion der Temperatur. Abb.19 zeigt die aus (14) entnommenen Daten für die MCA-Probe.

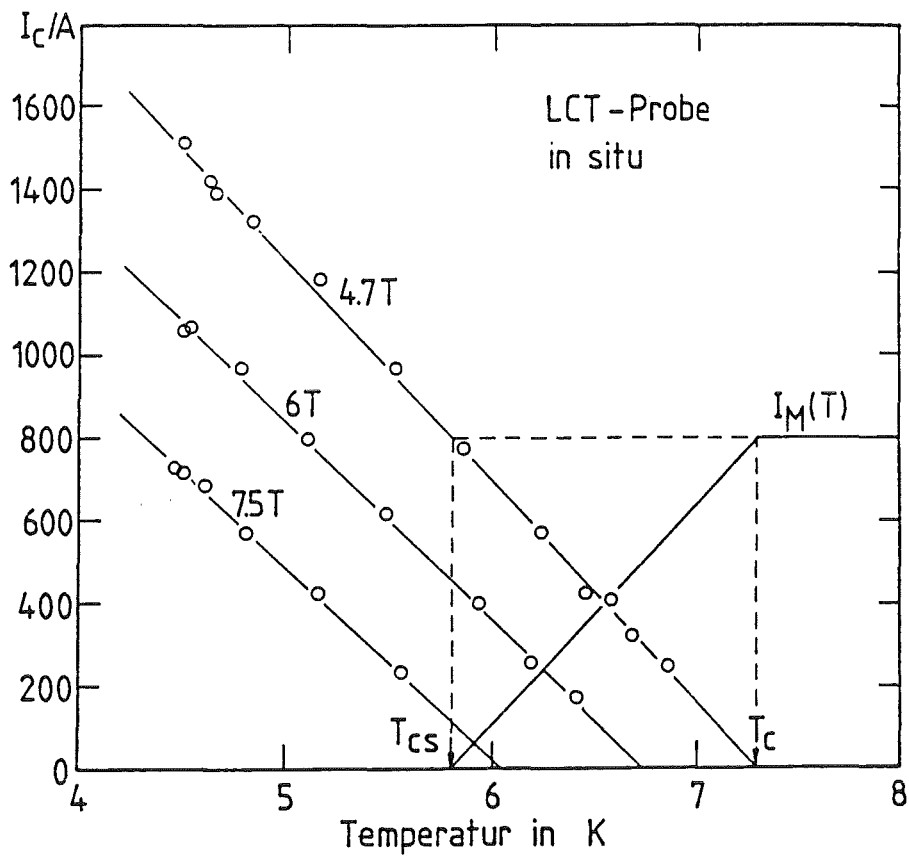


Abb.18 :  $I_c(T)$  für die LCT-Probe und Matrixstrom als Funktion der Temperatur

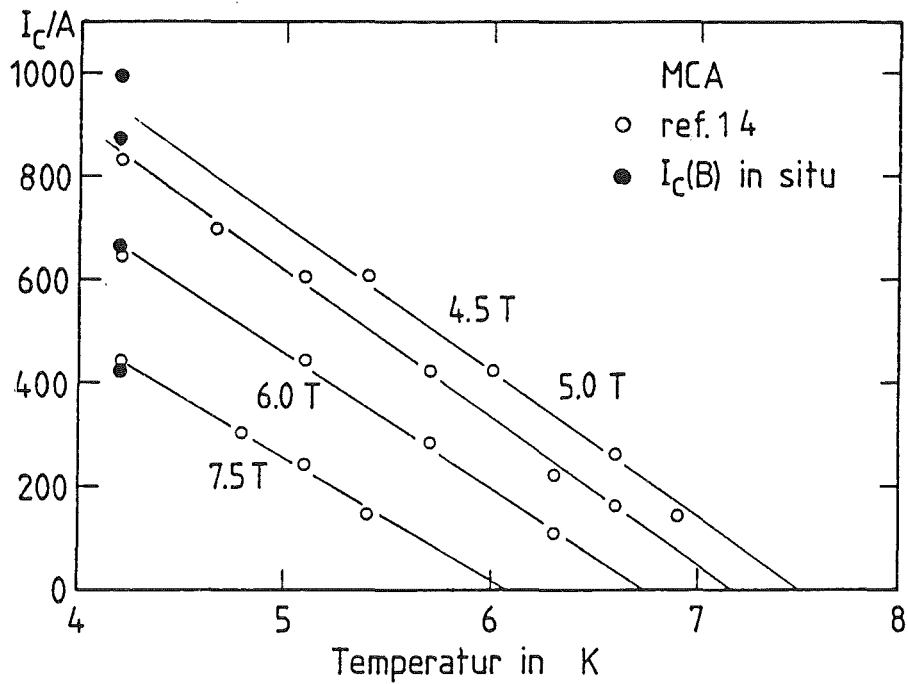


Abb.19 :  $I_c(T)$  für die MCA-Probe

### 3.2.6.2 STROMDIFFUSION

Wegen der kleinen magnetischen Diffusionskonstanten für Kupfer bei tiefen Temperaturen und den relativ großen Abmessungen der verwendeten Leiter mußte berücksichtigt werden, daß beim Auftreten einer normalleitenden Zone der Strom eine gewisse Zeit braucht, um sich vom Kupfer im Filamentbereich homogen über den ganzen Matrixquerschnitt zu verteilen. Ganz deutlich trat dieser Effekt bei Leitern mit aufgelöteten Kupferprofilen in Erscheinung (15); dabei trug das zusätzliche Kupfer bei Strömen nahe  $I_c$  und entsprechend schnellem Fortschreiten der normalleitenden Front nicht mehr voll zur Stabilisierung bei, was sich in einer stark zunehmenden Quenchausbreitungs geschwindigkeit äußerte.

Um den zeitlichen Verlauf der Wärme erzeugung im Leiter nach einer Änderung des Matrixstroms zu beschreiben, wurde die Diffusionsgleichung in Zylinderkoordinaten für die radiale Komponente gelöst. Anfangsbedingung war eine kastenförmige Stromdichteverteilung mit dem Leiterstrom im Filamentbereich. Aus Symmetriegründen gab es keine Diffusion über  $r=0$  und wegen der Konstanz des Leiterstroms keine Diffusion über den Leiterradius.

Aus der zeitabhängigen Stromdichteverteilung wurde die in Kreisringen der Breite  $\Delta r$  erzeugte Leistung  $P$  ermittelt und über den Leiterradius integriert. Aus dem so erhaltenen Verlauf von  $P(t)$  nach einer Stufe in  $I_M(t)$  wurde mit  $P(t) = I^2 \cdot R_{eff}(t)$  ein effektiver Widerstand berechnet. Für große Zeiten geht dieser Widerstand natürlich gegen den Gleichstromwert.

Zur Rechenzeitersparnis wurde  $P(t)$  im Quenchausbreitungsprogramm durch die Summe der Gleichstromleistung und eines exponentiell abklingenden Anteils approximiert (Abb.20) Jede Temperaturänderung im current-sharing-Bereich hat eine Änderung des Matrixstroms zur Folge, die durch eine Folge von Stufenfunktionen beschrieben werden kann. Der Vorteil der Annahme eines exponentiellen Verhaltens des effektiven Widerstands besteht darin, daß zu jedem Zeitschritt nur die Momentanwerte der Stromänderung bekannt sein müssen, während bei einem echten Diffusionsvorgang die gesamte Stromdichteverteilung zur Berechnung des weiteren Verhaltens gebraucht wird.

Die Einführung des Stromdiffusionsterms bewirkte eine deutliche Erhöhung der Quenchausbreitungs geschwindigkeit um 30 bis 50 % bei einer Reduktion der kritischen Energien um 10 bis 20 %. Die Zunahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit kommt dadurch zustande, daß gerade an den Rändern der normalleitenden Zone, wo die Temperaturänderungsrate am höchsten ist, deswegen auch der größte Teil der Stromumverteilung stattfinden muß. Am Rand der normalleitenden Zone wird darum mehr Wärme produziert, als bei Annahme einer homogenen Stromverteilung des Matrixstroms von Anfang an.

Bei Erwärmung einer ganzen Strecke, wie während des Heizpulses innerhalb der Pulsspulen, wird die transiente Heizung durch die Stromdiffusion auf der ganzen geheizten Länge wirksam. Die so freigesetzte Wärme geht von der kritischen Energie ab.

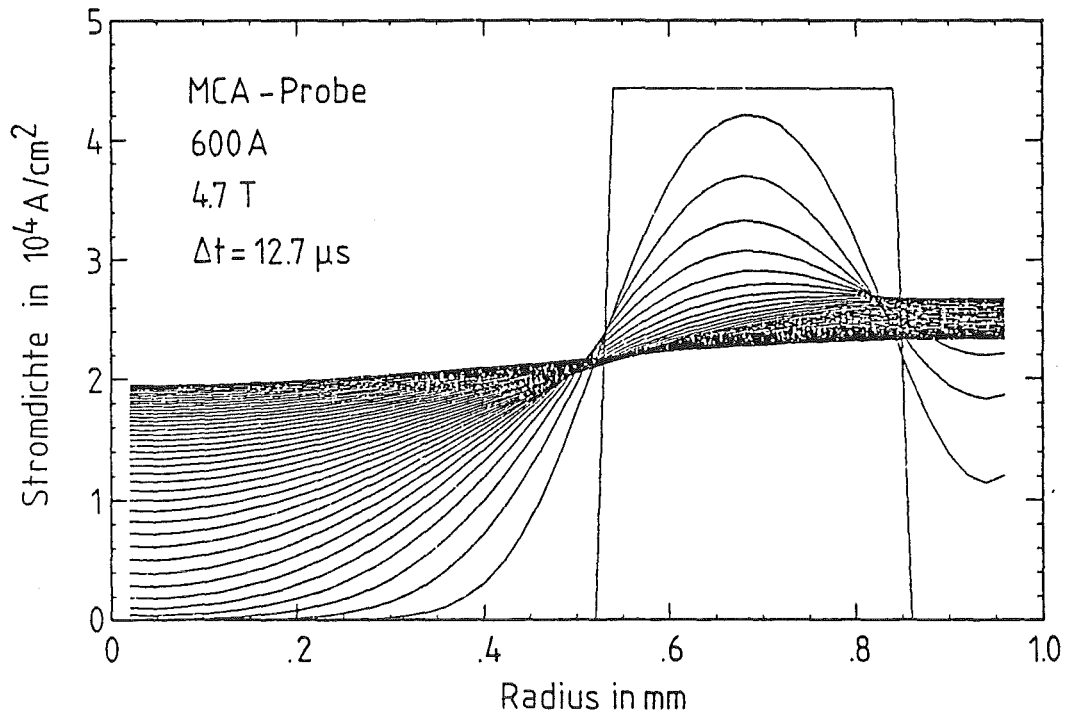


Abb.20a : Zeitliche Entwicklung der radialen Stromdichteverteilung am Beispiel der MCA-Probe. Zur Zeit  $t=0$  wird ein Strom von 600 A aus den Filamenten in die Matrix getrieben, über deren Querschnitt er sich homogen verteilt. Die Verteilung wurde alle  $12.7 \mu\text{s}$  gezeichnet.

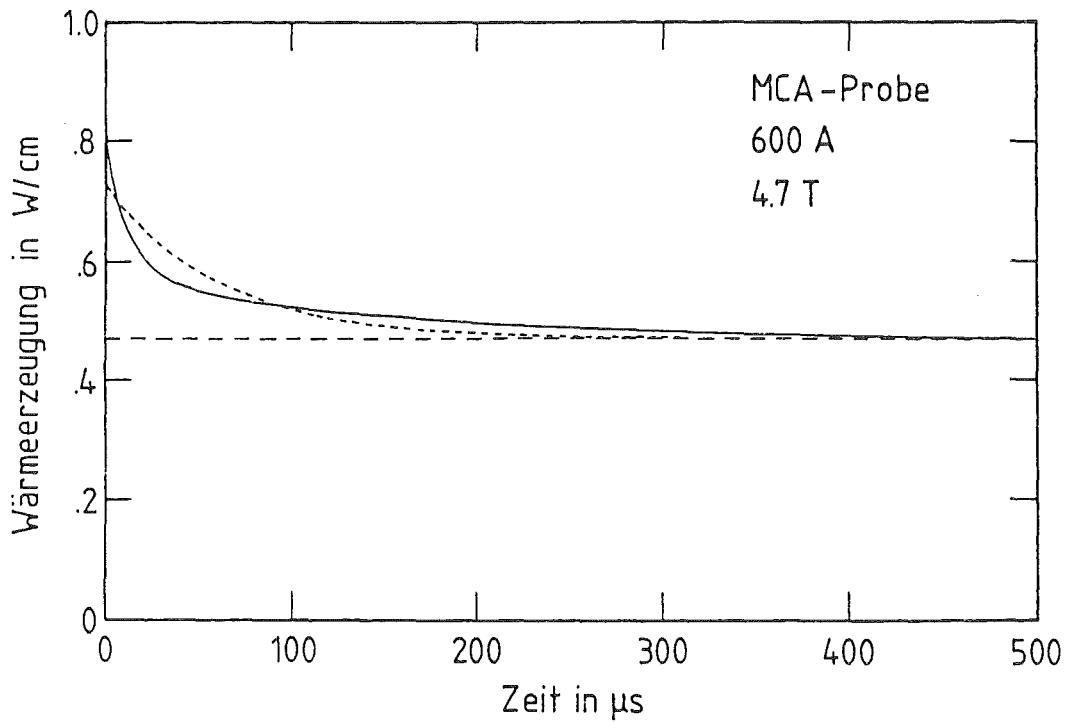


Abb.20b : Aus der Stromdiffusion resultierende zeitliche Entwicklung der Wärmeerzeugung am Beispiel der MCA-Probe. Gestrichelt: Gleichstromwärmeerzeugung und exponentielle Näherung für den zeitabhängigen Anteil

## 3.2.6.3 HEIZPULS

Die Heizleistung wurde für die Dauer einer halben Sinusperiode mit  $\sin^2$ -förmigem Verlauf zugeführt. Die Dämpfung der induktiven Heizung wurde nicht berücksichtigt.

$$P_{puls} = \begin{cases} \frac{2E_{puls}}{T_0/2} \sin^2 \omega t & 0 < t \leq T_0/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

$$E_{puls} = \text{Heizenergie}$$

$$\omega = 2\pi/T_0$$

### 3.2.7 KÜHLTERM

Die stationären Wärmeübergänge bestimmen die Lage des Recoverystroms, den überwiegenden Beitrag zur kritischen Energie liefern jedoch die instationären, transienten Wärmeübergänge in den ersten Millisekunden, in denen Vorgänge wie die Dampfblasenbildung oder die Ausbildung eines stationären Temperaturprofils in der Heliumrandschicht hohe Wärmestromdichten bei geringer Erhöhung der Leitertemperatur ermöglichen.

Die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit läßt sich in guter Näherung unter Vernachlässigung des stationären Wärmeübergangs berechnen, da die Vorgänge am Rand einer sich ausbreitenden normalleitenden Zone auf einem Zeitmaßstab ablaufen, auf dem sich kein stationärer Wärmeübertragungsmechanismus wie etwa Konvektion ausbilden kann (39).

Der in dieser Arbeit untersuchte Druckbereich schließt die Umgebung des kritischen Druckes  $p_c$  ein. Es soll hier von unterkritischem oder Zweiphasen - Helium die Rede sein, wenn der Druck unterhalb  $p_c$  und die Temperatur des Heliums kleiner oder gleich der Siedetemperatur  $T_S$  ist, die Möglichkeit zum Phasenübergang flüssig - gasförmig also besteht. Im allgemeinen sollte sich vor dem Störpuls kein Dampf im Kühlkanal befinden. Überkritisches oder Einphasen - Helium wird als Helium oberhalb des kritischen Druckes ohne Annahmen über die Temperatur definiert.

Die Existenz des Phasenübergangs bei unterkritischem Helium, der es erlaubt, bei Temperaturdifferenzen von einigen zehntel Grad zwischen Leiter und Helium die zur Blasenbildung notwendige Verdampfungswärme für die Kühlung zu nutzen, macht den gravierendsten Unterschied zur Einphasenkühlung aus, bei der die Übertragung größerer Wärmeleistung ans Helium stets eine deutliche Temperaturdifferenz voraussetzt.

Die nachfolgende Beschreibung der Wärmeübergänge ist aufgeteilt in Zweiphasen - und Einphasen - Helium. Es wird jeweils erst eine qualitative Beschreibung der verschiedenen Stadien der Wärmeübergänge gegeben, der dann ein quantitativer Teil folgt.

#### 3.2.7.1 WÄRMEÜBERGANG AN UNTERKRITISCHES HELIUM

##### 3.2.7.1.1 STATIONÄRER WÄRMEÜBERGANG

Kennzeichnend für den stationären Wärmeübergang an unterkritisches Helium ist der Bereich des Blasensiedens mit hohen Wärmestromdichten bei kleinen Temperaturdifferenzen ( a ) in Abb.21 ). Beim Blasensieden wachsen an der geheizten Oberfläche Dampfblasen, die sich bei Erreichen einer bestimmten Größe ablösen und nach oben steigen. Die sich ständig wiederholenden Vorgänge der Blasenbildung - und ablösung bewirken eine sehr effektive Wärmeabfuhr. Bei einer von den druckabhängigen Heliumeigenschaften abhängenden Temperaturdifferenz  $\Delta T_{max}$  wird die maximale Wärmestromdichte  $q_{max}$  erreicht. Dieser Punkt wird auch maximales Blasensieden (peak nucleate boiling PNB) genannt. Erhöht man die Wärmestromdichte über diesen Wert hinaus, so erfolgt der Übergang zum Filmsie-

den ( c ) in Abb.21 ) mit wesentlich größerer Temperaturdifferenz. Beim Filmsieden bedeckt ein geschlossener, schlecht wärmeleitender Dampffilm die geheizte Oberfläche. Verringert man die Wärmestromdichte wieder, so bleibt das Filmsieden bis zu einer minimalen Temperaturdifferenz  $\Delta T_{min}$  mit einer Wärmestromdichte  $q_{min}$  stabil, bevor der Übergang zum Blasensieden stattfindet.

Mit zunehmendem Druck wird das Maximum in der Wärmestromdichte immer kleiner und der Temperaturbereich des Blasensiedens immer schmaler; oberhalb des kritischen Druckes gibt es schließlich nur noch Konvektion ohne Dampfbildung.

Liegt die Heliumtemperatur unterhalb der Siedetemperatur, so spricht man von unterkühltem Helium. Zwischen Badtemperatur und etwa 0.2 K oberhalb der Siedetemperatur gibt es dann einen Bereich mit Einphasenkonvektion als Wärmeübertragungsmechanismus. Dieser Bereich wurde der Vollständigkeit halber in das Programm aufgenommen, auf die kritische Energie hat er so gut wie keinen Einfluß.

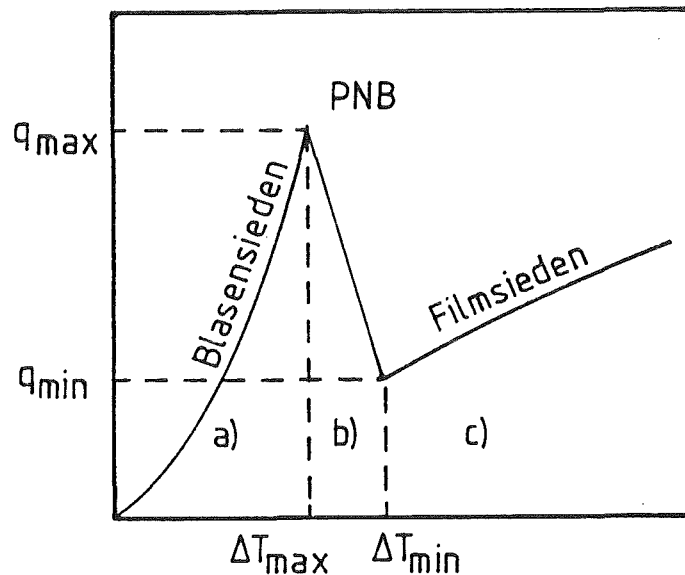


Abb.21: Qualitativer Verlauf des stationären Zweiphasen-Wärmeübergangs

### 3.2.7.1.2 WÄRMEDIFFUSION IN DIE FLÜSSIGKEIT

Der transiente Wärmeübergang an unterkritisches Helium läßt sich in drei aufeinanderfolgende Phasen unterteilen (22,46). Der sofort nach Einsetzen einer Heizleistung an der Leiteroberfläche wirksame Mechanismus ist die Wärmediffusion in die flüssige Randschicht. Die dabei anfangs vorhandenen steilen Temperaturgradienten bei kleinen Temperaturdifferenzen ermöglichen Wärmeflüsse, die nur durch den Kapitzzwiderstand der Leiter - Helium - Grenzfläche begrenzt werden. Bei  $1 \text{ W/cm}^2$  Heizleistung und Helium unter 1 bar am Siedepunkt dauert diese Phase nur  $10 \mu\text{s}$ , bei 1.5 bar und 4.2 K etwa  $100 \mu\text{s}$  (22); beim kritischen Druck und 4.2 K erfolgt nach einigen ms gleich der Übergang zum Filmsieden. Durch Diffusion in die Flüssigkeit wird also nur bei erhöhtem Druck und unterkühltem Helium



nennenswert Energie ans Helium abgeführt. Wegen der höheren Siedetemperatur steigt dann die Leitertemperatur jedoch auch schon um bis zu 1 K an.

### 3.2.7.1.3 NUKLEATIONSPHASE

Bei ausreichender Überhitzung der Grenzschicht setzt die Blasenbildung ein, dies ist die Nukleationsphase. Die Temperaturdifferenz bleibt bei einigen zehntel Grad, da Wärme durch den Phasenübergang absorbiert wird. Liegt die Heizleistung unterhalb der maximalen Wärmestromdichte beim Blasensieden, so geht die Nukleationsphase in das stationäre Blasensieden über. Liegt die Heizleistung oberhalb des PNB, so bildet sich nach einer von der Wärmestromdichte abhängigen Zeit, der "take - off - Zeit"  $t_{to}$ , ein schlecht wärmeleitender Dampffilm und die Leitertemperatur steigt rapide an. Die bis zu diesem Zeitpunkt vom Leiter ans Helium abgegebene Wärmemenge bestimmt im wesentlichen die kritische Energie für Ströme nahe des kritischen Stroms, da die current - sharing - Temperatur dann klein und die Heizleistung im normalleitenden Zustand hoch ist. Die take - off - Zeit und die bis dahin ans Helium abgegebene Wärmemenge lassen sich über das weiter unten beschriebene E·Q - Kriterium bestimmen (3.2.7.2.3).

### 3.2.7.1.4 TRANSIENTES FILMSIEDEN

Ist das E·Q - Kriterium einmal überschritten, so gibt der Leiter zunächst Wärme über Diffusion in den Dampffilm ab (39); nach einer von der Geometrie und den Dichteunterschieden im Dampf abhängigen Zeit in der Größenordnung von 10 ms bei typischen Leiterquerschnitten von  $\leq 1$  cm bildet sich Konvektion im Dampffilm aus. Gleichzeitig wächst die Dicke des Dampffilms, die nach etwa 0.1 s ihren Gleichgewichtswert im stationären Filmsieden erreicht. Die latente Wärme des Dampffilms am Leiter wirkt wie eine effektive Wärmekapazität der gekühlten Oberfläche (27).

Dieser letzte Teil des transienten Wärmeübergangs an Zweiphasenhelium trägt besonders bei kleinen und mittleren Strömen (bei den hier verwendeten Leitern) zur kritischen Energie bei, da erst dort die current - sharing - Temperatur hoch genug liegt und die Erwärmung des Leiters so langsam vonstatten geht, daß die Zeit zur Entwicklung eines Dampffilms mit Konvektion ausreicht.

### 3.2.7.1.5 EINFLUSS DES DRUCKES AUF DEN TRANSIENTEN WÄRMEÜBERGANG

Wegen der erhöhten Siedetemperatur bei höheren Drücken wird die Phase der Wärmediffusion in die Flüssigkeit so lang anhalten, bis eine ausreichende Überhitzung der Grenzschicht zur Blasenbildung erreicht ist.

Die Nukleationsphase wird kürzer, da wegen der abnehmenden Verdampfungswärme weniger Energie zur Blasenbildung benötigt wird. Die Temperaturdifferenz zum Bad wird – bei gleichen Ausgangstemperaturen – wegen der höheren Sättigungstemperatur größer.

Bei der transienten Diffusion in den Dampffilm nimmt die thermische Diffusivität des Heliums mit steigendem Druck ab, dafür steigen spezifische Wärme und Dichte des Dampfes in der Grenzschicht an, der Effekt auf den resultierenden Wärmeüber-

gang ist klein.

Ähnliches gilt für die effektive spezifische Wärme des Dampffilms, außer nahe am kritischen Druck. Die nach hydrodynamischen Modellen berechnete Filmdicke ist etwa konstant, die Enthalpiedifferenz pro Masseneinheit zwischen Flüssigkeit und Dampf mit einer bestimmten, festen Temperatur variiert nur schwach, ebenso der Dichteunterschied über ein größeres, für das Filmsieden typisches Temperaturintervall (siehe Abb. 57 und 58). Die effektive spezifische Wärme des Heliumdampf-  
films als Produkt dieser drei Größen nimmt also erst in der Nähe des kritischen Druckes ab. Oberhalb des kritischen Druckes wird sie durch eine reine Diffusionsgrenzschicht ersetzt.

### 3.2.7.2 QUANTITATIVE BESCHREIBUNG DER ZWEIFHASEN - WÄRMEÜBERGÄNGE

#### 3.2.7.2.1 DRUCKABHÄNGIGER STATIONÄRER WÄRMEÜBERGANG

Abb.22 zeigt den Verlauf des für die Rechnung verwendeten stationären Wärmeübergangs für drei Drücke bei einer Badtemperatur von 4.2 K. Zur Berechnung der charakteristischen Punkte und des Verlaufs der Wärmestromdichte als Funktion der Temperatur in den einzelnen Bereichen wird auf den Anhang verwiesen (7.1).

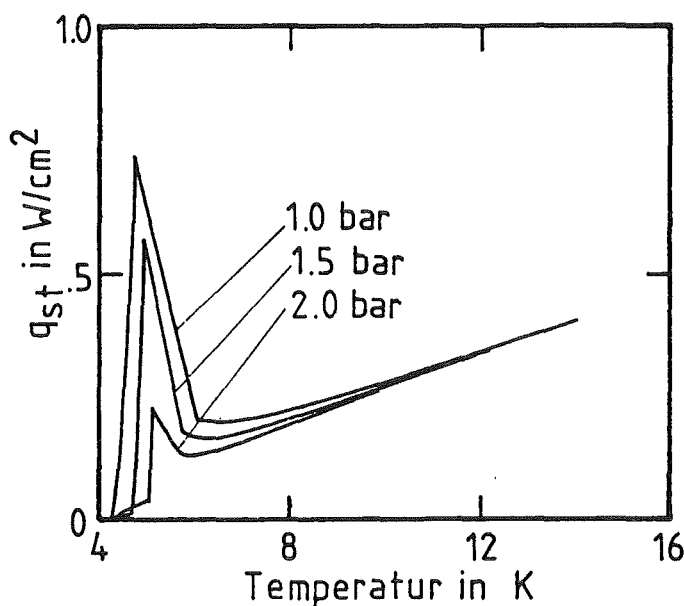


Abb.22: Quantitativer Verlauf des stationären Zweiphasen-Wärmeübergangs für drei verschiedene Drücke

#### 3.2.7.2.2 WÄRMEDIFFUSION IN UNTERKÜHLTES HELIUM

Während dieser Phase wird die Wärmeleitungsgleichung senkrecht zum Leiter mit einem einfachen expliziten Verfahren gelöst (55).

$$\frac{\delta^2 T(y, t)}{\delta y^2} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{c}\bar{\rho}} \frac{dT(y, t)}{dt}$$

$\bar{\lambda}$ ,  $\bar{c}$  und  $\bar{\rho}$  sind die Wärmeleitfähigkeit, spezifische Wärme und Dichte des Heliums bei einer zwischen Leiter - und Anfangstemperatur gemittelten Temperatur. Es werden jeweils 50 Ortselemente à  $1\mu m$  in y-Richtung benutzt. Randbedingungen sind die zu jedem Zeitpunkt vorgegebene Leitertemperatur und die lineare Fortsetzung des Temperaturprofils am dem Helium zugewandten Rand der Grenzschicht.

$$dT/dy(50\mu m) = dT/dy(49\mu m) \text{ und } T(y = 0) = T_{Leiter}$$

Die Wärmestromdichte vom Leiter ins Helium ergibt sich aus dem Temperaturgradienten am Leiter. Für eine kurze Zeit, solange noch ein steiler Temperaturgradient im flüssigen Helium existiert, wird die zur gegebenen Wärmestromdichte gehörende Temperaturdifferenz zwischen Heliumbad und Leiter überwiegend durch die Kapitzaletfähigkeit der Grenzfläche Leiter - Helium bestimmt.

$$q_K = 0.03 \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-4}(T^4 - T_{Bad}^4)$$

$q_K$  ist die Wärmestromdichte, die die Grenzfläche Leiter - Helium bei der Temperaturdifferenz  $T - T_{Bad}$  überquert. Diese Temperaturdifferenz kommt zu der für die Wärmediffusion notwendigen Temperaturerhöhung des Leiters hinzu. Im Rechenprogramm wurde sie nicht berücksichtigt, da Temperaturgradienten, bei denen sich die Temperaturdifferenz auf Grund des Kapitzaletwiderstandes bemerkbar machen könnte, nur einige Mikrosekunden lang bestehen.

### 3.2.7.2.3 NUKLEATIONSPHASE UND DRUCKABHÄNGIGES E·Q - KRITERIUM

Das Stadium der Wärmediffusion endet, sobald die Heliumgrenzschicht soweit über die Siedetemperatur hinaus erhitzt ist, daß sich an der Leiteroberfläche Dampfblasen aus der Grenzschicht bilden. Die Dampfblbildung markiert den Beginn der Nukleationsphase. Mit dem Überschreiten der Siedetemperatur des Heliums wird die Verdampfungswärme als Wärmesenke in unmittelbarer Nähe der Leiteroberfläche nutzbar. Die Änderung des Wärmeübergangsmechanismus, die Blasenbildung, zieht steile Temperaturgradienten im Helium nach sich, die bestehen bleiben, bis die Grenzschicht verdampft ist und der Übergang zum transienten Filmsieden erfolgt. Die Temperaturdifferenz zwischen Leiter und der auf Siedetemperatur  $T_S$  befindlichen Grenzschicht ergibt sich wieder aus der Kapitzaletfähigkeit der Grenzfläche Leiter - Helium.

$$q_K = 0.03 \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-4}(T^4 - T_S^4)$$

Dabei wird die Temperaturdifferenz auf die Siedetemperatur  $T_S$ , nicht auf die eventuell niedrigere Badtemperatur  $T_{Bad}$ , bezogen, da sich die Dampfblasen erst bei einer Überhitzung der Heliumgrenzschicht um 0.1 bis 0.2 K bilden.

Im Rechenprogramm wird die Wärmediffusionsphase beendet und die Nukleationsphase gestartet, wenn in der Diffusionsphase die Leitertemperatur soweit über die Siedetemperatur  $T_S$  angestiegen ist, daß die momentane Heizleistung gerade ohne weiteren Temperaturanstieg über den Kapitzaletwiderstand der Grenzfläche Leiter - Helium abgeführt werden kann. Das heißt:  $P(t) = q_K(T)$  beim Übergang von der Diffusionsphase zur Nukleationsphase. Diese Beschreibung der Wärmestromdichte während der Nukleationsphase wurde von (22) vorgeschlagen. Messungen von (20) ergeben größere Temperaturdifferenzen zu gegebener Wärmestromdichte, als man nach obiger Beziehung erwarten würde. Die Ursache hierfür ist unklar. Die Messergebnisse von (20) lassen sich durch einen Wärmeübergangskoeffizienten von etwa  $5 \text{ W/cm}^2\text{K}$  wiedergeben. Wesentlich für den Verlauf des Experiments ist die insgesamt bis zur Verdampfung der Diffusionsschicht absorbierbare Wärme.

Dabei wird die Wärmestromdichte, zum Beispiel durch den Heizpuls, vorgegeben, die obige Beziehung liefert lediglich die während der Nukleationsphase auftretende Temperaturdifferenz, die, gleich welche Formel verwendet wird, bei wenigen zehntel Grad bleibt.

Man nimmt an, daß der Übergang zum transienten Filmsieden erfolgt, sobald das Helium in der Diffusionsschicht vollständig verdampft ist (19). Dieser Zeitpunkt wird take - off - Zeit  $t_{to}$  genannt.

$$x = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\lambda_\ell}{c_p \cdot \rho_\ell}} \cdot \sqrt{t_{to}}$$

ist die bis zur take - off - Zeit  $t_{to}$  erreichte Dicke der Diffusionsschicht. Die zu ihrer Verdampfung notwendige Energie ist:

$$E = L \cdot \rho_\ell \cdot x \quad E \text{ in J/cm}^2$$

Sie wird von der Heizleistung  $q$  geliefert ( $L$  ist die Verdampfungswärme pro Masseneinheit).

$$E = q \cdot t_{to} \quad \left( = \int_0^{t_{to}} q(t) dt \right) \quad q \text{ in W/cm}^2$$

In der eingeklammerten Form ist der Ausdruck auch für zeitlich variable Wärmestromdichten anwendbar. Durch Eliminieren von  $t_{to}$  findet man:

$$E \cdot q = L^2 \cdot \rho_\ell^2 \cdot \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{\lambda_\ell}{c_p \cdot \rho_\ell} \quad t_{to} = L^2 \cdot \pi^2 \cdot \frac{\lambda_\ell}{c_p \cdot \rho_\ell} \cdot q^{-2}$$

das heißt, das Produkt aus der in die Grenzschicht diffundierten Wärme und der momentanen Heizleistung ist eine Konstante, die aus den druckabhängigen Heliumeigenschaften berechnet werden kann. Das bedeutet, daß bei hoher Wärmestromdichte nur wenig Energie in einer kurzen Zeitspanne bis zum Einsetzen des Filmsiedens abgeführt werden kann, während bei kleiner Wärmestromdichte in der dann länger andauernden Nukleationsphase mehr Wärme ans Helium abgegeben wird.

Obige Überlegung liefert eine Plausibilitätserklärung für verschiedene Experimente, die einen Zusammenhang zwischen Heizleistung und take - off - Zeit wie (19):

$$q = 0.127 \cdot t_{to}^{-0.4} \quad q \text{ in W/cm}^2, t \text{ in s}$$

ergaben. Die bis zum Erreichen des Filmsiedens abgeführte Energie ist dann:

$$E = q \cdot t_{to} = 0.127 \cdot t_{to}^{0.6} \quad E \text{ in J/cm}^2$$

An dieser Stelle soll der Faktor  $P_p$  für die Berücksichtigung der Druckabhängigkeit des E·Q - Kriteriums eingeführt werden.

$$P_p = \frac{(\sqrt{\lambda_\ell / c_p \rho_\ell} \cdot (L + \Delta H))|_p}{(\sqrt{\lambda_\ell / c_p \rho_\ell} \cdot (L + \Delta H))|_{1bar}}$$

Dabei ist  $\sqrt{\lambda_\ell / c_p \rho_\ell}$  ein Maß für die Dicke der Diffusionsschicht,  $(L + \Delta H)$  die Enthalpieänderung bei Erwärmung des flüssigen Heliums von Bad - auf Siedetemperatur und anschließender Verdampfung.  $P_p$  gibt ein relatives Maß für die zugängliche Enthalpiedifferenz bezüglich der bei 1 bar gemessenen Werte an. Die bis zur take - off - Zeit abgeführte Energie wird dann:

$$E = q \cdot t_{to} = 0.127 \cdot P_p \cdot t_{to}^{0.6} \quad E \text{ in J/cm}^2$$

$$t_{to} = \frac{E^{5/3}}{P_p^{5/3} \cdot 0.127^{5/3}}$$

Für den Zusammenhang zwischen Wärmestromdichte und absorbierter Energie erhält man:

$$q = 0.127 \cdot P_p \cdot t_{to}^{-0.4} = 0.127^{5/3} \cdot P_p^{5/3} \cdot E^{-2/3}$$

Die Nukleationsphase bleibt in Effekt, solange

$$q < 0.32 \cdot P_p^{5/3} \left[ \int_0^{t_{to}} q(t) dt \right]^{-2/3}$$

In dieser Form wurde das E·Q - Kriterium im Rechenprogramm eingebaut. Tabelle 3 verdeutlicht den Verlauf der Heliumeigenschaften mit dem Druck und des daraus berechneten Faktors  $P_p$ .

**Tabelle 3** : Druckabhängigkeit des E·Q - Kriteriums

P bar	$\lambda_\ell$ mW/cmK	$c_p$ J/gK	$\rho_\ell$ g/cm <sup>3</sup>	L J/g	$\Delta H$ J/g	$T_S$ K	$P_p$
1.0	.196	5.0	.125	20.4	0	4.22	1.0
1.4	.200	7.44	.116	17.7	2.2	4.6	.84
1.6	.203	9.5	.112	16.0	3.3	4.75	.74
1.8	.210	13.6	.106	13.9	4.6	4.9	.62
2.0	.235	26.1	.098	10.6	6.3	5.05	.45
2.1	.263	38.5	.094	9.0	7.1	5.1	.38

Neben der Abnahme von  $P_p$  mit steigendem Druck bewirkt die Zunahme der Siedetemperatur eine Abnahme der kritischen Energien bei hohen Strömen.

#### 3.2.7.2.4 DRUCKABHÄNGIGE EFFEKTIVE SPEZIFISCHE WÄRME DES DAMPFILMS

Iwasa und Apgar (27) führten eine effektive spezifische Wärme des Heliumgasfilms ein, die sie aus Experimenten zum transienten Wärmeübergang mit typischen Zeiten von 10 bis 400 ms ableiteten. Zum Aufbau des Films ist eine gewisse Wärmemenge nötig, die zum Teil in Form der Enthalpiedifferenz zwischen warmem Dampf und flüssigem Helium in der Nähe der Leiteroberfläche gespeichert

wird. Die Leitertemperatur verhält sich gegenüber Änderungen des Wärmeflusses so, als sei eine effektive spezifische Wärme des Heliumgasfilms angekoppelt. Bei Erhöhung der Leitertemperatur bewirkt diese Wärmekapazität einen höheren effektiven Wärmeübergang, bei Erniedrigung der Leitertemperatur eine Verschlechterung. Iwasa und Apgar schätzten aus der gemessenen effektiven spezifischen Wärme die Dicke des Dampffilms ab. Dabei nahmen sie implizit eine homogene Temperaturverteilung im Dampffilm an; diese Annahme setzt ausgebildete Konvektion im Dampffilm voraus. Diese Dicke, deren Realität durch Experimente mit eingengter Geometrie bestätigt werden konnte, läßt sich durch hydrodynamische Modelle des stationären Filmsiedens normaler Flüssigkeiten nicht erklären (33); man würde Temperaturabhängigkeiten der Filmdicke proportional zu  $\Delta T^{0.25}$  oder  $\Delta T^{0.33}$  erwarten, je nachdem ob laminare oder turbulente Strömung im Dampffilm vorliegt, während Iwasa und Apgars Messungen eine Abhängigkeit von  $\Delta T$  und  $\Delta T^3$  zeigen. Der stationäre Wärmeübergang wiederum wird durch die Korrelationen für das Filmsieden normaler Flüssigkeiten mit nicht zu großen Diskrepanzen beschrieben.

Die Vorgänge am Leiter beim transienten Filmsieden sind also noch sehr unklar und es liegen dazu auch nur wenig experimentelle Daten vor. In Anbetracht der Tatsache, daß die spezifische Wärme des Dampffilms insbesondere auf einer Zeitskala von 10 - 100 ms einen beträchtlichen Anteil an der kritischen Energie des Leiters haben kann, wurde dennoch versucht, den Einfluß der erwärmten Heliumdampfschicht mit einem Modell zu beschreiben, das die Extrapolation der aus Messungen bei 1 bar gewonnenen Beziehungen zu höheren Drücken erlaubt. Es wurden folgende Annahmen gemacht:

Die leiternahe Heliumdampfschicht verhält sich wie eine an den Leiter gekoppelte effektive Wärmekapazität.

Deren Temperaturabhängigkeit folgt bei allen Drücken der von Iwasa und Apgar gemessenen.

Die bei 1 bar gemessene Dampffilmdicke während des transienten Filmsiedens weicht von der durch übliche hydrodynamische Modelle vorhergesagten Dicke ab. Die experimentellen stationären Wärmeübergänge werden jedoch mit dem gleichen Modell recht gut beschrieben. Es soll daher angenommen werden, daß das hydrodynamische Modell ein relatives Maß für die Dampffilmdicke in Abhängigkeit von den druckabhängigen Heliumeigenschaften gibt.

Die experimentell bestimmte Temperaturabhängigkeit der effektiven spezifischen Wärme des Dampffilms nach Iwasa ist:

$$c_{film}(T) = Skal \left( 5 \cdot 10^{-4} + \frac{5.3 \cdot 10^{-5}}{K^2} (T - T_S - \Delta T_{max})^2 \right) \frac{J}{cm^2 K}$$

*Skal* beschreibt die Skalierung der effektiven spezifischen Wärme mit den druckabhängigen Heliumeigenschaften.

$$Skal = \frac{(L \rho_v d_{film})|_p}{(L \rho_v d_{film})|_{1bar}}$$

*Skal* ist das Verhältnis der im Dampffilm gespeicherten latenten Wärme beim aktuellen Druck zu der bei 1 bar gespeicherten bei einer für die hier auftretenden Wärmestromdichten typischen Temperaturdifferenz im Filmsieden von 5 K. Die Dicke des Dampffilms  $d_{film}$  wurde nach einem in (47) gegebenen hydrodynamischen Modell für stationäres Filmsieden an einer vertikalen Wand berechnet.

$$d_{film} = \frac{D_{typ}}{Ra_{film}^{0.25}}$$

$D_{typ}$  ist die für den Vorgang typische Dimension, hier also die Höhe der geheizten Wand (beim Supraleiter etwa der Durchmesser). Die Rayleigh - Zahl für Filmsieden  $Ra_{film}$  ist eine dimensionslose Kennzahl, die ein Maß für den Einfluß konvektiver Vorgänge auf die Wärmeübertragung gibt.

$$Ra_{film} = \frac{L + 0.34 (H_v(T_S + 5 K) - H_v(T_S))}{\lambda_v \eta_v 5 K} \times D_{typ}^3 g (\rho_l - \rho_v(T_S + 5 K)) \rho_v(T_S + 5 K)$$

Man erkennt den Einfluß des Dichteunterschieds von Dampf und Flüssigkeit zu gegebener Temperaturdifferenz  $(\rho_l - \rho_v)/5 K$ , der Enthalpie und Dichte des Dampfes, und der Viskosität  $\eta_v$ , die der Konvektion entgegenwirkt. Sehr stark geht die Geometrie mit  $D_{typ}$  ein. Die Wärmeleitfähigkeit des Dampfes  $\lambda_v$  dient als Referenz für die Wichtigkeit der Konvektion. Abb.23 zeigt den Verlauf des berechneten Skalierungsfaktors für die effektive spezifische Wärme des Heliumdampffilms als Funktion des Drucks.

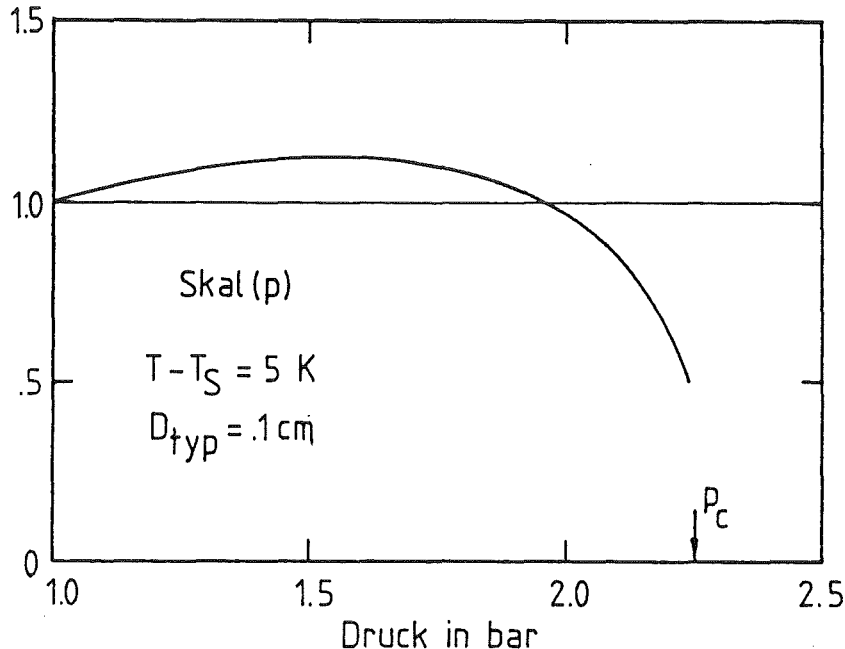


Abb.23 : Berechneter Skalierungsfaktor der effektiven spezifischen Wärme des Dampffilms beim transienten Filmsieden als Funktion des Drucks

Wenn das E-Q - Kriterium überschritten wird, endet die Nukleationsphase und im Rechenprogramm wird gleichzeitig mit dem Wirksamwerden der effektiven spezifischen Wärme des Heliumdampffilms der stationäre Wärmeübergang



eingeschaltet. Die Wärmediffusion in den Heliumdampffilm wurde nicht gesondert behandelt. Statt dessen wurde das Anwachsen der effektiven spezifischen Wärme des Dampffilms beim Einsetzen von Konvektion im Dampffilm durch eine explizite Zeitabhängigkeit von  $c_{film}$  proportional  $\sqrt{t}$  approximiert. Das ergab einen Vorfaktor  $Fac1(t)$  zusätzlich zum Skalierungsfaktor für die druckabhängigen Heliumeigenschaften.

$$Fac1(t) = \sqrt{\frac{t - t_{Nukleationsende}}{t_{Konv} - t_{Nukleationsende}}}$$

$$t_{konv} = t_{Nukleationsende} + \sqrt{\frac{0.1 \text{ cm}}{g\beta(T - T_S)}} \quad \text{ref. (39)}$$

Das Anwerfen der Konvektion im Dampffilm dauert von  $t_{Nukleationsende}$ , dem Zeitpunkt der Filmbildung, bis  $t_{Konv}$ , diese Zeitdifferenz wird von der Geometrie und von den Dichteunterschieden  $\beta(T - T_S)$  beeinflusst.

Die Einführung einer expliziten Zeitabhängigkeit zog eine weitere Komplikation nach sich: Schaltet man vor Einsetzen der Konvektion die Heizleistung ab, so wächst nur durch Ablauf der Zeit  $c_{film}$  und damit der Energieinhalt der Dampfschicht weiter an. Um eine Verletzung der Energieerhaltung zu vermeiden, mußte ein zweiter Korrekturfaktor eingeführt werden, der den Energieinhalt des Dampffilms auf die in ihn geflossene Wärme begrenzt. Dieser zweite Faktor muß, im Gegensatz zu Quenchausbreitungsrechnungen, bei Stabilitätsrechnungen, bei denen sich der Leiter auch wieder abkühlen kann, berücksichtigt werden.

$$Fac2 = \text{Min} \left( 1, \frac{\int_0^t q(t) dt}{\int_{T_{Bad}}^T c_{film}(T) dT} \right)$$

Diese Behandlung der Druckabhängigkeit der effektiven spezifischen Wärme des Heliumdampffilms ist ein Versuch der Beschreibung des transienten Filmsiedens, der unter experimentell kaum abgesicherten Annahmen unternommen werden mußte. Er stützt sich auf die Annahme der Übertragbarkeit der Messungen von Iwasa auf allgemeine Geometrien und auf die Gültigkeit der Ähnlichkeitsbetrachtungen bei der Beschreibung des stationären Filmsiedens auch im transienten Fall. Es ist daher nicht erstaunlich, wenn die Ergebnisse der Rechnung für die kritische Energie bei mittleren und kleinen Strömen nicht gut mit dem Experiment übereinstimmen. Die Vorgänge beim transienten Filmsieden sollten experimentell und theoretisch besser untersucht werden.

### 3.2.7.3 WÄRMEÜBERGANG AN ÜBERKRITISCHES HELIUM

Beim Wärmeübergang an einphasiges Helium entsteht auch ohne aufgeprägte Strömung nach einer gewissen Zeit durch die ans Helium abgegebene Wärme Konvektion und, durch die Expansion des Heliums, auch eine induzierte Strömung in Längsrichtung des Kühlkanals, die sich einer eventuellen Zwangsströmung überlagert. Die Längsströmung verhält sich bei einem hydraulischen Durchmesser des Kühlkanals von 1 mm schon ab Geschwindigkeiten von einigen cm/s turbulent. Das heißt, daß ein turbulenter Strömungskern mit fast homogener Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung existiert, der durch eine laminare Grenzschicht und eine Übergangsschicht mit zum Kern hin zunehmender Turbulenz von der Wand des Kühlkanals getrennt ist.

Bei reiner Konvektion senkrecht zur Leiterachse ergibt sich für die hier verwendeten Geometrien mit vertikalen Dimensionen  $\leq 1$  cm noch ein laminares Geschwindigkeitsprofil senkrecht zum Leiter. Beiden Fällen gemeinsam ist, daß die größte Temperaturdifferenz über eine Grenzschicht mit einer Dicke von  $\leq 50 \mu\text{m}$  auftritt, und daß die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht wesentlich kleiner als in der Kühlkanalmitte ist.

Im hier benutzten Modell des Wärmeübergangs wird die Grenzschicht als vollständig ruhend angenommen. Ihre Dicke wird so festgelegt, daß im stationären Fall durch reine Wärmeleitung durch die Grenzschicht gerade die Wärmestromdichte des stationären Wärmeübergangs erreicht wird. Die derartig berechnete Grenzschichtdicke enthält bei Helium mit einer Prandtl - Zahl um 1 noch einen großen Teil der teilweise turbulenten Übergangsschicht (65).

Der transiente Wärmeübergang an überkritisches Helium ergibt sich aus diesen Annahmen zwanglos als die Lösung der Diffusionsgleichung für die Grenzschicht. Die mit den Momentanwerten der Strömungsgeschwindigkeit, der Temperaturdifferenz und der Heliumtemperatur berechneten stationären Wärmeübergänge gehen dabei als Randbedingung am Übergang zum Strömungskern ein.

#### 3.2.7.3.1 TRANSIENTER WÄRMEÜBERGANG AN EINPHASEN - HELIUM

In der Rechnung wird an jedem Ortselement des Leiters die Wärmeleitungsgleichung für die Grenzschicht senkrecht zur Leiteroberfläche mit einem expliziten numerischen Verfahren gelöst. Der resultierende Wärmestrom vom Leiter ins Helium wird über den Temperaturgradienten an der Leiteroberfläche ermittelt.

$$\frac{\delta^2 T(y, t)}{\delta y^2} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{c}\bar{\rho}} \frac{dT(y, t)}{dt}$$

$\bar{\lambda}$ ,  $\bar{c}$  und  $\bar{\rho}$  sind die bei der mittleren Temperatur zwischen Leiteroberfläche und Strömungskern genommenen Eigenschaften.

Es werden jeweils 50 Ortselemente à  $1 \mu\text{m}$  senkrecht zum Leiter benutzt. Anfangsrandbedingungen sind die lineare Fortsetzung des Temperaturprofils zum Helium hin und eine vorgegebene Temperatur am Leiter:

$$dT/dy(50\mu\text{m}) = dT/dy(49\mu\text{m}) \text{ und } T(y = 0) = T_{\text{Leiter}}$$

Mit zunehmender Temperaturdifferenz zwischen Leiteroberfläche und Strömungskern berechnet man mit den Beziehungen für die stationären konvektiven Wärmeübergänge thermische Grenzschichtdicken  $d_{BL}$ , die kleiner als  $50 \mu\text{m}$  sind (3.2.7.3.3).

Bei natürlicher Konvektion:

$$d_{BLconv} = \bar{\lambda}/h_{stconv}$$

Im Fall der Zwangsströmung:

$$d_{BLff} = \bar{\lambda}/h_{stff}$$

Die Indices *conv* und *ff* stehen für natürliche Konvektion aufgrund von Dichteunterschieden beziehungsweise für Zwangsströmung (forced flow), die  $d_{BL}$  sind die Grenzschichtdicken, die aus der mittleren Wärmeleitfähigkeit des Heliums am Leiter und den in 3.2.7.3.3 beschriebenen stationären Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{st}$  berechnet werden. Es werden jeweils beide Grenzschichtdicken ermittelt und die kleinere Dicke, die dem dominierenden Wärmeübergang entspricht, wird in der weiteren Rechnung benutzt.

$$d_{BL} = \text{Min}(d_{BLconv}, d_{BLff})$$

Wenn  $d_{BL}$  kleiner als  $50 \mu\text{m}$  ist, tritt die Randbedingung

$$T(y \geq d_{BL}) = T_{He}$$

an Stelle der linearen Fortsetzung; das heißt: die Position und die Temperatur des Randes werden vorgegeben.

Im Laufe der Zeit bildet sich ein lineares Temperaturprofil zwischen Leiteroberfläche und dem Rand der Grenzschicht aus: Der Übergang zum stationären Wärmeübergang geschieht automatisch. Es wird keine effektive spezifische Wärme wie beim transienten Filmsieden benötigt, da die Information über die Vorgeschichte und die in der Grenzschicht gespeicherte Energie im Temperaturprofil senkrecht zum Leiter enthalten ist.

Bei natürlicher Konvektion mit Temperaturdifferenzen von etwa 10 K ergeben sich für Helium Grenzschichtdicken um  $50 \mu\text{m}$ , bei einer Zwangsströmung von 1 m/s in einem Kühlkanal mit einem hydraulischen Durchmesser von 1 mm solche von etwa  $5 \mu\text{m}$ . Ein lineares Temperaturprofil über diese Dicken, und damit das Ende des transienten Wärmeübergangs, wird bei natürlicher Konvektion nach etwa 15 ms, bei Strömungsgeschwindigkeiten von 1-2 m/s schon nach wenigen ms erreicht. Abb.24 zeigt experimentelle Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten über der Zeit (48). Bei natürlicher Konvektion ist der transiente Wärmeübergang eine Größenordnung besser als der stationäre, bei Zwangsströmung kann der stationäre Wärmeübergang die gleiche Größenordnung wie der transiente erreichen.

Im abgebildeten Beispiel liegt die Reynoldszahl allerdings zwanzigmal höher als in den Experimenten zur vorliegenden Arbeit möglich war.

In Abb.25 ist das Ergebnis der Rechnung für die Heizung eines Leiterstücks mit einer Leistung von  $1\text{W}/\text{cm}^2$  bei Kühlung mit Helium bei 4 bar ohne Zwangsströmung dargestellt. Aufgetragen sind der stationäre und der vollständige Wärmeübergangskoeffizient und die Leitertemperatur als Funktion der Zeit. Man erkennt deutlich den Einfluß des Maximums in der spezifischen Wärme des Heliums bei etwa 7 K. Größe und zeitlicher Verlauf dieses berechneten Wärmeübergangs sind mit den Messungen von (48) (Abb.24) vergleichbar.

Für Zeiten, zu denen sich das Temperaturprofil schon in die reale Übergangsschicht erstreckt, wird unter der Annahme einer völlig ruhenden Grenzschicht ein zu kleiner Wärmeübergang berechnet, da der vernachlässigte Massentransport in dieser Schicht die Erwärmung zusätzlichen Heliums gestatten würde, bis das stationäre Temperaturprofil erreicht ist. Die kritische Energie eines zwangsgekühlten Supraleiters wird mit diesem Modell gut beschrieben, solange die Annahme einer ruhenden Grenzschicht gerechtfertigt ist. Das ist bei ruhendem Helium wegen der großen Grenzschichtdicke für alle Ströme außer nahe am Recoverystrom der Fall; ebenso bei Zwangsströmung in der Nähe des kritischen Stromes, wo die Zeiten von einer Störung bis zur Rückkehr zur Supraleitung so kurz sind, daß sich das Temperaturprofil nur wenige  $\mu\text{m}$  ins Helium ausbreiten kann. Dies steht im Einklang mit einer Untersuchung des transienten Wärmeübergangs an turbulent strömendes überkritisches Helium (65), die für den hier relevanten Reynoldszahlbereich in den ersten 5 ms nach Einsetzen der Heizung keinen Einfluß der Strömung auf die Wärmeübertragung offenbarte.

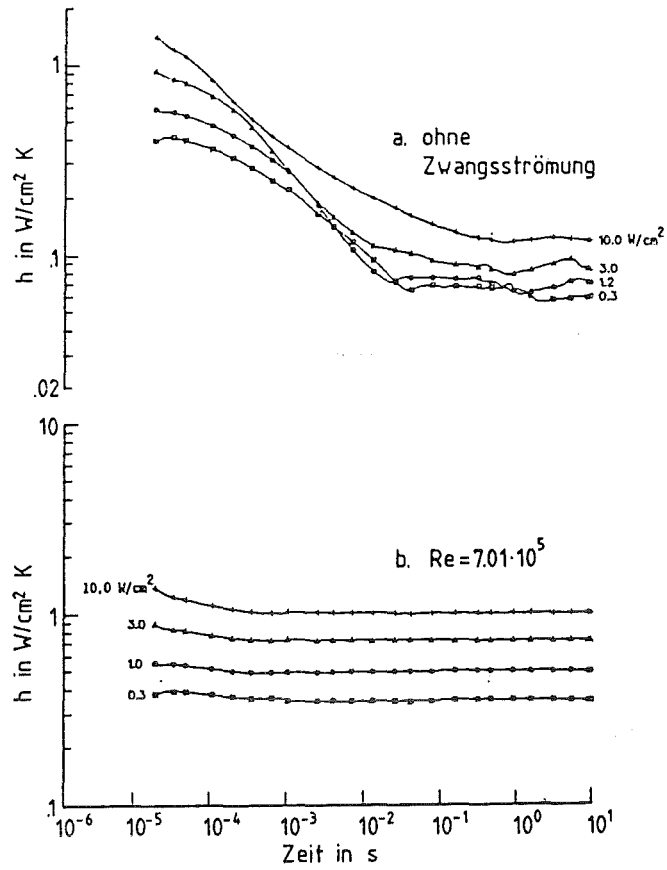


Abb.24 : Experimentell ermittelter zeitabhängiger Wärmeübergangskoeffizient nach (48)

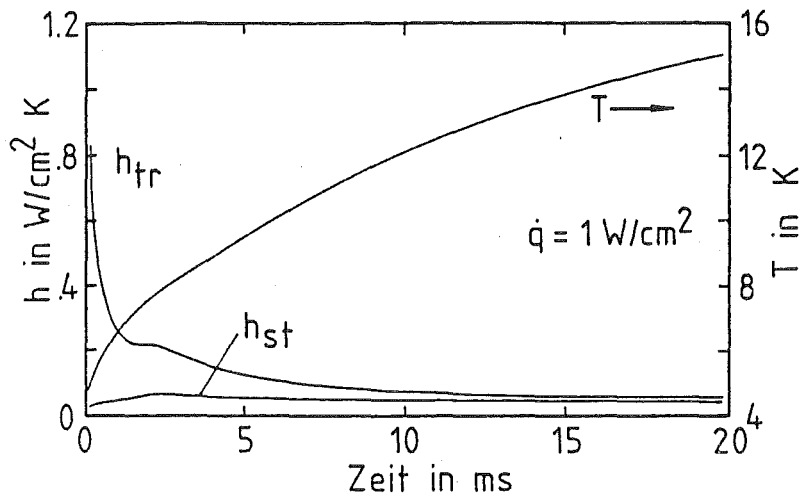


Abb.25 : Berechneter zeitabhängiger Wärmeübergangskoeffizient an Helium bei 4 bar

### 3.2.7.3.2 TRANSIENTE STRÖMUNG UND ZWANGSSTRÖMUNG

In einem Kühlkanal wird jede Zustandsänderung des Heliums zu Strömungen führen, die sich einer eventuell aufgeprägten Zwangsströmung überlagern. Zu einer vollständigen Beschreibung dieses Vorgangs gehören die Energie - und Impulsbilanz unter Berücksichtigung der Reibung und die Kontinuitätsgleichung.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten kurzen Heizern ( $\leq 5$  cm) wird nur ein geringer Einfluß der durch Störung und nachfolgende Wärmeproduktion der normalleitenden Zone induzierten Strömung auf die kritischen Energien erwartet (50). Erst bei beträchtlicher Ausbreitung der normalleitenden Zone und nach einer Zeit in der Größenordnung von 0.1 s kann im Experiment ein Effekt auf die Quenchausbreitung festgestellt werden (s. Abb.51,52). Aus diesem Grunde wird ein stark vereinfachtes Modell der Expansion des Heliums im Kühlkanal entwickelt, daß eine Abschätzung der störungsinduzierten Strömungsgeschwindigkeiten und deren Wirkung auf die kritische Energie ermöglichen soll. Dabei werden nur die Energiebilanz und die Kontinuitätsgleichung verwendet.

In einer groben Näherung wird das Helium als inkompressibel, reibungsfrei und, was die Bewegung angeht, auch masselos angenommen. Dabei wird vorausgesetzt, daß Reibung und Masse des Heliums erst bei größeren Kühlkanallängen zu einem deutlichen Druckanstieg führen und man deshalb auch die Kompressibilität vernachlässigen darf. Der Druckanstieg nach der höchsten in diesem Experiment erreichten Pulsenergie von  $\sim 60$  mJ beträgt maximal 0.2 bar am Ort des Heizers.

Das Modell der transienten Strömung berechnet also die isobare Expansion des Heliums im Kühlkanal, der eine Zwangsströmung überlagert wird. Es geht in zwei Schritten vor.

Aus dem Kühlterm ist bekannt, welche Wärmemenge am gegebenen Ortselement ans Helium abgegeben wird. Im ersten Schritt wird aus der Enthalpie des Heliumvolumens im Kühlkanal an diesem Ortselement die neue Dichte des Heliums und die daraus resultierende Längenänderung der Heliumsäule berechnet. Dies wird für alle Ortselemente durchgeführt. Im zweiten Schritt werden diese Längenänderungen vom Temperaturmaximum im Leiter aus nach beiden Seiten hin aufsummiert, woraus sich die neuen Positionen der Heliumsäulenelemente ergeben. Durch Division der Positionsänderungen durch die Zeitschrittweite erhält man die lokalen Geschwindigkeiten zur Berechnung des Wärmeübergangs im nächsten Zeitschritt.

Abschliessend muss die Enthalpie der ungleich langen Heliumsäulenelemente auf Elemente von der Länge der Ortselemente umgerechnet werden. Dies ist der Ausgangszustand für den nächsten Zeitschritt.

Eine aufgeprägte Zwangsströmung wird der transienten Strömung durch Addition einer für alle Ortelemente gleiche Verschiebung pro Zeitintervall überlagert.

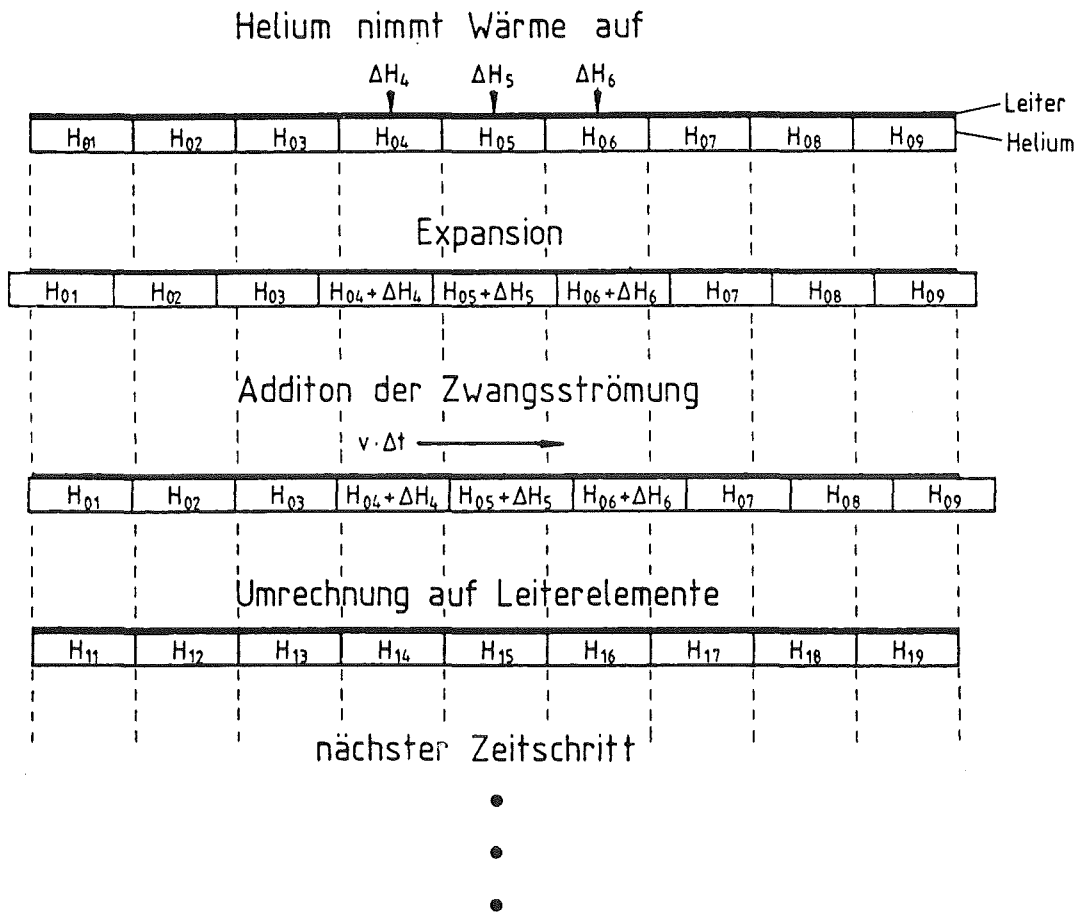


Abb. 26 : Modell der transienten Strömung

### 3.2.7.3.3 STATIONÄRE WÄRMEÜBERGÄNGE AN EINPHASEN - HELIUM

Zur Beschreibung der Wärmestromdichte als Funktion der Temperaturdifferenz zum Helium in der Mitte des Kühlkanals im Falle natürlicher Konvektion, bei dem nur durch die Heizung verursachte Dichteunterschiede die Strömung über die geheizte Oberfläche bewirken, wurde die Korrelation (30):

$$q_{st} = 0.53 \frac{\lambda_v}{D_{typ}} Ra^{1/4} (T - T_{He}) \quad \text{cgs - Einheiten}$$

$$= h_{stconv} (T - T_{He})$$

$$Ra = D_{typ}^3 \frac{\rho_v(\rho_l - \rho_v) g c_v}{\eta_v \lambda_v}$$

ausgewählt. Die meisten solcher Beziehungen (16,47) wurden durch theoretische Überlegungen und Messungen an einfachen Geometrien, besonders horizontalen Zylindern, gefunden, doch ist es üblich, sie auch auf andere Anordnungen zu übertragen und eventuell den Vorfaktor anzupassen oder ein Korrekturglied anzufügen. Die Übertragung der obigen Korrelation auf einen Supraleiter im Kühlkanal ist ein Versuch in Ermangelung einer besseren Beschreibung.

Für den Fall der Kühlung mit Zwangsströmung wurde die Beziehung (34):

$$q_{st} = \frac{\lambda(T_{He})}{d_H} Re^{0.8} Pr^{0.4} F \left( \frac{2}{\sqrt{0.8\Psi + 0.2} + 1} \right)^2 \cdot (T - T_{He})$$

$$= h_{stff}(T - T_{He})$$

wobei

$$\Psi = 1 + \beta(T - T_{He})$$

$\beta$  = Expansionskoeffizient

$$\bar{c} = \frac{H(T) - H(T_{He})}{T - T_{He}}$$

$$F = \begin{cases} \left( \frac{\bar{c}}{c_{He}} \right)^{0.28} & , \bar{c} > c_{He} \\ 1 & , \bar{c} < c_{He} \end{cases}$$

gewählt (Nomenklatur siehe 7.4). Es handelt sich bei diesen Beziehungen fast immer um die Dittus-Boelter-korrelation (56) mit Korrekturfaktoren. So berücksichtigt bei obiger Formel der Faktor F den Einfluß des Maximums in der spezifischen Wärme für Drücke nahe dem kritischen Druck, der von der Temperaturverteilung in der Grenzschicht abhängt, und der nachfolgende Term trägt der Verschlechterung des Wärmeübergangs durch die bei Helium nahe des kritischen Druckes noch starke thermische Expansion bei größeren Temperaturdifferenzen Rechnung. Die temperaturabhängigen Heliumeigenschaften gehen hier also explizit ein.



In der Rechnung wurden stets die Wärmestromdichten für natürliche und für Zwangsströmung berechnet und der höhere der beiden Werte benutzt. Die physikalische Modellvorstellung dazu war, daß die Strömungsgrenzschichtdicke mit zunehmender Geschwindigkeit erst kleiner als die sich bei natürlicher Konvektion ergebende Dicke werden muß, bevor die aufgeprägte Strömung eine Verbesserung des Wärmeübergangs bewirkt.

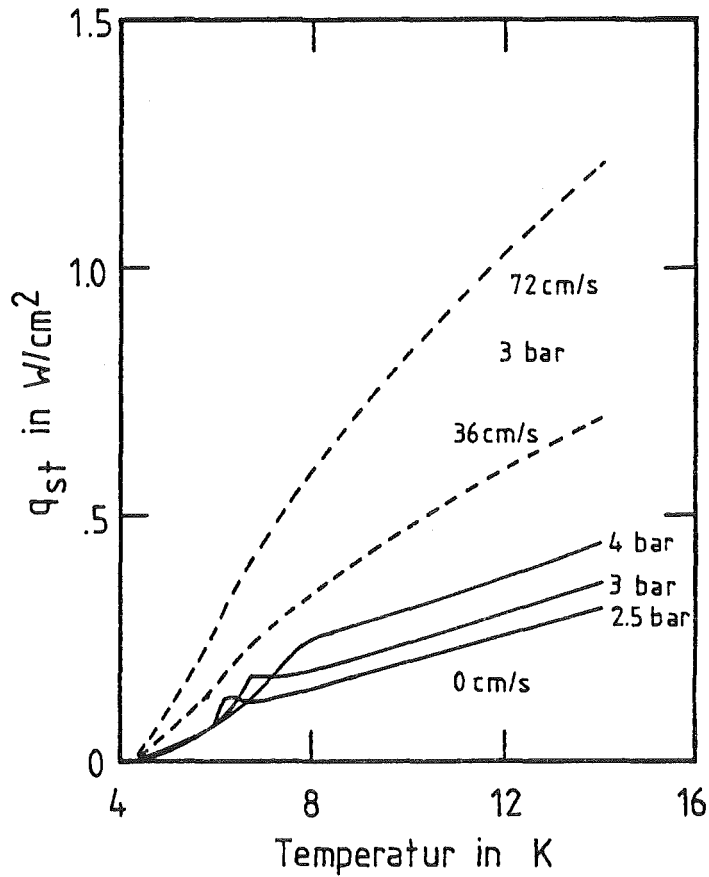


Abb. 27: Berechnete stationäre Wärmestromdichte als Funktion der Temperatur für überkritisches Helium

## 4 WÄRMEÜBERGÄNGE UND KRITISCHE ENERGIE

## 4.1 TEMPERATURERHÖHUNG DURCH DEN HEIZPULS

Eine zeitlich kurze (siehe 3.1.3) Störung setze lokal Wärme im Leiter frei. Ein Teil dieser Energie erwärmt den Leiter am Ort der Störung, ein Teil wird zu den Rändern der gestörten Zone geleitet, und der Rest wird an das Helium im Kühlkanal abgegeben. Die Dicke der während einer Störungsdauer von 0.3 ms, der Dauer der Störpulse in diesem Experiment, erwärmten Heliumgrenzschicht beträgt etwa  $5 \mu\text{m}$ . Entscheidend für die durch die Störungsenergie bewirkte Temperaturerhöhung ist die Kühlkapazität dieser Grenzschicht. In dieser Arbeit beträgt die während Heizpulsen mit annähernd kritischer Energie erzeugte Heizleistung pro Oberflächeneinheit zwischen  $3 \text{ W/cm}^2$  nahe  $I_c$  und  $100 \text{ W/cm}^2$  nahe des Recoverystroms.

Für **Zweiphasen - Helium** folgt daraus, daß nach dem E·Q - Kriterium, das eine Beziehung für die Dauer der Nukleationsphase als Funktion der Heizleistung gibt, meist schon während des Heizpulses der Übergang zum Filmsieden erfolgt. Tabelle 4 gibt einige Werte für die nach dem E·Q - Kriterium berechnete Dauer der Nukleationsphase und der bis zum Einsetzen des Filmsiedens abführbaren Energie bei einem Druck von 1 bar für typische in dieser Arbeit auftretende Pulsenergien und - Leistungen an.

**Tabelle 4** : Dauer  $t_{to}$  der Nukleationsphase und bis zum Einsetzen des Filmsiedens abführbare Energie  $E$  für einige typische Pulsenergien  $E_{puls}$ . Die Pulsdauer beträgt 0.3 ms.

$E_{puls}$ in $\text{mJcm}^{-2}$	$q$ in $\text{Wcm}^{-2}$	$t_{to}$ in ms	$E$ in $\text{mJcm}^{-2}$
0.3	1	5.7	5.7
0.6	2	1.0	2.0
0.9	3	0.37	1.1
1.5	5	0.10	0.51
3.0	10	0.018	0.18
9.0	30	0.001	0.03

Bei Pulsen mit mehr als  $1 \text{ mJ/cm}^2$  steht am Heizer fast nur noch die Wärmediffusion in den Dampffilm als Kühlmechanismus zur Verfügung, da die Nukleationsphase nur noch einen Bruchteil der Pulsdauer lang anhält. Für 0.3 ms beträgt die Diffusionstiefe in Heliumdampf um  $4 \mu\text{m}$ , der Dampffilm besitzt dann eine Wärmekapazität von  $0.2 \text{ mJ/Kcm}^2$ . Vergleicht man diesen Wert mit den in Tabelle 4 aufgeführten typischen Pulsenergien, so muß man schon während des Störpulses mit einer Temperaturerhöhung von Leiter und Dampffilm um einige Grad Kelvin rechnen. Die current - sharing - Temperatur und auch die kritische Temperatur des Leiters werden schon durch die Einwirkung von Störenergien ab  $1 \text{ mJ/cm}^2$  überschritten.

Welche Temperaturerhöhung durch die Pulsenergie kann man für **überkritisches Helium** abschätzen? Man berechnet mit den bei 6 K und 4 bar genommenen Heliumdaten eine Diffusionsschichtdicke von  $4.3 \mu\text{m}$  mit einer Wärmekapazität

von  $0.34 \text{ mJ/Kcm}^2$ . Da es keine latente Wärme und daher keine Nukleationsphase gibt, liegt der Temperaturanstieg des Leiters auch bei den kleinsten Pulsenergien der Tabelle 4 in der Größenordnung 1 K und höher.

Man erwartet daher bei hohen Strömen mit geringem Abstand zwischen Heliumtemperatur und current - sharing - Temperatur bei Kühlung mit Einphasen - Helium deutlich geringere kritische Energien als bei Zweiphasenkühlung. Diese Erwartung wird durch die Messung bestätigt (Abb.33 und 34).

Die Wärmekapazität des Leiters wurde bei diesen Betrachtungen außer acht gelassen, da sie (bei den hier verwendeten Leitern) erst bei einem Temperaturanstieg um  $\sim 10 \text{ K}$  die Größenordnung der Wärmekapazität der Heliumgrenzschicht erreicht.

#### 4.2 ENTSCHIEDUNGSZEIT BIS QUENCH ODER RECOVERY

Wird die Leitertemperatur durch den Puls höher als die current - sharing - Temperatur getrieben, so wird anschließend in der Kupfermatrix Wärme durch den in ihr fließenden Strom erzeugt. Diese Heizleistung ist abhängig vom magnetfeldabhängigen Restwiderstand des Kupfers, dem Kupferanteil am Leiterquerschnitt und vom Anteil des Betriebsstroms, der nach dem current - sharing - Modell in die Matrix getrieben wird.

Bei ausgedehnten Störungen (länger als die MPZ) wird eine Ausbreitung der normalleitenden Zone unausweichlich, sobald nach Beendigung des Heizpulses die Kühlleistung des transienten Wärmeübergangs unter die Heizleistung durch den Strom in der Matrix des Supraleiters fällt.

Bei hohen Strömen und damit hoher potentieller Heizleistung bestimmt die während der Störung erreichte Temperatur, die über das current - sharing die tatsächliche Heizleistung vorgibt, ganz wesentlich die weitere Entwicklung der normalleitenden Zone. Bei Störungsende überwiegt in diesem Fall die transiente Kühlung, wenn überhaupt, nur einige Millisekunden lang die Wärmeerzeugung. Innerhalb dieser Zeit, die im folgenden "Entscheidungszeit" genannt werden soll, muß der Leiter unter die current - sharing - Temperatur gekühlt werden. Abb.28 soll das Prinzip illustrieren: Durch den Wärmepuls erhöht sich die Temperatur des Leiters, wodurch eine, durch das current - sharing - Modell gegebene, Heizleistung durch den Leiterstrom einsetzt. In Abb.28 unten ist das an der kurz vor  $t_{puls}$  ansteigenden Gesamtheizleistung zu erkennen. Bei Beendigung des Pulses nimmt die Gesamtheizleistung plötzlich unter die, durch die Temperaturdifferenz zum Helium gegebene, Kühlleistung ab. Dadurch verringert sich die Leitertemperatur, in der Folge aber auch der Wärmestrom vom Leiter ins Helium. Die schraffierte Fläche vor Pulsende markiert die nach Überschreiten der current - sharing - Temperatur im Leiter verbliebene Wärme, die in der Bilanz nach dem Pulsende mindestens wieder abgeführt werden muß (ebenfalls schraffiert), um eine Rückkehr des Leiters zur Supraleitung zu erlauben.

Liegt die Heizleistung durch den Leiterstrom höher als die Pulsleistung, so entscheidet die am Ende des Pulses erreichte Leitertemperatur über Quench oder Recovery. Die relevanten Kühlmechanismen sind die Nukleationsphase oder die Wärmediffusion in den Heliumdampf-film bei Zweiphasen - Helium und die Diffu-

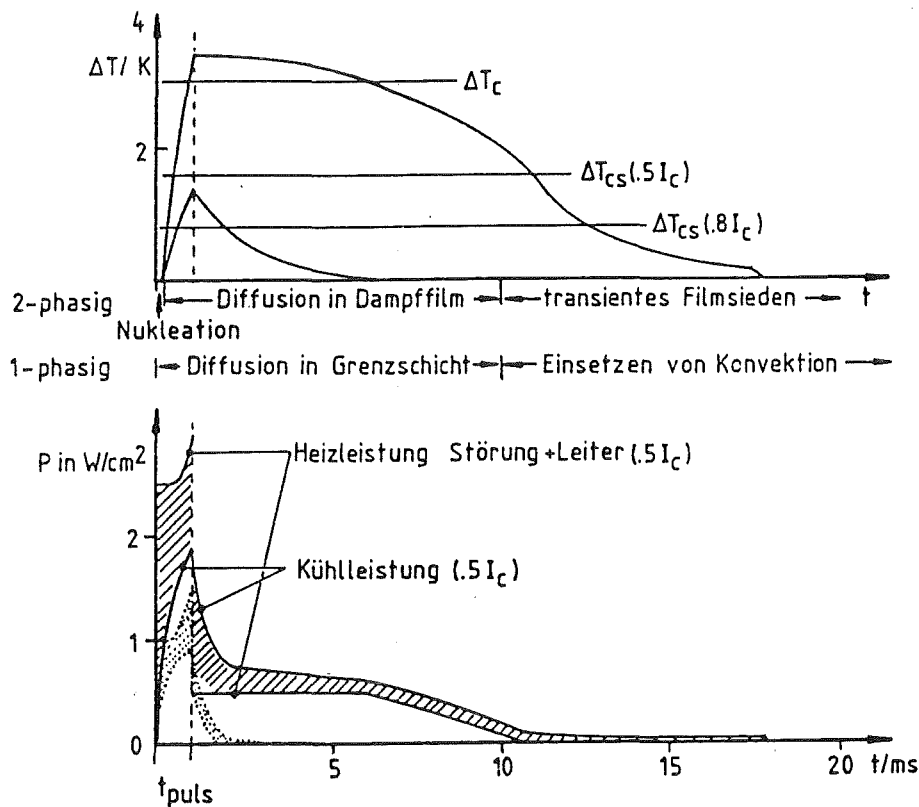


Abb. 28: Zeitliche Entwicklung von Temperatur, Kühlung und Wärmeerzeugung nach einer Störung mit kritischer Energie, schematisch dargestellt. Die eingezeichneten Verläufe geben die Verhältnisse an der MCA - Probe bei 0.8 und 0.5  $I_c$  bei 4.7 T im Prinzip wieder.

sion in die nahezu ruhende Grenzschicht bei überkritischem Helium.

Bei abnehmenden Strömen steigt die current - sharing - Temperatur an und die Heizleistung des normalleitenden Leiters nimmt proportional  $I^2$  ab. Dadurch ist eine höhere Temperaturdifferenz zum Helium und ein höherer stationärer Wärmefluß als bei hohen Strömen möglich. Bei kleinen Strömen liegt die Wärmeerzeugungsrates im normalleitenden Zustand so wenig oberhalb der stationär möglichen Wärmestromdichte vom Leiter ins Helium, daß auch große Störenergien durch spätere Phasen des transienten Wärmeübergangs weggekühlt werden können. Bei Zweiphasen - Helium kann nun die effektive Wärmekapazität des Heliumgasfilms wirksam werden, bei Einphasen - Helium wird die erwärmte Randschicht dicker. Die Zeitskala für diese Vorgänge liegt bei den in dieser Arbeit verwendeten Leitergeometrien mit transversalen Abmessungen von 1 - 3 mm zwischen 10 und 100 ms. Ab etwa 10 ms kann mit dem Einsetzen von Konvektion gerechnet werden. Der stationäre Wärmeübergang stellt sich nach etwa 0.1 s ein. Solch lange Entscheidungszeiten kann man in der Nähe des Recoverystroms erwarten, der ja durch den stationären Wärmeübergang bestimmt wird.

### 4.3 BETRACHTUNG DER DIE KRITISCHEN ENERGIEN BESTIMMENDEN ANTEILE DER TRANSIENTEN WÄRMEÜBERGÄNGE

Die folgenden Ausführungen sollen eine detailliertere Vorstellung vom Zusammenhang zwischen kritischer Energie und den verschiedenen Phasen des transienten Wärmeübergangs geben. Die angestellten Überlegungen können die Meßergebnisse nachträglich plausibel machen, reichen aber im allgemeinen nicht aus, um quantitative Vorhersagen über die kritische Energie eines Supraleiters zu machen, die über die Angabe der erwarteten Größenordnung hinausgehen. Der Darstellung der Ergebnisse wird ein wenig vorgegriffen, um die Vorgänge am Leiter an Hand eines Beispiels diskutieren zu können. Es wird Gebrauch von den in Abb. 37 und 38 dargestellten Meßergebnissen der MCA - Probe gemacht.

#### Zweiphasen - Helium

Liegt die potentielle Heizleistung des Leiters oberhalb der Kühlleistung beim maximalen Blasensieden, so wird die bis zur Entscheidung über die weitere Entwicklung der normalleitenden Zone abführbare Energie hauptsächlich durch den Zeitpunkt des Übergangs zum Filmsieden bestimmt. Im durchgeführten Experiment liegt die Heizleistung des voll normalleitenden Leiters für Ströme nahe  $I_c$  bei  $1 - 2 \text{ W/cm}^2$ . Ein externer Wärmepuls hat in diesem Fall gerade dann die kritische Energie, wenn bei seinem Ende die Nukleationsphase gerade noch in Effekt ist. Über das E·Q - Kriterium erhält man unter der Annahme, daß die Pulsdauer von 0.3 ms gerade gleich der take - off - Zeit  $t_{to}$  ist eine maximale Heizleistung.

$$q = 0.127 \cdot t_{to}^{-0.4} = 3.3 \text{ W/cm}^2$$

Die gesamte während der Pulsdauer absorbierbare Energie ist dann  $1 \text{ mJ/cm}^2$ . Ganz nahe bei  $I_c$  wird man wegen der niedrigen current - sharing - Temperatur über fast die gesamte Pulsdauer mit der vollen Heizleistung des Leiters rechnen müssen, das sind bei der MCA - Probe bei 4.7 T etwa  $2 \text{ W/cm}^2$ . Auf den externen Wärmepuls entfallen dann  $0.6 \text{ mJ/cm}^2$  als kritische Energie. Bei einer Heizerlänge von 5 cm und einem gekühlten Umfang von 0.5 cm sind das 1.5 mJ.

Mit abnehmendem Strom wird der Anteil des Leiters an der Wärmeerzeugung während des Pulses immer kleiner. Eine obere Grenze für die ohne Filmsieden abführbare Pulsenergie sind die oben berechneten  $1 \text{ mJ/cm}^2$  oder 2.5 mJ für die Beispielgeometrie.

Mit zunehmender current - sharing - Temperatur und abnehmender Heizleistung durch den Leiter gewinnt die nach Beendigung der Störung abgeführte Wärme an Gewicht. Die Heizleistung des normalleitenden Leiters betrage zwischen 1 und  $0.5 \text{ W/cm}^2$ . Gleich nach dem Übergang zum Filmsieden kann man von reiner Wärmediffusion in den Heliumgasfilm ausgehen. Nimmt man die Heliumeigenschaften bei 6 K für den Dampffilm bei 1 bar, so ergibt sich eine effektive Dicke der Diffusionsschicht :

$$x = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{c_p \cdot \rho}} \cdot \sqrt{t} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{0.1 \text{ mW/cmK}}{6 \text{ J/gK} \cdot 0.07 \text{ g/cm}^3}} \cdot \sqrt{t} = 0.024 \text{ cm s}^{-1/2} \cdot \sqrt{t}$$

Typischen Entscheidungszeiten vor Einsetzen von Konvektion sind bei unserem Beispielleiter 2 bis 5 ms. Die Diffusionsschicht ist dann 11 - 17  $\mu\text{m}$  dick und besitzt eine mittlere Wärmekapazität von 0.5 bis 0.7  $\text{mJ}/\text{cm}^2\text{K}$ .

Der mittlere Temperaturanstieg während solcher Entscheidungszeiten variiert zwischen 1 K zu  $I_c$  hin und größenordnungsmäßig 5 K zum Recoverystrom hin. Die gesamte durch Diffusion abführbare Energie beträgt also 0.5  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  in 2 ms bis 3.5  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  in 5 ms oder 1.3 bis 9 mJ für die MCA - Probe mit 5 cm langem Heizer. Der Leiter selbst produziert in der Entscheidungszeit maximal 2 bis 2.5  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ ; das bedeutet, daß erst bei Strömen, die deutlich weniger als 1  $\text{W}/\text{cm}^2$  erzeugen, die Diffusionsphase einen merklichen Anteil an der kritischen Energie haben kann.

Nach etwa 10 ms entwickelt sich bei der Leitergeometrie dieses Experiments Konvektion im Dampffilm und man kann die effektive spezifische Wärme des Heliumdampffilms nach (27) ansetzen.

Zum Vergleich soll erst die abführbare Wärme durch Diffusion in den nicht - konvektiven Dampffilm für eine Entscheidungszeit von 10 ms berechnet werden.  $x(10\text{ms}) = 24\mu\text{m}$ , das ergibt eine Wärmekapazität von 1  $\text{mJ}/\text{cm}^2\text{K}$ . Bei einer potentiellen Heizleistung des Leiters von 0.5 bis 0.25  $\text{W}/\text{cm}^2$  beträgt die Größenordnung der Temperaturerhöhung durch den Wärmepuls nach der Computerrechnung 10 K. Das bedeutet, daß insgesamt 10  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  ins Helium fließen können. Dem steht die vom Leiter in den 10 ms gelieferte Wärmemenge von 5 bis 2.5  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  gegenüber. Die Pulsleistung liegt so hoch, daß die in der Nukleationsphase abgeführte Wärme vernachlässigt werden kann. Die kritische Energie würde also 5 bis 7.5  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  sein, wenn man nur die Wärmediffusion in den Dampffilm berücksichtigt.

Nach (27) ergibt sich für einen Temperaturanstieg von 10 K eine effektive spezifische Wärme für den konvektiven Dampffilm von (siehe 3.2.7.2.4) 5.3  $\text{mJ}/\text{cm}^2\text{K}$  und eine abführbare Energie von 20  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ . Das entspricht kritischen Energien von 15 bis 18  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  oder 38 bis 45 mJ für den Beispielfall des 5 cm - Heizers. Vergleicht man die berechneten kritischen Energien mit den Meßergebnissen, so erkennt man, daß mit zunehmender Entscheidungszeit die effektive spezifische Wärme des Dampffilms mit Konvektion den größten Beitrag zur kritischen Energie liefern muß.

### Einphasen - Helium

Ein Kriterium für die Entscheidungszeit bei Einphasenkühlung ist die zulässige Erwärmung des Heliums in der Wärmediffusionsschicht direkt am Leiter. Wenn überhaupt noch eine Rückkehr zur Supraleitung möglich sein soll, so darf das Helium in der Diffusionsschicht am Ende der Entscheidungszeit die current - sharing - Temperatur nicht mehr überschreiten. Die Erwärmung der Diffusionsschicht mit der Dicke  $x$  (siehe 3.2.7.2.3) innerhalb der Zeit  $t$  um  $\Delta T_{cs}$  erlaubt die Zufuhr der Wärmemenge  $E$  (pro Flächeneinheit):

$$E = x \cdot c_p \cdot \rho \cdot \Delta T_{cs} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\lambda \cdot c_p \cdot \rho \cdot t} \cdot \Delta T_{cs}$$

In der Entscheidungszeit  $t$  produziert der Leiter selbst die Wärmemenge  $\bar{P} \cdot t$ . Die Oberflächenheizleistung  $\bar{P}$  ist temperaturabhängig und als Mittelwert über die Zeit

$t$  zu verstehen. Zum Zeitpunkt  $t$  hat die Heizleistung  $\bar{P}$  die mittlere Temperatur der Diffusionsschicht gerade um  $\Delta T_{cs}$  angehoben.

$$t = \frac{\pi^2}{4} \lambda \cdot c_p \cdot \rho \cdot \Delta T_{cs}^2 / \bar{P}^2$$

Obige Gleichung gibt den Zusammenhang zwischen Entscheidungszeit und mittlerer Oberflächenheizleistung wieder. Bei gegebenem Leiter, Strom und Magnetfeld liegen  $\Delta T_{cs}$  und die maximale Oberflächenheizleistung  $P$  fest, die tatsächliche Oberflächenheizleistung wird durch die vom Heizpuls erzeugte Maximaltemperatur und die anschließende Abkühlung bestimmt, womit ein Parameter frei bleibt.

Bei der MCA - Probe wird bei einem Heliumdruck von 4 bar, einem Magnetfeld von 4.7 T und einem Strom von 800 A eine kritische Energie von  $0.4 \text{ mJ/cm}^2$  und eine Entscheidungszeit von 4 ms gemessen.  $\Delta T_{cs}$  beträgt in diesem Fall 0.43 K, die Oberflächenheizleistung der voll normalleitenden Probe  $1.6 \text{ W/cm}^2$ . Berechnet man mit obiger Gleichung eine "tatsächliche" mittlere Heizleistung, so erhält man  $0.15 \text{ W/cm}^2$ , dem entspricht nach dem current - sharing - Modell eine mittlere Temperaturerhöhung von 0.69 K während der Entscheidungszeit. Im Abschnitt 4.1 über den Temperaturanstieg durch den Störpuls wurde für eine Pulsdauer von 300  $\mu\text{s}$  eine effektive spezifische Wärme der Heliumgrenzschicht von  $0.34 \text{ mJ/cm}^2\text{K}$  berechnet; die zu einem Temperaturanstieg von 0.69 K führende Pulsenergie ist daher  $0.23 \text{ mJ/cm}^2$ . Die Maximaltemperatur des Leiters direkt nach dem Puls darf höher liegen, die transiente Kühlleistung muß jedoch ausreichen, bis zum Ende der Entscheidungszeit soviel Wärme ins Helium abzuführen, daß  $T_{cs}$  unterschritten wird. Die nach dem Diffusionsmodell innerhalb von 4 ms insgesamt an die Grenzschicht abführbare Energie  $E_{ges}$  beträgt  $0.62 \text{ mJ/cm}^2$  bei Erwärmung auf  $T_{cs}$ ; das stellt die obere Grenze für die kritische Energie dar. Als Rechenwerte wurden  $\lambda = 0.2 \text{ mW/cmK}$ ,  $c_p = 8 \text{ J/K}$  und  $\rho = 0.13 \text{ g/cm}^3$  verwendet. Tabelle 5 listet weitere Fälle für die MCA - Probe auf.

**Tabelle 5** : Zur Plausibilität des Diffusionsmodells bei der Berechnung der kritischen Energie bei Einphasenkühlung

I	$\Delta T_{cs}$	P	$E_c$	t	$\bar{P}$	$\overline{\Delta T}$	$E_{puls}$	$E_{ges}$
A	K	$\text{Wcm}^{-2}$	$\text{mJcm}^{-2}$	ms	$\text{Wcm}^{-2}$	K	$\text{mJcm}^{-2}$	$\text{mJcm}^{-2}$
4.7 T	$I_c = 930 \text{ A}$		$T_c = 7.3\text{K}$					
800	0.43	1.60	0.4	4	0.15	0.69	0.23	0.62
500	1.43	0.64	1.6	16	0.26	2.1	0.71	4.10
450	1.60	0.53	2.0	25	0.23	2.25	0.77	5.73
7.5 T	$I_c = 395 \text{ A}$		$T_c = 6.05\text{K}$					
350	0.21	0.45	0.35	13	0.042	0.36	0.12	0.54
250	0.68	0.24	1.13	23	0.10	1.17	0.4	2.34
200	0.91	0.15	2.06	25	0.13	1.73	0.59	3.26

Am Ende der Entscheidungszeit wird definitionsgemäß  $T_{cs}$  erreicht. Eine höhere Leitertemperatur bei Pulsende ist gleichbedeutend mit einer größeren kri-

tischen Energie. Hinzu kommt, daß sich innerhalb der gemessenen Entscheidungszeiten Temperaturprofile längs des Leiters ausbilden, die über die geheizte Zone hinausreichen (Abb. 29), was auch zur Steigerung der kritischen Energie beiträgt. Dieser zweite Effekt kann sich bei hohem Magnetfeld und daher kleinem kritischen Strom wegen der kleineren möglichen Differenz von Oberflächenheizleistung zu stationärer Kühlung stärker als bei kleinem Feld und hohen Strömen auswirken, da die Erwärmung der Heliumgrenzschicht langsamer vonstatten geht.

Sobald Konvektion einsetzt, wird die Kühlkapazität des Heliums stark erhöht, und die kritische Energie nimmt entsprechend zu. Die Konvektion kann durch lokale Dichteunterschiede oder durch Strömung im Kühlkanal verursacht werden. Das einfache Diffusionsmodell ist dann nicht mehr anwendbar.

### Längenabhängigkeit von $E_c$

Bei ausgedehnten gestörten Strecken ist die kritische Energie proportional zur Störungslänge. Wenn die gestörte Strecke des Leiters in die Größenordnung der MPZ kommt oder noch kürzer wird, so wird ein Teil der eingepulsten und nachfolgend produzierten Wärme über die gut wärmeleitende Kupfermatrix an den Rändern der normalleitenden Zone ans Helium abgeführt. Dadurch erhöht sich die effektive kritische Energie pro gestörter Leiterlänge. Wird die MPZ deutlich größer als die geheizte Länge, so bestimmt überwiegend die Wärmeabfuhr an den Rändern die kritische Energie, die auf diese Weise unabhängig von der eigentlichen Heizerlänge wird. Nach dem Störpuls bildet sich dann ein glockenförmiges Temperaturprofil ähnlich dem der MPZ aus. Im Grenzfall der kritischen Energie müsste sich das stationäre Temperaturprofil der MPZ ausbilden, dies kann jedoch erst nach Abklingen der transienten Vorgänge nach etwa 0.1 s der Fall sein. Die Entscheidung über Quench oder Recovery fällt jedoch, außer nahe des Recoverystroms, wesentlich früher. Es gelten für die Entscheidungszeit die gleichen Überlegungen wie für den Fall der ausgedehnten Störung, wenn man die über das ganze Profil integrierte Wärmeerzeugung und Kühlung benutzt.



## 5 ERGEBNISSE UND DISKUSSION

## 5.1 ERGEBNISSE DER RECHNUNG

Das Programm berechnete die zeitliche Entwicklung des Temperaturprofils längs des Leiters um den Ort der Störung herum und an Hand dieses Temperaturprofils den elektrischen Widerstand der normalleitenden Zone. Die Abbildungen 29 bis 31 zeigen die Temperaturverteilungen und die zeitliche Entwicklung der maximalen Leitertemperatur und der effektiven Länge der normalleitenden Zone, die man durch Umrechnung des berechneten elektrischen Widerstands in eine Länge voll normalleitenden Leiters, also ohne Berücksichtigung von current - sharing, erhält. Die Rechnung wurde in allen drei Fällen für den LCT - Einzelleiter bei 4.7 T und einem Strom von 800 A durchgeführt.

Es fällt auf, daß der Temperaturgradient längs des Leiters bei 1 bar bis zu sehr kleinen Temperaturdifferenzen sehr steil ist, was eine Folge der sehr hohen möglichen Wärmestromdichten in der Nukleationsphase und des schlechten Wärmeübergangs im Filmsieden ist.

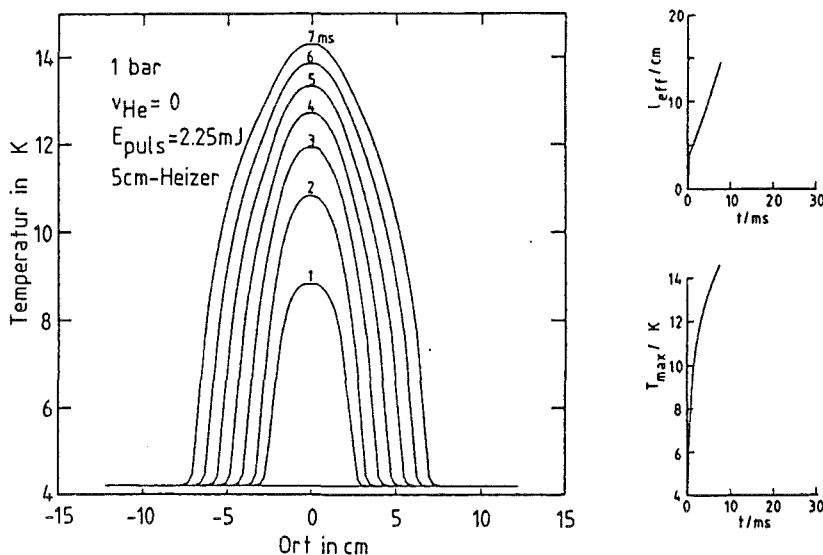


Abb.29 : Berechnete Quenchtwicklung bei 1 bar

Bei der Wärmediffusion ins Helium bei 4 bar gibt es bei kleiner Temperaturdifferenz zum Kühlmittel keine so hohen Wärmeströme, deshalb breitet sich das Temperaturprofil stärker aus, zudem wird der stationäre Wärmeübergang an überkritisches Helium bei größerer Temperaturdifferenz besser als bei Zweiphasenkühlung, wodurch die Gradienten flacher werden.

Bei überkritischem Helium mit Zwangsströmung wandert das Temperaturmaximum der Strömungsrichtung entgegen. Dies resultiert aus der angefachten transienten Strömung, die die aufgeprägte Strömung stromaufwärts verzögert und stromabwärts beschleunigt; dadurch wird die normalleitende Zone asymmetrisch gekühlt. Im Experiment wurde dieses Verhalten in der Regel nicht beobachtet

(Abb. 51 und 52), dort schien der Effekt des an der normalleitenden Zone erwärmten Heliums, das den Leiter stromabwärts vorwärmt, zu überwiegen. Wegen der stark vereinfachten Behandlung der Heliumströmung im Programm ist diese Diskrepanz nicht überraschend.

Die übrigen Resultate der numerischen Rechnung werden zusammen mit den experimentellen Daten dargestellt.

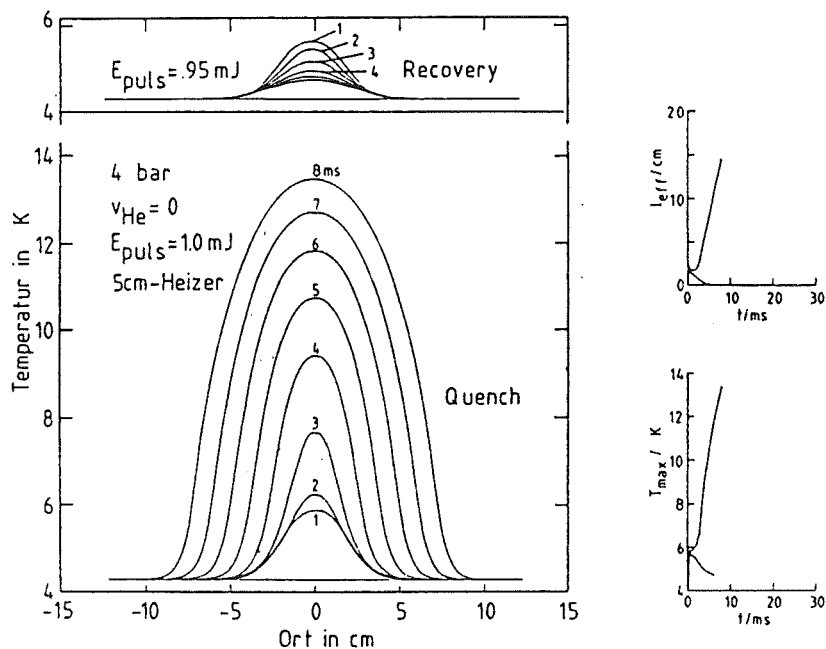


Abb.30 : Berechnete Temperaturentwicklung für Quench und Recovery bei ruhendem Helium und einem Druck von 4bar

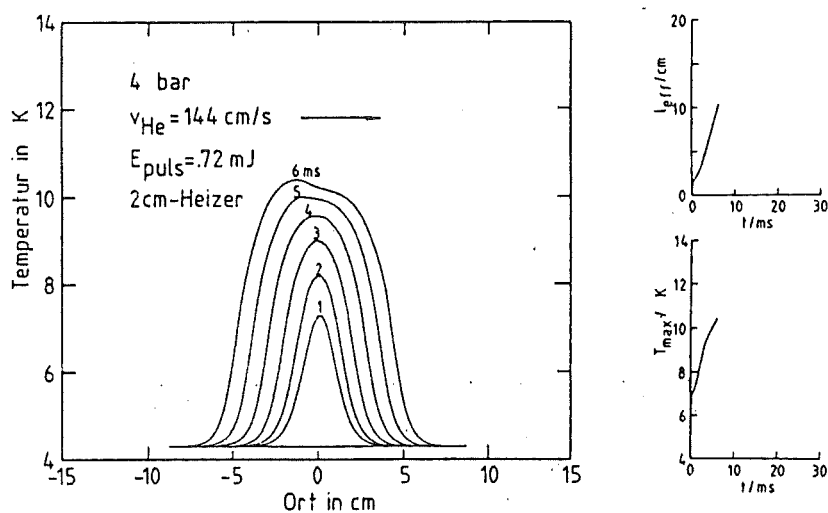


Abb.31 : Berechnete Temperaturentwicklung für Quench bei 4 bar und einer Zwangsströmung von 144 cm/s entsprechend etwa  $Re=30000$

## 5.2 ERGEBNISSE DES EXPERIMENTS

## 5.2.1 MESSUNGEN IM VAKUUM

Um einen Vergleich mit der Computersimulation, ohne Annahmen über die Kühlmechanismen machen zu müssen, zu ermöglichen, wurden einige Messungen bei evakuiertem Kühlkanal durchgeführt. Der Heliumgasdruck in der Probe war kleiner 1 mbar, der Raum des Isoliervakuums wurde mit etwa 25 mbar Heliumgas gefüllt, um eine gewisse thermische Kopplung an das Heliumbad zur Kühlung der Probe nach einem Quench zu erreichen. Auf die Stabilität des Leiters hatte dieses Austauschgas keinen Einfluß, da die thermische Kopplung, bedingt durch das Hüllrohr aus rostfreiem Stahl, sehr langsam im Vergleich zur Quenchtentwicklung war.

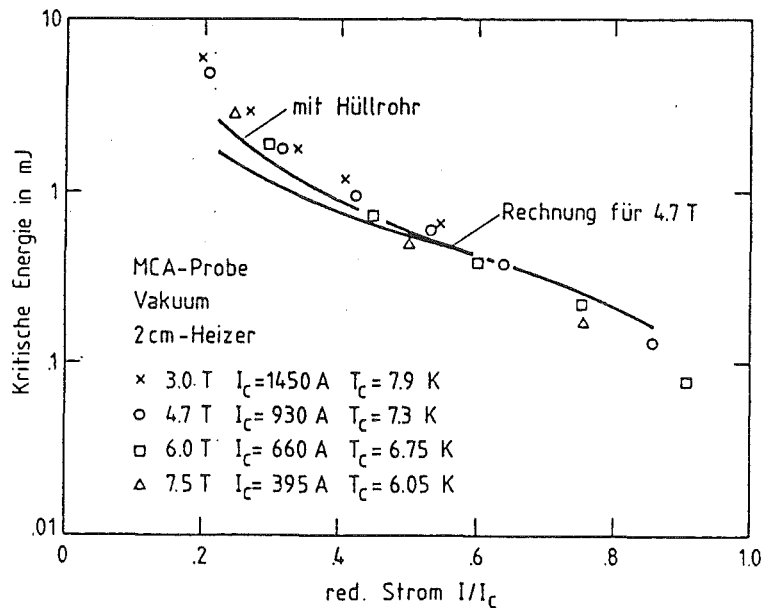


Abb.32 : Kritische Energie als Funktion des reduzierten Stroms für die MCA-Probe, Messung und Rechnung

Die Abbildung 32 faßt die Ergebnisse der MCA - Probe zusammen. Es zeigt sich für alle Felder ein einfaches in erster Näherung exponentielles Abnehmen der kritischen Energie mit zunehmendem Strom. Trägt man die kritische Energie über dem reduzierten Strom  $I/I_c$  auf, so läßt sich durch die Messwerte eine gemeinsame Kurve je Leiter und Heizerlänge legen. Beim MCA - Leiter nimmt die kritische Energie bei sehr kleinen reduzierten Strömen schneller als exponentiell zu, dies liegt wahrscheinlich am thermischen Kontakt zum Hüllrohr, der sich erst bei größeren Zeiten, wie sie für die Entwicklung von normalleitenden Zonen bei kleinen Strömen typisch sind, bemerkbar macht. Absolut liegen die Kurven etwa eine Größenordnung unter den mit Heliumkühlung ermittelten.

Die durchgezogenen Linien sind die Ergebnisse der Computersimulation. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung war recht gut, sie ließ sich durch Berücksichtigung der Wärmediffusion in das Hüllrohr weiter verbessern.

### 5.2.2 BEMERKUNG ZUR LCT-PROBE

Beim nachfolgenden Vergleich von Messungen der kritischen Energie am LCT - Kabel und am LCT - Einzelleiter treten Diskrepanzen auf, die weit außerhalb der durch die Heizereichung möglichen Fehler liegen. Nach sorgfältiger Analyse der Versuchsbedingungen ist die wahrscheinlichste Ursache für diese Differenzen, daß die äußeren Filamente im Filamentkranz durch das Biegen des Leiters auf einen sehr engen Radius beschädigt wurden. Folgende Tatsachen sprechen dafür:

Bei der in situ Messung des kritischen Stroms wurde die Probe schon ab etwa  $0.75 I_c$  resistiv mit einem Spannungsabfall in der Größenordnung von  $0.1 \mu\text{V}/\text{cm}$ . Die take - off - Ströme bei Messung im Vakuum waren um etwa 25% gegenüber den extern durchgeführten Messungen an einer weniger stark gebogenen, gut gekühlten, Probe reduziert. Auch bei 4 bar wurden zu kleine take - off - Ströme gemessen, während bei der sehr guten Kühlung durch Helium bei 1 bar die Werte der schwach gebogenen Probe erreicht wurden.

Die Probe verhält sich also wie ein Leiter mit um etwa 25 % kleinerem  $I_c$  mit einem supraleitenden Parallelliter, den gerissenen Filamenten, der dann zur Erhöhung der Stabilität beiträgt, wenn die Kühlung ausreicht, die im Übergangswiderstand an den Filamentunterbrechungen erzeugte Wärme abzuführen. Dies ist bei kleineren Strömen bei Zweiphasenkühlung nahe 1 bar der Fall und wird auch in Abb.35 deutlich, hier wurden ähnliche kritische Energien wie am LCT - Kabel gemessen.

## 5.2.3 ABHÄNGIGKEIT DER KRITISCHEN ENERGIE VOM PROBENSTROM

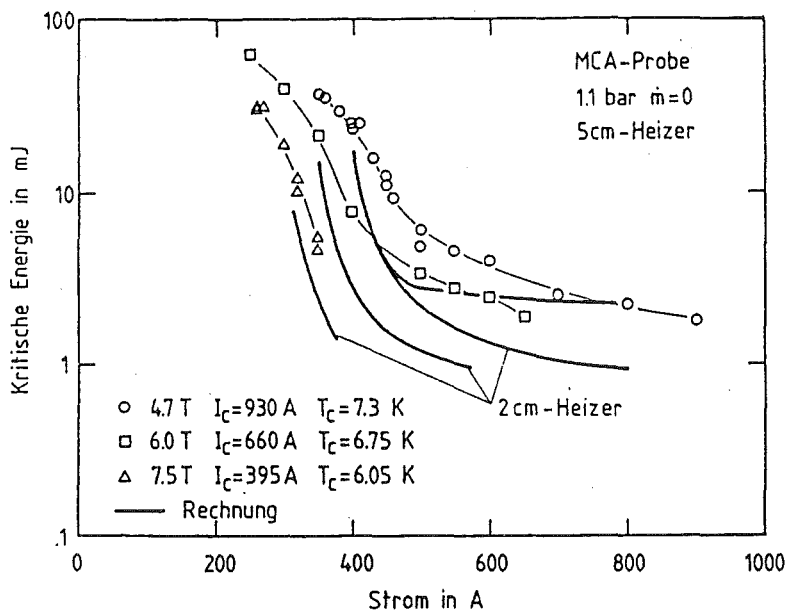


Abb.33 : Kritische Energie als Funktion des Probenstroms bei 1 bar für die MCA-Probe, Messung und Rechnung

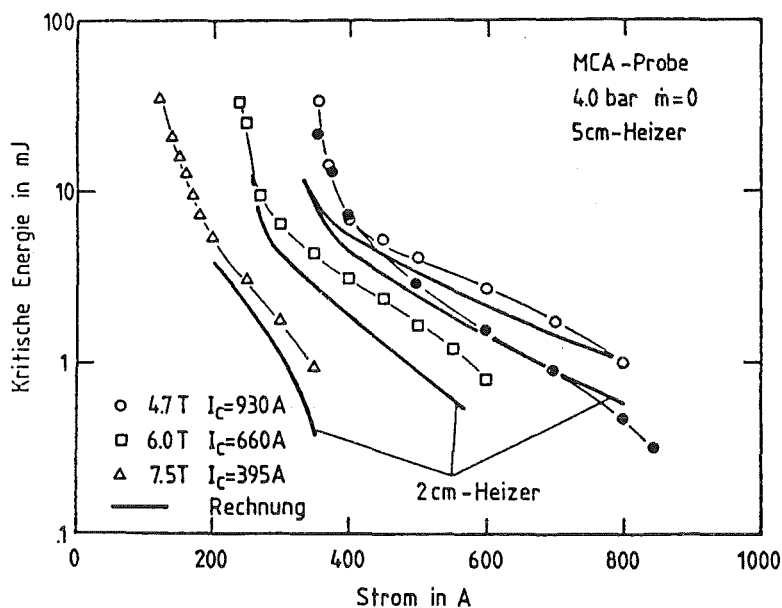


Abb.34 : Kritische Energie als Funktion des Probenstroms bei 4 bar für die MCA-Probe, Messung und Rechnung

Abb.33 und Abb.34 zeigen den Verlauf der kritischen Energie in logarithmischem Maßstab als Funktion des Stromes für die MCA-Probe bei drei verschiedenen Magnetfeldern einmal bei 1.1 bar und einmal bei 4 bar Absolutdruck des im Kühlkanal ruhenden Heliums. Man erkennt, daß die kritische Energie bei 1.1 bar von kleinen Werten bei den höchsten Strömen mit abnehmendem Strom zunächst allmählich, zwischen 500 A und 250 A dann um eine Größenordnung, zunimmt. Der Beginn des starken Anwachsens der kritischen Energie verschiebt sich mit steigendem Magnetfeld zu kleineren Strömen. Die entsprechenden Kurven bei 4 bar unterscheiden sich von denen bei 1.1 bar durch eine schnellere Zunahme der

kritischen Energie mit fallendem Strom schon bei hohen Strömen und durch ein späteres, dafür steileres Abbiegen in der Nähe des Recoverystroms. Die einzelnen Kurven liegen für jedes Feld deutlich unter den entsprechenden Verläufen bei 1.1 bar. Dieser Unterschied wird mit zunehmenden Feld immer größer.

Die Abbildungen 35 und 36 zeigen die entsprechenden Messergebnisse am LCT - Einzelleiter. Die Verläufe bei 4 bar ähneln sich sehr. Absolut liegen die kritischen Energien bei gleichen relativen Strömen bis zum Recovery bei der LCT - Probe um einen Faktor 2 höher als bei der MCA - Probe; außerdem liegt der Recoverystrom bei der LCT - Probe zwischen  $0.5$  und  $0.56 I_C$ , während er bei der MCA - Probe um  $0.35 I_C$  liegt.

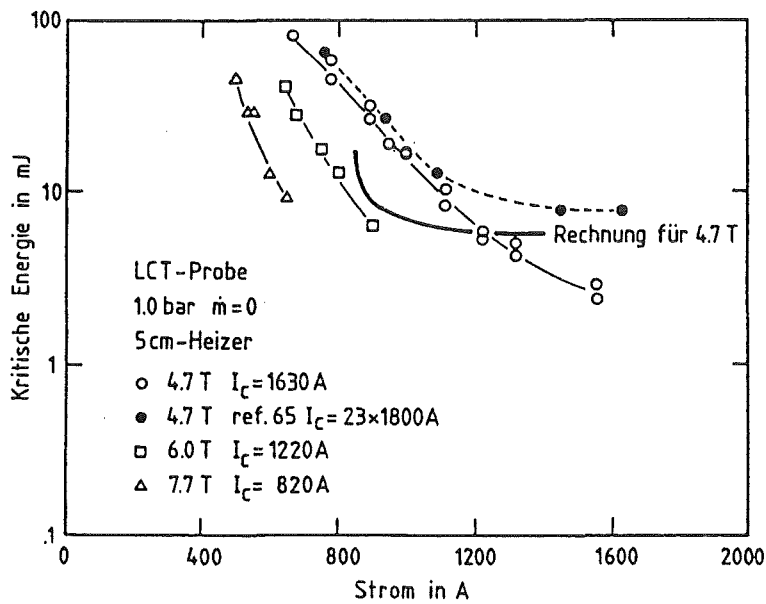


Abb.35 : Kritische Energie als Funktion des Probenstroms bei 1 bar für die LCT-Probe, Messung und Rechnung

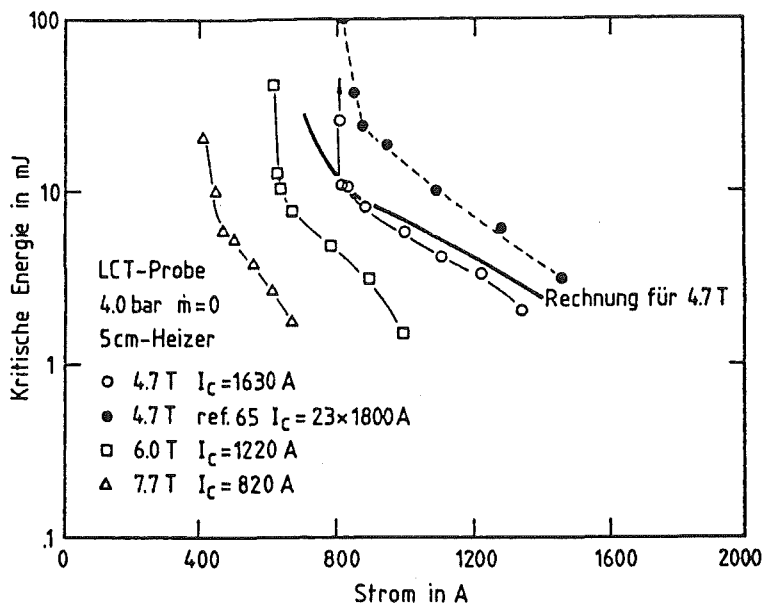


Abb.36 : Kritische Energie als Funktion des Probenstroms bei 4 bar für die LCT-Probe, Messung und Rechnung

Bei 1 bar erkennt man einen Unterschied der beiden Proben in den Verläufen in der Nähe des Recoverystroms; so ist bei der MCA - Probe ein Abflachen des Anstiegs der kritischen Energie mit abnehmendem Strom zu sehen, das bei der LCT - Probe nur andeutungsweise bei der höchsten in diesen Experiment erreichten Pulsenergie auszumachen ist.

Der Grund für dieses Abbiegen des  $E_c(I)$  - Verlaufs kann in der Verdrängung des flüssigen Heliums durch den sich bildenden Heliumdampf gesucht werden. Ein typisches Recovery bei Strömen nahe des Recoverystroms dauert bei der MCA - Probe etwa 50 ms. Bei einer Oberflächenheizleistung von  $\sim 0.3 \text{ W/cm}^2$  werden dabei auf einer normalleitenden Strecke von typisch 5 cm etwa 40 mJ an das Helium im Kühlkanal abgeführt. Dazu kommen noch etwa 30 mJ durch den Heizpuls. 70 mJ reichen aus, um  $0.027 \text{ cm}^3$  Helium zu verdampfen, das entspricht einem Fünftel der Flüssigkeit im Kühlkanal um die normalleitende Strecke. Da der Dampf etwa das zehnfache Volumen der gleichen Menge Flüssigkeit einnimmt, kann man davon ausgehen, daß nach großen Störungen nur noch Heliumdampf zur Kühlung des Leiters zur Verfügung steht.

Bei 4 bar war dieser Verdrängungseffekt wegen der wesentlich geringeren Expansion des Heliums bei den in diesem Experiment möglichen Pulsenergien nicht nachweisbar. Bei der LCT - Probe reichten die Pulsenergien vermutlich nicht aus, um einen ausreichenden Teil des Heliumvolumens zu verdampfen.

Der Unterschied in den kritischen Energien der beiden Proben nahe  $I_c$  entspricht recht gut dem Verhältnis der gekühlten Oberflächen der gestörten Leiterlängen und damit der bei kleinen Temperaturdifferenzen zur Verfügung stehenden Kühlkapazität des Heliums.

In den Abbildungen 35 und 36 sind die am aus 23 Einzelleitern bestehenden LCT - Kabel gemessenen und pro Einzelleiter angegebenen Werte (49) gestrichelt eingezeichnet. Die dort bestimmten kritischen Energien liegen zum großen Teil um einen Faktor 2.3 bis 3 höher als die in dieser Arbeit gemessenen, wobei die Kurven bei 4 bar bis zum Recovery etwa parallel laufen, während bei 1 bar unterhalb etwa 1000 A fast gleiche Werte gemessen wie am Einzelleiter und erst bei hohen Strömen ein Faktor 3 Unterschied auftritt. Die Ursache für diesen Unterschied in den Ergebnissen für den LCT - Leiter ist wohl die schon erwähnte Beschädigung der stark gebogenen Probe, die lokal verringerte kritische Ströme zur Folge hat. Bei Zweiphasenkühlung kann im Blasensieden die an den Filamentunterbrechungen entstehende Wärme mit relativ kleinen Temperaturdifferenzen weggekühlt werden, solange die Heizleistung nicht zu groß wird, so daß sich die kritischen Energien aus Einzelleiter - und Kabelmessungen ab mittleren Strömen und darunter gleichen. Bei Einphasenkühlung gibt es keinen dem Blasensieden entsprechenden Kühlmechanismus, die Wärmeerzeugung an den Filamentbrüchen bewirkt bis herunter zum Recoverystrom eine Reduzierung der kritischen Energien der stark gebogenen Probe gegenüber dem LCT - Kabel.

### Vergleich mit der Rechnung

Die dick eingezeichneten Kurven sind die Ergebnisse der numerischen Stabilitätsrechnungen. Bei der MCA - Probe wurde die Rechnung nur für 4.7 T mit

dem 5cm-Heizer durchgeführt, alle anderen Kurven wurden für eine 2 cm lange Störung berechnet. Man sieht in Abb.34, daß die kritischen Energien mit fallendem Strom immer weniger von der Heizerlänge abhängen. Der Unterschied der Quenchenergien nahe  $I_c$  entspricht dem Längenverhältnis der Heizer.

Bei Zweiphasenhelium wurde eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment nur nahe  $I_c$  und beim Recoverystrom erreicht, dazwischen liegen die berechneten kritischen Energien bis zu einem Faktor 3 zu niedrig. Dem entspricht die Tatsache, daß für den stationären Wärmeübergang, der den Recoverystrom bestimmt, und den transienten Wärmeübergang für sehr kurze Zeiten (beschrieben durch das E·Q - Kriterium), der die kritische Energie nahe  $I_c$  bestimmt, die experimentell am besten abgesicherten Daten vorliegen, während die Vorgänge auf der mittleren Zeitskala von etwa 5 bis 50 ms noch unklar sind.

Bei 4 bar und ruhendem Helium folgen die berechneten Kurven den experimentell bestimmten in einem Abstand, der durch das Längenverhältnis der Heizer in etwa erklärt wird. Nahe am Recoverystrom wurden die Rechnungen nicht fortgeführt, da der Rechenzeitaufwand für reale Zeiten bis zur Entscheidung Quench oder Recovery bis zu 400 ms zu hoch wurde.

Für die LCT - Probe wurden die entsprechenden Rechnungen für 4.7 T durchgeführt. Es wurde mit vierseitiger Kühlung und einem kritischen Strom von 1600 A, wie an der Einzelleiterprobe gemessen, gerechnet. Wegen der in 5.2.2 beschriebenen Beschädigung der Probe ist der kritische Strom schlecht definiert. Die Rechnung ergibt bei  $I_c$  gegenüber dem Experiment deutlich höhere kritische Energien, im Gegensatz zur MCA - Probe, wo die gemessenen kritischen Energien leicht oberhalb der berechneten Werte liegen. Die Messung am LCT - Kabel ist mit dieser Rechnung nicht direkt vergleichbar, da die Einzelleiter im Kabel nur dreiseitig gekühlt sind und bei 4.7 T einen kritischen Strom von  $\sim 1800$  A besitzen.

### Diskussion

Für die Interpretation der Ergebnisse ist es hilfreich, die kritische Energie als Funktion der Oberflächenheizleistung des Leiters im voll normalleitenden Zustand aufzutragen (Abb. 37 und 38). In den Zeichnungen sind außerdem die Entscheidungszeiten für Pulse mit nahezu kritischer Energie eingetragen.

Die bei 1.1 bar gemessenen Kurven rücken in dieser Darstellung auf ein relativ schmales Band zusammen. Die kritischen Pulsenergien, bei denen die Rückkehr zur Supraleitung durch den eingeschränkten Heliumvorrat im Kühlkanal begrenzt wird, liegen alle um  $0.3 \text{ W/cm}^2$ , dem Erfahrungswert für die mittlere stationäre Kühlleistung beim Recoverystrom nach dem Maddock - Kriterium. Der flache Verlauf der Kurven bei hohen Strömen endet, wenn eine Oberflächenheizleistung von  $\sim 0.7 \text{ W/cm}^2$  unterschritten wird. Dieser Wert liegt in der Größenordnung des maximalen Blasensiedens. Der naheliegende Versuch, das E·Q - Kriterium hier direkt anzuwenden, scheitert an der zeitlich variablen Heizleistung während des Pulses und der anschließenden Entscheidungszeit. In 4.1 wurde ausgeführt, daß bei den hier verwendeten Pulsenergien schon während der Störung der Übergang zum Filmsieden stattfinden muß, andererseits ist die Heizleistung durch den



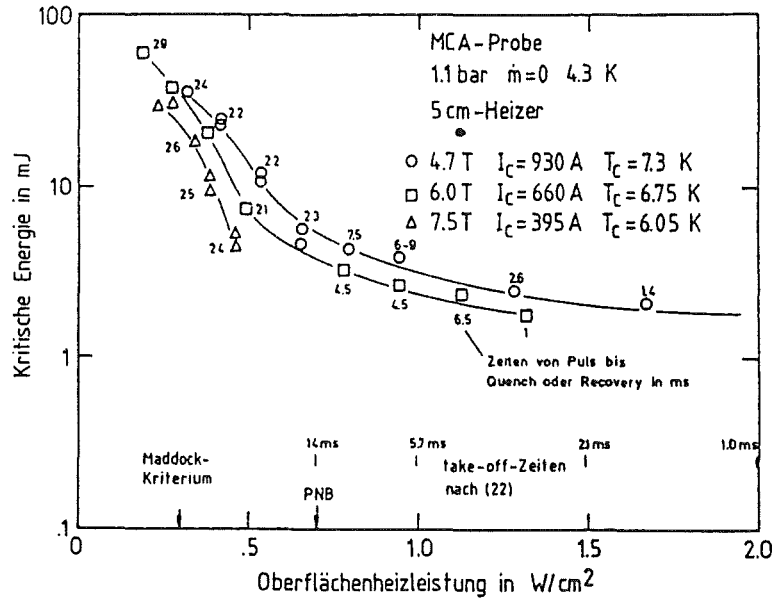


Abb.37 : Kritische Energie als Funktion der Oberflächenheizleistung für die MCA-Probe bei 1.1 bar und 4.3 K

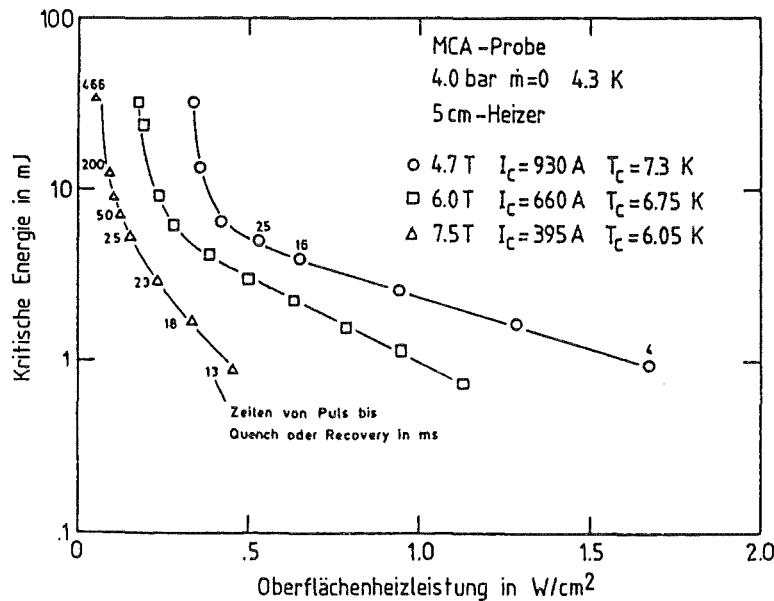


Abb.38 : Kritische Energie als Funktion der Oberflächenheizleistung für die MCA-Probe bei 4.0 bar und 4.3 K

Strom im Leiter nach der Störung wesentlich kleiner, so daß die Wärmediffusion in den Heliumdampffilm ausreicht, den Leiter in den supraleitenden Zustand zurückkehren zu lassen.

Wird die Oberflächenheizleistung kleiner als  $\sim 0.7$   $W/cm^2$ , so entwickelt sich die normalleitende Zone so langsam, daß sich Konvektion im Dampffilm entwickeln kann, wodurch die effektive Kühlkapazität des Heliums, und damit auch die kritische Energie, stark ansteigt. Man erkennt, daß bei 7.5 T wegen der geringen potentiellen Heizleistung des Leiters die Dauer der Nukleationsphase außer bei  $I_c$  nicht wesentlich für die Stabilität ist. Die Stabilität dieses Leiters wird bei hohem Magnetfeld und einem Heliumdruck von 1 bar überwiegend durch die effektive

spezifische Wärme des Heliumgasfilms bestimmt.

Im Unterschied zur Zweiphasenkühlung bleiben die Kurven der kritischen Energie als Funktion der Oberflächenheizleistung deutlich voneinander getrennt. Da die Möglichkeit eines Phasenübergangs des Heliums nicht existiert, führen kleine Energiefreisetzen sofort zu einer Temperaturerhöhung der thermischen Grenzschicht. Das bewirkt zum einen deutlich geringere kritische Energien bei hohen Strömen als bei Zweiphasenkühlung, zum anderen wirkt sich die Abnahme der kritischen Temperatur des Leiters bei Erhöhung des Magnetfeldes viel stärker als bei Zweiphasenkühlung aus. Bei Zweiphasenkühlung wird die Temperatur nahe bei der Siedetemperatur festgehalten, bis eine gewisse Mindestenergie das Einsetzen des Filmsiedens erzwingt, diese Energie ist unabhängig von den Leiterparametern. Bei Einphasenhelium entscheidet die Differenz zwischen Helium - und current - sharing - Temperatur über die zulässige Störungsenergie.

Ströme mit gleichen current - sharing - Temperaturen erlauben bei 7.5 T höhere kritische Energien als bei 4.7 T, da die kleinere potentielle Heizleistung des Leiters bei 7.5 T wesentlich längere Entscheidungszeiten zuläßt. In der längeren Zeit kann eine dickere Heliumschicht erwärmt werden.

Die Wärmestromdichten bei voll normalleitendem Leiter liegen bei den Recoveryströmen zu 4.7, 6.0 und 7.5 T bei 0.34, 0.18 und 0.06 W/cm<sup>2</sup>. Bildet man aus diesen Werten und den Temperaturdifferenzen zu  $T_c(B)$  effektive Wärmeübergangskoeffizienten, so erhält man 0.11, 0.07 und 0.03 W/cm<sup>2</sup>K. Es ist nicht klar warum der effektive Wärmeübergang bei 4.7 T fast viermal besser ist als bei 7.5 T. Eine mögliche Erklärung ist, daß durch die höhere current - sharing - Temperatur bei 4.7 T in der Entscheidungszeit mehr Wärme an das Helium übertragen werden kann, was zu einer größeren transienten Strömung führt. Beim Recoverystrom werden die Entscheidungszeiten so lang, daß die allmählich einsetzende Strömung noch die kritische Energie beeinflussen kann.

#### 5.2.4 ABHÄNGIGKEIT DER KRITISCHEN ENERGIE VON DER TEMPERATUR DES HELIUMS

Für die LCT - Probe wurde bei 4.7 T die Temperaturabhängigkeit der kritischen Energie bei Ein - und bei Zweiphasenkühlung aufgenommen. Zur Messung wurde eine Kolbengeschwindigkeit der Pumpe eingestellt, die bei ungeheiztem Helium eine Strömungsgeschwindigkeit von 18 cm/s bewirkte. Bei vorangegangenen Messungen zur Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie hatte sich herausgestellt, daß diese Geschwindigkeit bei 4.7 T nur eine sehr kleine Erhöhung der kritischen Energie ausmachte.

Bei Zweiphasenkühlung wurden die Bedingungen auf der Siedekurve eingestellt, die Temperatur war also eine Funktion des vorgegebenen Druckes. Durch Heizen im Heliumeinlauf unter Hin - und Herpumpen wurde das Pumpvolumen auf oder in die Nähe der Siedetemperatur gebracht, und dann während des eigentlichen Messdurchgangs die Heizleistung so gewählt, daß die im Heliumeinlauf gemessene Temperatur gerade gleich der Siedetemperatur blieb; die Strömungsgeschwindigkeit kann also durch die Expansion des Heliums etwas größer als 18 cm/s gewesen sein. Die unter diesen Bedingungen gemessenen kritischen Energien für

vier Ströme zeigt Abb. 39. Man erkennt, daß die kritische Energie für Ströme, die bei 4.2 K nahe am gemessenen Recoverystrom von  $\sim 700$  A liegen, mit steigender Temperatur um eine Größenordnung abnimmt. Für höhere Ströme verläuft die Abnahme bis zum Erreichen der current - sharing - Temperatur  $T_{cs}(I, B)$  flacher und macht nur einen Faktor von etwa 4 aus.

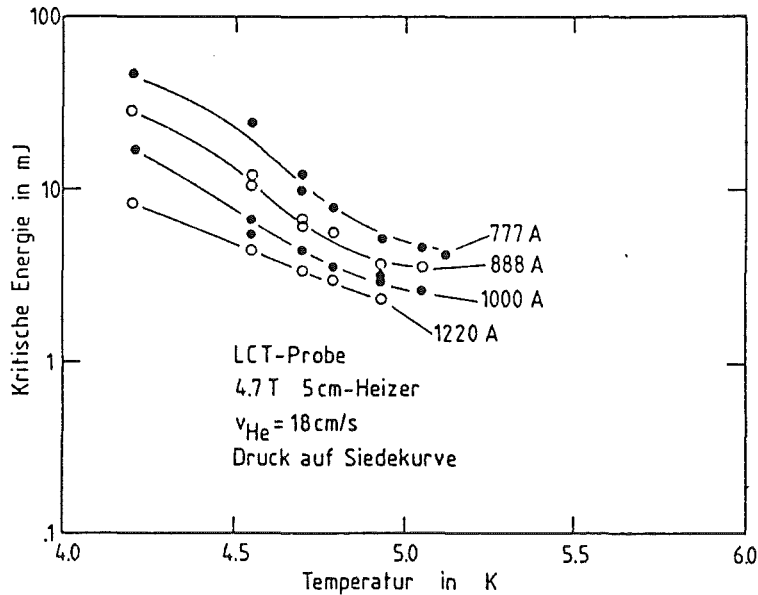


Abb.39 : Kritische Energie als Funktion der Heliumtemperatur, auf der Siedekurve zwischen 1 und 2.1 bar gemessen

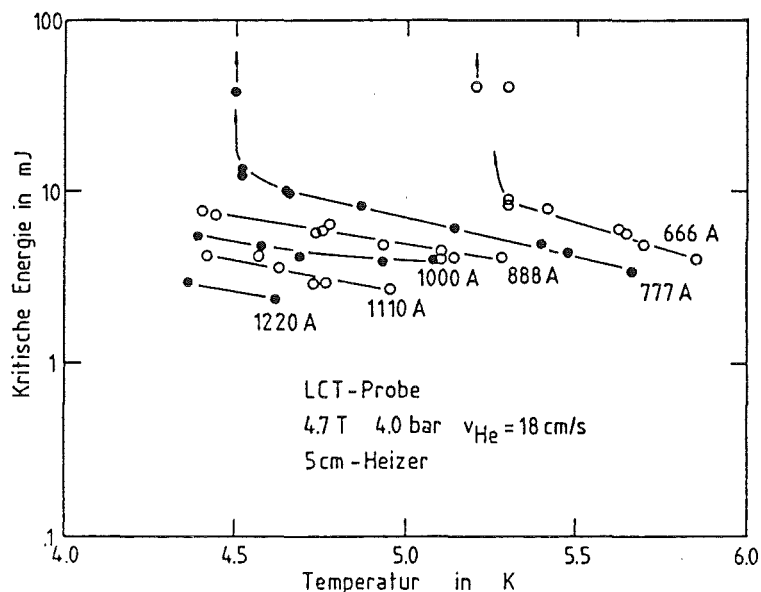


Abb.40 : Kritische Energie als Funktion der Heliumtemperatur, bei 4 bar gemessen

Zur Messung der kritischen Energien als Funktion der Temperatur bei überkritischem Helium wurde ein Druck von 4 bar im Pumpkreis eingestellt und wiederum das ganze Pumpvolumen unter Hin- und Herpumpen auf die gewünschte Temperatur gebracht. Die Temperatur wurde während der Messung in Heliumein- und auslauf kontrolliert. Es wurde also auch hier der Volumenstrom, nicht der Massenstrom konstant gehalten. Die logarithmisch über der Temperatur aufgetra-

genen kritischen Energien zu den verschiedenen Strömen (Abb. 40) verlaufen in erster Näherung wie parallele Geraden. Erst wenn der Strom dem Recoverystrom (bei 4.3 K  $\sim$  800 A) entspricht, knicken die Kurven abrupt nach oben ab.

### Diskussion

Durch die Erhöhung der Temperatur sinkt der kritische Strom zu gegebenem Magnetfeld. Durch Variation der Temperatur kann ein gegebener Strom einen gewissen Bereich zwischen  $I_{rec}(B, T)$  und  $I_c(B, T)$  überstreichen; man kann daher ähnliche Kurvenverläufe wie Variation des Stroms bei konstanter Temperatur über den gleichen Bereich im reduzierten Strom erwarten (Abb. 33 - 36), mit dem Unterschied, daß bei veränderlicher Temperatur die potentielle Wärmeproduktion des Leiters konstant bleibt. So entspricht die Kurve für 777 A in Abb. 40 dem Stück von  $\sim$  820 A bis etwa 1350 A auf der 4.7 T - Kurve in Abb. 36. Die Abnahme der kritischen Energie ist bei variabler Temperatur und festgehaltenem Strom nicht so groß wie bei zunehmendem Strom, da die Wärmeerzeugungsrate des Leiters klein bleibt.

Bei den Kurven für Kühlung durch Zweiphasenhelium auf der Siedekurve (Abb. 39) kann man ähnliche Vergleiche mit den  $E_c(I)$  - Verläufen der Abb. 35 anstellen, muß dabei aber berücksichtigen, daß zusammen mit der Temperaturerhöhung eine Verringerung der latenten Wärme und damit eine Verschlechterung des transienten Wärmeübergangs einhergeht.

#### 5.2.5 ABHÄNGIGKEIT DER KRITISCHEN ENERGIE VOM DRUCK

In Abb. 41 und Abb. 42 sind die Verläufe der kritischen Energie als Funktion des Druckes für einige Betriebsströme und bei zwei Magnetfeldern für die MCA - Probe dargestellt. Bei einem Feld von 4.7 Tesla nimmt die kritische Energie zwischen 1 bar und dem kritischen Druck von 2.25 bar um einen Faktor 2 bis 3 ab. Bei überkritischem Druck schließt sich bei hohen und mittleren Strömen ein Bereich mit ganz schwach ansteigenden kritischen Energien an. Bei Strömen unterhalb etwa  $0.5 I_c$  kommt es in der Nähe des kritischen Druckes zu einem fast sprunghaften Anstieg der kritischen Energien um das drei - und mehrfache. Bei Erhöhung des Druckes auf 3 bis 4 bar fallen die kritischen Energien wieder auf Werte wie bei etwa 2 bar; bei noch höheren Drücken bleiben die kritischen Energien nahezu konstant.

Bei einem Magnetfeld von 7.5 Tesla zeigt sich ein anderer Verlauf. Mit von 1 bar aus bis zum kritischen Druck zunehmendem Druck fallen die kritischen Energien bei allen Strömen um mindestens eine Größenordnung, um bei noch höherem Druck annähernd konstant zu bleiben. Nur beim kleinsten gemessenen Strom von etwa  $0.51 I_c$  verringerte sich die kritische Energie auch oberhalb des kritischen Druckes bis etwa 3.5 bar und blieb ab diesem Druck etwa konstant.

Abb. 43 zeigt die Druckabhängigkeit der kritischen Energie für die LCT - Probe, bei einem Feld von 4.7 T bei drei verschiedenen Strömen. Auch hier kam es zu dem unterschiedlichen Verhalten bei hohen und bei niedrigen Strömen. Zudem zeigte sich, daß die Probe bei kleinen Strömen manchmal schon bei kleinen

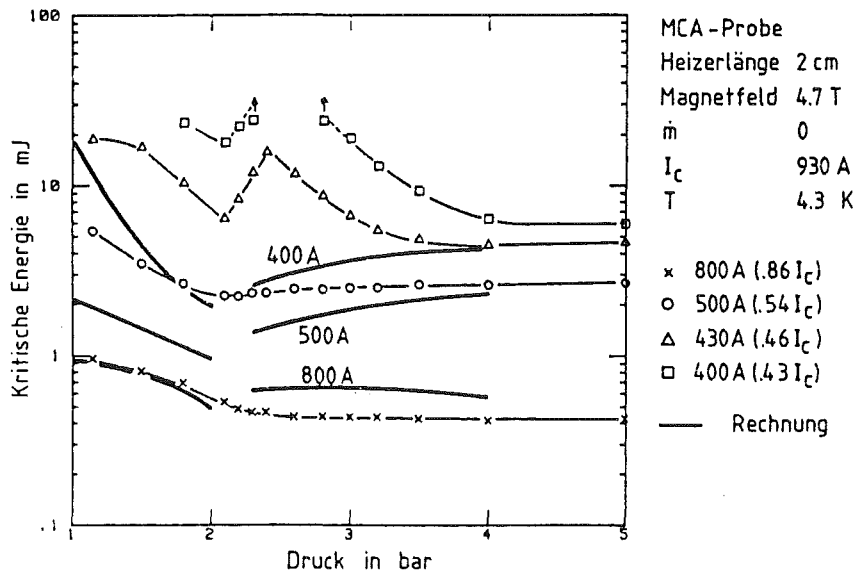


Abb.41 : Kritische Energie als Funktion des Druckes bei 4.7 T für die MCA-Probe, Messung und Rechnung

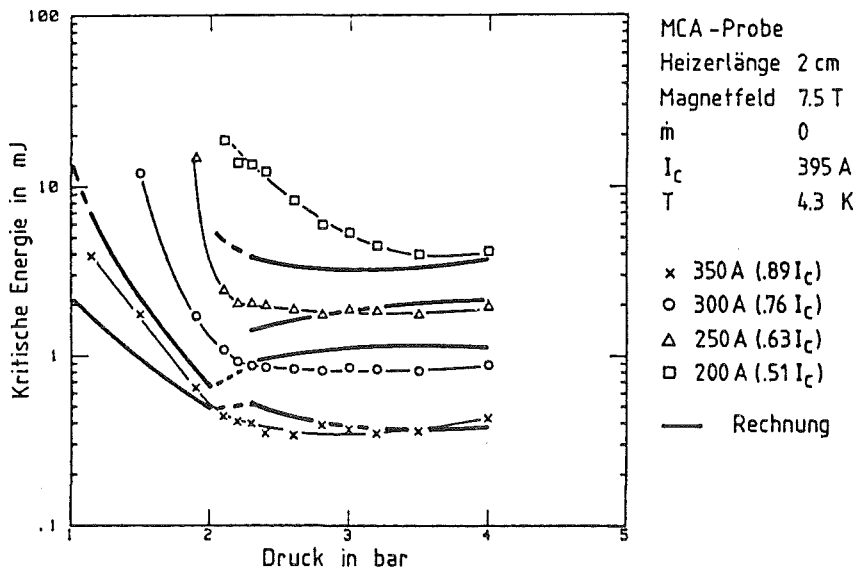


Abb.42 : Kritische Energie als Funktion des Druckes bei 7.5 T für die MCA-Probe, Messung und Rechnung

Pulsenergien quenchte, gelegentlich aber selbst durch die höchste zur Verfügung stehende Pulsenergie nicht zu quenchen war, was einer Differenz der kritischen Energien von einer Größenordnung nahekommt.

Vergleicht man die Messergebnisse mit den berechneten Werten, die dick eingezeichnet sind, so stellt man fest, daß nur eine qualitative Übereinstimmung gegeben ist. Dabei wird das Maximum der kritischen Energie für kleine Ströme um den kritischen Druck nicht beschrieben, obwohl die druck- und temperaturabhängigen Heliumeigenschaften in die Wärmeübergänge eingingen. Bemerkenswert ist, daß die berechneten Quenchenenergien unterhalb des kritischen Druckes relativ gut an die oberhalb des kritischen Druckes anschließen, obwohl hier die Beschreibung des Wärmeübergangs mit dem zu erhöhtem Druck hin extrapolierten E-Q - Kriterium und dem Term für die effektive Wärmekapazität des Heliumgasfilms zum Diffu-

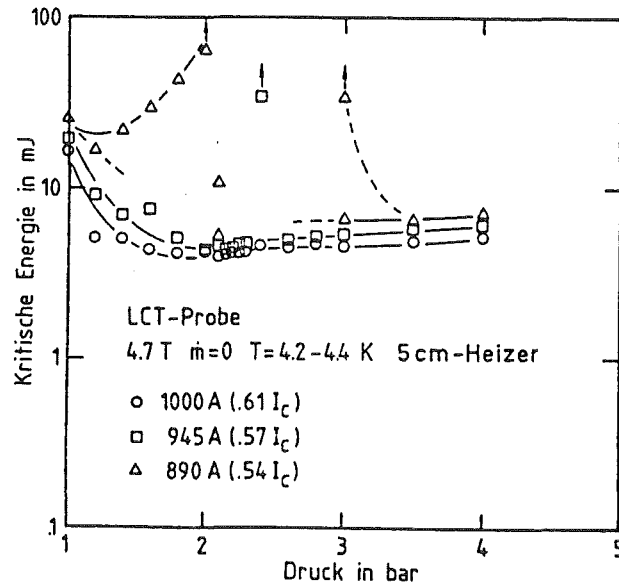


Abb.43 : Kritische Energie als Funktion des Druckes bei 4.7 T für die LCT-Probe, Messung und Rechnung

sionsmodell bei überkritischem Helium wechselt. Quantitative Übereinstimmung bis auf einen Faktor 2 wird bei hohen Strömen über den ganzen Druckbereich und bei Drücken oberhalb von etwa 3 bar für alle Ströme und Felder erreicht.

### Diskussion

Wie ist der Verlauf der Kurven zu interpretieren?

Im Zweiphasenbereich nimmt mit steigendem Druck die Siedetemperatur zu, die latente Wärme ab; in 3.2.7.2.3 wird gefunden, daß die bis zum Einsetzen des Filmsiedens abführbare Energie ( $E \cdot Q$  - Kriterium) fast linear um einen Faktor 2.5 abnimmt, wenn der Druck von 1 bar auf 2.1 bar erhöht wird. Dies spiegelt sich in der Abnahme der kritischen Energie für hohe bis mittlere Ströme bei 4.7 T wider. Bei noch kleineren Strömen liefert die effektive spezifische Wärme des Heliumdampffilms den Hauptanteil an der kritischen Energie. Die effektive spezifische Wärme des Dampffilms sollte nach den Überlegungen in 3.2.7.2.4 erst in der Nähe des kritischen Druckes steil abnehmen. Der Verlauf von  $E_c(p)$  für 430 A bei 4.7 T deutet ein entsprechendes Verhalten an.

Bei 7.5 T ist eine mehrfach stärkere Abnahme der kritischen Energie mit gegen  $p_c$  steigendem Druck zu beobachten, da die Siedetemperatur des Heliums schon recht nahe an die kritische Temperatur des Leiters reicht. Als Kühlmechanismus steht über einen großen Teil der Entscheidungszeit nur noch die Wärmediffusion in flüssiges Helium zur Verfügung, während bei 1 bar wegen der relativ geringen Wärmeproduktion des Leiters bei 7.5 T die latente Wärme einer recht dicken Heliumschicht genutzt werden kann. Bei 4.7 T ist die Wärmeerzeugung durch den Leiter wegen der größeren Ströme höher und die Entscheidungszeiten daher so kurz, daß ohnehin nur eine dünne Heliumschicht als Wärmesenke genutzt werden kann; die kritischen Energien sind schon bei 1 bar kleiner als für den Leiter bei 7.5 T.

Bei Überschreiten des kritischen Druckes absorbiert die Heliumgrenzschicht bei

hohen und mittleren Strömen Energie nur noch über Wärmediffusion. Die effektive spezifische Wärme der Diffusionsschicht ist nur schwach vom Druck abhängig, die mit steigendem Druck abnehmende spezifische Wärme des Heliums wird kompensiert durch eine größere Diffusivität, eine höhere Dichte und geringere thermische Expansion der Grenzschicht. Die kritischen Energien bleiben daher oberhalb  $p_c$  etwa konstant.

Bei Drücken ab 3 bis 4 bar werden die Dichteunterschiede bei Erwärmung des Heliums so klein, daß Konvektion erst bei hohen Temperaturdifferenzen oder nach langen Zeiten ( $\sim 20$  ms) eine Rolle spielt. In diesem Druckbereich sind die Annahmen des Diffusionsmodells auch bei kleinen Strömen noch erfüllt, wodurch die befriedigende Übereinstimmung von Rechnung und Experiment erklärt wird.

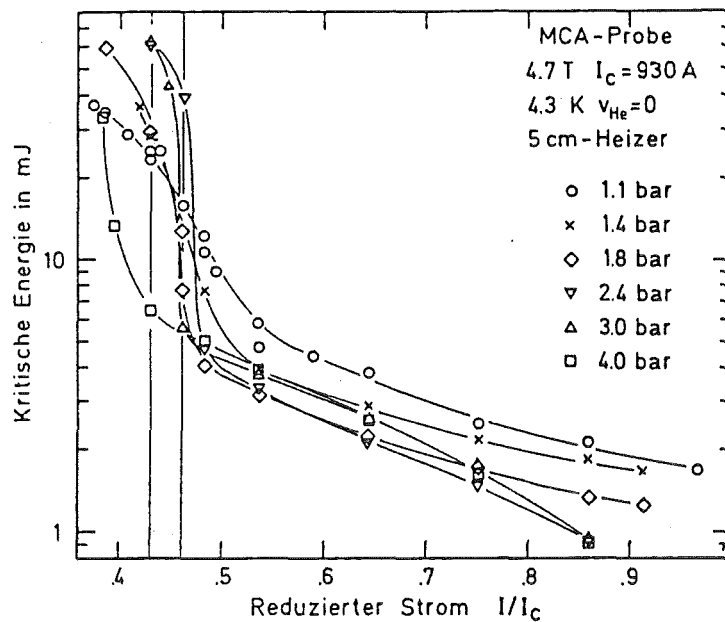


Abb.44 : Kritische Energie als Funktion des Stroms bei 4.7 T für die MCA-Probe bei verschiedenen Drücken

Es bleibt die Klärung der Ursache für das Maximum der kritischen Energie für kleine Ströme leicht oberhalb des kritischen Drucks bei 4.7 T. Dazu sei Abb. 44 betrachtet. Sie zeigt die kritische Energie als Funktion des Stroms für die MCA-Probe bei 4.7 T mit dem Druck als Kurvenparameter. Die Ströme 0.43 und 0.46  $I_c$ , für die sich Maxima in den  $E_c(p)$ -Kurven ergaben, sind durch senkrechte Linien markiert. Betrachtet man die Schnittpunkte der  $E_c(I)$ -Kurven zu den verschiedenen Drücken mit der 0.46  $I_c$ -Linie, so stellt man fest, daß die kritische Energie bei 0.46  $I_c$  zunächst zwischen 1.1 bar und 1.8 bar um einen Faktor 3 bis 4 abnimmt, bei 2.4 bar wieder um eine Größenordnung anwächst, um bei 3 bar und 4 bar auf kleine Werte zurückzufallen. Das entspricht qualitativ dem in Abb.41 aufgetragenen Verlauf. Der Verlauf von  $E_c(p)$  ergibt sich also aus der Variation des Recoverystroms, der durch den steilen Anstieg der kritischen Energien in Abb.44 markiert wird, mit dem Druck. Offensichtlich liegt der Recoverystrom bei 2.4 bar am höchsten. Da der Recoverystrom durch den stationären Wärmeübergang bestimmt wird, deutet das zusammen mit den in Abb.41 dargestellten

$E_c(p)$  - Verläufen auf einen verbesserten stationären Wärmeübergang bei leicht überkritischen Drücken hin. Maxima im Wärmeübergangskoeffizienten und starke Wärmestromdichteabhängigkeiten nahe des kritischen Drucks werden in der Literatur für verschiedene Flüssigkeiten berichtet (57). Solche Effekte treten besonders dann auf, wenn die Temperatur des Strömungskerns unterhalb der transponiert kritischen Temperatur (bei 2.3 bar etwa 5.2 K, bei 3 bar 5.7 K), die der geheizten Oberfläche oberhalb der transponiert kritischen Temperatur des Kühlmittels liegt. Bei hohen Wärmestromdichten fällt unter diesen Bedingungen der Wärmeübergangskoeffizient mit zunehmendem Druck, bei kleinen Wärmestromdichten hat er ein Maximum. Dieses Verhalten wird auch Quasisieden genannt, da ein wärmestromdichtenabhängiger Wärmeübergang ein Charakteristikum des Siedens ist. Die Dichteunterschiede und die Enthalpieänderung sind im leicht überkritischen Bereich noch vergleichbar mit den entsprechenden Werten im Zweiphasenbereich, so daß ähnliche Transportmechanismen beobachtet werden können.

Das Maximum in der kritischen Energie taucht also erst in der Nähe des Recoverystroms auf, da erst hier konvektive Wärmeübergangsmechanismen Zeit haben sich zu entwickeln. Es fehlt bei 7.5 T, da die kritische Temperatur des Leiters gegenüber 4.7 T um etwa 1.3 K niedriger und mit 6.05 K nur wenig oberhalb der transponiert kritischen Temperatur zwischen  $p_c$  und 3 bar liegt. Die mit einer Rückkehr zur Supraleitung verträglichen Temperaturdifferenzen während der Entscheidungszeit reichen bei 7.5 T offenbar nicht aus, den durch siedeeähnliche Vorgänge erhöhten Wärmeübergang anzuwerfen.

Die in der Computersimulation benutzte Korrelation für den stationären Wärmeübergang beschreibt diesen Effekt nicht.

### 5.2.6 MASSENSTROMABHÄNGIGKEIT DER KRITISCHEN ENERGIE

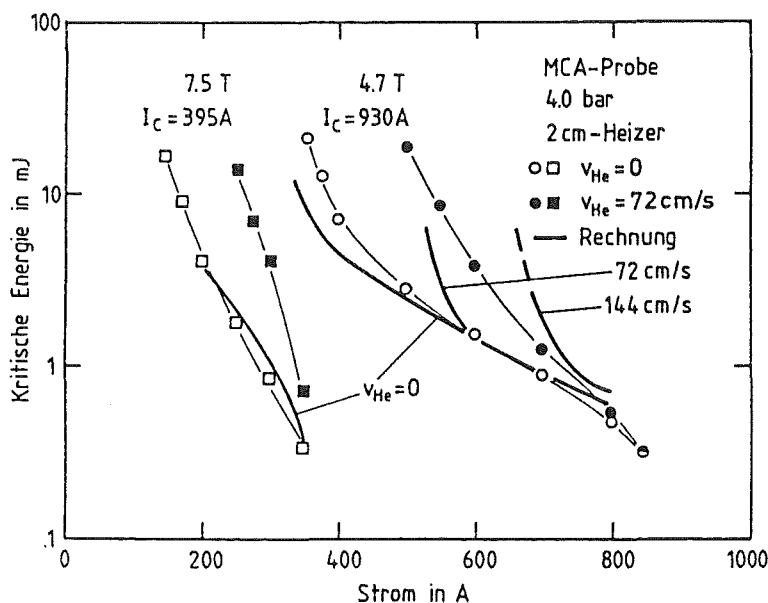


Abb.45 : Kritische Energie als Funktion des Stroms für die MCA-Probe bei verschiedenen Massenströmen, Messung und Rechnung

Abb. 45 zeigt den Einfluß der Zwangsströmung auf die Stabilität des MCA-



Leiters bei einem Druck von 4 bar als Funktion des Leiterstroms für zwei Magnetfelder. Man erkennt, daß der Recoverystrom durch die Zwangsströmung angehoben wird und der Verlauf der  $E_c(I)$ -Kurve ohne Strömung auf den schmalen Bereich zwischen dem Recoverystrom mit Strömung und  $I_c$  zusammengedrängt wird. Bei Strömen nahe  $I_c$  ändert sich die kritische Energie durch die Zwangsströmung wenig.

Die numerische Rechnung beschreibt das Verhalten bei ruhendem Helium recht gut, auch den verschwindenden Einfluß des Massenstroms auf die kritische Energie bei hohen Strömen und die Verschiebung des Recoverystroms. Jedoch wird der Bereich dazwischen für den Fall mit Zwangsströmung von der Rechnung nicht gut wiedergegeben.

In den Abbildungen 46 und 47 ist die kritische Energie als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit des Heliums im Kühlkanal für je zwei Ströme mit dem Druck als Kurvenparameter dargestellt. Abb. 46 zeigt das Verhalten bei 4.7 T, Abb. 47 das bei 7.5 T. Es wird deutlich, daß die Massenstromabhängigkeit bei zweiphasigem Helium bei 1 bar am geringsten ist, um den kritischen Druck herum wird sie am stärksten, um zu höheren Drucken hin wieder etwas abzunehmen. Man benötigt bei höheren Strömen recht große Strömungsgeschwindigkeiten ( $\sim 150$  cm/s), um mit überkritischem Helium die Stabilität bei Kühlung durch ruhendes zweiphasiges Helium bei etwa 1 bar zu erreichen. Bei großem Absolutstrom variieren die Werte der kritischen Energie mit Druck und Massenstrom um bis zu einem Faktor 2; bei kleineren Absolutströmen um eine Größenordnung innerhalb des in diesem Experiment zugänglichen Bereichs von Pulsenergien und Strömungsgeschwindigkeiten.

Bei 4.7 T und 4 bar und 2.5 bar wurde die Abhängigkeit der kritischen Energie vom Massenstrom bei festgehaltenem Probenstrom auch berechnet. Die Übereinstimmung mit dem Experiment war bei hohem Strom befriedigend, beim kleineren Strom gab es nur eine qualitative Übereinstimmung.

## Diskussion

### Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie bei Einphasen - Helium

Bei überkritischem Helium führt eine zunehmende Zwangsströmung zu einer abnehmenden Dicke der als ruhend betrachteten Grenzschicht. Dadurch wird der stationäre Wärmeübergang verbessert, da der Temperaturgradient zwischen Leiter und turbulentem Strömungskern steiler wird; zudem endet der transiente Wärmeübergang früher, da sich über die dünnere Grenzschicht eher ein stationäres Temperaturprofil ausbildet. Man erwartet eine Verschiebung des Recoverystroms zu höheren Werten und in dessen Nähe große kritische Energien. Bei sehr hohen Strömen wird man keine wesentliche Erhöhung der kritischen Energie erwarten, da die Wärmediffusionstiefe ins Helium während der kleinen Entscheidungszeit bei hoher Wärmeerzeugungsrates und bei den hier benutzten Strömungsgeschwindigkeiten von maximal 2 m/s ( $Re \leq 60000$ ) in der Größenordnung der Grenzschichtdicke bleibt. Mit von  $I_c$  her abnehmendem Strom werden die Entscheidungszeiten länger und das Temperaturprofil im Helium senkrecht zum Leiter erstreckt sich

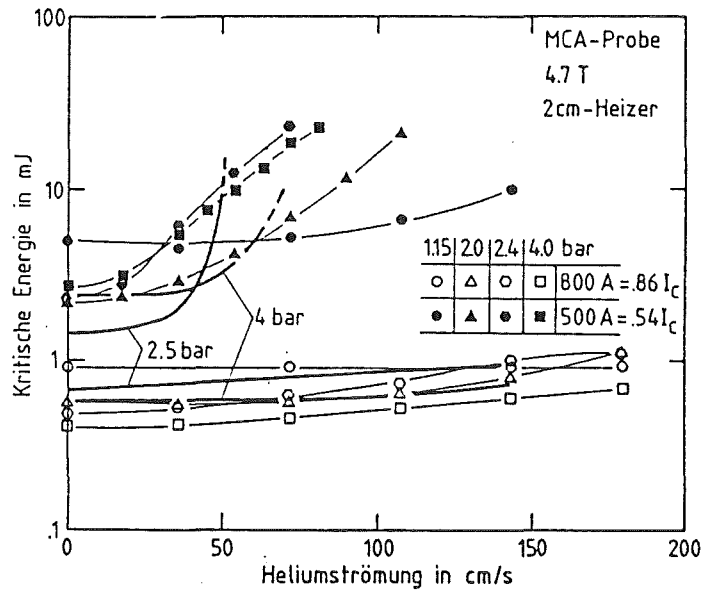


Abb.46 : Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie für die MCA-Probe bei 4.7 T und verschiedenen Drücken, Messung und Rechnung

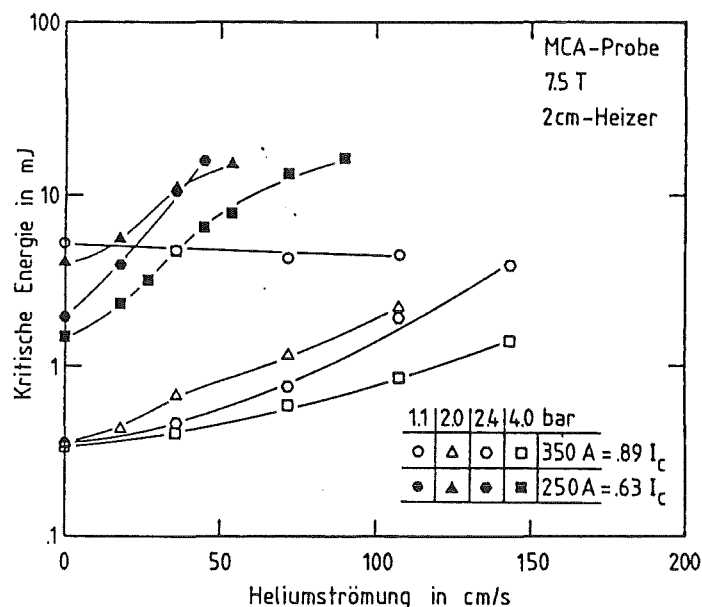


Abb.47 : Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie für die MCA-Probe bei 7.5 T und verschiedenen Drücken. 200 cm/s entsprechen einer Reynoldszahl von 60000.

immer weiter in die Übergangsschicht zwischen laminarer Grenzschicht und turbulentem Strömungskern. Die in der Entscheidungszeit abführbare Wärme und damit die kritische Energie nimmt mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit zu. Relativ lange Entscheidungszeiten ergeben sich bei hohen Feldern sogar nahe  $I_c$ , daher rührt die im Vergleich zu 4.7 T starke Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie bei 7.5 T und  $0.89 I_c$  (Abb.46,47).

Die Details der Zunahme des Anteils der Turbulenz am transienten Wärmeübergang wurden in der Computerrechnung nicht beschrieben, dort wurde die Grenzschicht immer als ruhend angenommen. Daher bleiben die berechneten kritischen Energien bei mittleren Strömen und Zwangsströmung kleiner als die entsprechen-

den gemessenen kritischen Energien.

### **Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie bei Zweiphasen - Kühlung**

In 4.1 wurde erklärt, daß bei Zweiphasen - Kühlung bei hohen Strömen, mit im normalleitenden Zustand hoher Wärmeerzeugungsrate, die Nukleationsphase und die Wärmediffusion in den Heliumdampffilm ausschlaggebend für die kritische Energie sind. Dies bleibt auch bei hoher Strömungsgeschwindigkeit gültig, wie die Ergebnisse des Experiments zeigen. Die Blasenbildung ist ein an die Leiteroberfläche und eine dünne überhitzte Grenzschicht gebundener Effekt, der durch die Strömung im Strömungskern kaum beeinflußt wird, daher ist bei Zweiphasen - Helium die kritische Energie bei hohen Strömen fast strömungsunabhängig. Der Recoverystrom wird durch den verbesserten stationären Wärmeübergang angehoben.

Im Bereich mittlerer Ströme, die in diesem Experiment Entscheidungszeiten von 10 - 100 ms zulassen, sind die Vorgänge schon bei ruhendem Helium unklar, bei strömendem Helium ist hier noch weniger bekannt. Tatsache ist, daß die kritische Energie auch in diesem Strombereich deutlich schwächer von der Strömungsgeschwindigkeit abhängt, als bei Einphasen - Kühlung. Man kann spekulieren, daß der sich bildende Dampffilm, der nach dem verwendeten Modell (27) ohnehin schon turbulent angenommen wird, und die zu seiner Erzeugung aufzubringende latente Wärme den Einfluß der Strömung in der Kühlkanalmitte abschirmt oder dominiert. Mit zunehmendem Druck nimmt die latente Wärme und der Dichteunterschied zwischen Dampf und Flüssigkeit, der die Konvektion im Dampffilm antreibt, ab. Dadurch nimmt der Anteil der durch die Zwangsströmung hervorgerufene Turbulenz am transienten Wärmeübergang zu, die kritische Energie wird mit zunehmendem Druck immer stärker strömungsabhängig (Abb. 46 und 47).

## 5.2.7 ABHÄNGIGKEIT DER KRITISCHEN ENERGIE VOM DAMPFGEHALT

Angeregt durch Wärmeübergangsexperimente an Helium in einem kleinen Volumen (18), wurde versucht die kritische Energie bei unterschiedlichem Dampfgehalt in der Strömung zu bestimmen. Dazu wurde bei relativ kleiner Strömungsgeschwindigkeit das Helium im Vorlauf der Probe geheizt. Die Temperatur wurde vor und nach der Probe kontrolliert. Die Heizleistung wurde schrittweise erhöht, bis am Einlauf die Siedetemperatur zum aktuellen Druck gemessen wurde. Wurde die Heizleistung jetzt weiter erhöht, so ergab sich aus der Zusatzleistung, dem Massenstrom und der latenten Wärme ein errechneter Dampfanteil am Helium im Kühlkanal.

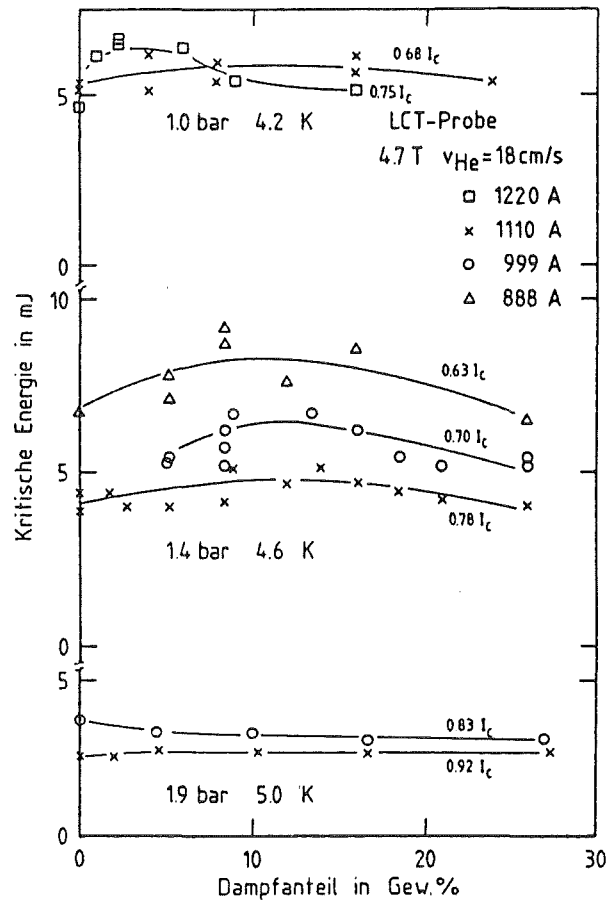


Abb.48 : Kritische Energie als Funktion des Dampfanteils in der Strömung bei drei Drücken für die LCT-Probe

Abb. 48 zeigt die so gewonnenen kritischen Energien als Funktion des Dampfanteils in Gewichtsprozent für die LCT - Probe bei 4.7 T. Trotz einer recht großen Streuung der Werte wegen des nicht genau zu kontrollierenden Dampfanteils erkennt man folgenden Sachverhalt:

Bei 1 bar und bei 1.4 bar geht die kritische Energie mit zunehmendem Dampfgehalt über ein Maximum mit einem Anstieg von etwa 20 %. Dieses Maximum liegt bei 1 bar und 1220A zwischen 2 und 6 Gew.% (13 - 32 Vol.%) Dampf, bei 1.4 bar und 888 A bis 1110 A zwischen 8 und 15 Gew.% (29 - 46 Vol.%) Dampf. Bei einem Druck von 1.9 bar ist bei 1110 A kein eindeutiger Effekt zu erkennen,

bei 999 A kommt es eher zu einer leichten Abnahme der kritischen Energie mit zunehmendem Dampfanteil.

Ähnliche Messungen an der MCA - Probe konnten nicht durchgeführt werden, da es wegen des schlechten Isoliervakuums nicht gelang, die Temperatur längs des Leiters konstant zu halten.

### Diskussion

Das Wärmeübergangsexperiment von (18) zeigte, daß durch Vorgabe eines Dampfanteils im abgeschlossenen Volumen der Druckanstieg nach Einsetzen der Heizleistung, der sonst die Nukleationsphase fast völlig unterdrückt, verringert werden kann. Durch einen Volumenanteil von 5 - 30 % Dampf bei 1 bar konnte in diesem Experiment (18) die Dauer der Nukleationsphase im abgeschlossenen Volumen auf etwa die Hälfte der Dauer bei Badkühlung angehoben werden.

Die höchsten Druckerhöhungen, die mit der gesamten Energiefreisetzung (Heizpuls plus ohmsche Wärme des Leiters) während der Entscheidungszeit abgeschätzt werden können, liegen bei den etwa 3 m langen Kühlkanälen dieses Experiments bei wenigen Zehntel bar. Die in Abb. 48 dargestellten Daten legen folgende Interpretation nahe: Bei 1 und 1.4 bar reduziert der Dampfanteil den Druckanstieg soweit, daß die latente Wärme besser genutzt werden kann. Wird der Dampfanteil zu groß - immerhin bis zu 50 Vol.% - so verringert sich die kritische Energie wegen einer geringeren Benetzung des Leiters wieder. Bei 1.9 bar bringt ein Dampfanteil keine merkliche Verbesserung des transienten Wärmeübergangs, da die latente Wärme ohnehin schon klein ist und wenig zur kritischen Energie beiträgt.

Die Kurven bei 1.4 bar deuten darauf hin, daß der Effekt des Dampfanteils bei mittleren Strömen stärker als nahe  $I_c$  ist. Die Ursache dafür dürften die höheren kritischen Energien bei fallendem Strom sein. Eine größere Pulsenergie verdampft mehr Helium und würde ohne Dampfpolster zu einem größeren Druckanstieg führen, als die kleinen Pulsenergien nahe  $I_c$ .

### 5.2.8 ABHÄNGIGKEIT DER KRITISCHEN ENERGIE VON DER VORGESCHICHTE

Es stellte sich bei den Messungen heraus, daß die Ermittlung der kritischen Energie durch Intervallschachtelung nicht immer zu einem eindeutigen Ergebnis führte. Bei Strömen um  $0.5 I_c$  und Magnetfeldstärken um 5 T ergaben sich bei vorsichtiger Erhöhung der Pulsenergie nach einer Folge von Recoverys höhere Quenchenergien ( $E_{c R \rightarrow Q}$ ), als bei schrittweiser Verringerung der Pulsenergie in einer Serie von Quenchen ( $E_{c Q \rightarrow R}$ ). Dieses Verhalten war beim LCT - Leiter besonders ausgeprägt, beim MCA - Leiter mit kleineren Abmessungen nur schwach zu erkennen. Abb. 49 zeigt die Spannungsverläufe an der LCT - Probe als Funktion der Zeit für zwei Serien von Pulsen mit steigender und fallender Energie bei einem Druck von 1 bar. Die Pulsenergien sind bei den jeweiligen Kurven eingetragen. Man erkennt, zum Beispiel auf der linken Seite der Abb. 49 an den Kurven 1 und 2 sowie 8 und 9, daß sich mehrfach die Zeit bis zum Verschwinden der Spannung trotz Erhöhung der Pulsenergie verkürzte, nachdem der vorangegangene Puls einen länger anhaltenden Spannungsabfall verursachte. Tabelle 6a (Seite 89) listet die beobachteten kritischen Energien und die dazugehörigen Versuchsbedingungen auf.

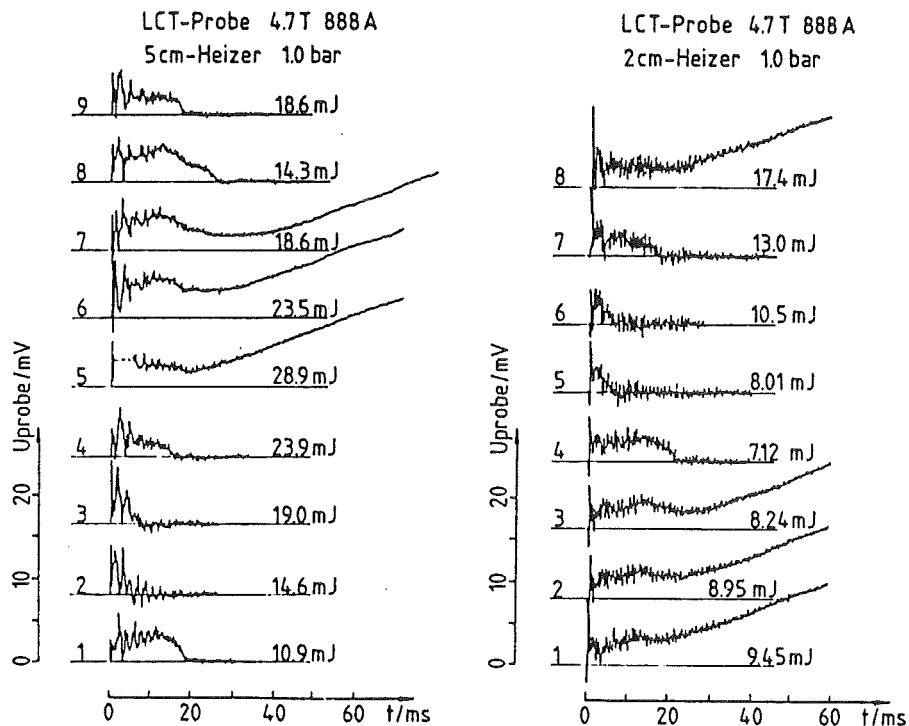


Abb.49 : Zeitliche Entwicklung der normalleitenden Zone für aufeinander folgende Pulse, LCT-Probe a) 5cm-Heizer, b) 2cm-Heizer

Man kann der Tabelle folgende Trends entnehmen:

Der Unterschied zwischen den kritischen Energien nach einer Serie von Recoveries ( $E_{c R \rightarrow Q}$ ) und denen nach einer Serie von Quenches ( $E_{c Q \rightarrow R}$ ) ist bei mittleren reduzierten Strömen  $I/I_c$  prozentual am größten, nahe des kritischen Stromes und in der Nähe des Recoverystromes ist der Unterschied gering.

Mit steigendem Feld wird der Effekt immer kleiner, bei 7.5 T ist er gerade noch zu erkennen.

Bei erhöhtem Druck ( $> p_c$ ) wird der Effekt ebenfalls klein, mit der Ausnahme eines Maximums bei 2.4 bar und 4.7 T.

Bei der MCA - Probe erreichen die Unterschiede maximal 20 % der kritischen Energie im Gegensatz zur LCT - Probe, bei der der Unterschied einen Faktor  $> 2$  erreicht.

In einem weiteren Versuch wurde statt der Pulsenergie zu gegebenem Strom der Strom bei fester Pulsenergie schrittweise erhöht, bis es zur Quenchausbreitung nach dem Puls kam. Die auf diese Art und Weise dem Strom zugeordnete kritische Energie wird mit  $E_c I \rightarrow Q$  bezeichnet. Gleich anschließend, unter unveränderten Versuchsbedingungen, wurde zu dem Strom, bei dem die Ausbreitung der normalleitenden Zone erfolgte, die kritische Energie mit schrittweiser Erhöhung der Pulsenergie ( $E_c R \rightarrow Q$ ) ermittelt.

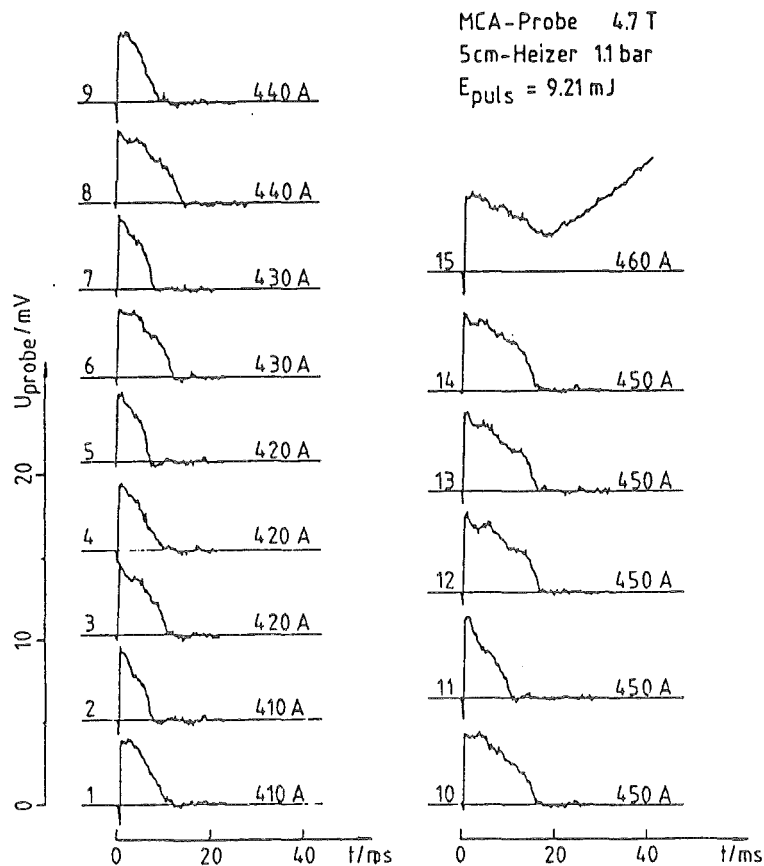


Abb.50 : Zeitliche Entwicklung des Spannungsabfalls an der MCA-Probe für eine Serie von Recoveries bei fester Pulsenergie und schrittweise erhöhtem Strom

Bei der LCT - Probe ergaben sich Unterschiede zwischen den beiden kritischen Energien  $E_c R \rightarrow Q$  und  $E_c I \rightarrow Q$  bis zu einem Faktor 8 (siehe Tabelle 6b). Man kann erkennen, daß die Differenz zwischen  $E_c R \rightarrow Q$  und  $E_c I \rightarrow Q$  nahe des kritischen Drucks und darüber am größten ist. Die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit ist im Falle des unter Pulsen mit fester Energie schrittweise erhöhten Stroms deutlich

verringert ( $v_q I \rightarrow Q < v_q R \rightarrow Q$ ).

Bei der MCA - Probe ergaben sich keine signifikanten Unterschiede zwischen  $E_c R \rightarrow Q$  und  $E_c I \rightarrow Q$ , obwohl man an den zeitlichen Spannungsverläufen nach Pulsen mit fester Energie und Erhöhung des Stroms (Abb.50) durchaus ein ähnliches Verhalten wie das der LCT - Probe bei Erhöhung der Pulsenergie (Abb.49) feststellt.

### Diskussion

Der Unterschied zwischen  $E_c R \rightarrow Q$  und  $E_c Q \rightarrow R$  wurde auch schon von (43) gemessen und als Folge der inhomogenen Stromdichteverteilung über die Filamente nach dem Hochfahren des Stromes gedeutet. Beim ersten Hochfahren des Stroms werden zunächst die äußersten Filamente bis zur kritischen Stromdichte des Supraleitermaterials "gefüllt". Mit zunehmendem Strom müssen auch weiter innen liegende Filamente Strom tragen, bis beim kritischen Strom des Leiters der ganze Filamentkranz seine kritische Stromdichte erreicht. Bei anfangs inhomogener Stromverteilung über die Filamente breitet sich die homogene Stromverteilung von den Leiterenden her, wo sie durch die Einspeisung des Stroms durch die Kupfermatrix erzwungen wird, zur Leitermitte hin aus (58). Die Zeitkonstante dafür liegt bei einer Probenlänge von 3 m bei einigen Minuten, in realen Magneten mit einigen hundert Metern Leiterlänge bei vielen Stunden.

Bei (43) konnte die Differenz zwischen  $E_c R \rightarrow Q$  und  $E_c Q \rightarrow R$  als Summe aus der ohmschen Wärmeerzeugung während der Stromumverteilung nach einer Störung und der beim Eindringen des mit dem Strom verbundenen Magnetfeldes in den Leiter dissipierten Energie befriedigend erklärt werden. Folgt man der Berechnung der Differenz der kritischen Energien von (43), so ergibt sich ein Effekt von wenigen mJ. Das Verhalten der MCA - Probe wird dadurch ausreichend beschrieben.

Bei der LCT - Probe war jedoch  $E_c R \rightarrow Q$  um wesentlich mehr als einige mJ gegenüber  $E_c Q \rightarrow R$  erhöht. Über den Weg des schrittweisen Hochfahrens des Stromes ließ sich die kritische Energie ( $E_c I \rightarrow Q$ ) noch weiter erhöhen, selbst bei hohem Druck. Die Ursache hierfür dürfte in der Existenz von Filamentbrüchen in der LCT - Probe liegen:

Die erste Störung nach dem Hochfahren des Stroms trifft auf einen äußeren Filamentkranz mit kritischer Stromdichte und einer current - sharing - Temperatur, die etwa der Heliumtemperatur gleicht, mit einem parallel geschalteten inneren Filamentkranz mit sehr kleiner Stromdichte. Ganz außen im Filamentkranz sitzen die beim Biegen der Probe gebrochenen Filamente, die zunächst keinen Strom tragen. Schon kleine Pulsenergien reichen aus, den ganzen Strom in die Kupfermatrix zu treiben, was zu ohmscher Wärmeerzeugung führt. Reicht die Kühlung aus, den Leiter in den supraleitenden Zustand zurückkehren zu lassen, so trifft die nächste Störung auf einen Leiter mit im Heizerbereich homogener Stromverteilung und einer current - sharing - Temperatur, die deutlich oberhalb der Heliumtemperatur liegt. Um Strom aus den Filamenten in die Matrix zu bringen muß jetzt mehr Energie eingepulst werden, die kritische Energie ist größer.

Bei kleinen Strömen ist die zur Erzeugung einer MPZ notwendigen Pulsenergie so groß, daß die Leitertemperatur nach dem Heizpuls die kritische Temperatur des



Leiters überschreitet. In diesem Fall ist die Stromdichteverteilung vor dem Puls gleichgültig. Bei Strömen nahe  $I_c$  kann nicht mehr viel Strom umverteilt werden, daher ist dort kein Effekt der Vorgeschichte des Leiters zu beobachten.

Will man den Strom auch in die leicht resistiven gebrochenen Filament zwingen, so muß man relativ große normaleitende Zonen mit großem ohmschen Widerstand erzeugen. Die Rückverteilung auf die unbeschädigten Filamente dauert dann länger als die Zeit bis zum nächsten Störpuls. Solch lange normaleitende Zonen sind nur bei verringertem Strom erlaubt, so daß der Weg zur weitgehenden Homogenisierung der Stromverteilung in der LCT - Probe nur über die schrittweise Erhöhung des Stromes bei fester Pulsenergie ( $E_c I \rightarrow Q$ ) führt.

Im Falle der schrittweisen Erhöhung der Pulsenergie ( $E_c R \rightarrow Q$ ) ist die Chance für eine Stromumverteilung auf alle Filamente um so größer, je besser der transiente Wärmeübergang ist, der die während der Umverteilung erzeugte ohmsche Wärme abführen muß. Bei 1 bar erfährt daher  $E_c R \rightarrow Q$  eine deutlich größere Steigerung gegenüber  $E_c Q \rightarrow R$  als bei 4 bar. Aus dem gleichen Grund, eben des schlechteren transienten Wärmeübergangs bei überkritischem Helium, kann dort  $E_c I \rightarrow Q$  so sehr gegenüber  $E_c Q \rightarrow R$  gesteigert werden.

Die Ergebnisse in den vorangegangenen Kapiteln dieser Arbeit entsprechen überwiegend  $E_c Q \rightarrow R$ , das heißt der inhomogenen Stromdichteverteilung, da die kritischen Energien per Intervallschachtelung in meist wenigen Schritten gefunden wurden. Zur Ermittlung von  $E_c R \rightarrow Q$  war eine größere Anzahl von Recoveries notwendig.

Bezeichnungen:

$E_c R \rightarrow Q$	Quench nach einer Serie von Recoveries mit steigender Pulsenergie
$E_c Q \rightarrow R$	Recovery nach einer Serie von Quenches mit fallender Pulsenergie
$E_c I \rightarrow Q$	Quench nach einer Serie von Recoveries mit fester Pulsenergie und schrittweiser Erhöhung des Stroms

Tabelle 6a : Abhängigkeit der kritischen Energie von der Vorgeschichte

LCT-Leiter						
Feld	Druck	Heizer	Strom	$I/I_c$	$E_c R \rightarrow Q$	$E_c Q \rightarrow R$
4.7 T	1.0 bar	5 cm	1550 A	.86	2.16 mJ	1.97 mJ
			1330 A	.74	4.59 mJ	4.25 mJ
			1110 A	.61	9.39 mJ	5.13 mJ
			888 A	.49	24.6 mJ	15.4 mJ
			777 A	.43	55.4 mJ	49.5 mJ
			666 A	.37	> 72.2 mJ	
4.7 T	1.0 bar	2 cm	1550 A	.86	1.57 mJ	1.36 mJ
			1330 A	.74	3.70 mJ	3.59 mJ
			1110 A	.61	8.48 mJ	4.66 mJ
			888 A	.49	25.4 mJ	11.6 mJ
			777 A	.43	42.1 mJ	33.5 mJ
			666 A	.37	> 48.4 mJ	
4.7 T	2.4 bar	5 cm	955 A	.59	> 34.1 mJ	4.73 mJ
4.7 T	2.6 bar	5 cm	1000 A	.61	4.56 mJ	4.21 mJ
4.7 T	2.8 bar	5 cm	944 A	.58	5.30 mJ	5.01 mJ
4.7 T	4.0 bar	5 cm	1000 A	.61	12.2 mJ	11.7 mJ
			833 A	.51	8.59 mJ	$\geq 7.93$ mJ
6.0 T	1.0 bar	5 cm	1000 A	.82	6.09 mJ	5.82 mJ
			888 A	.73	12.1 mJ	5.85 mJ
			777 A	.64	26.1 mJ	18.7 mJ
			722 A	.59	37.3 mJ	38.0 mJ
7.5 T	1.0 bar	5 cm	666 A	.81	11.3 mJ	10.9 mJ
			555 A	.68	21.9 mJ	19.8 mJ
7.5 T	4.0 bar	5 cm	444 A	.54	4.65 mJ	4.47 mJ
MCA-Probe						
4.7 T	1.1 bar	5 cm	352 A	.38	45.1 mJ	44.2 mJ
			500 A	.54	5.91 mJ	4.79 mJ
			450 A	.48	12.4 mJ	10.8 mJ
6.0 T	1.1 bar	5 cm	250 A	.38	56.2 mJ	52.4 mJ
			300 A	.45	36.1 mJ	33.2 mJ
			352 A	.53	18.4 mJ	17.1 mJ
			400 A	.61	6.64 mJ	6.37 mJ
			500 A	.76	2.92 mJ	2.88 mJ
7.5 T	1.1 bar	5 cm	350 A	.89	4.39 mJ	4.41 mJ
			320 A	.81	9.30 mJ	9.30 mJ
			272 A	.69	30.4 mJ	29.2 mJ
			260 A	.66	30.2 mJ	29.0 mJ
7.5 T	4.0 bar	5 cm	200 A	.51	5.21 mJ	4.97 mJ
			181 A	.46	7.11 mJ	6.80 mJ
			171 A	.43	8.61 mJ	8.92 mJ

Tabelle 6b : Abhängigkeit der kritischen Energie von der Vorgeschichte

LCT-Probe		Heizerlänge 5 cm				
Feld	Druck	Strom	$E_c R \rightarrow Q$	$E_c I \rightarrow Q$	$v_q R \rightarrow Q$	$v_q I \rightarrow Q$
4.7 T	4.0 bar	800 A	10.2 mJ	41.8 mJ	1.51 m/s	1.36 m/s
	3.0 bar	910 A	6.59 mJ	41.8 mJ	1.51 m/s	1.42 m/s
	2.5 bar	960 A	5.39 mJ	42.3 mJ	2.39 m/s	1.66 m/s
	2.4 bar	860 A	5.46 mJ	> 39.4 mJ		
	2.2 bar	920 A	5.26 mJ	42.3 mJ	1.90 m/s	1.63 m/s
	1.8 bar	850 A	9.12 mJ	41.8 mJ		1.42 m/s
	1.4 bar	820 A	12.1 mJ	41.8 mJ		
	1.0 bar	850 A	< 14.9 mJ	22.6 mJ		
		800 A	< 14.1 mJ	29.8 mJ		

Bei 6.0 T stehen nur die bei 700 A gemessenen kritischen Energien und Quenausbreitungsgeschwindigkeiten zum Vergleich zur Verfügung.

6.0 T		(↓700 A ↓)		(↓700 A ↓)	
2.8 bar	710 A	5.47 mJ	42.9 mJ	2.34 m/s	1.50 m/s
2.6 bar	730 A	5.37 mJ	42.9 mJ	2.42 m/s	2.19 m/s
2.4 bar	720 A	5.31 mJ	42.9 mJ	2.29 m/s	1.33 m/s
2.3 bar	700 A	5.02 mJ	43.7 mJ	2.38 m/s	1.26 m/s
2.25 bar	700 A	4.92 mJ	43.4 mJ	2.25 m/s	1.59 m/s
2.2 bar	690 A	4.60 mJ	43.0 mJ	2.65 m/s	1.66 m/s
2.15 bar	680 A	4.79 mJ	45.5 mJ	2.45 m/s	1.66 m/s
2.1 bar	688 A	4.70 mJ	44.1 mJ	2.43 m/s	1.70 m/s
2.0 bar	680 A	4.83 mJ	43.9 mJ	2.74 m/s	1.73 m/s
1.8 bar	690 A	5.35 mJ	44.2 mJ	2.23 m/s	1.68 m/s
1.4 bar	670 A	13.8 mJ	44.3 mJ	1.65 m/s	1.38 m/s
1.0 bar	700 A	20.8 mJ		1.72 m/s	

MCA-Probe		Heizerlänge 5 cm			
4.7T	1.1 bar	360 A	35.0 mJ	37.1 mJ	
		410 A	25.3 mJ(400A)	25.2 mJ	
		430 A		16.0 mJ	
		460 A	11.3 mJ(450A)	9.21 mJ	

## 5.2.9 QUENCHHAUSBREITUNG

In Abb. 51 und Abb. 52 ist der zeitliche Verlauf des Spannungsabfalls über der MCA-Probe dargestellt, der, da der spezifische Widerstand des Matrixkupfers im betrachteten Zeitintervall fast konstant bleibt, in guter Näherung der Länge der normalleitenden Zone entspricht.

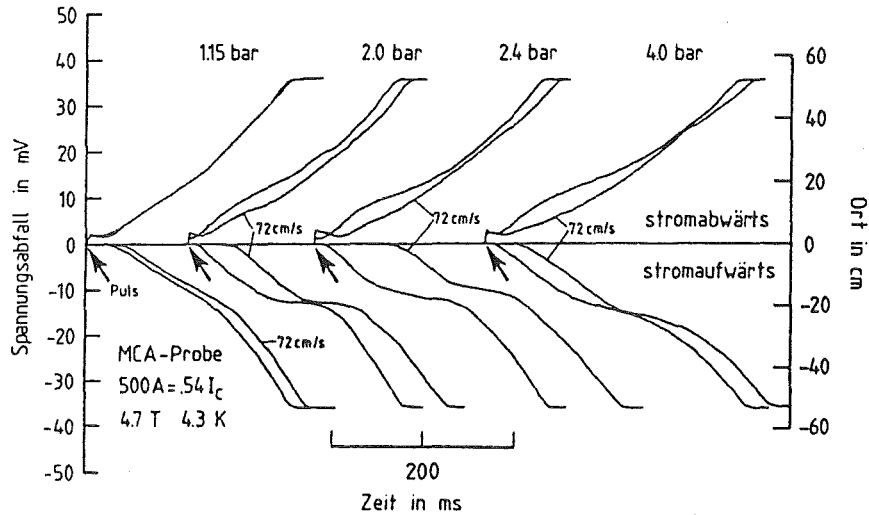


Abb.51 : Quenchausbreitung bei verschiedenen Drücken für die MCA-Probe bei 4.7 T mit und ohne Zwangsströmung

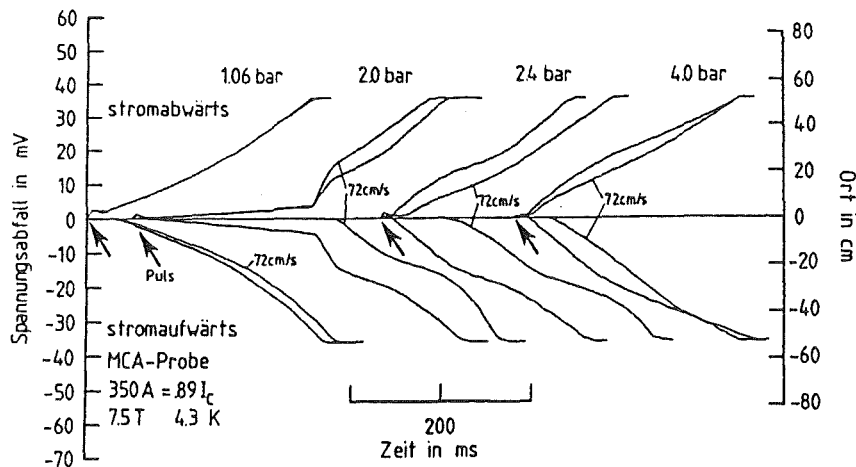


Abb.52 : Quenchausbreitung bei verschiedenen Drücken für die MCA-Probe bei 7.5 T mit und ohne Zwangsströmung

Die obere Hälfte der Abbildungen zeigt die Spannung über vier stromabwärts der Pulsspulen gelegene Windungen der Probe; die untere Hälfte der Abbildungen zeigt die Spannung über die vier stromaufwärts liegenden Windungen. Der mittlere Potentialabgriff innerhalb dieser acht Windungen, der den Spannungsnullpunkt definiert, liegt direkt neben den Pulsspulen, nicht in deren Mitte, daher rührt die kleine Unsymmetrie der Spannung zu Beginn der Kurven. Es sind für vier Drücke jeweils die Spannungsverläufe für ruhendes Helium und für eine Strömungsgeschwindigkeit von 72 cm/s aufgetragen.

Es ist deutlich zu erkennen, dass der Unterschied zwischen den Kurven mit und ohne Zwangsströmung um den kritischen Druck von 2.25 bar herum am größten ist. Bei 4 bar ist dieser Unterschied noch deutlich erkennbar, aber kleiner als bei 2.25 bar. Die Ausbreitung der normalleitenden Zone ist ohne Zwangsströmung in den ersten 50 ms symmetrisch zu ihrem Ursprung. Zu späteren Zeiten entwickelt sich eine durch die freigesetzte Wärme angefachte Strömung, die wegen des asymmetrischen Abschlusses der Kühlkanalenden in der in Abb. 51 stromabwärts genannten Richtung überwiegen muß. Auf dieser Seite endet der Kühlkanal in der Hälfte des Pumpvolumens, das über den Wärmetauscher in Verbindung mit dem Druckregler steht; die andere Seite des Kühlkanals endet in der abgeschlossenen Hälfte des Pumpvolumens. Bei hohen absoluten Strömen wird der Einfluß des Massenstroms auf die Quenchausbreitung immer schwächer (in Abb. 51 und 52 nicht dargestellt).

Die gleichen Argumente, die bei der Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie (5.2.6) gelten, gelten auch hier: Die Ausbreitung der normalleitenden Zone ist bei 1.15 bar von transienter wie aufgeprägter Strömung nur schwach abhängig, da die Nukleation und die Wärmediffusion in den Dampffilm als ausschlaggebende Wärmeübertragungsmechanismen sich in der ruhend gedachten Grenzschicht abspielen. Mit zunehmendem Druck, steigender Siedetemperatur und abnehmender latenter Wärme gewinnt, zumindest bei kleinen und mittleren Strömen, Turbulenz in Grenzschichtnähe durch transiente und Zwangsströmung an Einfluß. Bei hohen absoluten Strömen bewegt sich der Übergangsbereich Supraleitung - Normalleitung so schnell entlang des Leiters, daß konvektive Vorgänge an der Normalleitungsfront nicht wirksam werden können, da sie nicht nah genug an die Leiteroberfläche heranreichen. Der Einfluß der Strömung auf die Ausbreitung bleibt also gering.

Bei 1.15 bar breitet sich der Quench mit fast konstanter, nahezu massenstromunabhängiger Geschwindigkeit aus. Die Beschleunigung des Spannungsanstiegs nach etwa 200 ms ist zumindest teilweise eine Folge der Erwärmung des Matrixkupfers im Zentrum der normalleitenden Zone über den Temperaturbereich konstanten Restwiderstandes hinaus.

Bei den drei höheren Drücken bewirkte die einsetzende transiente Strömung eine Verlangsamung der Ausbreitung nach etwa 200 ms, nach weiteren 100 ms steigt die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit wieder an, da der Kühlkanal dann einen großen Teil seines Heliuminventars abgeblasen hat. Dieser Effekt ist nahe des kritischen Drucks stärker ausgeprägt als bei 4 bar, da die thermische Expansion des Heliums mit zunehmendem Druck kleiner wird. Unter dem Einfluß von Zwangsströmung wächst die normalleitende Zone bei höheren Drücken wegen des verbesserten Wärmeübergangs langsamer. Das Zentrum der normalleitenden Zone wandert mit dem erwärmten Helium im Kühlkanal.

## 5.2.10 QUENCHAUSBREITUNGSGESCHWINDIGKEITEN

Wie schon erwähnt und in Abb. 51 und 52 zu sehen ist, variiert die Ausbreitungsgeschwindigkeit zeitlich und örtlich. Um vergleichbare Angaben machen zu können, wurde nur die Ausbreitung 50 bis 100 ms nach dem Loslaufen des Quenches ausgewertet. Dabei wurde angenommen, daß in diesem Zeitintervall die durch den Quench angefachte Strömung noch klein genug ist, um keinen allzu großen Einfluß zu haben. Bei Messungen mit aufgeprägtem Massenstrom konnten die Geschwindigkeiten beider Fronten der normalleitenden Zone bestimmt werden.

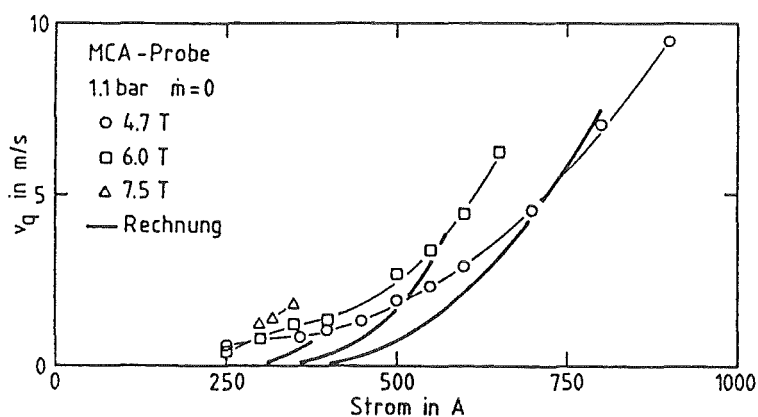


Abb.53 : Quenchausbreitungs geschwindigkeit als Funktion des Stroms für die MCA-Probe bei verschiedenen Feldern und einem Druck von 1 bar

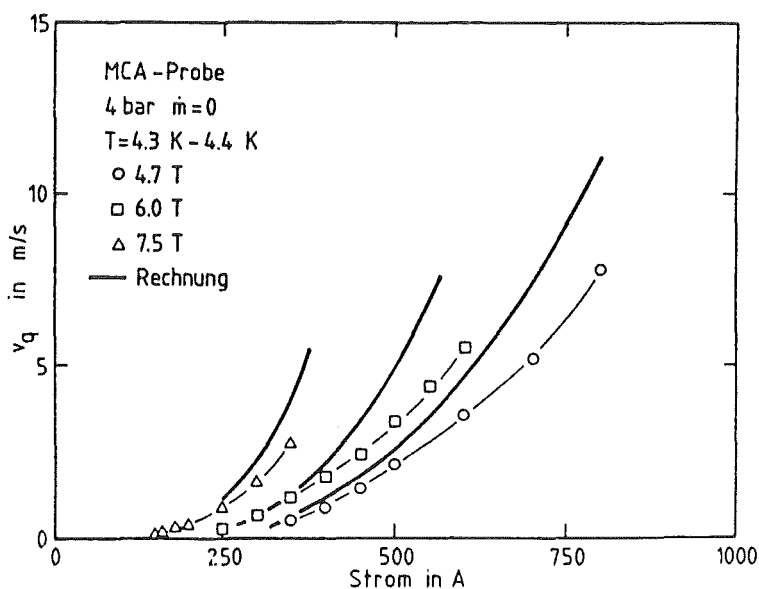


Abb.54 : Quenchausbreitungs geschwindigkeit als Funktion des Stroms für die MCA-Probe bei verschiedenen Feldern und einem Druck von 4 bar

Abb. 53 und Abb. 54 zeigen die Quenchausbreitungs geschwindigkeit als Funktion des Stroms bei drei Magnetfeldern und für ein - und zweiphasige Kühlung. Alle Kurven zeigen einen parabelähnlichen Anstieg mit dem Strom, wobei die

Werte für Helium bei 1 bar im allgemeinen niedriger lagen als bei 4 bar; nur bei sehr kleinen Strömen liegen die 1 bar-Kurven leicht über den 4 bar-Kurven. Der Unterschied der Ausbreitungsgeschwindigkeiten bei 1 bar und bei 4 bar nimmt mit steigendem Magnetfeld zu, wobei die absoluten Geschwindigkeiten kleiner werden.

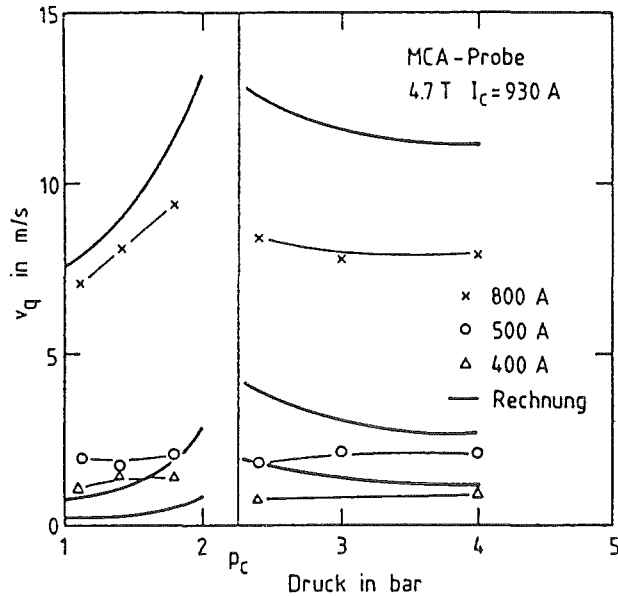


Abb.55 : Quenchausbreitungsgeschwindigkeit als Funktion des Druckes für die MCA-Probe bei verschiedenen Strömen und einem Feld von 4.7 T

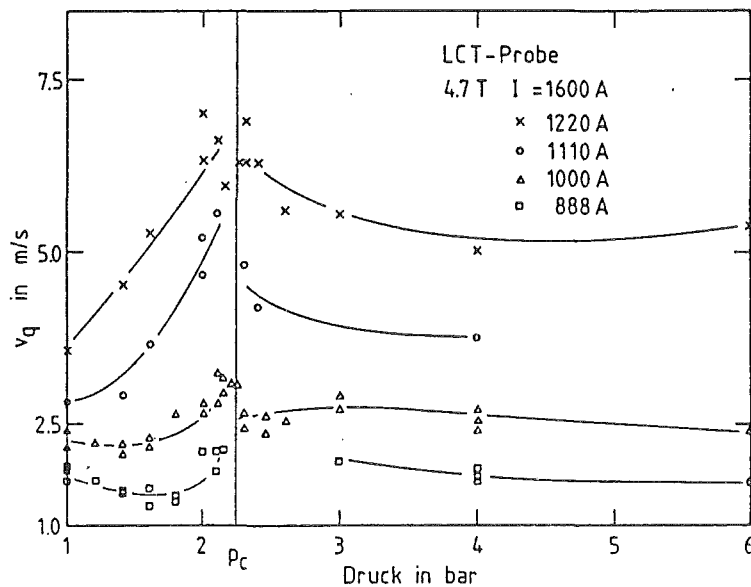


Abb.56 : Quenchausbreitungsgeschwindigkeit als Funktion des Druckes für die LCT-Probe bei verschiedenen Strömen und einem Feld von 4.7 T

Da das Computerprogramm zur Ermittlung der kritischen Energie die zeitliche Entwicklung der normalleitenden Zone nach einer Störung berechnet, ergibt sich automatisch die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit, wenn man das Programm etwas länger als bis zur Entscheidung: Quench oder Recovery rechnen läßt. Das Rechenmodell liefert bei 1 bar bei hohem Strom akzeptable Übereinstimmung mit

dem Experiment, bei kleineren Strömen sind die berechneten Quenchausbreitungsgeschwindigkeiten bis zu einem Faktor 2 zu niedrig und beim höchsten Feld noch niedriger.

Bei 4 bar lagen die berechneten Quenchausbreitungsgeschwindigkeiten um 30 bis 50 % höher als die gemessenen.

In Abb. 55 ist die Druckabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit in der MCA - Probe für drei Betriebsströme dargestellt. Die Heliumtemperatur lag bei allen Drücken zwischen 4.2 und 4.4 K. Bei Annäherung von kleinen Drücken her an den kritischen Druck steigt die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit bei Strömen nahe  $I_c$  deutlich an, bei kleinen Strömen nimmt sie nur wenig zu. Oberhalb des kritischen Drucks fallen die Ausbreitungsgeschwindigkeiten etwas ab, um sich mit weiter zunehmendem Druck nur noch wenig zu ändern; sie liegen dabei höher als bei 1 bar.

Abb. 56 gibt die Ergebnisse der Messungen an der LCT - Probe wieder; die Verläufe der Kurven ähneln denen der MCA - Probe sehr, liegen aber absolut deutlich niedriger.



### 5.3 VERGLEICH MIT ANDEREN ARBEITEN

#### 5.3.1 EXPERIMENTE

Von J. R. Miller und Mitautoren (38,42,50,51) werden ähnliche Messungen wie die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen vorgestellt. Die Ergebnisse dieser Autoren lassen sich recht gut mit den an der MCA - Probe gewonnenen Daten vergleichen, da sich das von ihnen benutzte Triplex - Kabel nur durch den größeren gekühlten Umfang und einen geringfügig höheren Kupferanteil vom MCA - Leiter unterscheidet. Die Störenergien wurden allerdings auf der gesamten Probenlänge aufgebracht; die Heizerlängen von 2 und 5 cm bei der MCA - Probe können im Verhältnis zur Ausdehnung der MPZ bis zu mittleren Strömen herunter jedoch auch als ausgedehnte Störungen angesehen werden. Die von Miller in Energie pro Volumeneinheit angegebenen kritischen Energien lassen sich leicht in die, in der vorliegenden Arbeit als aussagekräftiger angesehenen, Energie pro Oberfläche umrechnen. Die Messungen wurden bei überkritischem Helium und Feldern oberhalb 6 T durchgeführt. Daher lag die potentielle Oberflächenheizleistung verhältnismäßig niedrig ( $<0.5 \text{ W/cm}^2$ ) und die Entscheidungszeiten bis zu Quench oder Recovery müssen in der Größenordnung von 10 ms gelegen haben. Das ist wichtig, da sich die Heizpulsdauern der zu vergleichenden Experimente stark unterscheiden ( $300 \mu\text{s}$  hier und 10 - 15 ms bei Miller); bei Entscheidungszeiten, die mindestens gleich lang wie die größte Pulsdauer sind, verteilt sich die bei kurzer Pulsdauer in Leiternähe im Helium deponierte Energie auf die gleiche Wärmediffusionsschichtdicke wie bei langen Pulsen, andernfalls wären die kritischen Energien nur bedingt vergleichbar.

In (38) wurde die gesamte Probenlänge geheizt, dadurch wurde eine transiente Strömung angeworfen, die bei mittleren und kleinen reduzierten Strömen zum Phänomen der "multiple stability" führte. Bei schrittweiser Erhöhung der Pulsenergie wurde zunächst eine untere kritische Energie ("lower stability margin") gemessen, bei deren Überschreiten keine Rückkehr des Leiter zur Supraleitung erfolgte. Bei weiter gesteigerter Pulsenergie gab es einen Energiebereich, bei dem die durch die Störung induzierte Strömung zu einem soweit verbesserten Wärmeübergang führte, daß der Leiter von den Enden her wieder supraleitend wurde. Erst bei noch höheren Störenergien wurde schließlich das "upper stability limit" erreicht, oberhalb dessen kein Recovery mehr möglich war.

Das Phänomen der "multiple stability" kann wegen der kurzen geheizten Zonen in den Experimenten der vorliegenden Arbeit nicht beobachtet werden, da die induzierte Strömung gering bleibt. Man muß also die kritischen Energien des "lower stability limits" mit den bei der MCA - Probe gemessenen Daten vergleichen. In diesem Bereich findet man eine Übereinstimmung der kritischen Energien pro Oberfläche auf  $\pm 50 \%$ ; mehr kann man wegen der leichten Unterschiede der Leiter nicht erwarten.

In (50) untersuchten die Autoren die Abhängigkeit der "multiple stability" von der Länge der gestörten Zone und fanden, daß dieser Effekt mit abnehmender Störungslänge verschwindet, in Übereinstimmung mit der vorliegenden Arbeit.

In (38) wurde unter anderem auch die Druckabhängigkeit der kritischen Energien untersucht, allerdings mit dem Ziel, die "multiple stability" zu untersuchen. Die

"lower stability limits" zeigten die gleiche schwache Druckabhängigkeit oberhalb  $p_c$  wie die an den Proben der vorliegenden Arbeit gemessenen kritischen Energien. Bei 1 bar wurde eine Zunahme der kritischen Energie um eine Größenordnung, wie bei der MCA - Probe bei 7.5 T auch, beobachtet. Bei diesem Vergleich muß man daran denken, daß die Massenstromabhängigkeit der kritischen Energien bei 1 bar klein wird, die hohe kritische Energie bei 1 bar in (38) wohl nicht nur durch die zunehmende transiente Strömung bei Zweiphasen - Helium verursacht wurde.

Eine andere Arbeit (36,37) beschäftigt sich mit der Stabilität von zwei zwangsgekühlten Supraleitern, die ähnliches Kupfer/ Supraleiter - Verhältnis, ähnlichen hydraulischen Durchmesser und ähnliche Oberflächenheizleistungen wie die Proben der vorliegenden Arbeit aufwiesen. Bei einem Druck von mindestens 7 bar konnten Massenstrom und Einlauftemperatur variiert werden. Die Messungen wurden mit relativ langen geheizten Zonen (10 und 50 cm) und langen Pulsdauern ( $> 10$  ms) durchgeführt und betonten ebenfalls den Feldbereich oberhalb 6 T. Dadurch blieben die Oberflächenheizleistung gering und die Entscheidungszeiten lang, und wir können mit der gleichen Rechtfertigung wie bei den vorgenannten Arbeiten die kritischen Energien mit den in der vorliegenden Arbeit bestimmten vergleichen.

Bei 6 T wurden für die Probe 3B/8 in (37) kritische Energien von 1.5 - 2.3 mJ/cm<sup>2</sup> bei Strömen zwischen 0.4 und 0.29  $I_c$  gefunden bei der zweiten Probe, 1C/8, 2.5 - 5 mJ/cm<sup>2</sup> zwischen 0.54 und 0.34  $I_c$ . Bei der MCA - Probe in der vorliegenden Arbeit werden bei 0.5  $I_c$  und 4 bar 2.4 mJ/cm<sup>2</sup> gemessen. Diese Angaben sollen die in Anbetracht der experimentellen Unterschiede gute Übereinstimmung der kritischen Energien pro Oberflächeneinheit illustrieren.

Im unterkritischen Druckbereich wird es schwieriger, die Messungen verschiedener Autoren quantitativ zu vergleichen, da der Übergang zum Filmsieden, der mit starker Temperaturerhöhung des Leiters einhergeht und bei hohen Strömen zum Quench führt, empfindlich von der Oberflächenheizleistung des Pulses abhängt. Der Spitzen in der Wärmeproduktion dämpfende Einfluß der Diffusionsschicht bei überkritischem Helium fällt hier fort, da sich der Wärmeübergang nach Einsetzen des Filmsiedens stark verschlechtert. Direkt vergleichbare Experimente konnten nicht gefunden werden (mit Ausnahme der Messungen am LCT - Kabel Abb.35).

Ein von der Einkopplung der Pulsenergie ähnliches Experiment bei 1 bar wird in (45) vorgestellt. Ein badgekühlter Leiter von 1 mm Durchmesser und einem Kupfer/Supraleiter - Verhältnis von 2 wurde auf 4 cm induktiv mit Pulsen von  $\sim 100$   $\mu$ s Dauer geheizt. Die Oberflächenheizleistung des voll normalleitenden Leiters betrug zwischen 0.5  $I_c$  und  $I_c$  bei 5.5 T 4 bis 7 W/cm<sup>2</sup>. Die entsprechenden kritischen Energien lagen zwischen 0.25 und 0.63 mJ/cm<sup>2</sup>. Diese Werte kann man mit den am MCA - Leiter bei 6 T gefundenen vergleichen: bei  $I_c$  produziert dieser weniger als 1.5 W/cm<sup>2</sup> und man mißt eine kritische Energie von 1 mJ/cm<sup>2</sup>, bei einer Pulsleistung von etwa 5 W/cm<sup>2</sup>. Bei vergleichbaren Pulsleistungen verträgt der MCA - Leiter also eine viermal größere Störenergie pro Oberflächeneinheit. Die Ursache hierfür dürfte in den unterschiedlichen Heizleistungen der Leiter zu suchen sein. Die geringere Heizleistung des voll normalleitenden MCA - Leiters

erlaubt eine höhere Maximaltemperatur bei Pulsende, ohne daß eine vom transienten Wärmeübergang nicht mehr zu bewältigende Heizleistung ausgelöst wird, und eine längere Entscheidungszeit, die die Nutzung der Enthalpie einer dickeren Diffusionsschicht ermöglicht.

Ein Blick in Tabelle 4 (Seite 58) zeigt, daß das E·Q - Kriterium für Heizleistungen von 5 bis 10 W/cm<sup>2</sup> absorbierbare Energien von 0.51 bis 0.18 mJ/cm<sup>2</sup> und take-off - Zeiten zwischen 18 und 100 µs ergibt. Das entspricht in etwa der Dauer der Pulse im Experiment von (45).

Weitere Experimente bei 1 bar (11,43) benutzten ohmsche Punktheizer von ~ 1 mm Länge, die um den Leiter geklebt und durch eine Klebstoffschicht vom umgebenden Helium isoliert waren. Die Pulsdauern betragen 20 µs bei (43) und <1 ms bei (11). Nach einer Störung mit kritischer Energie bildet sich am Ende der Entscheidungszeit ein Temperaturprofil längs des Leiters aus, das man als MPZ mit den momentanen lokalen Wärmeübergängen interpretieren kann. Auch in diesem Falle ist die kritische Energie überwiegend vom transienten Wärmeübergang geprägt, doch findet man an jedem Punkt des Temperaturprofils ein anderes Stadium vor; so kann im Zentrum der normalleitenden Zone durchaus schon das transiente Filmsieden erreicht sein, was durch den hohen Wärmeübergang der Nukleationsphase am Rand der normalleitenden Zone kompensiert wird. In grober Näherung kann man die Pulsenergie bei Punktstörungen auf die Länge einer MPZ verteilen. In einer Arbeit von Nick (61) findet man eine Abschätzung für die maximale Länge  $l_{max}$  der normalleitenden Zone.

$$l_{max} = 2.2 l_0 \quad l_0 = \sqrt{\frac{\lambda_{Cu} A_{Cu}}{h P (\alpha - 1)}} \quad \alpha = \frac{\rho_{Cu} I^2}{A_{Cu} P h (T_c - T_{He})}$$

Für die Probe von (11) findet man dann für  $0.8 I_c$ :  $l_{max} = 2\text{cm}$ ,  $E_c = 4.2\text{ mJ/cm}^2$  entsprechend einer Pulsleistung von  $4.4\text{ W/cm}^2$ , bei einer maximalen Heizleistung des Leiters von  $1.1\text{ W/cm}^2$ . Für die Probe von (43) mit einem Kupfer/Supraleiter - Verhältnis von nur 1 bei ebenfalls 4 T und  $0.8 I_c$  ein  $l_{max}$  von  $0.34\text{ cm}$  bei einer Heizleistung des Leiters von  $10.3\text{ W/cm}^2$ . Die Ergebnisse von (11) sind mit der Umrechnung der kritischen Energie und der Heizleistungen auf eine effektive gekühlte Oberfläche mit Hilfe des E·Q - Kriteriums zu verstehen. Bei dem kurzen  $l_{max}$  im zweiten Experiment ist es nicht sinnvoll die kritische Energie in eine Oberflächenheizleistung während des Pulses umzurechnen, da durch die axiale Wärmeausbreitung die Energie auf eine viel größere Oberfläche verteilt werden kann.

Diese Beispiele mögen ausreichen, zu illustrieren, wie weit die Betrachtungsweise einer ruhenden Heliumgrenzschicht als Wärmesenke in der Praxis anwendbar ist. Die unterschiedlichen potentiellen Heizleistungen der Supraleiter mit verschiedenen Kupfer/Supraleiterverhältnissen bei gleichen reduzierten Strömen verursachen unterschiedliche Verläufe der kritischen Energien als Funktion des Stroms, da jeweils andere Stadien der Wärmeübergänge den Hauptbeitrag zur kritischen Energie leisten.

### 5.3.2 THEORIEN

An dieser Stelle scheint es angebracht, die Experimente zu verlassen und die Anwendbarkeit verschiedener Theorien zu diskutieren.

Das Bild der Wärmediffusion in eine Grenzschicht findet sich in verschiedenen Formen in vielen der Theorien, die die transiente Kühlung des Leiters durch Helium berücksichtigen. Die Frage ist immer die nach der innerhalb einer bestimmten Zeit von der Heliumgrenzschicht absorbierbaren Wärmemenge.

Junghans bietet eine geschlossene Darstellung für die kritische Energie von mit überkritischem Helium zwangsgekühlten Leitern gegen Störungen beliebiger Ausdehnung und Dauer. Für kurze Störungen überwiegt der Beitrag der Wärmekapazität der Heliumgrenzschicht. Junghans nimmt in seinem Modell an, daß die beim transienten Wärmeübergang wirksame Diffusionsschichtdicke gleich der Dicke der stationären Strömungsgrenzschicht ist. Die Stabilitätsgrenze des Leiters ist erreicht, wenn die Temperatur der Grenzschicht die current - sharing - Temperatur zum aktuellen Leiterstrom erreicht. Daraus ergibt sich ein relativ flacher Verlauf der kritischen Energie als Funktion des Stroms bis man in die Nähe des Recoverystromes kommt. Das deckt sich mit dem experimentellen Befund. Bei sehr kurzen Störungen sagt dieses Modell der thermischen Grenzschicht zu hohe kritische Energien voraus, da die Diffusionstiefe in kurzen Zeiten nicht die Dicke der Strömungsgrenzschicht erreicht.

Auch das E·Q - Kriterium (19,20) beinhaltet die Vorstellung einer Diffusionsschicht. Die von der Leiteroberfläche ans Helium abgegebene Wärme diffundiert zunächst in die Flüssigkeit. Ab einer gewissen Überhitzung der Grenzschicht wird der flüssige Zustand instabil und die Grenzschicht verdampft. Die dazu notwendige latente Wärme bestimmt im wesentlichen die bei kleinen Temperaturdifferenzen abführbare Pulsenergie. In diesem Modell wird die Zeitabhängigkeit der Diffusionsschichtdicke explizit benutzt.

In einer weiteren Veröffentlichung extrapoliert der gleiche Autor (43) das Modell in den Bereich der transienten Wärmediffusion in den Heliumdampffilm, indem nach der Verdampfung eine Temperaturerhöhung auf 9 K zugelassen wird. Diese Extrapolation wurde in einer numerischen Rechnung, die die Temperaturentwicklung eines Leiters nach punktförmigen Störungen simuliert, eingebaut. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung der Rechnung mit dem schon oben angeführten Experiment auch zu kleinen reduzierten Strömen hin. Diese Behandlung des transienten Wärmeübergangs war dem Experiment angemessen, da wegen der schon erwähnten hohen Oberflächenheizleistung des Leiters auch bei kleinen reduzierten Strömen und höheren current - sharing - Temperaturen, die Entscheidungszeiten sehr kurz bleiben, so daß andere Wärmeübergangsmechanismen als die Diffusion gar keine Zeit haben sich zu entwickeln.

Für überkritisches Helium stellt Lue's et al.(38) theoretische Beschreibung des "lower stability limits" eine ähnliche Erweiterung dar. Die Stabilitätsgrenze wird nach diesem Modell erreicht, wenn die Diffusionsschicht die transponiert kritische Temperatur des Heliums überschreitet. Analog zum Einsetzen des Filmsiedens beim E·Q - Kriterium stellt man sich vor, daß eine Schicht Helium von geringer Dichte den Wärmeübergang drastisch verschlechtert. Die transponiert kritische

Temperatur liegt allerdings oberhalb 5.2 K.

Wilson (62) benutzt das ursprüngliche E·Q - Kriterium, um die Stabilität eines den kritischen Strom tragenden Leiters gegen ausgedehnte Störungen zu berechnen. Die Analyse wird verfeinert durch die Berücksichtigung der unterschiedlichen Heizleistungen während und nach der Störung unter Berücksichtigung des current-sharing. Dadurch kann auch bei kritischem Strom eine endliche kritische Energie vom Leiter verkraftet werden.

Beim E·Q - Kriterium, bei Lue et al. und bei Wilson wird der Leiter in 0 - dimensionaler Näherung behandelt, die Modelle eignen sich am besten zur Abschätzung der kritischen Energie ausgedehnter Störungen mit Leistungen  $>1$  W/cm<sup>2</sup>, das heißt größer als die Kühlleistung im maximalen Blasensieden, für Ströme nahe  $I_c$ . Konvektion darf im zu beschreibenden Experiment noch keine Rolle spielen.

(53,64,63) behandeln die Stabilität von Leitern gegen Punktstörungen. Mit verschiedenen analytischen Methoden und in unterschiedlich detaillierten Näherungen für Wärmeerzeugung und Kühlung berechnen sie die eindimensionalen stationären Temperaturprofile ((53) auch zweidimensional für eine Wicklung) längs des Leiters unter Annahme konstanter Koeffizienten für die Materialeigenschaften und die Kühlung. Die Energie zur Erzeugung der berechneten Temperaturprofile wird als Maß für die kritische Energie angesehen. All diese Modelle beschränken sich auf die Integration der Enthalpieänderung des Leiters über das Temperaturprofil. Die Berücksichtigung der transienten Kühlung erfordert den Einsatz eines Computers. Somit eignen sich diese Modelle eher zur Berechnung der Stabilität gegen Punktstörungen in Fällen, in denen die Kühlung durch Helium vernachlässigbar ist. Die Stabilität von imprägnierten Magnetwicklungen stellt ein Beispiel für solche Fälle dar.

#### 5.4 VERGLEICH DER KÜHLMODEN

Bei im Kühlkanal ruhendem Helium ist die Zweiphasen - Kühlung bei Drücken unterhalb  $\sim 1.4$  bar der Einphasen - Kühlung weit überlegen. Diese Überlegenheit reicht von einem Faktor 2 in der kritischen Energie bei Strömen, die im normalleitenden Zustand der Probe mehr als  $\sim 1$  W/cm<sup>2</sup> erzeugen, bis zu mehr als einer Größenordnung bei hohen Feldern, und daher kleiner current - sharing - Temperatur und (bei den verwendeten Proben) kleiner Oberflächenheizleistung. Der Einfluß einer Zwangsströmung im Kühlkanal auf die Stabilität des Leiters ist bei Zweiphasen - Helium bei 1 bar gering ( $<$  Faktor 2 Verbesserung). Mit zunehmendem Druck nimmt die Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie deutlich zu, wird um den kritischen Druck herum maximal, und nimmt mit weiter steigendem Druck wieder leicht ab. Wollte man die gleiche Stabilität für Ströme nahe  $I_c$  wie bei Zweiphasen - Kühlung durch strömendes Einphasen - Helium erzielen, so ließe sich das durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten mit  $Re \sim 60000$  realisieren; das kann aber wegen des Reibungsdruckabfalls bei den großen Kühlkanallängen in Magneten problematisch oder unmöglich sein. Bei Feldern unter  $\sim 5$  T kann bei kleinen bis mittleren reduzierten Strömen, die einen ausreichenden Abstand

zwischen current - sharing - und Heliumtemperatur bieten, die Stabilität bei ruhendem Zweiphasen - Helium durch mit mittleren Geschwindigkeiten ( $Re \sim 20000$ ) strömendes Helium bei 4 bar übertroffen werden.

Kurz: Je geringer die potentielle Heizleistung, desto größer wird die Massenstromabhängigkeit, desto größer wird aber auch der Abstand der Stabilität bei Zweiphasen - Kühlung zu der bei Einphasen - Kühlung ohne Massenstrom. Besonders bei hohen Magnetfeldern sollte der Zweiphasen - Kühlung bei  $\sim 1$  bar der Vorzug gegeben werden, da diese bei kleinen Temperaturdifferenzen die höchste Kühlleistung bringt.

### 5.5 WERTUNG DES RECHENPROGRAMMS QUENMP

Mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Rechenprogramm wurde ein bestehendes Quenchausbreitungsprogramm für Helium bei 1 bar durch Erweiterung des Kühlterms auf Helium unter beliebigem Druck und, oberhalb des kritischen Drucks, auch auf Zwangskühlung anwendbar. Durch den Vergleich von Messung und Rechnung erkennt man, daß das Modell die kritischen Energien überall da, wo entweder die Wärmediffusion in eine ruhend angenommene Grenzschicht oder das - druckabhängige -  $E \cdot Q$  - Kriterium den Hauptteil zur kritischen Energie beitragen, die Übereinstimmung recht gut ist. Das ist bei hohen absoluten Strömen im ganzen Druckbereich, bei Drücken oberhalb  $\sim 3$  bar auch im ganzen Strom- und Feldbereich der Fall. Die Recoveryströme werden, außer um  $p_c$ , befriedigend beschrieben. Große Diskrepanzen zwischen Messung und Rechnung ergeben sich immer, wenn Konvektion, wie beim transienten Filmsieden oder dem Quasisieden bei  $p_c$ , oder das Vordringen der Diffusionsfront in zunehmend turbulente Schichten bei Zwangsströmung eine Rolle spielt.

Zur besseren Berücksichtigung von turbulenten Vorgängen in der Grenzschicht wäre es einen Versuch wert, das aus neuen Messungen des transienten Wärmeübergangs an turbulent strömendes Helium abgeleitete Wärmeübergangsmodell (65) einzusetzen.

Zur korrekten Modellierung des transienten Filmsiedens sind noch gründliche Untersuchungen der Abhängigkeit von Druck, Geometrie, Pulsleistung und - Dauer, und eventuell vom Massenstrom, bei Erwärmung und Abkühlung der geheizten Oberfläche nötig.

Die stationären Wärmeübergänge könnten, zumal ihr Einfluß auf die Stabilität im größten Parameterbereich gering ist, stark vereinfacht dargestellt werden.

Beschränkt man sich auf die Berechnung der Stabilität gegen wenig ausgedehnte Störungen, so kann man die Programmteile, die die transiente Strömung beschreiben, ganz weglassen.

## 6 ZUSAMMENFASSUNG

Das Stabilitätsverhalten von zwei zwangsgekühlten NbTi - Supraleitern gegen lokale instantane Störungen wurde in Abhängigkeit von den Kühlbedingungen und den Betriebsparametern untersucht und ein Programm zur Simulation der Quenchausbreitung unter den im Experiment eingestellten Bedingungen geschrieben. Bei einem Hintergrundfeld bis zu 7.7 T wurden die kritischen Energien im folgenden Parameterbereich der Kühlbedingungen gemessen:

T : 4.2 ... 6 K  
 p : 1 ... 6 bar und Vakuum  
 $v_{He}$  : 0 ... 180 cm/s

Als wichtige Größen zum Vergleich verschiedener Leiter oder eines Leiters bei verschiedenen Feldern und Strömen stellten sich die Oberflächenheizleistung im voll normalleitenden Zustand und die Differenz zwischen current - sharing - und Heliumtemperatur heraus. Diese Größen bestimmen zusammen mit den transienten Wärmeübergängen den maximalen Temperaturanstieg durch eine Störung, den ein Leiter ohne nachfolgende Quenchausbreitung verkraften kann, und die Entscheidungszeit zwischen Pulsende und Ausbreitung oder Schrumpfen der normalleitenden Zone.

Mit den folgenden Modellen von der Abfolge der Kühlmechanismen an der Leiteroberfläche lassen sich die Ergebnisse der Experimente erklären.

Für unterkritisches Helium:

Die Wärmediffusion in eine thermische Grenzschicht führt zu deren Überhitzung und anschließenden Verdampfung. Dieses Stadium des transienten Wärmeübergangs, die Nukleationsphase, wird durch das druckabhängige E-Q - Kriterium (3.2.7.2.3) quantitativ beschrieben. Die Nukleationsphase trägt bei Strömen, die potentielle Oberflächenheizleistungen von mehr als  $\sim 1 \text{ W/cm}^2$  verursachen, den Hauptanteil zur kritischen Energie bei. Die Entscheidungszeiten liegen dabei unter 5 ms.

An die Nukleationsphase schließt sich die Wärmediffusion in den nicht konvektiven Dampffilm an. Diese Phase ist für die kritische Energie bei Strömen mit Oberflächenheizleistungen zwischen 0.5 und  $1 \text{ W/cm}^2$  maßgeblich. Die Entscheidungszeiten liegen bei solchen Heizleistungen zwischen 5 ms und etwa 10 ms, dem Zeitpunkt des Einsetzens von Konvektion bei den in dieser Arbeit verwendeten Leitergeometrien.

Beim transienten Filmsieden wirkt der konvektive Dampffilm mit seiner in Leiternähe gespeicherten Verdampfungs - und Kondensationswärme wie eine effektive spezifische Wärmekapazität. Die effektive spezifische Wärme des Heliumdampffilms trägt bei Strömen mit Oberflächenheizleistungen unter  $0.5 \text{ W/cm}^2$  überwiegend zur Stabilität bei.

Der stationäre Wärmeübergang stellt sich nach etwa 0.1 s ein. Er bestimmt über das Maddock - Kriterium den Recoverystrom bei Badkühlung. Bei zwangsgekühlten Leitern tritt bei Oberflächenheizleistungen unterhalb etwa  $0.3 \text{ W/cm}^2$  eine starke Erhöhung der kritischen Energien - in den Experimenten zu dieser Arbeit um eine Größenordnung - ein, es gibt jedoch keinen Recoverystrom, unter-

halb dessen sich der Leiter von beliebig großen Störungen erholt, da der begrenzte Heliumvorrat im Kühlkanal die absorbierbaren Energien beschränkt.

Für überkritisches Helium:

Die Wärmediffusion in die in grober Näherung ruhend gedachte Grenzschicht bleibt solange der beherrschende Wärmeübergangsmechanismus, bis sich das transversale Temperaturprofil im Helium in Tiefen erstreckt, die aufgrund natürlicher oder erzwungener Konvektion turbulent werden. Die natürliche Konvektion wird von temperaturbedingten Dichteunterschieden im Helium angetrieben, daher setzt sie bei kleineren Magnetfeldern, die höhere current - sharing - Temperaturen und wegen des größeren kritische Stroms auch höhere Heizleistungen erlauben, früher ein. Daher liegt der "Recoverystrom" bei kleinen Feldern bei größeren Oberflächenheizleistungen als bei hohen Feldern. Bei erzwungener Turbulenz durch eine Zwangsströmung endet die Diffusionsphase, sobald sich ein stationäres Temperaturprofil über der Strömungsgrenzschicht gebildet hat, das kann bei den höchsten in diesen Experimenten erreichten Strömungsgeschwindigkeiten schon nach wenigen Millisekunden der Fall sein, was zu vergleichen ist mit 10 bis 20 ms bei natürlicher Konvektion.

Die gemessenen Druck - und Massenstromabhängigkeiten lassen sich mit diesen Vorstellungen von den Wärmeübergängen verstehen:

Mit gegen  $p_c$  steigendem Druck nehmen die kritischen Energien ab, da die latente Wärme abnimmt und die Siedetemperatur, in deren Nähe die Leitertemperatur in der Nukleationsphase festgehalten wird, zunimmt. Besonders drastisch wirkt sich dieser Effekt bei hohen Feldern aus, da  $T_c$  und die current - sharing - Temperatur in die Nähe der Siedetemperatur rücken.

Ein Dampfanteil von einigen Gewichtsprozent in der Strömung erhöht die Stabilität, da das Dampfpolster den Druckanstieg durch die Expansion des Heliums im Kühlkanal dämpft, und so die latente Wärme besser zu nutzen erlaubt.

Die Existenz des erstmalig von (49) beobachteten Maximums in der kritischen Energie bei leicht überkritischem Druck konnte nur bei Feldern unterhalb  $\sim 6$  T und bei Strömen nahe des jeweiligen Recoverystroms nachgewiesen werden. Ursache hierfür ist wahrscheinlich ein siedeähnliches Verhalten des leicht überkritischen Heliums, ein Effekt, der auch für andere Flüssigkeiten bekannt ist.

Oberhalb von  $\sim 3$  bar ändern sich die kritischen Energien nur noch wenig mit dem Druck, da die Heliumeigenschaften sich nicht mehr so stark wie unterhalb 3 bar ändern.

Die Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie ist bei 1 bar gering, da die Blasenbildung an der Oberfläche des Leiters oder zumindest innerhalb der laminaren Grenzschicht stattfindet, so daß sich die Turbulenz des Strömungskerns nicht stark bemerkbar macht. Mit zunehmendem Druck nimmt die Abhängigkeit der kritischen Energie vom Massenstrom aus den bereits genannten Gründen zu: Wegen des bei höherem Druck schlechteren Wärmeübergangs kann die zusätzliche Turbulenz durch Strömung eine Verbesserung bringen. Durch die Störung selbst induzierte transiente Strömungen tragen wegen der relativ kurzen geheizten Strecken von 2 und 5 cm Länge in diesem Experiment nicht merklich zur Erhöhung der Stabilität bei.



Bei einer Probe - mit dem größeren Querschnitt und dickeren, möglicherweise zum Teil beschädigten Filamenten - wurde eine starke Abhängigkeit der Stabilität von der magnetischen Vorgeschichte des Leiters festgestellt, die Unterschiede in der Quenchenergie bis zu einer Größenordnung zur Folge haben konnte. Dieser Sachverhalt kann mit der Umverteilung des Stroms auf den ganzen Filamentkranz erklärt werden.

In der Computersimulation wurde versucht, ein Modell der stationären und transienten Wärmeübergänge über den ganzen Druckbereich von 1 bar bis zu überkritischem Helium und auf der ganzen Zeitskala von Mikrosekunden bis Sekunden zu entwickeln, in das weitgehend nur die druckabhängigen Heliumeigenschaften und die Modellvorstellungen der Wärmetransportmechanismen eingingen.

Die Simulation lieferte für ruhendes überkritisches Helium  $> 3$  bar und für den ungekühlten Fall gute Übereinstimmung der kritischen Energien mit den experimentellen Daten zu allen Feldern und Strömen. Auch die Recoverystrome wurden mit den angegebenen stationären Wärmeübergängen recht gut beschrieben. Unterhalb von 2.5 bar liefert das Modell für mittlere und kleine Ströme viel zu kleine kritische Energien. Nur bei hohen Strömen waren die Abweichungen vom Experiment im ganzen Parameterbereich kleiner als ein Faktor zwei.

Das Maximum der kritischen Energie in der Nähe des kritischen Drucks für kleine Ströme wird von der Rechnung nicht vorhergesagt, da zwar die druck- und temperaturabhängigen Heliumeigenschaften in die Korrelation für den stationären Wärmeübergang eingehen, Änderungen im Wärmeübertragungsmechanismus, wie zum Beispiel das Einsetzen von siedeähnlichen Transportvorgängen, jedoch nicht beschrieben werden.

Zur Massenstromabhängigkeit der kritischen Energie wurden nur für überkritisches Helium Rechnungen angestellt. Mit dem verwendeten Modell der völlig ruhenden Strömungsgrenzschicht werden kritische Energien berechnet, die erst in der Nähe des Recoverystroms steil ansteigen, während sich die Werte im mittleren Strombereich kaum von den für ruhendes Helium berechneten unterscheiden. Dies steht im Gegensatz zum Experiment, in dem bei Einschalten des Massenstroms der gesamte Verlauf der kritischen Energie als Funktion des Stroms steiler wird.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Rechenmodell überall da recht brauchbare Resultate liefert, wo entweder die stationären Wärmeübergänge oder der transiente Wärmeübergang in eine nahezu ruhende Grenzschicht die kritischen Energien bestimmen. Sobald der Übergang zu Konvektion oder zunehmender Turbulenz ins Spiel kommt, fehlen ausreichende Beschreibungen der Wärmeübergangsmechanismen.

Die Experimente legen nahe, in Fällen, in denen es auf geringstmögliche Temperaturerhöhungen durch Störungen ankommt - das ist besonders bei hohen Magnetfeldern der Fall - zur Stabilisierung Helium bei 1 bis  $\sim 1.4$  bar zu verwenden, da die Temperatur während der Nukleationsphase nahe der Siedetemperatur festgehalten wird. Im Gegensatz dazu ist wegen des fehlende Phasenübergangs und der damit verbundenen latenten Wärme bei überkritischem Helium zum Erreichen vergleichbarer Wärmestromdichten vom Leiter ins Helium immer eine deutlich höhere Temperaturdifferenz erforderlich.

Bei den üblicherweise angestrebten Strömen nahe  $I_c$  ist durch Steigerung des Massenstroms bei überkritischem Helium mit für Magnete realistischen Strömungsgeschwindigkeiten keine wesentliche Erhöhung der Stabilität zu erreichen. Bei zwangsgekühlten Leitern braucht daher der Heliumdurchsatz nur so hoch zu sein, daß stationäre Wärmelasten und akkumulierte Einzelstörungen nicht zu einer intolerablen Temperaturerhöhung führen.

## 7 ANHANG

## 7.1 STATIONÄRER WÄRMEÜBERGANG AN ZWEIPHASEN - HELIUM

Der stationäre Wärmeübergang an unterkritisches Helium wird durch die Angabe der charakteristischen Punkte  $(\Delta T_{max}, q_{max})$  und  $(\Delta T_{min}, q_{min})$ , die Siedetemperatur  $T_S$  und die Exponenten der Temperaturabhängigkeit in den drei Bereichen Blasensieden, Übergangssieden und Filmsieden bestimmt. Bei unterkühltem Helium sind noch die Wärmestromdichte  $q_{spn}$  und die Temperatur  $T_{spn}$  beim Übergang von Einphasenkonvektion unterhalb  $T_S$  zum Blasensieden zu berechnen.

## 7.1.1 CHARAKTERISTISCHE PUNKTE FÜR GESÄTTIGTES HELIUM

$\Delta T_{max}$  und  $\Delta T_{min}$  wurden mit Hilfe zweier von (23) angegebenen Korrelationen berechnet, die die in (24) aufgeführten experimentellen Daten recht gut wiedergeben.

$$\Delta T_{max} = 0.6 \frac{\sigma^{13/16} T_S^{5/16}}{k_B^{3/16} \lambda^{1/4} c^{1/4} \rho_\ell^{3/8}} \quad \text{MKS - Einheiten}$$

$$\Delta T_{min} = 2 \frac{\sigma^{13/16} T_S^{5/16} \nu^{1/4}}{k_B^{3/16} \lambda^{1/2} \rho_\ell^{1/8}} \quad \text{MKS - Einheiten}$$

Zur Bestimmung der maximalen Wärmestromdichte beim Blasensieden in gesättigtem Helium wird ein aus experimentellen Daten gewonnener Fit (26) benutzt.

$$q_{max0} = 0.75 \left( 0.421 + 3.58 \frac{p}{p_c} - 6.19 \left( \frac{p}{p_c} \right)^2 + 2.21 \left( \frac{p}{p_c} \right)^3 \right) \quad \text{cgs - Einheiten}$$

Der Vorfaktor 0.75 wurde der von (26) gegebenen Beziehung hinzugefügt, um die horizontale und vertikale Heizflächen enthaltende Geometrie der Supraleiter in den verwendeten Proben zu berücksichtigen. Der Faktor wurde als Mittelwert über zwei vertikale, eine nach unten und eine nach oben weisende Heizerfläche aus Messungen des maximalen Blasensiedens in Abhängigkeit der Orientierung (25) abgeschätzt. Die Daten für obigen Fit wurden an einer horizontalen Oberfläche gemessen, was zu höheren Wärmeströmen als in vertikaler Anordnung führt.

Im Blasensieden wurde eine Abhängigkeit der Wärmestromdichte von der Temperaturdifferenz proportional zu  $\Delta T^2$  gewählt (11,19).

Die Wärmestromdichte beim minimalen Filmsieden ergibt sich aus der berechneten Temperaturdifferenz  $\Delta T_{min}$  und einer von (24) angegebenen Korrelation für den Verlauf der Wärmestromdichte als Funktion der Temperaturdifferenz im stationären gesättigten Filmsieden, die die Daten verschiedener Autoren mit einer Genauigkeit von  $\pm 20\%$  wiedergibt.

$$q_{min0} = 0.06 \Delta T_{min}^{0.82} \cdot 2 \quad \text{cgs - Einheiten}$$

Der Faktor 2 wurde abweichend von (24) eingeführt, da die Korrelation in der Nähe von  $\Delta T_{min}$  zu kleine Werte liefert, wenn man sie mit den Daten von (25) und besonders denen von (21), die in Kühlkanälen gemessen wurden, vergleicht.

Im weiteren Verlauf des stationären Filmsiedens zu höheren Temperaturen hin nähern sich die experimentellen Daten schnell wieder der von (24) angegebenen Korrelation. Dieses Verhalten wurde durch einen Zusatzterm (in Klammern) beschrieben, der bei  $T - T_S = \Delta T_{min}$  gleich 2 ist.

Wärmestromdichte bei stationärem gesättigtem Filmsieden:

$$q_{st}(T - T_S) = 0.06 (T - T_S)^{0.82} \left( 1 + \left( \frac{\Delta T_{min}}{T - T_S} \right)^2 \right) \quad \text{cgs - Einheiten}$$

Zwischen maximalem Blasensieden und minimalem Filmsieden wurde ein linearer Übergang gewählt.

#### 7.1.1.1 FAUSTFORMELN FÜR DIE DRUCKABHÄNGIGKEIT DER SIEDEKURVE

Die mit den oben angegebenen Formeln weitgehend aus den druckabhängigen Heliumeigenschaften berechneten Werte lassen sich mit einer Genauigkeit von besser als  $\pm 10\%$  durch vier Geraden wiedergeben:

$$\begin{aligned} \Delta T_{max}(p) &= 0.62 - 0.50 (p - 1\text{bar}) && \text{in K} \\ \Delta T_{min}(p) &= 1.70 - 1.36 (p - 1\text{bar}) && \text{in K} \\ q_{max_0}(p) &= 0.75 - 0.60 (p - 1\text{bar}) && \text{in W/cm}^2 \\ q_{min_0}(p) &= 0.10 - 0.08 (p - 1\text{bar}) && \text{in W/cm}^2 \end{aligned}$$

Im Programm wurden diese Werte nur einmal zu Beginn berechnet, daher wurden die komplizierten Korrelationen beibehalten.

#### 7.1.2 EINFLUSS DER UNTERKÜHLUNG DES HELIUMS

Man spricht von unterkühltem Helium, wenn die Temperatur unterhalb der zum aktuellen Druck gehörenden Siedetemperatur  $T_S$  liegt. Die meisten in dieser Arbeit durchgeführten Messungen bei erhöhtem Druck fanden bei unterkühltem Helium statt, da die Temperatur bei etwa 4.3 K konstant gehalten wurde. Unterhalb von  $T_S$  ist einphasige Konvektion auf Grund von relativ kleinen Dichteunterschieden der Wärmetransportmechanismus.

##### 7.1.2.1 EINFLUSS DER UNTERKÜHLUNG AUF DIE LAGE DER CHARAKTERISTISCHEN PUNKTE DER SIEDEKURVE

Die maximale Wärmestromdichte bei Blasensieden steigt mit der Unterkühlung, da zusätzlich zur Verdampfungswärme noch die Enthalpiedifferenz zur Erwärmung des Heliums von Badtemperatur auf  $T_S$  aufgebracht werden muß und die Wärmeabfuhr durch teilweise Rekondensation der Blasen in der unterkühlten Flüssigkeit verstärkt wird.

Die Daten für die maximale Wärmestromdichte im Blasensieden bei Unterkühlung lassen sich mit folgender Beziehung mit den Heliumeigenschaften korrelieren (31):

$$q_{max} = q_{max_0} \left( 1 + 0.173 \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.75} \frac{c_l(T_S - T_{Bad})}{L} \right)$$

Die minimale Wärmestromdichte bei Filmsieden nimmt mit der Unterkühlung zu (17,29). Experimentelle Daten für Helium liegen hier nur spärlich vor. Der Grund für die Zunahme der Wärmestromdichte wird die größere Temperaturdifferenz zum Heliumbad sein, da die Eigenschaften der Flüssigkeit, die die Dynamik des Dampffilms bestimmen, sich mit der Unterkühlung nur wenig ändern. Der Wärmeübertragungsmechanismus im stabilen Filmsieden ist die Wärmeleitung von der geheizten Oberfläche durch den Dampffilm in die Flüssigkeit. Es wurde daher versucht, den Einfluß der Unterkühlung auf das minimale und auf das stabile Filmsieden durch das Verhältnis der Temperaturdifferenzen mit und ohne Unterkühlung zu beschreiben:

$$q_{min} = q_{min_0} \frac{\Delta T_{min} + T_S - T_{Bad}}{\Delta T_{min}}$$

#### 7.1.2.2 EINPHASENKONVEKTION BEI UNTERKÜHLUNG

Der konvektive Wärmeübergang bei kleinen Temperaturdifferenzen in unterkühltem Helium wurde wie folgt beschrieben (17,28,29):

Wärmestromdichte beim Übergang von Einphasenkonvektion zum Blasensieden nach (29):

$$q_{spn} = \frac{0.114(H(T_S) - H(T_{Bad}))}{L} \quad \text{cgs - Einheiten}$$

Das Blasensieden setzt etwa 0.2 K oberhalb der Sättigungstemperatur ein, wegen der höheren Temperaturdifferenz zum Bad als bei gesättigtem Helium steigt die zugehörige Wärmestromdichte etwa proportional zur Unterkühlung. Die Temperatur beim Übergang zum Blasensieden ergibt sich aus der Anschlußbedingung an den Verlauf des Blasensiedens:

$$T_{spn} = T_S + \sqrt{\frac{q_{spn}}{A1}}$$

$A1$  ist der Koeffizient des stationären Blasensiedens (siehe unten).

Zwischen  $T_{Bad}$  und  $T_{spn}$  ist die Wärmestromdichte proportional zur Temperaturdifferenz (28):

$$q_{st} = q_{spn} \frac{T - T_{Bad}}{T_{spn} - T_{Bad}}$$

## 7.1.3 VOLLSTÄNDIGER STATIONÄRER ZWEIPHASEN - WÄRMEÜBERGANG

Der vollständige druckabhängige stationäre Wärmeübergang an Zweiphasen - Helium hat die Form:

$$q_{st} = \frac{q_{spn}}{T_{spn} - T_{Bad}} (T - T_{Bad}) \quad T_{Bad} \leq T < T_{spn}$$

$$q_{st} = A1 (T - T_S)^2 \quad T_{spn} - T_S \leq T - T_S \leq \Delta T_{max}$$

$$q_{st} = A2 (T - T_S) + B2 \quad \Delta T_{max} < T - T_S \leq \Delta T_{min}$$

$$q_{st} = 0.06 (T - T_S)^{0.82} \left(1 + \left(\frac{\Delta T_{min}}{T - T_S}\right)^2\right) \frac{T - T_{Bad}}{T - T_S} \quad T - T_S > \Delta T_{min}$$

$$A1 = q_{max} / \Delta T_{max}^2$$

$$A2 = (q_{max} - q_{min}) / (\Delta T_{max} - \Delta T_{min})$$

$$B2 = q_{max} - A2 \Delta T_{max}$$

$$T_{spn} = T_S + \sqrt{\frac{q_{spn}}{A1}}$$

Abb.22 zeigt die Wärmestromdichte als Funktion der Heizertemperatur für drei Drücke.

7.2 HELIUMEIGENSCHAFTEN

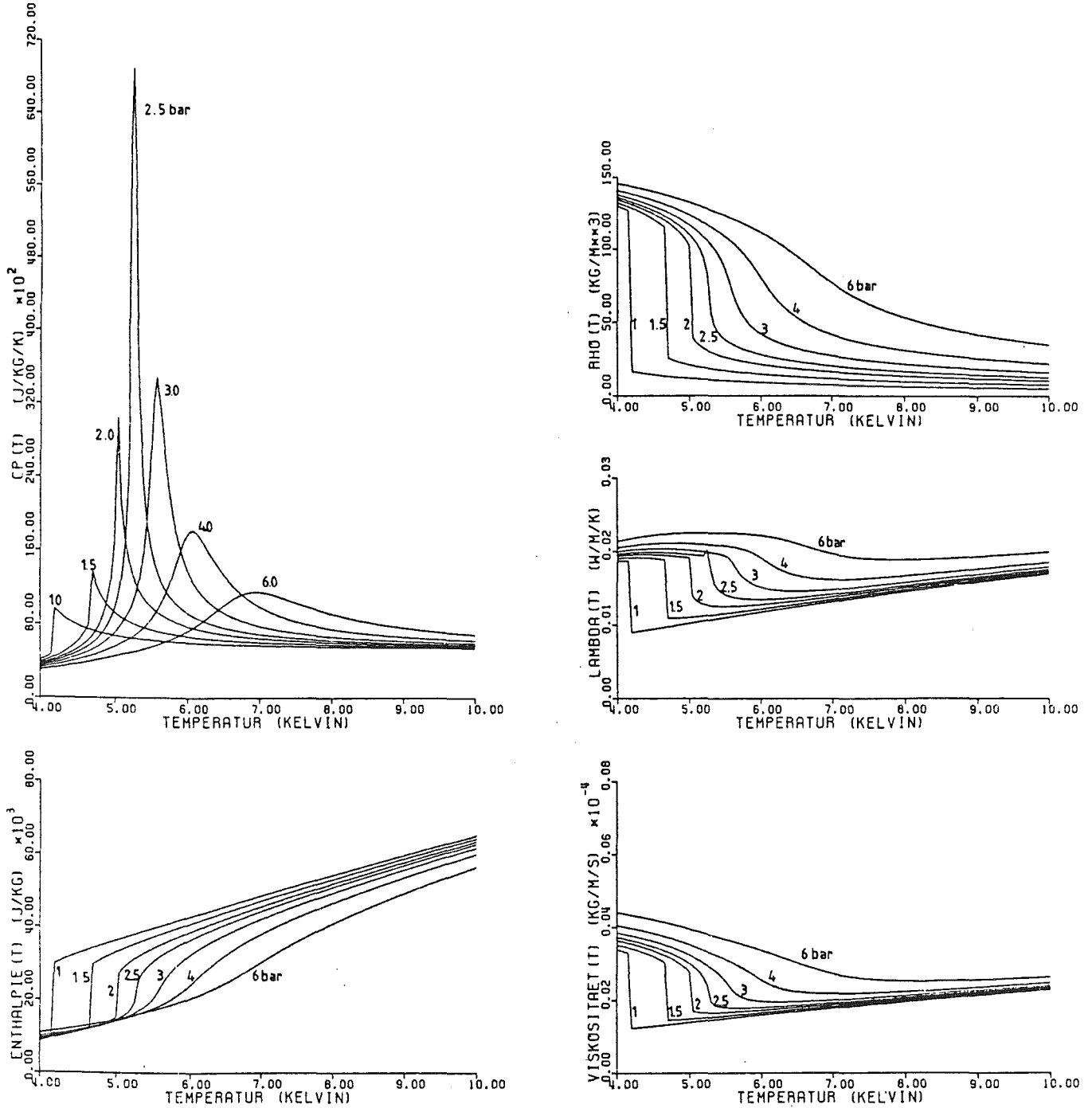


Abb. 57 : Temperaturabhängige Heliumeigenschaften für verschiedene Drücke, berechnet mit dem HEPROP - Unterprogrammpaket (13).

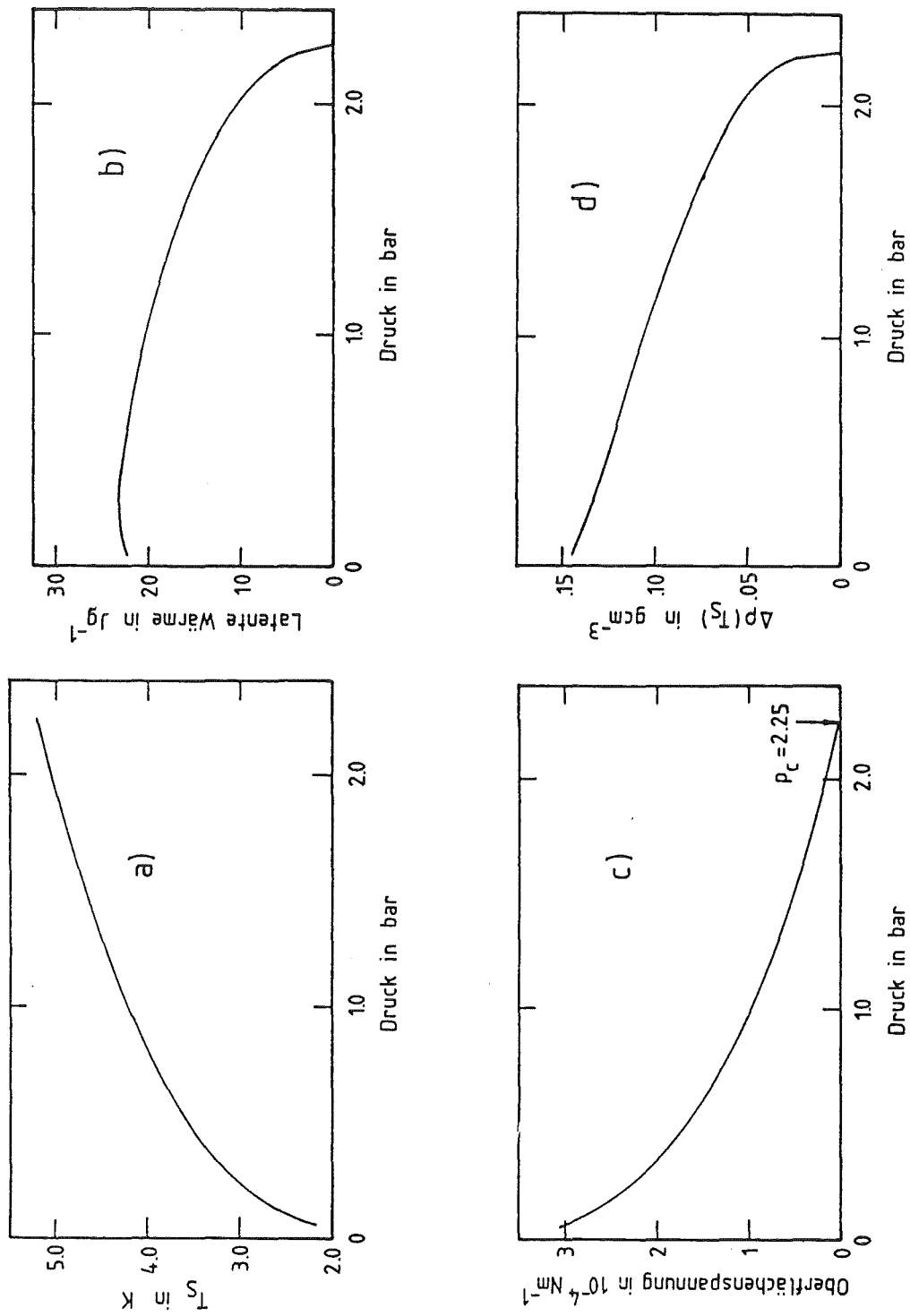


Abb. 58 : Einige wichtige Größen für Zweiphasen - Helium als Funktion des Druckes. a) Siedetemperatur b) Latente Wärme c) Oberflächenspannung d) Dichtesprung am Siedepunkt.



### 7.3 PROGRAMM QUENMP

Das Programm QUENMP berechnet die zeitabhängige eindimensionale Wärmeleitungsgleichung  $T(x, t)$  entlang eines Supraleiters nach einer lokalen Störung. Die kritische Energie wird durch Intervallschachtelung der vorgegebenen Störungsenergie in mehreren Läufen des Programms ermittelt, die jedesmal abgebrochen werden, sobald entweder die normalleitende Zone eindeutig schrumpft oder sich eindeutig ausbreitet.

Der numerische Kern, der die Wärmeleitungsgleichung nach dem Jacobi - Verfahren löst, wurde von (7) übernommen.

Das Unterprogramm LESEN liest die Eingabeparameter (Tabelle 7) von einer Eingabedatei und die für den gewünschten Druck in Zehntelgradschritten tabellierten Heliumdaten von einer zuvor angelegten Datei.

Die in Abb. 59 unter "Heliumeigenschaften" zusammengefassten Unterprogramme interpolieren die Heliumdaten als Funktion von Temperatur oder Enthalpie zum gegebenen Druck aus der Tabelle.

KT(T) berechnet  $\lambda(T) \cdot A_{Cu} / \Delta x^2$  in W/cmK, eine Größe, die im Wärmeleitungsterm der diskretisierten Wärmeleitungsgleichung (3.2.1) eingeht.

R(T) und IMT(T) berechnen den effektiven spezifischen Widerstand und den Matrixstrom des Leiters nach dem linearen current - sharing - Modell (3.2.6.1).

KUEHL(X,T) berechnet stationäre und transiente Wärmeübergänge wie in 3.2.7 beschrieben. Das transiente Filmsieden wird durch die druckabhängige effektive spezifische Wärme des Heliumdampffilms (3.2.7.2.4) CFILM(T) im Unterprogramm CT(X,T), das auch die spezifischen Wärmen der Leiterbestandteile berücksichtigt, beschrieben.

Zwangsströmung und transiente Strömung werden in zwei Schritten, TRV1(X) und TRV2(X), behandelt, wie in 3.2.7.3.2 beschrieben.

Die Subroutine ZEICH(N) plottet die longitudinalen Temperatur -, Dichte - und Geschwindigkeitsprofile zu vorwählbaren Zeitpunkten und die zeitlichen Verläufe des Widerstands der normalleitenden Zone, der Maximaltemperatur des Leiters und der transienten Strömungsgeschwindigkeit.

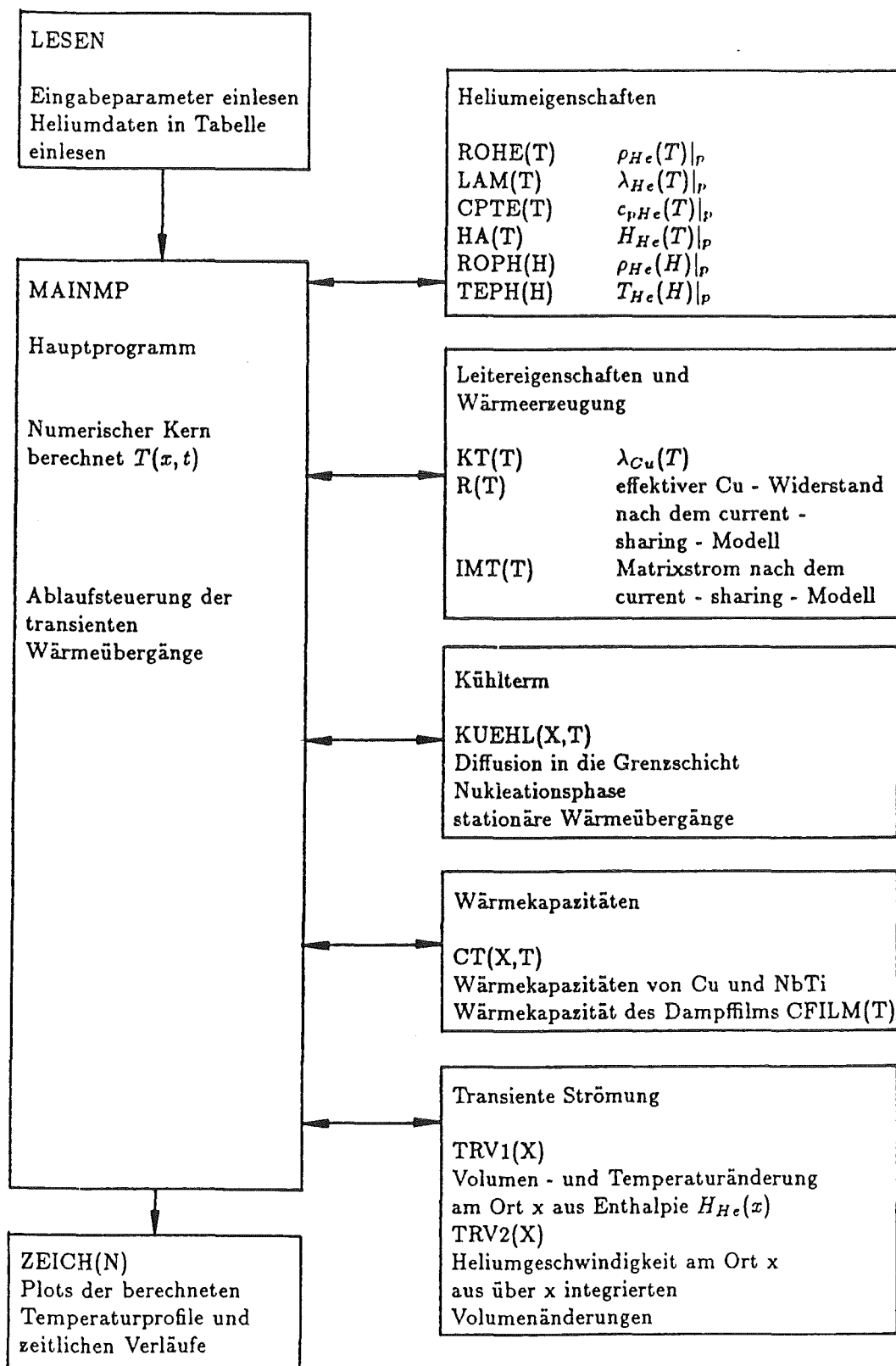


Abb.59 : Aufbau des Simulationsprogramms QUENMP

Tabelle 7 : Liste der Eingabeparameter für QUENMP

EHEIZ	Heizpulsenergie (J)
ZHEIZ	Heizpulsdauer (s)
LHEIZ	Länge der Pulsheizung (cm)
IL	Strom im Leiter (A)
FELD	Magnetfeld (Tesla)
TC	Kritische Temperatur des Leiters bei FELD (K)
IC	Kritischer Strom des Leiters bei FELD (A)
QUER	Leiterquerschnitt (cm <sup>2</sup> )
ALPHA	Kupfer/Supraleiter - Verhältnis
RHO	spez. Widerstand des Matrixkupfers bei 300K ( $\Omega\text{cm}$ )
RRR	Restwiderstandsverhältnis
TAU	Abklingzeit der Stromumverteilung (s)
CONST	Wichtungsfaktor für Stromumverteilung
AHE	Heliumquerschnitt (cm <sup>2</sup> )
DH	Hydraulischer Durchmesser (cm)
UMF	gekühlter Umfang des Leiters (cm)
TBAD	Heliumtemperatur (K)
P	Heliumdruck (bar)
VHE	Strömungsgeschwindigkeit (cm/s)
ZENDE	Endzeit (s)
XENDE	Anzahl der Ortselemente
DX	Länge eines Ortselements (cm)
ZEPS	Faktor $\tau$ für Zeitschrittweitensteuerung (siehe 3.2.4)
TEPS	Temperaturgenauigkeit der Iteration (K)
TOFFS	niedrigste Temperatur im Plot (K)
ZPLOT	Zeitpunkt des ersten Plots (s)
DZPL	Zeitlicher Abstand Plots der Temperaturprofile (s)
DZPU	Zeitlicher Abstand der Kurvenpunkte in $R(t)$ und $v_{He}(t)$

```

C PROD.FORT(MAINMP)      12.9.85    5:10      00030000
C HAUPTPROGRAMM          00040000
C DYNAMISCHE BERECHNUNG DER TEMPERATURVERTEILUNG IN EINEM 00050000
C SUPRALEITER. MIT ZEITLICHER STROMUMVERTEILUNG          00060001
C MIT TRANSIENTER STROEMUNG UND ZWANGSSTROEMUNG          00070001
C MIT PLOT                                                    00080000
C                                                            00090000
C UM DAS PROGRAMM LAUFEN ZU LASSEN WIRD EINE CNTL DATEI MIT DEN IM 00100004
C PROGRAMM "LESEN" BENOETIGTEN EINGABEPARAMETERN UND DATEIVEREIN- 00110004
C BARUNGEN GEBRAUCHT. FERNER WERDEN DIE HELIUMDATEN:      00120004
C SAETTIGUNGSTEMPERATUR, LAT.WAERME, OBERFLAECHENSPANNUNG 00130004
C TEMPERATUR IN 1/10 K-SCHRITTEN (4...30K), DICHT, CP, LAMBDA, VISCOSITAET 00140004
C ENTHALPIE DAZU BEIM GEGEBENEN DRUCK IN MKS-EINHEITEN IM FORMAT F18.8 00150004
C VON EINER DATEI MIT DER LOGISCHEN NUMMER 4 EINGELESEN. 00160004
C BEI UEBERKRITISCHEM HELIUM WIRD NOCH:                  00170004
C ENTHALPIE(P,T) IN 500J/KG-SCHRITTEN (10000...250000J/KG) 00180005
C DICHT BEI GEGEBENEM DRUCK ZUR ENTHALPIE(P,T)          00190005
C TEMPERATUR BEI GEGEBENEM DRUCK ZUR ENTHALPIE(P,T)     00200005
C IM FORMAT F18.8 VON DER GLEICHEN DATEI 4 GEBRAUCHT.    00210004
C                                                            00220004
C                                                            00230000
C
C INTEGER QU, IX, X, XENDE, XFIN, ZZAHL, ZANZ, NNN, IP, III 00240003
C INTEGER Y, NY, MY, XMAX, XMAXL, XMAXR                    00250003
C DOUBLE PRECISION DALT(200), DNEU(200), DL(200), DX      00260003
C REAL KB, KT, K(200), RHO, RRR, RHOQ, QUERM, QUER, ALPHA 00270003
C REAL AHE, DH, UMF                                       00280003
C REAL TBAD, TEPS, TOFFS, P, FELD                          00290003
C REAL QHEIZ, S, PO, OMEGA, LHEIZ, EHEIZ, ZHEIZ          00300003
C REAL W(200), R, RGES(0:3000), LEFF(0:3000)              00310003
C REAL IM(200), IMALT(200), DELIM(200), DIMALT(200), IMT, TAU, CONST 00320003
C REAL A0, A1, A2, A3, B2, B3, C1, C2, QMAX, QMIN, TWMAX, TWMIN, P2, HW 00330003
C REAL TY(200, 50), TYVOR(200, 50), DTY, DY              00340003
C REAL KUEHL, EQMAX, DBLC(200), Q(200), QNUC(200), QDIFF(200), QSS(200) 00350003
C REAL C(200), CFILM(200), FACT(200), FAC1(200), FAC2(200) 00360003
C REAL ECF(200), EGR(200), ESS(200), EALT(200)           00370003
C REAL TALT(200), TVOR(200), TMAX(0:3000), TMED(200), TNEU(200) 00380003
C REAL DT, DTNEU, DZPL, DZPU                               00390003
C REAL ZEIT, ZENDE, ZEPS, ZPLOT, ZDIFF(200), ZKONV(200), ZEITF(0:3000) 00400003
C REAL V(200), PR(200), NU(200), DBL(200), RE(200), VZ(0:3000), VHE 00410003
C REAL HXN(200), HX(200), RA                               00420003
C REAL TE(300), CPT(300), ROH(300), LAMBDA(300), ETA(300), H(300) 00430003
C REAL THA(200), TSAT, QSPN, TSPN, LAT, ROL, G, ED, LAMBDD, SKAL, BETA 00440003
C REAL ROHE                                               00450003
C LOGICAL RELAX, EHV, EHV2                                00460000
C LOGICAL NUCLEA(200), DIFF(200), KONV(200)              00470000
C LOGICAL GRENZ(200), IWASA(200), STST(200), SUPER       00480000
C                                                            00490000
C COMMON C1, C2, DT, DX, P, ZEIT, TBAD                    00500000
C COMMON/LEITEL/QUERM, KB, RHOQ, TAU, CONST               00510000
C COMMON/LEITHY/AHE, DH, UMF                              00520000
C                                                            00530000
C COMMON/TIMING/NUCLEA, DIFF, KONV, GRENZ, IWASA, STST, SUPER 00540000
C                                                            00550000
C COMMON/HELIN2/TE, CPT, ROH, LAMBDA, ETA, H             00560000
C                                                            00570000
C COMMON/CEFF/CFILM, FAC1, FAC2, FACT, ZDIFF, ZKONV     00580000

```

C	COMMON/HELI/THA, TSAT, TWMAX, TWMIN, LAT, ROL, G, ED, LAMBDD, SKAL	00590000
		00600000
C	COMMON/WAE/A0, A1, A2, A3, B2, B3, QMAX, QMIN, QSPN, TSPN, P2, HW, DBLC, RA	00610000
		00620000
C	COMMON/COOL/Q, QNUC, QDIFF, QSS	00630000
		00640000
C	COMMON/VTR/V, PR, RE, NU, DBL, DNEU, DALT, DL, HXN, HX, XMAX	00650000
		00660000
C	COMMON/DIFFHE/TY, TYVOR, TVOR, DTY, NY, MY, DY	00670000
		00680000
C	COMMON/HZ/PO, OMEGA, ZHEIZ, IX	00690000
		00700000
C	COMMON/LESE/XENDE, ZEPS, ZENDE, ZPLOT, 1DZPL, DZPU, TEPS, TOFFS, FELD, RHO, RRR, XFIN, VHE	00710000
		00720000
C	COMMON/PLO/EHEIZ, LHEIZ, RGES, LEFF, TMAX, TNEU, ZANZ, ZEITF, VZ X, QUER, ALPHA	00730000
		00740000
C	-----	00750000
C	LEITERDATEN UND KONSTANTEN EINLESEN	00760000
	CALL LESEN	00770000
C	-----	00780000
C		00790000
C		00800000
C	EIN- ODER ZWEIPHASEN-HELIUM ?	00810000
	SUPER=.FALSE.	00820000
	IF(TSAT.LE.0.) SUPER=.TRUE.	00830000
	DO 1017 X=1, XENDE	00840000
1017	THA(X)=TBAD	00850000
C		00860000
C	PLOT INITIALISIEREN, TEMPERATURABHAENGIGKEITEN VON	00870000
C	WAERMELEITFAEHIGKEIT, -ERZEUGUNG UND KUEHLEISTUNG PLOTTEN	00880000
C	ACHSEN FUER TEMPERATURVERTEILUNG ZEICHNEN	00890000
	CALL ZEICH(1)	00900000
C		00910000
	DTNEU = 1E-7	00920000
	DT = DTNEU	00930000
	IP=XFIN	00940000
	XMAX=XENDE/2	00950000
	ZZAHL=0	00960000
	ZPLOT=0.0	00970000
	ZEITF(0)=0.0	00980000
C		00990000
	IF(.NOT.SUPER) TBAD=TSAT	01000000
C		01010000
C	ANFANGSWERTE FUER FELDER	01020000
	DO 1010 X=1, XENDE	01030000
	IM(X)=0.	01040000
	IMALT(X)=0.	01050000
	DELIM(X)=0.	01060000
	DIMALT(X)=0.	01070000
	W(X)=0.	01080000
	Q(X)=0.	01090000
	EALT(X)=0.	01100000
	HX(X)=0.	01110000
	HXN(X)=0.	01120000
	THA(X)=TBAD	01130000
	DALT(X)=ROL	01140000

	DNEU(X)=ROL	01150000
	EGR(X)=0.	01160000
	DBL(X)=1.	01170000
	DBLC(X)=1.	01180000
	FACT(X)=1.	01190000
	FAC1(X)=0.	01200000
	FAC2(X)=0.	01210000
	ZDIFF(X)=1.	01220000
	IF(SUPER) GOTO 1044	01230000
	DO 1040 Y=1,50	01240000
	TY(X,Y)=TBAD	01250000
1040	TYVOR(X,Y)=TBAD	01260000
C		01270000
C	FUER UEBERKRITISCHES HELIUM	01280000
	IF(.NOT.SUPER) GOTO 1011	01290000
1044	HX(X)=HA(TBAD)	01300000
	HXN(X)=HX(X)	01310000
	THA(X)=TEPH(HXN(X))	01320000
	DO 1047 Y=1,50	01330000
	TY(X,Y)=THA(X)	01340000
1047	TYVOR(X,Y)=THA(X)	01350000
	DALT(X)=ROPH(HXN(X))	01360000
1011	DNEU(X)=DALT(X)	01370000
C		01380000
	GRENZ(X)=.FALSE.	01390000
	IWASA(X)=.FALSE.	01400000
	STST(X)=.FALSE.	01410000
	NUCLEA(X)=.TRUE.	01420000
	DIFF(X)=.TRUE.	01430001
	IF(SUPER) DIFF(X)=.FALSE.	01440000
1010	KONV(X)=.FALSE.	01450000
	TBAD=THA(1)	01460000
	EHV=.FALSE.	01470000
	EHV2=.FALSE.	01480000
	QU=0	01490000
C		01500000
C		01510002
C	URSPRUENGLICHE TEMPERATURVERTEILUNG	01520000
	DO 1000 X=1,XENDE	01530000
1000	TNEU(X) = THA(X)	01540000
C		01550000
C		01560002
C	ZEITABHAENGIGE TEMPERATURVERTEILUNG BERECHNEN	01570000
	ZEIT=0.	01580000
1005	CONTINUE	01590000
C	-----	01600000
C		01610000
C	BEGINN DES ZEITSCHRITTS	01620000
C		01630000
C	NEUE STARTWERTE = ALTE ENDWERTE (ZEITSCHRITT)	01640000
	DO 1007 X=1,XENDE	01650000
	IMALT(X)=IM(X)	01660000
	DIMALT(X)=DELIM(X)	01670000
	DO 1041 Y=1,50	01680000
1041	TY(X,Y)=TYVOR(X,Y)	01690000
1007	TALT(X)=TNEU(X)	01700000
C		01710000
C	RANDBEDINGUNG AM LINKEN RAND, DT/DX WIRD ANGEPASST	01720002

	TALT(1)=2.*TALT(2)-TALT(3)	01730000
	DALT(1)=DALT(2)	01740000
	DNEU(1)=DNEU(2)	01750000
	HX(1)=HX(2)	01760000
	HXN(1)=HXN(2)	01770000
	THA(1)=THA(2)	01780000
C		01790000
C	RANDBEDINGUNG AM RECHTEN RAND, DT/DX WIRD ANGEPASST	01800002
	TALT(XENDE)=2.*TALT(XENDE-1)-TALT(XENDE-2)	01810000
	DALT(XENDE)=DALT(XFIN)	01820000
	DNEU(XENDE)=DNEU(XFIN)	01830000
	HX(XENDE)=HX(XFIN)	01840000
	HXN(XENDE)=HXN(XFIN)	01850000
	THA(XENDE)=THA(XFIN)	01860000
C	-----	01870000
C		01880000
C	BEGINN DES RELAXATIONSSCHRITTS	01890000
C		01900000
C	TEMPERATURVERTEILUNG IM NAECHSTEN ZEITSCHRITT BERECHNEN	01910000
	NNN=0	01920000
1001	RELAX=.FALSE.	01930000
	DT=DTNEU	01940000
	NNN>NNN+1	01950000
C		01960000
C	NEUE VORGABEWERTE = ALTE ENDWERTE (RELAXATIONSSCHRITT)	01970000
	DO 1004 X=1,XENDE	01980000
1004	TVOR(X)=TNEU(X)	01990000
C		02000000
C		02010000
C	BERECHNE TEMPERATURMITTELWERT, MITTLERE WAERMEKAPAZITAET	02020000
C	UND WAERMEABFUHR ZWISCHEN ZWEI ZEITSCHICHTEN	02030000
	DO 1009 X=1,XENDE	02040000
	TMED(X)=(TALT(X)+TVOR(X))/2.	02050000
	C(X)=(CT(TALT(X),X)+CT(TVOR(X),X))/2.	02060000
	Q(X)=(KUEHL(TALT(X),X)+KUEHL(TVOR(X),X))/2.	02070000
C		02080000
C	MATRIXSTROM	02090000
	IM(X)=(IMALT(X)+IMT(TVOR(X)))/2.	02100000
C		02110000
C	AENDERUNG DES MATRIXSTROMS IM VORGESCHLAGENEN DT +	02120000
C	ABKLINGENDE AENDERUNG AUS ALTEM ZEITSCHRITT	02130000
	DELIM(X)=IM(X)-IMALT(X)+DIMALT(X)*EXP(-DT/TAU)	02140000
C		02150000
C	W=MATRIXSTROM*EFF.SPANNUNG DURCH ENDL. STROMUMVERTEILUNGSZEIT	02160000
	W(X)=IM(X)*RHOQ*(IM(X)+CONST*DELIM(X))	02170000
C		02180002
	W(X)=W(X)-Q(X)*UMF	02190000
1009	CONTINUE	02200000
C		02210000
C	ENERGIEEINKOPPLUNG DURCH EXTERNE HEIZUNG	02220000
	IF (EHV) GOTO 1013	02230000
	IF (ZEIT .GE. ZHEIZ) GOTO 1015	02240000
	S=SIN(OMEGA*ZEIT)	02250000
	QHEIZ=PO*S*S	02260000
	DO 1030 X=(1+XENDE/2-IX/2),(XENDE/2+IX/2)	02270000
1030	W(X)=W(X)+QHEIZ*AMIN1(DT,ZHEIZ-ZEIT)/(DX*DT)	02280000

```

GOTO 1013 02290000
1015 EHV=.TRUE. 02300000
1013 CONTINUE 02310000
C 02320000
C 02330000
C BERECHNE WAERMELEITFAEHIGKEIT ZWISCHEN ORTS- UND ZEITSCHICHTEN 02340000
C UND NAECHSTE ZEITSCHRITTWEITE 02350000
C DTNEU=100000. 02360000
C DO 1008 X=1,XFIN 02370000
C K(X)=(KT(TALT(X+1))+KT(TVOR(X+1)) 02380000
C X+KT(TALT(X))+KT(TVOR(X)))/4. 02390000
C 02400002
C DTNEU=AMIN1(DTNEU,ZEPS*AMIN1(C(X),C(X+1))*DT 02410000
C X/(K(X)+AMAX1(W(X),W(X+1)))) 02420000
1008 CONTINUE 02430000
C DTNEU=AMAX1(DTNEU,1E-7) 02440000
C 02450000
C TEMPERATURVERTEILUNG IM NAECHSTEN RELAXATIONSSCHRITT BERECHNEN 02460000
C DO 1002 X=2,XFIN 02470000
C TNEU(X)=(TMED(X-1)*K(X-1)+TMED(X+1)*K(X) 02480000
C X+TALT(X)*(C(X)-(K(X-1)+K(X))/2.)+W(X)) 02490000
C X/(C(X)+(K(X-1)+K(X))/2.) 02500000
C IF (ABS(TNEU(X)-TVOR(X)) .GE. TEPS) RELAX=.TRUE. 02510000
1002 CONTINUE 02520000
C 02530000
C LINKE UND RECHTE RANDBEDINGUNG 02540002
C TNEU(1)=2.*TNEU(2)-TNEU(3) 02550000
C TNEU(XENDE)=2.*TNEU(XENDE-1)-TNEU(XENDE-2) 02560000
C 02570000
C 02580000
C WENN MEHR ALS 20 RELAXATIONSSCHRITTE DURCHLAUFEN WURDEN, 02590002
C MITTELWERT ZWISCHEN TVOR UND TNEU NEHMEN, MELDUNG DRUCKEN 02600002
C IF (NNN.GT.20) GOTO 2060 02610000
C IF (RELAX) GOTO 1001 02620000
C GOTO 2070 02630000
2060 WRITE(6,111) 02640000
111 FORMAT(33H GENAUIGKEIT NICHT ERREICHT!!!!!!/,) 02650000
C DO 2080 I=2,XFIN 02660000
2080 TNEU(I)=(TNEU(I)+TVOR(I))/2. 02670000
C 02680000
C 02690002
C ENDE RELAXATIONSSCHRITT 02700000
C ----- 02710000
C 02720000
C ERRECHNE NEUE ZEIT 02730000
2070 ZEIT=ZEIT+DT 02740000
C 02750000
C GROESSEN FUER NAECHSTEN ZEITSCHRITT ERMITTELN 02760000
C 02770000
C ENERGIE, DIE ANS HELIUM ABGEFLOSSEN IST, FUER E*Q-KRITERIUM 02780002
C STATIONAER ANS HELIUM ABGEFUEHRTE ENERGIE ,ENERGIE IM HELIUM- 02790002
C GASFILM ZUR AKTUELLEN LEITERTEMPERATUR IN J/CM**2 02800002
C 02810000
C DO 1050 X=1,XENDE 02820000
C Q(X)=(KUEHL(TALT(X),X)+KUEHL(TNEU(X),X))/2. 02830000
C EALT(X)=EALT(X)+Q(X)*DT 02840000

```





C		03420000
C	ABLAUFSTEUERUNG BEI 1-PHASENHELIUM	03430000
3000	IF(KONV(X)) GOTO 3002	03440000
	IF(DIFF(X)) GOTO 3001	03450000
	IF(TNEU(X).GT.THA(X)) GOTO 3003	03460000
	GOTO 3002	03470000
3003	ZDIFF(X)=ZEIT	03480000
	DIFF(X)=.TRUE.	03490000
C		03500002
C	ZEITPUNKT DES EINSETZENS DER KONVEKTION, WIRD NUR ZU VERGLEICHS-	03510002
C	ZWECKEN BERECHNET, OHNE EINFLUSS AUF 1-PHASEN-WUE-RECHNUNG	03520002
3001	BETA=(ROL-ROHE(TNEU(X)))/ROL	03530000
	IF(BETA.LE.O.) GOTO 3002	03540000
	ZKONV(X)=ZDIFF(X)+SQRT(.10)/SQRT(G*BETA)	03550000
	IF(ZEIT.LT.ZKONV(X)) GOTO 3002	03560000
	KONV(X)=.TRUE.	03570000
	IF(X.EQ.70.OR.X.EQ.80.OR.X.EQ.90.OR.X.EQ.100) WRITE(6,407) X	03580000
407	FORMAT(1X,8HKON1 EIN,I3)	03590000
3002	CONTINUE	03600000
C		03610000
1050	CONTINUE	03620000
C	-----	03630000
C		03640000
C	ORT DES TEMPERATURMAXIMUMS	03650000
	TM=TNEU(2)	03660000
	DO 1071 X=2,XENDE	03670000
	IF(TNEU(X).GT.TM) XMAXL=X	03680000
	IF(TNEU(X).GE.TM) XMAXR=X	03690000
1071	TM=AMAX1(TM,TNEU(X))	03700000
	XMAX=(XMAXR+XMAXL)/2	03710000
C		03720000
C	STROEMUNG BERECHNEN	03730000
	IF(SUPER) CALL TRV2(XFIN,VHE)	03740000
C		03750000
	IF (ZEIT .LT. (ZEITF(ZZAHL)+DZPU)) GOTO 1023	03760000
C	-----	03770000
C		03780000
C	GROESSEN FUER ZEITABHAENIGKEITEN	03790000
C		03800000
C	BEHALTE ZEIT IM GEDAECHNTNIS	03810000
	ZZAHL=ZZAHL+1	03820000
	ZEITF(ZZAHL)=ZEIT	03830000
C		03840000
C	ERRECHNE NORMIERTEN GEAMTWIDERSTAND UND EFFEKTIVE LAENGE DER	03850002
C	N.L.-ZONE ZUM JETZIGEN ZEITPUNKT	03860002
	RGES(ZZAHL)=R(TNEU(1))	03870000
	DO 1018 X=2,XENDE	03880000
1018	RGES(ZZAHL)=RGES(ZZAHL)+R(TNEU(X))	03890000
	LEFF(ZZAHL)=RGES(ZZAHL)/RHOQ*DX	03900000
	RGES(ZZAHL)=RGES(ZZAHL)/(FLOAT(XENDE)*R(100.))	03910000
C		03920000
C	ERRECHNE MAXIMALTEMPERATUR ZUM JETZIGEN ZEITPUNKT	03930000
	TMAX(ZZAHL)=TNEU(1)	03940000
	DO 1014 X=2,XENDE	03950000
1014	TMAX(ZZAHL)=AMAX1(TMAX(ZZAHL),TNEU(X))	03960000
C		03970000
C	GESCHWINDIGKEITSABLAUF	03980000

	VZ(ZZAHL)=V(XFIN)	03990000
C		04000000
C	STELLE QUENCH ODER RECOVERY FEST	04010000
	IF (.NOT. EHV2) GOTO 1022	04020000
	IF (TMAX(ZZAHL) .GT. TMAX(ZZAHL-1)) QU=+1	04030000
	IF (RGES(ZZAHL) .LT. RGES(ZZAHL-1)) QU=-1	04040000
1022	EHV2=EHV	04050000
1023	CONTINUE	04060000
C	-----	04070000
C		04080000
	IF (ZEIT .LT. ZPLOT) GOTO 1006	04090000
	ZPLOT=ZPLOT+DZPL	04100000
C		04110000
C	AUSDRUCK DER AKTUELLEN ZEIT,TEMPERATUR,EFF.LAENGE,GRENZ-	04120002
C	SCHICHTDICKE,HELIUMGESCHWINDIGKEIT,STAT. UND TRANSIENTE	04130002
	KUEHLEISTUNGEN, INTEGRIERTE KUEHLEISTUNG	04140002
	WRITE(6,101) ZEIT,TNEU(XMAX),LEFF(ZZAHL),DBL(XMAX),	04150000
	X V(XMAX),QSS(XMAX),QDIFF(XMAX),EALT(XMAX)	04160000
	WRITE(6,101) ZEIT,TNEU(XMAX+10),LEFF(ZZAHL),DBL(XMAX+10),	04170000
	X V(XMAX+10),QSS(XMAX+10),QDIFF(XMAX+10),EALT(XMAX+10)	04180000
101	FORMAT(/,6H ZEIT=,F10.6,1X,5HTNEU=,F6.3,6H LEFF=,F8.4	04190000
	X ,6H DBL=,F9.6,4H V =,F12.3,4H QS=,F8.3,5H QDI=,F8.3,	04200000
	X 6H EALT=,F8.5)	04210000
C		04220000
C	AUSDRUCK DER STEUERVARIABLEN DES WAERMEUEBERGANGS	04230002
	IF(NUCLEA(IP)) III=100000	04240000
	IF(DIFF(IP)) III=III+10000	04250000
	IF(GRENZ(IP)) III=III+1000	04260000
	IF(IWASA(IP)) III=III+100	04270000
	IF(STST(IP)) III=III+10	04280000
	IF(KONV(IP)) III=III+1	04290000
	WRITE(6,155) III	04300000
155	FORMAT(4X,I9)	04310000
	III=0	04320000
C		04330000
C		04340000
C	TEMPERATURVERTEILUNG PLOTTEN	04350000
	CALL ZEICH(2)	04360000
1006	CONTINUE	04370000
C	-----	04380000
C		04390000
C	ABBRUCHKRITERIEN DER AUSBREITUNGSRECHNUNG	04400000
	IF(ZEIT.GT..002.AND.RGES(ZZAHL).EQ..0) GOTO 2020	04410000
	IF(RGES(ZZAHL).GT.0.6) GOTO 2020	04420000
C		04430000
C	ZIELZEIT ERREICHT	04440000
	IF (ZEIT .LT. ZENDE) GOTO 1005	04450000
C		04460000
C	GESAMTZAHL ZEITSCHRITTE	04470000
2020	ZANZ=ZZAHL	04480000
C		04490000
C	PLOTTE TEMPERATUR- UND WIDERSTANDSABLAUF; BEENDE PLOTS	04500000
	CALL ZEICH(3)	04510000
	STOP	04520000
	END	04530000
C	*****	04540000
C	*****	04550000

C	LESENT	04560000
C	EINLESEN DER LEITERDATEN UND ZUWEISUNG VON KONSTANTEN	04570000
C		04580000
C		04590000
	SUBROUTINE LESEN	04600000
C		04610000
C		04620000
	INTEGER IX,XENDE,XFIN,ZANZ	04630000
	INTEGER NY,MY,XMAX,ITSAT	04640000
	DOUBLE PRECISION DALT(200),DNEU(200),DL(200),DX	04650000
	REAL IC,IL,KB,RHO,RRR,QUER,QUERM,QUERS,ALPHA,AHE,DH,UMF	04660000
	REAL KB316,FELD,RHOQ,INRRRB,B,L,TAU,CONST	04670000
	REAL P,P1,P2,LAM,CPT,PPC,ED,RA	04680000
	REAL TBAD,TC,TCS,TEPS,TOFFS	04690000
	REAL EHEIZ,LHEIZ,ZHEIZ	04700000
	REAL RGES(0:3000),LEFF(0:3000),ZEITF(0:3000),TMAX(0:3000)	04710000
	REAL A0,A1,A2,A3,B2,B3,C1,C2,QMAX,QMIN,TWMAX,TWMIN,TSAT,HW	04720000
	REAL QSPN,TSPN,Q(200),QNUC(200),QDIFF(200),QSS(200)	04730000
	REAL TY(200,50),TYVOR(200,50),TVOR(200),DTY,DY	04740000
	REAL TNEU(200),DBLC(200)	04750000
	REAL DT,DZPL,DZPU	04760000
	REAL ZEIT,ZENDE,ZEPS,ZPLOT	04770000
	REAL V(200),PR(200),NU(200),DBL(200),RE(200),VZ(0:3000),VHE	04780000
	REAL THA(200),HXN(200),HX(200),HDT(500),DPH(500),TPH(500)	04790000
	REAL TE(300),CPT(300),ETA(300),LAMBDA(300),CD,ROH(300)	04800000
	REAL H(300),HA,ROHE,G,ROL,ROD,LAT,SIGM,LAMBDD	04810000
	REAL DELH,RAFILM,DFILM,SKAL	04820000
	LOGICAL NUCLEA(200),DIFF(200),KONV(200)	04830000
	LOGICAL GRENZ(200),IWASA(200),STST(200),SUPER	04840000
C		04850000
	COMMON/TIMING/NUCLEA,DIFF,KONV,GRENZ,IWASA,STST,SUPER	04860000
C		04870000
	COMMON C1,C2,DT,DX,P,ZEIT,TBAD	04880000
	COMMON/LEITSL/IC,IL,TC,TCS,QUERS	04890000
	COMMON/LEITEL/QUERM,KB,RHOQ,TAU,CONST	04900000
	COMMON/LEITHY/AHE,DH,UMF	04910000
C		04920000
	COMMON/HELI/THA,TSAT,TWMAX,TWMIN,LAT,ROL,G,ED,LAMBDD,SKAL	04930000
C		04940000
	COMMON/HELIN1/TPH,DPH,HDT	04950000
	COMMON/HELIN2/TE,CPT,ROH,LAMBDA,ETA,H	04960000
C		04970000
	COMMON/WAE/A0,A1,A2,A3,B2,B3,QMAX,QMIN,QSPN,TSPN,P2,HW,DBLC,RA	04980000
C		04990000
	COMMON/COOL/Q,QNUC,QDIFF,QSS	05000000
C		05010000
	COMMON/VTR/V,PR,RE,NU,DBL,DNEU,DALT,DL,HXN,HX,XMAX	05020000
C		05030000
	COMMON/DIFFHE/TY,TYVOR,TVOR,DTY,NY,MY,DY	05040000
C		05050000
	COMMON/LESE/XENDE,ZEPS,ZENDE,ZPLOT,	05060000
	1DZPL,DZPU,TEPS,TOFFS,FELD,RHO,RRR,XFIN,VHE	05070000
C		05080000
	COMMON/HZ/PO,OMEGA,ZHEIZ,IX	05090000
C		05100000
	COMMON/PLO/EHEIZ,LHEIZ,RGES,LEFF,TMAX,TNEU,ZANZ,ZEITF,VZ	05110000

	X ,QUER,ALPHA	05120000
C		05130000
C		05140000
C	EINLESEN DER VARIABLEN	05150000
C		05160000
	READ(5,100) EHEIZ	05170000
	READ(5,100) ZHEIZ	05180000
	READ(5,100) IL	05190000
	READ(5,100) FELD	05200000
	READ(5,100) TBAD	05210000
	READ(5,100) P	05220000
	READ(5,100) VHE	05230000
	READ(5,100) ZENDE	05240000
	READ(5,100) LHEIZ	05250000
	READ(5,108) XENDE	05260000
	READ(5,100) DX	05270000
	READ(5,100) ZEPS	05280000
	READ(5,100) TEPS	05290000
	READ(5,100) TOFFS	05300000
	READ(5,100) ZPLOT	05310000
	READ(5,100) DZPL	05320000
	READ(5,100) DZPU	05330000
	READ(5,100) AHE	05340000
	READ(5,100) DH	05350000
	READ(5,100) UMF	05360000
	READ(5,100) QUER	05370000
	READ(5,100) ALPHA	05380000
	READ(5,100) TC	05390000
	READ(5,100) IC	05400000
	READ(5,100) RHO	05410000
	READ(5,100) RRR	05420000
	READ(5,100) TAU	05430000
	READ(5,100) CONST	05440000
		05450000
		05460000
	WRITE(6,102) EHEIZ	05470000
	WRITE(6,104) ZHEIZ	05480000
	WRITE(6,103) IL	05490000
	WRITE(6,105) FELD	05500000
	WRITE(6,117) TBAD	05510000
	WRITE(6,112) P	05520000
	WRITE(6,132) VHE	05530000
	WRITE(6,114) ZENDE	05540000
	WRITE(6,107) LHEIZ	05550000
	WRITE(6,109) FLOAT(XENDE)	05560000
	WRITE(6,110) DX	05570000
	WRITE(6,113) ZEPS	05580000
	WRITE(6,119) TEPS	05590000
	WRITE(6,115) ZPLOT	05600000
	WRITE(6,124) DZPL	05610000
	WRITE(6,116) DZPU	05620000
	WRITE(6,133) AHE	05630000
	WRITE(6,134) DH	05640000
	WRITE(6,135) UMF	05650000
	WRITE(6,136) QUER	05660000
	WRITE(6,121) ALPHA	05670000
C		
C		

```

WRITE(6,118) TC                                05680000
WRITE(6,120) IC                                05690000
WRITE(6,137) RHO                               05700000
WRITE(6,122) RRR                               05710000
WRITE(6,125) TAU                               05720000
WRITE(6,126) CONST                             05730000
C                                                05740000
C HELIUMDATEN AUS DATEI ITP)038.PART.DATA(HE10...40) EINLESEN 05750002
C ES SIND DIE DATEIEN HE10, 15,20,23,25,30,40 VORBEREITET 05760002
C ENTSPRECHEND 1,1.5,2.0,2.3,2.5,3.0,4.0 BAR. 05770002
C                                                05780000
C READ(4,111) TSAT,LAT,SIGM                     05790000
C DO 222 I=40,300                               05800000
222 READ(4,111) TE(I),ROH(I),CPT(I),LAMBDA(I),ETA(I),H(I) 05810000
C                                                05820000
C IF(TSAT.GT.0.) GOTO 444                       05830000
C UEBERKRITISCHES HELIUM                       05840000
C ENTHALPIE(RHO,T),RHO(P,H),T(P,H) FUER TRANSIENTE STROEMUNG 05850000
C DO 443 I=20,500                               05860000
443 READ(4,111) HDT(I),DPH(I),TPH(I)           05870000
444 CONTINUE                                    05880000
C                                                05890000
C ITSAT=INT(10.*TSAT)                           05900000
C                                                05910000
C ----- 05920000
C ANFANGSPARAMETER ZUWEISEN                     05930000
C                                                05940000
C GRAVITATIONSKONSTANTE (CM/S**2)              05950000
C G=1000                                         05960000
C                                                05970000
C LEITERDATEN                                   05980000
C                                                05990000
C KOEFF. FUER SPEZ. WAERME VON NBTI            06000000
C C1 = (5.592E-5*(TC-.2)*(TC-.2)+3.6E-4)*(TC-.2) 06010000
C C2 = (1.41E-5*(TC+.2)*(TC+.2)+1.314E-3)*(TC+.2)- C1 06020000
C                                                06030000
C KUPFER-UND SL-QUERSCHNITTE DES LEITERS      06040000
C QUERM=QUER*ALPHA/(ALPHA+1.)                  06050000
C QUERS=QUER/(ALPHA+1.)                        06060000
C                                                06070000
C BERECHNUNG DES SPEZ WIDERSTANDS UND DER WAERMELEITFAEHIGKEIT 06080000
C DER MATRIX BEI BADTEMPERATUR IM MAGNETFELD (WIEDEMANN-FRANZ) 06090000
C B=.00265                                       06100000
C L=2.44E-8                                       06110000
C INRRRB=1./RRR+B*FELD                           06120000
C RHO=RHO*INRRRB                                 06130000
C KB=L*TBAD/RHO                                  06140000
C RHOQ=RHO/QUERM                                 06150000
C                                                06160000
C CURRENT SHARING TEMPERATUR                   06170000
C TCS=TC-(IL/IC)*(TC-TBAD)                      06180000
C                                                06190000
C WRITE(6,106) RHO                               06200000
C WRITE(6,127) TSAT,LAT                         06210000
C IF(TSAT.LE.0.) GOTO 1000                       06220000
C                                                06230000
C 2-PHASENHELIUM                               06240000

```

C	KOEFF. FUER WAERMEUEBERGANG	06250000
C	NACH DEEV, KUTATELADZE, AVKSENDYUK HELIUMWERTE IM MKS SYSTEM !	06260000
C		06270000
	KB316=1.3806E-23**(.1875)	06280000
C		06290002
C	TEMPERATUR DES PEAK NUCLEATE BOILING HEAT FLUX	06300002
	TWMAX=.6*SIGM**(.8125)*TSAT**(.3125)/KB316/LAM(TSAT)	06310000
	X **(.25)/ROHE(TSAT-.1)**(.375)/CPTE(TSAT)**.25	06320000
C		06330000
C	TEMPERATUR DES MINIMALEN FILMSIEDENS	06340002
	TWMIN=2.*SIGM**(.8125)*TSAT**(.3125)*ETA(ITSAT-1)**.25/	06350000
	X ROHE(TSAT-.1)**.25/KB316/LAM(TSAT-.1)**.5/	06360000
	X ROHE(TSAT-.1)**.125	06370000
C		06380000
C	HELIUMWERTE IN CGS SYSTEM UMRECHNEN	06390000
1000	DO 223 I=40,300	06400000
	LAMBDA(I)=LAMBDA(I)/100.	06410000
	ETA(I)=ETA(I)*10.	06420000
	ROH(I)=ROH(I)/1000.	06430000
	H(I)=H(I)/1000.	06440000
223	CPT(I)=CPT(I)/1000.	06450000
	DO 225 I=20,500	06460000
	HDT(I)=HDT(I)/1000.	06470000
225	DPH(I)=DPH(I)/1000.	06480000
C		06490000
	IF(TSAT.LE.0.) GOTO 1001	06500000
C		06510000
	LAT=LAT/1000.	06520000
	SIGM=SIGM*1000	06530000
C		06540000
C	DICHTE VON HELIUMDAMPF (G/CM**3)	06550000
	ROD=ROHE((TSAT+TC)/2.)	06560000
C		06570000
C	DICHTE DES FLUESSIGEN HELIUMS (G/CM**3)	06580000
	ROL=ROHE(TSAT-.1)	06590000
C		06600000
C	SPEZ. WAERME FUER HELIUMDAMPF (J/G/K)	06610000
	CD=CPTE((TSAT+TC)/2.)	06620000
C		06630000
C	VISCOSITAET VON HELIUMDAMPF (G/CM/S)	06640000
	ED=ETA(INT(10.*(TSAT+TC)/2.))	06650000
C		06660000
C	WAERMELEITFAEHIGKEIT FUER HELIUMDAMPF(W/CM/K)	06670000
	LAMBDD=LAM((TSAT+TC)/2.)	06680000
C		06690000
C	RALEIGH-ZAHL FUER HELIUMDAMPF ZWISCHEN TSAT U. TC FUER D=.1CM	06700000
	RA=.001*ROD*(ROL-ROD)*G*CD/(ED*LAMBDD)	06710000
C		06720000
C	WAERMEUEBERGANGSKOEFF. FUER FILMSIEDEN (GESAETT.) NACH FREDERKING	06730000
	HW=.522*LAMBDD/.1*((ROL/2./ROD)**.25)*(RA**.25)	06740000
	WRITE(6,600) ROD,CD,ED,LAMBDD,RA,HW	06750000
600	FORMAT(6(1X,F16.6))	06760000
C		06770000
C	DRUCKABH.VON QMAX NACH BEWILOGUA ET AL.CRYOG.15(1975)121	06780000
	PPC=P/2.245	06790000
	QMAX=.75*(.421+3.58*PPC-6.19*PPC**2.+2.21*PPC**3.)	06800000
C		06810000
C	EFFEKT DER UNTERKUEHLUNG (IVEY-MORRIS AUS VERKIN U.KIRICHENKO)	06820000

```

QMAX=QMAX*(1+.173*(ROHE(TBAD)/ROHE(TSAT+TWMAX/2.))**(.75)      06830000
X *CPTÉ((TSAT+TBAD)/2.)*(TSAT-TBAD)/LAT)                       06840000
C                                                                    06850000
QMIN=(.06*TWMIN**.82)*2.0                                       06860000
C                                                                    06870000
C   EFFEKT DER UNTERKUEHLUNG AUF FILMSIEDEN (VERSUCH BONMANN)    06880000
C   QMIN=QMIN*((TWMIN+TSAT-TBAD)/TWMIN)                          06890000
C                                                                    06900000
A1=QMAX/TWMAX**2.                                                06910000
A2=(QMAX-QMIN)/(TWMAX-TWMIN)                                     06920000
B2=QMAX-A2*TWMAX                                                06930000
C                                                                    06940000
C   KONVEKTIVER WAERMEUEBERGANG VOR BEGINN DER NUKLEATIONS-      06950000
C   FUER UNTERKUEHLTES HELIUM. Q U. T BEI NUKLEATIONS-          06960000
C   BEGINN.                                                       06970000
QSPN=0.                                                           06980000
IF(TSAT.GT.(TBAD+.1)) QSPN=.114/LAT*(HA(TSAT-.1)-HA(TBAD))    06990000
TSPN=TSAT+SQRT(QSPN/A1)                                          07000000
A0=QSPN/(TSPN-TBAD)                                             07010000
C                                                                    07020000
WRITE(6,128) TWMAX+TSAT,QMAX                                     07030000
WRITE(6,129) TWMIN+TSAT,QMIN                                     07040000
WRITE(6,138) TSPN,QSPN                                          07050000
C                                                                    07060002
C   GROESSEN ZUR SKALIERUNG DES KRITERIUMS FUER NUKLEATION-     07070000
C   SENDE AUS GROBAUSWERTUNG DES WAERMEUEBERGANGSEXP. VON C.    07080000
C   SCHMIDT                                                         07090000
P1=.04800                                                         07100000
P2=SQRT(LAM(TSAT-.1)/CPTÉ(TSAT-.1)/ROL)*(LAT                   07110000
X +HA(TSAT-.1)-HA(TBAD-.1))*ROL                                 07120000
P2=(P2/P1)**1.666                                               07130000
WRITE(6,131) P2                                                 07140000
131  FORMAT(1X,38H SKALIERUNGSFAKTOR FUER EMQ-KRITERIUM=,F10.5) 07150000
C                                                                    07160002
C   SKALIERUNGSFAKTOR FUER EFF. SPEZ. WAERME DES HE-GASFILMS   07170000
C   SOLL ABHAENGEN VON: LATENTER WAERME/VOLUMENEINHEIT MAL     07180000
C   RELATIVE DAMPFILMDICKE. FILMDICKE UEBER BEZIEHUNG FUER    07190000
C   FILMSIEDEN AUS HELIUMDATEN FUER FESTES DELTA T VON 5 KELVIN. 07200000
C                                                                    07210002
C   ENTHALPIEDIFFERENZ ZWISCHEN TSAT UND TSAT+5K              07220002
C   DELH=H(ITSAT+50)-H(ITSAT+1)                                 07230000
C                                                                    07240002
C   RALEIGHZAHL FUER FILMSIEDEN FUER DELTA T VON 5 KELVIN     07250002
C   RAFILM=G*.001*(LAT+.34*DELH)*(ROHE(TBAD-.1)-ROHE(TSAT+5.))* 07260000
X ROHE(TSAT+5.)/LAM(TSAT+5.)/ETA(ITSAT+50)/5.                 07270000
C                                                                    07280002
C   HYDRODYNAMISCHE GRENZSCHICHTDICKE                          07290002
C   DFILM=.1/RAFILM**.25                                        07300000
C                                                                    07310002
C   SKALIERUNGSFAKTOR FUER IWASATERM                           07320002
C   SKAL=LAT*ROHE(TSAT+5.)*DFILM                               07330000
WRITE(6,188) RAFILM,DFILM,SKAL/.0003397                       07340000
188  FORMAT(' RAFILM=',F15.2,' DFILM=',F9.6,' SK1=',F6.4)    07350000
C                                                                    07360000
C   GOTO 1002                                                    07370000
C -----07380000
C -----07390000

```



C	GROESSEN FUER WAERMEUEBERGANG 1-PHASEN-HELIUM	07400000
C		07410000
C	DICHTE VON HELIUM ZWISCHEN TC UND TBAD (G/CM**3)	07420000
1001	ROD=ROHE((TC+TBAD)/2.)	07430000
C		07440000
C	DICHTE DES BULK-HELIUMS (G/CM**3)	07450000
	ROL=ROHE(TBAD)	07460000
C		07470000
C	SPEZ. WAERME FUER HELIUM ZWISCHEN TC UND TBAD (J/G/K)	07480000
	CD=CPTE((TC+TBAD)/2.)	07490000
C		07500000
C	VISCOSITAET VON HELIUM ZWISCHEN TC UND TBAD (G/CM/S)	07510000
	ED=ETA(INT(10.*(TC+TBAD)/2.))	07520000
C		07530000
C	WAERMELEITFAEHIGKEIT FUER HELIUM ZWISCHEN TC UND TBAD (W/CM/K)	07540000
	LAMBDD=LAM((TC+TBAD)/2.)	07550000
C		07560000
C	RALEIGH-ZAHL FUER HELIUM ZWISCHEN TBAD U. TC FUER D=.1CM	07570000
	RA=.001*ROD*(ROL-ROD)*G*CD/(ED*LAMBDD)	07580000
C		07590000
C	WAERMEUEBERGANGSKOEFF. FUER 1-PHASEN-HELIUM NACH FREDERKING	07600000
	HW=.53*LAMBDD/.1*(RA**.25)	07610000
	WRITE(6,601) ROD,CD,ED,LAMBDD,RA,HW	07620000
601	FORMAT(6(1X,F16.6))	07630000
C		07640000
1002	CONTINUE	07650000
C	-----	07660000
C		07670000
C	NUMMER DES VORLETZTEN ORTSELEMENTS	07680000
	XFIN=XENDE-1	07690000
C		07700000
C	ANZAHL DER GEHEIZTEN ORTSELEMENTE	07710000
	IX=IFIX(LHEIZ/DX)	07720000
C		07730000
C	HEIZLEISTUNG PRO CM HEIZERLAENGE BERECHNEN	07740000
	QHEIZ=EHEIZ/ZHEIZ/FLOAT(IX)	07750000
	OMEGA=3.141593/ZHEIZ	07760000
	PO=2*QHEIZ	07770000
C		07780000
C		07790000
100	FORMAT(G21.10)	07800000
108	FORMAT(I3)	07810000
111	FORMAT(F18.8)	07820000
102	FORMAT(19H PULSENERGIE= ,F18.10,2H J)	07830000
104	FORMAT(19H PULSDAUER= ,F18.10,4H SEC)	07840000
107	FORMAT(19H HZ.-LAENGE= ,F18.10,3H CM)	07850000
103	FORMAT(19H STROM= ,F18.10,2H A)	07860000
120	FORMAT(19H KRIT. STROM= ,F18.10,2H A)	07870000
105	FORMAT(19H B-FELD= ,F18.10,6H TESLA)	07880000
112	FORMAT(19H DRUCK= ,F18.10,4H BAR)	07890000
113	FORMAT(19H ZEITSTEUERUNG ,F18.10)	07900000
114	FORMAT(19H MAX. ZEIT= ,F18.10,4H SEC)	07910000
115	FORMAT(19H ZEIT DES 1. PLOTS=,F18.10,4H SEC)	07920000
124	FORMAT(19H ABSTAND D. PLOTS= ,F18.10,4H SEC)	07930000
116	FORMAT(19H ABSTAND D. PUNKTE=,F18.10,4H SEC)	07940000
117	FORMAT(19H HELIUMTEMPERATUR= ,F18.10,7H KELVIN)	07950000
118	FORMAT(19H TC= ,F18.10,7H KELVIN)	07960000

```

119 FORMAT(19H GENAUIGKEIT TEMP.=,F18.10,7H KELVIN)          07970000
121 FORMAT(19H KUPFER:SL=      ,F18.10)                    07980000
122 FORMAT(19H RESTWIDERST.VERH.=,F18.10)                 07990000
109 FORMAT(19H ANZ.ORTSELEMENTE =,F18.10)                 08000000
110 FORMAT(19H LAENGE DX=      ,F18.10,3H CM)              08010000
106 FORMAT(19H RHO=            ,F18.10,7H OHM*CM)          08020000
125 FORMAT(19H TAU(STROMUMVERT.)=,F18.10,2H S)            08030000
126 FORMAT(19H FAKTOR STROMUMV.= ,F18.10)                  08040000
132 FORMAT(19H HE-GESCHWINDIGK.= ,F18.10,5H CM/S)         08050000
133 FORMAT(19H HELIUMQUERSCH.=   ,F18.10,6H CM**2)        08060000
134 FORMAT(19H HYDR. DURCHMESSER=,F18.10,3H CM)           08070000
135 FORMAT(19H GEKUEHLTER UMFANG=,F18.10,3H CM)           08080000
136 FORMAT(19H LEITERQUERSCHNITT=,F18.10,6H CM**2)       08090000
137 FORMAT(19H SPEZ. CU-WIDERST.=,F18.10,7H OHM*CM)       08100000
127 FORMAT(10H   TSAT=,F10.4,10H LAT.HEAT=,F9.3,' J/KG')  08110000
128 FORMAT(10H   TWMAX=,F8.3,10H   QMAX=,F8.3)            08120000
129 FORMAT(10H   TWMIN=,F8.3,10H   QMIN=,F8.3)            08130000
138 FORMAT(10H   TSPN =,F8.3,10H   QSPN=,F8.3)            08140000
RETURN                                                       08150000
END                                                           08160000
C *****                                                    08170000
C *****                                                    08180000
C   ROHE                                                       08190000
C   BERECHNE DICHT E DES HELIUMS ZUR TEMPERATUR T AUS TABELLE ROH(300) 08200002
C   G/CM**3                                                    08210000
C   REAL FUNCTION ROHE(T)                                       08220000
C   REAL T,TE(300),CPT(300),ROH(300),LAMBDA(300),ETA(300),H(300) 08230000
C   COMMON/HELIN2/TE,CPT,ROH,LAMBDA,ETA,H                      08240000
C   I=INT(10.*T)                                                08250000
C   ROHE=ROH(I)+(ROH(I+1)-ROH(I))*(T*10.-FLOAT(I))            08260000
C   RETURN                                                       08270000
C   END                                                           08280000
C   *****                                                    08290000
C   REAL FUNCTION LAM(T)                                       08300000
C   BERECHNET WAERMELEITFAEHIGKEIT FUER HELIUM AUS TABELLE LAMBDA(300) 08310000
C   W/CM/K                                                      08320000
C   REAL T,TE(300),CPT(300),ROH(300),LAMBDA(300),ETA(300),H(300) 08330000
C   COMMON/HELIN2/TE,CPT,ROH,LAMBDA,ETA,H                      08340000
C   I=INT(10.*T)                                                08350000
C   LAM=LAMBDA(I)+(LAMBDA(I+1)-LAMBDA(I))*(T*10.-FLOAT(I))    08360002
C   RETURN                                                       08370002
C   END                                                           08380000
C   *****                                                    08390000
C   REAL FUNCTION CPTE(T)                                       08400000
C   BERECHNET CP(T) FUER HELIUM AUS TABELLE CPT(300)          08410000
C   J/G/K                                                        08420000
C   REAL T,TE(300),CPT(300),ROH(300),LAMBDA(300),ETA(300),H(300) 08430000
C   *****                                                    08440000
C   REAL FUNCTION CPT(T)                                       08450000
C   BERECHNET CP(T) FUER HELIUM AUS TABELLE CPT(300)          08460000
C   J/G/K                                                        08470000
C   REAL T,TE(300),CPT(300),ROH(300),LAMBDA(300),ETA(300),H(300) 08480000
C   *****                                                    08490002
C   REAL FUNCTION CPT(T)                                       08500002
C   BERECHNET CP(T) FUER HELIUM AUS TABELLE CPT(300)          08510000
C   J/G/K                                                        08520000
C   REAL T,TE(300),CPT(300),ROH(300),LAMBDA(300),ETA(300),H(300) 08530000

```





	THN(X)=THA(X)	09660000
C	SUMME DER EXPANSIONEN DER ORTSELEMENTE BIS NR.X	09670000
	IF(X.LE.XMAX) GOTO 1001	09680000
C		09690002
C	RECHTS VON TMAX	09700000
	SL(X)=0.	09710000
	DO 1000 I=(XMAX+1),X	09720000
1000	SL(X)=SL(X)+DL(I)	09730000
	SL(X)=VHE*DT+SL(X)	09740000
C	MOMENTANE GESCHWINDIGKEIT DES HELIUMS AM ORTSELEMENT X	09750000
	V(X)=SL(X)/DT	09760000
	GOTO 2000	09770000
C		09780000
C	LINKS VON TMAX	09790000
1001	SL(X)=0.	09800000
	DO 1002 I=X,XMAX	09810000
1002	SL(X)=SL(X)+DL(I)	09820000
	SL(X)=VHE*DT-SL(X)	09830000
C	MOMENTANE GESCHWINDIGKEIT DES HELIUMS AM ORTSELEMENT X	09840000
	V(X)=SL(X)/DT	09850000
2000	CONTINUE	09860000
C		09870000
	DO 3000 X=2,N	09880000
C	STROEMUNG NACH LINKS	09890000
	IF(V(X).GT.0.)GOTO 1005	09900000
C		09910000
	IF(SL(X)*SL(X+1).GE.0.) GOTO 1007	09920000
	DALT(X)=DNEU(X)	09930000
	THA(X)=THN(X)	09940000
	HX(X)=HXN(X)*(DX+DL(X)+SL(X))/(DX+DL(X))	09950000
	GOTO 3000	09960000
C		09970000
C	BERECHNUNG DER DICHTEN NACH DER EXPANSION	09980000
1007	DALT(X)=(DNEU(X)*(DX+SL(X+1))-DNEU(X+1)*SL(X+1))/DX	09990000
C		10000000
C	BERECHNUNG DER ENTHALPIE/ORTSELEMENT NACH EXPANSION	10010000
	HX(X)=(-HXN(X+1)*DNEU(X+1)*SL(X+1)/(DX+DL(X+1))+	10020000
	X HXN(X)*DNEU(X)*(DX+DL(X)+SL(X))/(DX+DL(X)))/DALT(X)	10030000
C		10040000
C	TEMPERATUR DES BULK HELIUMS NACH EXPANSION	10050000
	THA(X)=(-1.*THN(X+1)*DNEU(X+1)*SL(X+1)+THN(X)*DNEU(X)*(DX+SL(X))	10060000
	X /DALT(X)/DX	10070000
	GOTO 3000	10080000
C		10090000
C	STROEMUNG NACH RECHTS	10100000
1005	CONTINUE	10110000
C		10120000
	IF(SL(X)*SL(X-1).GE.0.) GOTO 1008	10130000
	DALT(X)=DNEU(X)	10140000
	THA(X)=THN(X)	10150000
	HX(X)=HXN(X)*(DX+DL(X)-SL(X))/(DX+DL(X))	10160000
	GOTO 3000	10170000
C		10180000
1008	DALT(X)=(DNEU(X)*(DX-SL(X-1))+DNEU(X-1)*SL(X-1))/DX	10190000
C		10200000
C	BERECHNUNG DER ENTHALPIE/ORTSELEMENT NACH EXPANSION	10210000

```

HX(X)=(HXN(X-1)*DNEU(X-1)*SL(X-1)/(DX+DL(X-1))+
X HXN(X)*DNEU(X)*(DX+DL(X)-SL(X))/(DX+DL(X)))/DALT(X)
10220000
C 10230000
C 10240000
C TEMPERATUR DES BULK HELIUMS NACH EXPANSION 10250000
C THA(X)=(THN(X-1)*DNEU(X-1)*SL(X-1)+THN(X)*DNEU(X)*(DX-SL(X)))
X /DALT(X)/DX 10260000
3000 CONTINUE 10270000
C 10280000
C 10290000
C 10300000
C RETURN 10310000
C END 10320000
C ***** 10330000
C ***** 10340002
C KUEHL 10350000
C BERECHNE KUEHLLEISTUNG DES HELIUMS 10360000
C W/(CM**2) 10370000
C 10380000
C REAL FUNCTION KUEHL(T,X) 10390000
C 10400000
C 10410000
C INTEGER IX,X,XENDE,XFIN,ZANZ 10420000
C INTEGER Y,NY,MY,XMAX,IT 10430000
C DOUBLE PRECISION DALT(200),DNEU(200),DL(200),DX 10440000
C REAL LAM,CPT,ROHE,HA 10450000
C REAL KB,RHO,RRR,RHOQ,QUERM,QUER,ALPHA 10460000
C REAL TBAD,TEPS,TOFFS,P,FELD 10470000
C REAL ZEIT,ZENDE,ZEPS,ZPLOT,ZDIFF(200),ZKONV(200),ZEITF(0:3000) 10480000
C REAL A0,A1,A2,A3,B2,B3,C1,C2,QMAX,QMIN,TWMAX,TWMIN,P2,HW 10490000
C REAL ROD,NUS 10500000
C REAL RGES(0:3000),LEFF(0:3000) 10510000
C REAL TAU,CONST 10520000
C REAL CFILM(200),FACT(200),FAC1(200),FAC2(200) 10530000
C REAL V(200),PR(200),NU(200),DBL(200),RE(200),VZ(0:3000),VHE 10540000
C REAL BETA,CM,CB,PSI,F 10550000
C REAL HXN(200),HX(200),RA 10560000
C REAL DBLC(200),Q(200),QNUC(200),QDIFF(200),QSS(200) 10570000
C REAL THA(200),TSAT,QSPN,TSPN,LAT,ROL,G,CD,ED,LAMBDD,SKAL 10580000
C REAL TVOR(200),TMAX(0:3000),TNEU(200) 10590000
C REAL TY(200,50),TYVOR(200,50),DTY,DY 10600000
C REAL TE(300),CPT(300),ROH(300),LAMBDA(300),ETA(300),H(300) 10610000
C REAL AHE,DH,UMF 10620000
C REAL D,RN,DB,EL,QL 10630000
C REAL DT,DZPL,DZPU 10640000
C REAL PO,OMEGA,LHEIZ,EHEIZ,ZHEIZ 10650000
C LOGICAL NUCLEA(200),DIFF(200),KONV(200) 10660000
C LOGICAL GRENZ(200),IWASA(200),STST(200),SUPER 10670000
C 10680000
C COMMON/TIMING/NUCLEA,DIFF,KONV,GRENZ,IWASA,STST,SUPER 10690000
C 10700000
C COMMON/LEITEL/QUERM,KB,RHOQ,TAU,CONST 10710000
C COMMON/LEITHY/AHE,DH,UMF 10720000
C COMMON C1,C2,DT,DX,P,ZEIT,TBAD 10730000
C 10740000
C COMMON/HELIN2/TE,CPT,ROH,LAMBDA,ETA,H 10750000
C COMMON/CEFF/CFILM,FAC1,FAC2,FACT,ZDIFF,ZKONV 10760000
C COMMON/HELI/THA,TSAT,TWMAX,TWMIN,LAT,ROL,G,ED,LAMBDD,SKAL 10770000
C 10780000

```

C	COMMON/WAE/A0,A1,A2,A3,B2,B3,QMAX,QMIN,QSPN,TSPN,P2,HW,DBLC,RA	10790000
		10800000
C	COMMON/COOL/Q,QNUC,QDIFF,QSS	10810000
		10820000
C	COMMON/VTR/V,PR,RE,NU,DBL,DNEU,DALT,DL,HXN,HX,XMAX	10830000
		10840000
C	COMMON/DIFFHE/TY,TYVOR,TVOR,DTY,NY,MY,DY	10850000
		10860000
C	COMMON/HZ/PO,OMEGA,ZHEIZ,IX	10870000
		10880000
C	COMMON/LESE/XENDE,ZEPS,ZENDE,ZPLOT, 1DZPL,DZPU,TEPS,TOFFS,FELD,RHO,RRR,XFIN,VHE	10890000
		10900000
C	COMMON/PLO/EHEIZ,LHEIZ,RGES,LEFF,TMAX,TNEU,ZANZ,ZEITF,VZ X,QUER,ALPHA	10910000
		10920000
C	QNUC(X)=0.	10930000
	QDIFF(X)=0.	10940000
	QSS(X)=0.	10950000
C	IF(SUPER) GOTO 2000	10960000
	TRED=T-TSAT	10970000
	IF (TRED .LE. .0) GOTO 2000	10980000
C		10990000
		11000000
C	IF (.NOT.NUCLEA(X)) GOTO 2000	11010000
	IF(DIFF(X)) GOTO 2000	11020000
C		11030000
		11040000
C		11050000
C	NUKLEATIONSPHASE BEI 2-PHASEN-HELIUM	11060000
C	E*Q-KRITERIUM NOCH NICHT UEBERSCHRITTEN	11070000
C	QNUC(X)=.03*(T*T*T-T-TSAT*TSAT*TSAT*TSAT)	11080000
C	-----	11090000
C		11100000
C	TRANSIENTE DIFFUSION IN HELIUMGASFILM	11110000
C		11120000
C	2000 IF(.NOT.DIFF(X)) GOTO 3000	11130000
C	DIFFUSIONSGLEICHUNG WIRD MIT EXPLIZITEM VERFAHREN FUER 50	11140000
C	ORTSELEMENTE QUER ZUM LEITER GELOEST. DICKE DER DIFFUSIONS-	11150000
C	SCHICHT 50UM MIT UNENDL.RANDBEDINGUNG	11160000
C	WIRD DIE GRENZSCHICHTDICKE KLEINER ALS 50UM, SO WIRD DIE	11170000
C	TEMPERATUR BEI DBL GLEICH DER HELIUMTEMPERATUR GESETZT.	11180000
C	(FESTE RANDBEDINGUNG)	11190000
C		11200000
	RN=1./6.	11210000
	DY=.0001	11220000
	DB=AMIN1(DBLC(X),DBL(X))	11230000
	NY=MINO(INT(DB/DY),50)	11240000
C		11250000
C	DIFFUSIVITAET FUER HELIUM ZWISCHEN LEITER- UND BADTEMPERATUR	11260000
C	D=LAM((T+THA(X))/2.)/ROHE((T+THA(X))/2.)	11270000
	X /CPTE((T+THA(X))/2.)	11280000
C		11290002
C	ZEITSCHRITTWEITE DTY	11300002
	DTY=RN*DY*DY/D	11310000
	IF(DTY.LE.DT) GOTO 2001	11320000
	DTY=DT	11330000
	RN=DTY*D/DY/DY	11340000

	MY=1	11350000
	GOTO 2007	11360000
2001	MY=INT(DT/DTY)	11370000
	DTY=DT/FLOAT(MY)	11380000
	RN=DTY*D/DY/DY	11390000
2007	CONTINUE	11400000
C		11410000
C	Y-TEMP.-PROFIL VOM VORANGEGANGENEN ZEITSCHRITT FUER GEGEBENE	11420000
C	X-KOORDINATE ALS ANFANGSBEDINGUNG	11430000
	DO 2002 Y=2,NY	11440000
2002	TYVOR(X,Y)=TY(X,Y)	11450000
	IF(NY.GE.50) GOTO 2008	11460000
	DO 2006 Y=NY,50	11470000
2006	TYVOR(X,Y)=THA(X)	11480000
2008	CONTINUE	11490000
C		11500000
C	Y-TEMPERATUREN UND MITTLERE KUEHLLEISTUNG FUER X-ZEITSCHRITT	11510000
	DO 2004 IT=1,MY	11520000
C		11530000
C	RANDBED. AM LEITER	11540000
	TYVOR(X,1)=T	11550000
C	UNENDL. RANDBEDINGUNG	11560000
	TYVOR(X,NY)=3*TYVOR(X,NY-1)-3*TYVOR(X,NY-2)+TYVOR(X,NY-3)	11570000
C	FESTE RANDBEDINGUNG	11580000
C	FUER NY .LT. 50 TEMPERATUR(DBL) VORGEBEN	11590000
	IF(NY.LT.50) TYVOR(X,NY)=THA(X)	11600000
C		11610000
C		11620000
C	NEUES Y-TEMPERATURPROFIL	11630000
	DO 2003 Y=2,(NY-1)	11640000
2003	TYVOR(X,Y)=TYVOR(X,Y)+RN*(TYVOR(X,Y+1)-2*TYVOR(X,Y)+TYVOR(X,Y-1))	11650000
C		11660000
C	WAERMESTROMDICHTEN AM LEITER	11670000
	QL=(TYVOR(X,1)-TYVOR(X,2))/DY*LAM((T+THA(X))/2.)	11680000
C	INTEGRIERTE WAERMESTROMDICHTEN	11690000
2004	EL=EL+QL*DTY	11700000
C		11710000
C	MITTLERE WAERMESTROMDICHTEN AM LEITER	11720000
	QDIFF(X)=EL/MY/DTY	11730000
	EL=0	11740000
	IF(SUPER) GOTO 4000	11750000
C	-----	11760000
C		11770000
C		11780000
C	STATIONAERER WAERMEUEBERGANG FUER 2-PHASEN-HELIUM	11790000
C		11800000
3000	IF(.NOT.STST(X)) GOTO 1011	11810000
	IF(SUPER) GOTO 4000	11820000
	TRED=T-TSAT	11830000
	IF((T-TBAD).LE.0) GOTO 1000	11840000
	IF(T.LE.TSPN) GOTO 1006	11850000
	IF (TRED .LE. TWMAX) GOTO 1001	11860000
	IF (TRED .GT. TWMIN) GOTO 1003	11870000
	GOTO 1002	11880000
1000	QSS(X) = 0.	11890000
	GOTO 1011	11900000
1006	QSS(X)= A0 * (T-TBAD)	11910000



	GOTO 1011	11920000
1001	QSS(X) = A1 * TRED * TRED	11930000
	GOTO 1011	11940000
1002	QSS(X) = A2 * TRED + B2	11950000
	GOTO 1011	11960000
1003	QSS(X) = (.06*TRED**.82)*(1+(TWMIN/TRED)**2.)*((T-TBAD)/TRED)	11970000
C		11980000
C	WIRKSAMER WAERMEUEBERGANG BEI 2-PHASEN-HELIUM	11990000
1011	KUEHL=QNUC(X)+QDIFF(X)+QSS(X)	12000000
	RETURN	12010000
C		12020000
C	-----	12030000
C		12040000
C	1-PHASEN STATIONAERER WAERMEUEBERGANG	12050000
4000	CONTINUE	12060000
	TRED=T-THA(X)	12070000
	NUS=0.	12080000
	IF(TRED.LE.0.) TRED=0.	12090000
C		12100002
C	REYNOLDS-, PRANDTL-ZAHL, HYDRODYN. GRENZSCHICHTDICKE	12110000
	IF(STST(X)) V(X)=VHE	12120000
	RE(X)=ABS(V(X))*ROHE(THA(X))*DH/ETA(INT(10.*THA(X)))	12130000
	IF(V(X).EQ.0.) RE(X)=1.	12140000
	PR(X)=ETA(INT(10.*THA(X)))*CPTE(THA(X))/LAM(THA(X))	12150000
C		12160000
C	NACH YASKIN	12170000
	BETA=(ROHE(THA(X)-.1)-ROHE(THA(X)+.1))/(.2/ROHE(THA(X)))	12180000
	PSI=1.+BETA*TRED	12190000
	CB=CPTE(THA(X))	12200000
	CM=CB	12210000
	IF(TRED.GT.0.) CM=(HA(T)-HA(THA(X)))/TRED	12220000
	F=1.	12230000
	IF(CM.GT.CB) F=(CM/CB)**.28	12240000
	NU(X)=LAM(THA(X))/DH*.023*RE(X)**.8*PR(X)**.4*F*	12250000
	X (2./(SQRT(.8*PSI+.2)+1.))**2.	12260000
C		12270000
C		12280000
C **	NACH GIARRATANO	12290002
C **	NU(X)=LAM(THA(X))/DH*.0259*RE(X)**.8*PR(X)**.4	12300000
	NUS=NU(X)	12310000
C **	NUS=NU(X)*(T/THA(X))**(-.716)	12320000
C		12330002
C		12340002
C	THERMISCHE GRENZSCHICHTDICKE UEBER WAERMEUEBERGANG BERECHNEN	12350000
	DBL(X)=LAMBDD/NUS	12360000
C		12370000
C	WENN NATUERLICHE KONVEKTION UEBERWIEGT	12380000
C	RALEIGHZAHL FUER HELIUM ZWISCHEN LEITER- UND BADTEMP. D=.1CM	12390000
	ROD=ROHE((THA(X)+T)/2.)	12400000
	CD=CPTE((THA(X)+T)/2.)	12410000
	RA=.001*ROD*(ROL-ROD)*G*CD/(ED*LAMBDD)	12420000
	IF(RA.LE.0.) RA=.1	12430000
C	WAERMEUEBERGANGSKOEFF. FUER 1-PHASEN-HELIUM NACH FREDERKING	12440000
	HW=.53*LAMBDD/.1*(RA**.25)	12450000
	DBLC(X)=LAMBDD/HW	12460000
C		12470000

```

QSS(X)=HW*TRED 12480000
IF(NUS.GT.HW) QSS(X)=NUS*TRED 12490000
C 12500000
C WIRKSAMER WAERMEUEBERGANG BEI 1-PHASEN-HELIUM 12510000
KUEHL=QDIFF(X) 12520000
IF(STST(X)) KUEHL=QSS(X) 12530000
RETURN 12540000
END 12550000
C ***** 12560000
C ***** 12570000
C CT 12580000
C BERECHNE WAERMEKAPAZITAET FUER TEMPERATUR T 12590000
C W/(CM*K) 12600000
C FUNCTION CT(T,X) 12610000
C 12620000
INTEGER X 12630000
DOUBLE PRECISION DX 12640000
REAL C1,C2,KB,P,DT,IC,IL 12650000
REAL QUERM,QUERS,RHOQ,AHE,DH,UMF 12660000
REAL TBAD,TC,TCS 12670000
REAL ZDIFF(200),TAU,CONST,ZEIT,CFILM(200),FACT(200) 12680000
REAL ZKONV(200),FAC1(200),FAC2(200),FAC(200) 12690000
REAL THA(200),TSAT,TWMAX,TWMIN,LAT,ROL,G,ED,LAMBDD,SKAL 12700000
LOGICAL NUCLEA(200),DIFF(200),KONV(200) 12710000
LOGICAL GRENZ(200),IWASA(200),STST(200),SUPER 12720000
C 12730000
COMMON/TIMING/NUCLEA,DIFF,KONV,GRENZ,IWASA,STST,SUPER 12740000
C 12750000
COMMON C1,C2,DT,DX,P,ZEIT,TBAD 12760000
COMMON/LEITSL/IC,IL,TC,TCS,QUERS 12770000
COMMON/LEITEL/QUERM,KB,RHOQ,TAU,CONST 12780000
COMMON/LEITHY/AHE,DH,UMF 12790000
C 12800000
COMMON/CEFF/CFILM,FAC1,FAC2,FACT,ZDIFF,ZKONV 12810000
COMMON/HELI/THA,TSAT,TWMAX,TWMIN,LAT,ROL,G,ED,LAMBDD,SKAL 12820000
C 12830000
C 12840000
C 12850000
C KUPFER DER MATRIX 12860000
C 12870000
CCU=(6.661E-6*T*T+9.612E-5)*T 12880000
C 12890000
C NBTI 12900000
C 12910000
IF (T .LE. (TC-.2)) GOTO 1000 12920000
IF (T .GE. (TC+.2)) GOTO 1002 12930000
GOTO 1001 12940000
C ..... TC-.2 12950000
1000 CSL = (5.592E-5*T*T+3.6E-4)*T 12960000
GOTO 1003 12970000
C TC-.2....TC+.2 12980000
1001 CSL=C1+(C2)*(T-(TC-.2))/.4 12990000
GOTO 1003 13000000
C TC+.2..... 13010000
1002 CSL = (1.41E-5*T*T+1.314E-3)*T 13020000
1003 CONTINUE 13030000
C 13040000

```

```

IF(SUPER) GOTO 2010
C HELIUMGRENZSCHICHT NACH IWASA (2-PHASEN-HELIUM)
C
CFILM(X)=0.
IF((T-TSAT).LE.TWMAX) GOTO 1005
IF(.NOT.IWASA(X)) GOTO 1005
C IF(KONV(X)) GOTO 1007
FAC1(X)=FACT(X)*SQRT((ZEIT-ZDIFF(X))/(ZKONV(X)-ZDIFF(X)))
FAC(X)=AMIN1(FAC1(X),FAC2(X))
1007 CFILM(X)=FAC(X)*( .0005+5.3E-5*(T-TSAT-TWMAX)*(T-TSAT-TWMAX))*UMF
CFILM(X)=CFILM(X)*SKAL/.0003397
1005 GOTO 1006
C
C EFF.SPEZ. WAERME DER HELIUMDIFFUSIONSSCHICHT BEI 1-PHASEN-HELIUM
C
2010 CFILM(X)=0.
C
1006 CT=(CCU*QUERM+CSL*QUERS+CFILM(X))/DT
RETURN
END
C *****
C *****
C KT
C BERECHNE WAERMELEITFAEHIGKEIT FUER TEMPERATUR T
C KB IST DIE MIT WIEDEMANN-FRANZ BERECHNETE WAERMELEITFAEHIGKEIT
C DES KUPFERS IM MAGNETFELD
C W/(CM*K)
C
C FUNCTION KT(T)
C
C DOUBLE PRECISION DX
C REAL C1,C2,DT,P,ZEIT,TBAD,QUERM,KT,KB,RHOQ,TAU,CONST
C
C COMMON C1,C2,DT,DX,P,ZEIT,TBAD
C COMMON/LEITEL/QUERM,KB,RHOQ,TAU,CONST
C
C KT=(KB*T/TBAD)*QUERM/(DX*DX)
C RETURN
C END
C *****
C *****
C
C IMT
C BERECHNE STROM IN DER MATRIX
C LINEARES CURRENT-SHARING ZWISCHEN TCS UND TC
C A
C
C REAL FUNCTION IMT(T)
C
C DOUBLE PRECISION DX
C REAL C1,C2,DT,P,ZEIT,TBAD,TC,TCS,IC,IL,KB
C REAL QUERM,QUERS,RHOQ,TAU,CONST
C
C COMMON C1,C2,DT,DX,P,ZEIT,TBAD
C COMMON/LEITSL/IC,IL,TC,TCS,QUERS
C COMMON/LEITEL/QUERM,KB,RHOQ,TAU,CONST
C

```

	IF (T .LT. TCS) GOTO 1001	13620000
	IF (T .GE. TC) GOTO 1003	13630000
	GOTO 1002	13640000
1001	IMT=0.	13650000
	GOTO 1000	13660000
1002	IMT=IL-IC*(TC-T)/(TC-TBAD)	13670000
	GOTO 1000	13680000
1003	IMT=IL	13690000
1000	CONTINUE	13700000
	IF(IMT.LT.0) IMT=0.	13710000
	RETURN	13720000
	END	13730000
C	*****	13740000
C	*****	13750000
C	RESIST	13760000
C	BERECHNE SPEZIFISCHEN WIDERSTAND DES GESAMTLEITERS	13770000
C	OHM/CM	13780000
C		13790000
	FUNCTION R(T)	13800000
C		13810000
	DOUBLE PRECISION DX	13820000
	REAL C1,C2,DT,P,ZEIT,TBAD,TC,TCS,IC,IL,KB	13830000
	REAL QUERM,QUERS,RHOQ,TAU,CONST	13840000
C		13850000
	COMMON C1,C2,DT,DX,P,ZEIT,TBAD	13860000
	COMMON/LEITSL/IC,IL,TC,TCS,QUERS	13870000
	COMMON/LEITEL/QUERM,KB,RHOQ,TAU,CONST	13880000
C		13890000
	IF (T .LE. TCS) GOTO 1001	13900000
	IF (T .GE. TC) GOTO 1003	13910000
	GOTO 1002	13920000
1001	R=0.	13930000
	GOTO 1000	13940000
1002	R=RHOQ*(IL-IC*(TC-T)/(TC-TBAD))/IL	13950000
	GOTO 1000	13960000
1003	R=RHOQ	13970000
1000	CONTINUE	13980000
	RETURN	13990000
	END	14000000
C	*****	14010000
C	*****	14020000
C		14030000
C	PLOT	14040000
C	PLOTUNTERPROGRAMM ZEICHNET KUEHLLEISTUNG(T),WAERMEERZEUGUNG(T),	14050000
C	WAERMELEITFAEHIGKEIT DER MATRIX(T),OERTL. UND ZEITLICHE	14060000
C	TEMPERATURVERLAEUFE, ZEITL. WIDERSTANDSABLAUF	14070000
C	FLAG=1 A) - C)	14080000
C	FLAG=2 OERTL. TEMPERATURVERLAUF	14090000
C	FLAG=3 ZEITL. TEMP.U.WIDERSTANDSVERLAUF	14100000
C		14110000
	SUBROUTINE ZEICH(FLAG)	14120000
C		14130000
	INTEGER ST,X,XMAX,XENDE,ZZAHL,ZANZ,FLAG	14140000
	DOUBLE PRECISION DALT(200),DNEU(200),DL(200),DX	14150000
	REAL C1,C2,KB,P	14160000
	REAL DT,DZPL,IC,IL	14170000

	REAL KUEHL,KT,QUER,QUERM,QUERS,RHO,R,RRR,RHOQ,ALPHA	14180000
	REAL TBAD,TC,TCS,TOFFS	14190000
	REAL HXN(200),HX(200)	14200000
	REAL VHE,V(200),PR(200),NU(200),DBL(200),RE(200)	14210000
	REAL ZENDE,ZHEIZ,LHEIZ,EHEIZ	14220000
	REAL RGES(0:3000),LEFF(0:3000)	14230000
	REAL TMAX(0:3000),TNEU(200)	14240000
	REAL ZEITF(0:3000),VZ(0:3000)	14250000
	REAL AHE,DH,UMF,TAU,CONST,ZEIT	14260000
	LOGICAL NUCLEA(200),DIFF(200),KONV(200)	14270000
	LOGICAL GRENZ(200),IWASA(200),STST(200),SUPER	14280000
C		14290000
	COMMON C1,C2,DT,DX,P,ZEIT,TBAD	14300000
	COMMON/LEITSL/IC,IL,TC,TCS,QUERS	14310000
	COMMON/LEITEL/QUERM,KB,RHOQ,TAU,CONST	14320000
	COMMON/LEITHY/AHE,DH,UMF	14330000
C		14340000
	COMMON/LESE/XENDE,ZEPS,ZENDE,ZPLOT,	14350000
	1DZPL,DZPU,TEPS,TOFFS,FELD,RHO,RRR,XFIN,VHE	14360000
C		14370000
	COMMON/VTR/V,PR,RE,NU,DBL,DNEU,DALT,DL,HXN,HX,XMAX	14380000
C		14390000
	COMMON/TIMING/NUCLEA,DIFF,KONV,GRENZ,IWASA,STST,SUPER	14400000
C		14410000
	COMMON/HZ/PO,OMEGA,ZHEIZ,IX	14420000
C		14430000
	COMMON/PLO/EHEIZ,LHEIZ,RGES,LEFF,TMAX,TNEU,ZANZ,ZEITF,VZ	14440000
	X,QUER,ALPHA	14450000
C	-----	14460000
	IF(FLAG.EQ.1) GOTO 1	14470000
	IF(FLAG.EQ.2) GOTO 2	14480000
	IF(FLAG.EQ.3) GOTO 3	14490000
	GOTO 4	14500000
C		14510000
C	PLOT INITIALISIEREN	14520000
	1 CALL PLOTS(0,0,0)	14530000
	CALL FACTOR(.5)	14540000
C	-----	14550000
C	TEMPERATURABHAENIGKEITEN PLOTTEN	14560000
	CALL PLOT(1.,.5,-3)	14570000
	CALL AXIS(0.,0.,19HKT (W/(CM*K)) ,19,4.,90.,0.,10.)	14580000
	CALL AXIS(0.,0.,19HTEMPERATUR (KELVIN),-19,5.,0.,TOFFS,2.)	14590000
	ST=400	14600000
	CALL PLOT(.5*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS)	14610000
	X,.1*KT(FLOAT(ST)/100.)*DX*DX/QUERM,3)	14620000
	DO 1012 ST=401,1400	14630000
	CALL PLOT(.5*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS)	14640000
	X,.1*KT(FLOAT(ST)/100.)*DX*DX/QUERM,2)	14650000
1012	CONTINUE	14660000
C	-----	14670000
	CALL PLOT(0.,5.0,-3)	14680000
	CALL AXIS(0.,0.,19HHEIZLEISTUNG (W/CM),19,4.,90.,0.,20.)	14690000
	CALL AXIS(0.,0.,19HTEMPERATUR (KELVIN),-19,5.,0.,TOFFS,2.)	14700000
	ST=400	14710000
	CALL PLOT(.5*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS)	14720000
	X,.05*IL*IL*R(FLOAT(ST)/100.),3)	14730000

	DO 1016 ST=401,1400	14740000
	CALL PLOT(.5*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS)	14750000
	X,.05*IL*IL*R(FLOAT(ST)/100.),2)	14760000
1016	CONTINUE	14770000
C	-----	14780000
C	KUEHL- UND HEIZLEISTUNGEN IN EINEN PLOT IM GLEICHEN MASSTAB	14790002
	CALL PLOT(6.5,-5.0,-3)	14800000
	CALL AXIS(0.,0.,23HKUEHLLLEISTUNG (W/CM**2),23,4.,90.,0.,.2)	14810000
	CALL AXIS(0.,0.,19HTEMPERATUR (KELVIN),-19,5.,0.,TOFFS,2.)	14820000
	NUCLEA(1)=.FALSE.	14830000
	DIFF(1)=.FALSE.	14840000
	STST(1)=.TRUE.	14850000
	KONV(1)=.TRUE.	14860000
	ST=400	14870000
	CALL PLOT(.5*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS)	14880000
	X,5.0*KUEHL(FLOAT(ST)/100.,1),3)	14890000
	DO 1017 ST=401,1400	14900000
	CALL PLOT(.5*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS)	14910000
	X,5.0*KUEHL(FLOAT(ST)/100.,1),2)	14920000
1017	CONTINUE	14930000
	ST=400	14940000
	CALL PLOT(.5*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS)	14950000
	X,5.*IL*IL*R(FLOAT(ST)/100.)/UMF,3)	14960000
	DO 1018 ST=401,1400	14970000
	CALL PLOT(.5*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS)	14980000
	X,5.*IL*IL*R(FLOAT(ST)/100.)/UMF,2)	14990000
1018	CONTINUE	15000000
C	-----	15010000
C		15020000
C	EINGABEPARAMETER AUF PLOT SCHREIBEN	15030000
C		15040000
	CALL PLOT(-6.5,10.0,-3)	15050000
	CALL SYMBOL(2.,9.00,.2,12HHEIZUNG (MJ),0.,12)	15060000
	CALL NUMBER(10.,9.00,.2,EHEIZ*1000.,0.,4)	15070000
	CALL SYMBOL(2.,8.60,.2,16HHEIZDAUER (MSEC),0.,16)	15080000
	CALL NUMBER(10.,8.60,.2,ZHEIZ*1000.,0.,4)	15090000
	CALL SYMBOL(2.,8.20,.2,22HSTROM (A) ,0.,22)	15100000
	CALL NUMBER(10.,8.20,.2,IL,0.,4)	15110000
	CALL SYMBOL(2.,7.80,.2,22HREDUZIERTER STROM (A) ,0.,22)	15120000
	CALL NUMBER(10.,7.80,.2,IL/IC,0.,4)	15130000
	CALL SYMBOL(2.,7.40,.2,17HMAGNETFELD(TESLA),0.,17)	15140000
	CALL NUMBER(10.,7.40,.2,FELD,0.,4)	15150000
	CALL SYMBOL(2.,7.00,.2,20HHELIUMTEMPERATUR (K),0.,20)	15160000
	CALL NUMBER(10.,7.00,.2,TBAD,0.,4)	15170000
	CALL SYMBOL(2.,6.60,.2,11HDRUCK (BAR),0.,11)	15180000
	CALL NUMBER(10.,6.60,.2,P,0.,4)	15190000
	CALL SYMBOL(2.,6.20,.2,25HHE-GESCHWINDIGKEIT (CM/S),0.,25)	15200000
	CALL NUMBER(10.,6.20,.2,VHE,0.,4)	15210000
	CALL SYMBOL(2.,5.80,.2,22HLAENGE HEIZER (CM) ,0.,22)	15220000
	CALL NUMBER(10.,5.80,.2,LHEIZ,0.,4)	15230000
	CALL SYMBOL(2.,5.40,.2,23HLAENGE ORTSELEMENT (CM),0.,23)	15240000
	CALL NUMBER(10.,5.40,.2,DX,0.,4)	15250000
	CALL SYMBOL(2.,5.00,.2,20HPLOTINTERVALL (MSEC),0.,20)	15260000
	CALL NUMBER(10.,5.00,.2,DZPL*1000.,0.,4)	15270000
	CALL SYMBOL(2.,4.60,.2,20HHE-QUERSCHNITT (CM) ,0.,20)	15280000
	CALL NUMBER(10.,4.60,.2,AHE,0.,4)	15290000

	CALL SYMBOL(2.,4.20,.2,22HHYDR. DURCHMESSER(CM) ,0.,22)	15300000
	CALL NUMBER(10.,4.20,.2,DH,0.,4)	15310000
	CALL SYMBOL(2.,3.80,.2,15HGEK.UMFANG (CM),0.,15)	15320000
	CALL NUMBER(10.,3.80,.2,UMF,0.,4)	15330000
	CALL SYMBOL(2.,3.40,.2,24HLEITERQUERSCHNITT(CM**2),0.,24)	15340000
	CALL NUMBER(10.,3.40,.2,QUER,0.,4)	15350000
	CALL SYMBOL(2.,3.00,.2,17HCU/SL-VERHAELTNIS,0.,17)	15360000
	CALL NUMBER(10.,3.00,.2,ALPHA,0.,4)	15370000
	CALL SYMBOL(2.,2.60,.2,17HTC (K) ,0.,17)	15380000
	CALL NUMBER(10.,2.60,.2,TC,0.,4)	15390000
	CALL SYMBOL(2.,2.20,.2,22HMAT-WIDERST.(MYOHM/CM),0.,22)	15400000
	CALL NUMBER(10.,2.20,.2,RHO*1000000.,0.,4)	15410000
	CALL SYMBOL(2.,1.80,.2,23HRESTWIDERST.VERHAELTNIS,0.,23)	15420000
	CALL NUMBER(10.,1.80,.2,RRR,0.,4)	15430000
	CALL SYMBOL(2.,1.40,.2,19HTAU STROMDIFF.(SEC),0.,19)	15440000
	CALL NUMBER(10.,1.40,.2,TAU,0.,4)	15450000
	CALL SYMBOL(2.,1.00,.2,16HCONST STROMDIFF.,0.,16)	15460000
	CALL NUMBER(10.,1.00,.2,CONST,0.,4)	15470000
C		15480000
C	ACHSENKREUZ FUER TEMPERATURVERTEILUNG	15490000
C		15500000
	CALL PLOT(15.,-10.,-3)	15510000
	CALL AXIS(0.,0.,8HORTH (CM),-8,14.,0.,-17.5,2.5)	15520000
	CALL AXIS(0.,0.,19HTEMPERATUR (KELVIN),19,19.,90.,TOFFS,1.)	15530000
	CALL AXIS(2.,10.,20HRHO HELIUM (G/CM**3),20,5.,90.,.100.,.01)	15540000
	CALL AXIS(1.,8.,10HVHE (CM/S),10,19.,90.,0.,10.)	15550000
	CALL PLOT(7.0,0.,-3)	15560000
	RETURN	15570000
C		15580002
C	-----	15590002
C		15600002
C	PLOTTE TEMPERATURVERTEILUNG	15610000
2	CALL PLOT(FLOAT(-XENDE/2)*DX/2.5,1.*(TNEU(1)-TOFFS),3)	15620000
	DO 1003 X=1,XENDE,1	15630000
1003	CALL PLOT(FLOAT(X-XENDE/2)*DX/2.5,1.*(TNEU(X)-TOFFS),2)	15640000
	CONTINUE	15650000
C		15660000
C	PLOTTE DICHTEVERTEILUNG	15670000
	CALL PLOT(FLOAT(-XENDE/2)*DX/2.5,100.*(DNEU(1)+.0),3)	15680000
	DO 1103 X=1,XENDE,1	15690000
1103	CALL PLOT(FLOAT(X-XENDE/2)*DX/2.5,100.*(DNEU(X)+.0),2)	15700000
	CONTINUE	15710000
C		15720000
C	PLOTTE GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG	15730000
	CALL PLOT(FLOAT(-XENDE/2)*DX/2.5,(.1*V(1)+8.),3)	15740000
	DO 1203 X=1,XENDE,1	15750000
1203	CALL PLOT(FLOAT(X-XENDE/2)*DX/2.5,(.1*V(X)+8.),2)	15760000
	CONTINUE	15770000
	RETURN	15780000
C		15790002
C	-----	15800002
C		15810002
C	PLOTTE TEMPERATURABLAUF	15820000
3	CALL PLOT(10.,0.,-3)	15830000
	CALL AXIS(0.,0.,9HZEIT (MS),-9,10.,0.,0.,10.)	15840000
	CALL AXIS(0.,0.,8HTMAX (K),8,5.,90.,TOFFS,2.)	15850000

	ZZAHL=1	15860000
	CALL PLOT(100.*ZEITF(ZZAHL),.5*(TMAX(ZZAHL)-TOFFS),2)	15870000
	DO 1019 ZZAHL=2,ZANZ-1	15880000
	CALL PLOT(100.*ZEITF(ZZAHL),.5*(TMAX(ZZAHL)-TOFFS),2)	15890000
1019	CONTINUE	15900000
C	-----	15910000
C	PLOTTE WIDERSTANDSABLAUF	15920000
	CALL PLOT(0.,7.0,-3)	15930000
	CALL AXIS(0.,0.,9HZEIT (MS),-9,10.,0.,0.,10.)	15940000
	CALL AXIS(0.,0.,9HLEFF (CM),9,5.,90.,0.,5.)	15950000
	ZZAHL=1	15960000
	CALL PLOT(100.*ZEITF(ZZAHL),.20*LEFF(ZZAHL),2)	15970000
	DO 1020 ZZAHL=2,ZANZ-1	15980000
	CALL PLOT(100.*ZEITF(ZZAHL),.20*LEFF(ZZAHL),2)	15990000
1020	CONTINUE	16000000
C	-----	16010000
C	PLOTTE GESCHWINDIGKEITSABLAUF	16020000
	CALL PLOT(0.,7.0,-3)	16030000
	CALL AXIS(0.,0.,9HZEIT (MS),-9,10.,0.,0.,10.)	16040000
	CALL AXIS(0.,0.,10HVHE (CM/S),10,5.,90.,0.,20.)	16050000
	ZZAHL=2	16060000
	CALL PLOT(100.*ZEITF(ZZAHL),.05*VZ(ZZAHL),2)	16070000
	DO 1021 ZZAHL=2,ZANZ-1	16080000
	CALL PLOT(100.*ZEITF(ZZAHL),.05*VZ(ZZAHL),2)	16090000
1021	CONTINUE	16100000
C	-----	16110000
C	PLOT BEENDEN	16120000
	CALL PLOT(0.,0.,+999)	16130000
4	CONTINUE	16140000
	RETURN	16150000
	END	16160000
C	*****	16161006
C	*****	16162006



## 7.4 NOMENKLATUR

## Supraleiter

$T_c$	TC	Kritische Temperatur des Leiters
$T_{cs}$	TCS	current - sharing - Temperatur des Leiters
$I_L$	IL	Betriebsstrom des Supraleiters
$I_M$	IM	Matrixstrom
$I_c$	IC	Kritischer Strom zu gegebenem Feld
$B_c$		Kritisches Feld
$x$	X	Ortskoordinate in Längsrichtung des Leiters
$A$	QUER	Leiterquerschnitt (Cu + NbTi)
	ALPHA	Kupfer/Supraleiter-Verhältnis
$G$		Wärmeerzeugung/Längeneinheit
$\rho_{Cu}$	RHO	Spezifischer Widerstand von Kupfer
$C_{Cu}$		Spezifische Wärme von Kupfer
$C_{NbTi}$		Spezifische Wärme von NbTi
$L$		Lorenzzahl $2.44 \cdot 10^8 \text{ W}\Omega/\text{K}^2$
$RRR(B)$	RRR	Restwiderstandsverhältnis rel. 300 K

## Störung

$E_{puls}$	EHEIZ	Pulsenergie
$T_0/2$	ZHEIZ	Pulsdauer
	LHEIZ	Ausdehnung der Störung
$P_{puls}$		Pulsleistung
$\omega$	OMEGA	Kreisfrequenz des $\sin^2$ - Verlaufs der Störung
$E_c$	EC	Kritische Energie
$Q \rightarrow R$		Recovery nach einer Serie von Quenches
$R \rightarrow Q$		Quench nach einer Serie von Recoveries
$I \rightarrow Q$		Quench bei schrittweiser Erhöhung des Stromes bei $E_{puls} = const.$

## Kühlkanal

$p$	P	Druck des Heliums
$v_{He}$	VHE	Strömungsgeschwindigkeit
$P$	UMF	Gekühlter Umfang
$d_H$	DH	Hydraulischer Durchmesser
$A_{He}$	AHE	Heliumquerschnitt
$y$	Y	Ortskoordinate senkrecht zur Leiterachse

## Helium

$T_{He}$	THE	Temperatur des Heliums im Strömungskern
$T_{Bad}$	TBAD	Badtemperatur oder Anfangstemperatur
$T_S$	TSAT	Sättigungstemperatur bei zweiphasigem Helium
$L$	LAT	Verdampfungswärme
$p_c$		Kritischer Druck von Helium 2.25 bar
$H(T)$	HA(T)	Enthalpie des Heliums als Funktion der Temperatur
$\rho_l, \rho_v$	ROL, ROD	Dichte der dichteren bzw. der leichteren Fraktion des Heliums
$\lambda$	LAM(T)	Wärmeleitfähigkeit des flüssigen Heliums bzw. des bulk-Heliums bei überkritischem Helium

$\lambda_v$	LAMBDD	Wärmeleitfähigkeit des Heliumdampfes bzw. des Heliums in der erhitzten Grenzschicht bei überkritischem Helium
$c_{L,C_v}$	CPT(E,T),CD	Spezifische Wärme der dichteren Fraktion bzw. der leichteren Fraktion des Heliums
$\sigma$	SIGM	Oberflächenspannung des Heliums
$\nu$		Kinematische Viskosität des Heliums
$\eta_v$	ED	Dynamische Viskosität des Heliumdampfes bzw. des Heliums in der erhitzten Grenzschicht
$\beta$	BETA	Thermischer Expansionskoeffizient des Heliums

### Wärmeübergänge

$q$	QNUC	Wärmestromdichte in der Nukleationsphase
	QDIFF	...in der Diffusionsphase
	QSS	...,stationär
$h$		Wärmeübergangskoeffizient $q/\Delta T$

### Stationärer Zweiphasenwärmeübergang

$T_{spn}$	TSPN	Temperatur beim Übergang von Einphasen-Konvektion zum Blasensieden
$\Delta T_{max}$	TWMAX	Temperaturdifferenz zu $T_S$ beim maximalen Blasensieden
$\Delta T_{min}$	TWMIN	Temperaturdifferenz zu $T_S$ beim minimalen Filmsieden
$q_{spn}$	QSPN	Wärmestromdichte beim Übergang Einphasen - Konvektion - Blasensieden
$q_{max0}$		Maximale Wärmestromdichte bei gesättigtem Blasensieden
$q_{max}$	QMAX	Maximale Wärmestromdichte bei unterkühltem Blasensieden
$q_{min0}$		Minimale Wärmestromdichte bei gesättigtem Filmsieden
$q_{min}$	QMIN	Minimale Wärmestromdichte bei unterkühltem Filmsieden
$q_{st}$	QSS	Stationäre Wärmestromdichten
$k_B$	KB316	Boltzmannkonstante

### Transienter Zweiphasenwärmeübergang

$P_p$	PP	Faktor zur Skalierung der Druckabhängigkeit des E-Q - Kriteriums
$\alpha$		Dicke der Wärmediffusionsschicht
$t_{to}$		take-off-Zeit, Zeitpunkt des Übergangs zum Filmsieden
$E$	EALT	In die flüssige Grenzschicht geflossene Wärmemenge pro Oberfläche
$Skal$	SKAL	Skalierungsfaktor für die Druckabhängigkeit der effektiven spezifischen Wärme des Dampffilms beim transienten Filmsieden
$d_{film}$	DFILM	Dicke des Dampffilms nach konventionellem hydrodynamischen Modell
$Ra_{film}$	RAFILM	Raleighzahl, für Filmsieden modifiziert (3.2.7.3.4)
$D_{typ}$		Typische Dimension der geheizten Fläche
$c_{film}$	CFILM	Effektive spezifische Wärme des Dampffilms
	ECF	Im Dampffilm gespeicherte Wärme pro Oberfläche
$t_{conv}$	ZCONV	Zeitpunkt des Einsetzens der Konvektion
$Fac1$	FAC1	Skalierungsfaktor für das Einsetzen der Konvektion im Dampffilm
$Fac2$	FAC2	Korrekturfaktor zum Erzwingen der Energieerhaltung des Systems Leiter - Dampfschicht

### Wärmeübergang an überkritisches Helium

$Re$	RE	Reynoldszahl $Re = D_{typ} \dot{m} / A_{He} / \eta$
$Pr$	PR	Prandtlzahl $Pr = \eta c_p / \lambda$
$Ra$	RA	Rayleighzahl $Ra = D_{typ}^3 g \rho^2 \beta \Delta T / \lambda / \eta$
$g$	G	Gravitationskonstante
$d_{BLff}$	DBL	Grenzschichtdicke bei Zwangsströmung
$d_{BLconv}$	DBLC	Grenzschichtdicke bei natürlicher Konvektion
$Nu$	NUS	Nusseltzahl, $Nu = h \cdot d_H / \lambda$

## LITERATUR

1. Y. Iwasa, *Experimental and theoretical investigation of mechanical disturbances in epoxy- impregnated superconducting coils. 1. General introduction*, Cryogenics 25 (1985), p. 304.
2. E. S. Bobrov, J. E. C. Williams, *Experimental and theoretical investigation of mechanical disturbances in epoxy- impregnated superconducting coils. 2. Shear-stress-induced epoxy fracture as the principal source of premature quenches and training — theoretical analysis*, Cryogenics 25 (1985), p. 307.
3. Y. Iwasa, E. S. Bobrov, O. Tsukamoto, T. Takaghi, H. Fujita, *Experimental and theoretical investigation of mechanical disturbances in epoxy- impregnated superconducting coils. 3. Fracture induced premature quenches*, Cryogenics 25 (1985), p. 317.
4. H. Fujita, T. Takaghi, Y. Iwasa, *Experimental and theoretical investigation of mechanical disturbances in epoxy- impregnated superconducting coils. 4. Prequench cracks and frictional motion*, Cryogenics 25 (1985), p. 323.
5. MCA-Leiter von Fa. Holec, Niederlande.
6. Einzelleiter aus dem Kabel für die LCT-Euratom-Spule von Fa. Vakuumschmelze, Hanau.
7. K. Kastner, *Eigenstabilität technischer Supraleiter*, Diplomarbeit Universität Karlsruhe 1985, KFK-Bericht 3943 (1985), Kernforschungszentrum Karlsruhe.
8. W. Nick, C. Schmidt, *Thermal magnetoresistance of copper in compound superconductors, a new measuring method*, IEEE Trans. Mag. MAG-17 (1981), p. 217.
9. "Handbook on materials for superconducting machinery", MCIC-HB-04, Metals and Ceramics Information Center, Columbus, Ohio, 1974.
10. V. J. Johnson (ed.) National Bureau of Standards, "Properties of materials at low temperatures (Phase I)", Pergamon Press, New York, 1961.
11. W. Nick, *Kryogene Stabilität badgekühlter Supraleiter*, Diplomarbeit Universität Karlsruhe, KFK-Bericht 2792 (1979), Institut für Technische Physik des Kernforschungszentrums Karlsruhe.
12. R. D. McCarty, *Thermophysical properties of helium*, NBS TN 631 (1972), Nat. Bur. Stand., Boulder, Colorado.
13. B. A. Hands, *HEPROP- A computer code for the thermodynamic and thermophysical properties of helium*, Third ed., Report 1289/79 (1979), Oxford University, Eng. Lab. Department.
14. J. Preiss, Institut für Technische Physik des Kernforschungszentrums Karlsruhe. **unveröffentlicht**
15. R. Isernhagen, *Die Ausbreitung normalleitender Zonen in Nb<sub>3</sub>Sn - Multifilarleitern mit angelöteter Kupferstabilisierung unter verschiedenen Kühlbedingungen*, Diplomarbeit Universität Karlsruhe 1980, Institut für Technische Physik des Kernforschungszentrums Karlsruhe und Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe.
16. L. C. Burmeister, "Convective heat transfer", A Wiley Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York, 1983.
17. E. A. Ibrahim, R. V. Boom, G. E. McIntosh, *Heat transfer to subcooled liquid helium*, Adv. Cryog. Eng. 23 (1978), p. 151.
18. C. Schmidt, *Transient heat transfer into a small volume of liquid helium*, Proceedings of the 10th Intl. Cryo. Eng. Conf. Helsinki, August 1984, Butterworth, Guildford.
19. C. Schmidt, *Review of steady state and transient heat transfer in pool boiling helium I*, presented at the Workshop on Stability of Superconductors Saclay November 1981. Intl. Inst. of Refrigeration, Commission A 1/2, Saclay (France), 1981 - 6, p. 17.
20. C. Schmidt, *Transient heat transfer to liquid helium and temperature measurement with a response time in the microsecond region*, Appl. Phys. Lett. 32 (1978), p. 12.
21. R. E. Schwall, F. J. Reles, J. P. Heinrich, *Measurements of heat transfer and helium replenishment in long narrow channels*, Adv. Cryog. Eng. 25 (1980), p. 406.
22. W. G. Steward, *Transient helium heat transfer Phase I - Static coolant*, Int. J. Heat Mass Transfer 21 (1978), p. 863.
23. S. S. Kutateladze, B. P. Avksentyuk, *Heat transfer crises in liquid helium*, Cryogenics 19 (1979), p. 285.
24. V. J. Deev, V. E. Keilin, I. A. Kovalev, A. K. Kondratenko, V. I. Petrovichev, *Nucleate and film pool boiling heat transfer to saturated liquid helium*, Cryogenics 17 (1977), p. 557.

25. D. N. Lyon, *Intl. Adv. Cryog. Eng.* **10** (1965), p. 371.
26. L. Bewilogua, R. Knöner, H. Vinzelberg, *Heat transfer in cryogenic liquids under pressure*, *Cryogenics* **15** (1975), p. 121.
27. Y. Iwasa, B. A. Apgar, *Transient heat transfer to liquid helium from bare copper surfaces in a vertical orientation. I: Film boiling regime*, *Cryogenics* **18** (1978), p. 267.
28. S. Caspi, *Heat transfer to subcooled helium I*, *Adv. Cryog. Eng. Materials* **29** (1983), p. 281.
29. Yu. A. Kirichenko, K. V. Rusanov, E. G. Tyurina, *Heat transfer in subcooled liquid cryogens*, *Cryogenics* **23** (1983), p. 209.
30. R. P. Breen, J. W. Westwater, *Chem. Eng. Progr.* **58** (1962), p. 67.
31. B. I. Verkin, Yu. A. Kirichenko, S. M. Kozlov, K. V. Rusanov, *Heat transfer during pool boiling of subcooled helium*, "Proc. of the 8th Intl. Cryo. Eng. Conf.", Genua, IPC Science and Technology Press, Guildford, England, 3.-6. Juni 1980, p. 256.
32. P. J. Giarratano, H. V. Frederick, *Transient pool boiling of liquid helium using a temperature-controlled heater surface*, *Adv. Cryog. Eng.* **25** (1980), p. 455.
33. T. H. K. Frederking, R. C. Chapman, S. Wang, *Heat transport and fluid motion during cooldown of single bodies to low temperature*, *Intl. Adv. Cryog. Eng.* **10** (1965), p. 353.
34. V. M. Yeroshenko, L. A. Yaskin, *Applicability of various correlations for the prediction of turbulent heat transfer of supercritical helium*, *Cryogenics* **21** (1981), p. 94.
35. P. J. Giarratano, W. G. Steward, *Transient forced convection heat transfer to helium during a step in heat flux*, *Trans. ASME J. Heat Transfer* **105** (1983), p. 350.
36. D. Junghans, *Stability of force-cooled superconductors Part 1: Theory*, *Cryogenics* **23** (1983), p. 220.
37. D. Junghans, *Stability of force-cooled superconductors Part 2: Experiment*, *Cryogenics* **23** (1983), p. 227.
38. J. W. Lue, J. R. Miller, L. Dresner, *Stability of cable-in-conduit superconductors*, *J. Appl. Phys.* **51**(1) (1980), p. 772.
39. Yu. M. Lvovsky, M. O. Lutset, *Transient heat transfer model for normal zone propagation. Part 1 - Theory of a bare helium-cooled superconductor*, *Cryogenics* **22** (1982), p. 581.
40. Yu. M. Lvovsky, M. O. Lutset, *Transient heat transfer model for normal zone propagation. Part 2 - Practical calculations and comparison with experiments. Effect of insulation and enclosure.*, *Cryogenics* **22** (1982), p. 581.
41. B. J. Maddock, G. B. James, W. T. Norris, *Superconducting composites: heat transfer and steady state stabilization*, *Cryogenics* **9** (1969), p. 261.
42. J. R. Miller, J. W. Lue, S. S. Shen, J. C. Lottin, *Measurements of stability of cabled superconductors cooled by flowing supercritical helium*, *IEEE Trans. Mag.* **MAG-15** (1979), p. 351.
43. C. Schmidt, *The induction of a propagating normal zone (quench) in a superconductor by local energy release*, *Cryogenics* **18** (1978), p. 605.
44. Z. J. J. Stekly, J. L. Zar, *Stable superconducting coils*, *IEEE Trans. Nucl. Science* **NS-12** (1965), p. 367.
45. D. E. Baynham, V. W. Edwards, M. N. Wilson, *Transient stability of high current density superconducting wires*, *IEEE Trans. Mag.* **MAG-17** (1981), p. 732.
46. K. Funaki, F. Irie, M. Takeo, U. Ruppert, K. Lüders, G. Klipping, *Effects of transient heat transfer to liquid helium on steady propagation velocity of normal zones in superconducting wires*, *Cryogenics* **25** (1985), p. 139.
47. A. Bejan, "Convection Heat Transfer", John Wiley & Sons, New York, 1984.
48. P. J. Giarratano, W. G. Steward, *Transient forced convection heat transfer to helium during a step in heat flux*, *Trans. ASME J. of Heat Transfer* **105** (1983), p. 350.
49. C. Schmidt, *Stability tests on the Euratom LCT conductor*, *Cryogenics* **24** (1984), p. 653.
50. J. W. Lue, J. R. Miller, *Heated length dependence of the stability of an internally cooled superconductor*, *Proc. Ninth Symp Eng Prob Fusion Research* (1981), p. 652, IEEE, New York.
51. J. W. Lue, J. R. Miller, L. Dresner, *Vapor locking as a limitation to the stability of composite conductors cooled by boiling helium*, *Adv. Cryog. Eng.* **23** (1978), p. 226.
52. A. P. Martinelli, S. L. Wipf, *Investigation of cryogenic stability and reliability of operation of Nb<sub>3</sub>Sn coils in helium gas environment*, *Proc. of the 1972 Appl. Superconductivity Conference Annapolis* (1972), p. 331.
53. M. N. Wilson, Y. Iwasa, *Stability of superconductors against localized disturbances of limited magnitude*, *Cryogenics* **18** (1978), p. 17.

54. M. O. Hoenig, Y. Iwasa, D. B. Montgomery, Proc MT-5: Fifth Intl. Conf. on Magnet Technology, Rome, Italy, 21. - 25. April (1975), p. 519.
55. G. D. Smith, "Numerische Lösung von partiellen Differentialgleichungen", Vieweg/Winter, Braunschweig/ Basel, 1970.
56. F. W. Dittus, L. M. Boelter, zitiert in: R. V. Smith, Review of Heat Transfer to Helium I, Cryogenics 9 (1969) 10., Univ. of Calif. Pubs. Eng. 2 (1930), p. 443.
57. R. C. Hendricks, R. J. Simoneau, R. V. Smith, Survey of Heat Transfer to Near - critical Fluids, Adv. Cryog. Eng. 15 (1969), p. 197.
58. J. L. Duchateau, B. Turck, Self - field Degradation Effect in Adiabatic Conditions, Cryogenics 14 (1974), p. 481.
59. H. Krauth et al., Design of the Euratom Test Coil for the Large Coil Task, paper 22-06. Proc. of the 8<sup>th</sup> Symp. Eng. Problems in Fusion Research (1979). San Fransisco, CA, Nov. 13 - 16
60. H. Krauth et al., Status of the European LCT Coil, IEEE Trans. Mag. MAG-17 5 (1981), p. 1726.
61. W. Nick, Theoretical Studies of Stability in Pool - boiling Helium-I, presented at the Workshop on Stability of Superconductors Saclay November 1981. Intl. Inst. of Refrigeration, Commission A 1/2, Saclay (France), 1981 - 6
62. M. N. Wilson, "Superconducting Magnets", (monographs on cryogenics), Clarendon Press, Oxford, 1983, p. 113.
63. M. C. M. Cornelissen, C. J. Hoogendoorn, Thermal Stability of Superconducting Magnets : Static Criteria, Cryogenics 24 (1984), p. 669.
64. A. Bejan, C. L. Tien, Cryogenics 18 (1978), p. 433.
65. W. Nick, Transienter Wärmeübergang an turbulent strömendes überkritisches Helium, Dissertation Universität Karlsruhe 1986, KFK - Bericht 4127.(1986), Kernforschungszentrum Karlsruhe.
66. S. Förster et al., Superconducting Poloidal Field Coil Development, Proc. 13<sup>th</sup> Symp. Fusion Technology, Varese (1984), p.1475