

Diss. ETH Nr. 7290

Über die akustische Emission aus einem supraleitenden Magneten

ABHANDLUNG

zur Erlangung des Titels eines
Doktors der Technischen Wissenschaften
der
**EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE
ZÜRICH**

vorgelegt von
Markus Michael PAPPE
dipl. El.-Ing. ETH
geboren am 6. Januar 1950
von Bremgarten BE

Angenommen auf Antrag von
PD Dr. H. Brechna, Referent
Prof. Dr. J.L. Olsen, Korreferent

ADAG Administration & Druck AG

Zürich 1983

VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter und Assistent in der Forschungsgruppe für angewandte Supraleitung, welche der Fachgruppe Hochspannungstechnik im Institut für elektrische Energieübertragung und Hochspannungstechnik der ETH angegliedert ist.

Dem Leiter der Forschungsgruppe, Herrn PD Dr. H. Brechna möchte ich für sein stetes Interesse an dieser Arbeit und für die Uebernahme des Referates herzlich danken. Ebenso gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. J.L. Olsen für die gebotene Unterstützung und für die Uebernahme des Koreferates.

Ohne die grosszügige und dauernde Unterstützung unserer Forschungsgruppe durch den Leiter der Fachgruppe Hochspannungstechnik, Prof. Dr. W. Zaengl, hätte die Arbeit nicht durchgeführt werden können. Hierfür möchte ich Herrn Prof. Zaengl herzlich danken.

Das Projekt "akustische Emission bei supraleitenden Magneten" wurde durch die COST Aktion 56 "Werkstoffe für supraleitende elektrische Maschinen" finanziert. Ich möchte mich beim Präsidenten dieser Aktion, Herrn Dr. N. Schaetty für die Förderung des Projekts bedanken.

Ich danke auch allen Mitarbeitern der Fachgruppe Hochspannungstechnik für ihre Unterstützung und den Mitarbeitern des Tieftemperaturlabors der Firma Brown Boveri & Cie Oerlikon für die Hilfe beim Bau des supraleitenden Magneten sowie besonders meinen Arbeitskollegen J.J. Alff und Ch. Olivier für viele wertvolle Anregungen und Diskussionen.

Leer - Vide - Empty

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung	VII
Summary	XI
1 Einleitung: Problemstellung und Zielsetzung	1
2. Erläuterungen zur Problemstellung	2
2.1 Training und Degradation bei supraleitenden Magneten	2
2.2 Einführung in die Schallemissionsanalyse	8
3. Literaturübersicht über bisherige Arbeiten zum Thema "Akustische Emission aus Supraleitern und supraleitenden Magneten"	10
3.1 Messungen an Kurzproben	10
3.2 Messungen an Magneten	12
4. Ausbreitung elastischer Wellen	15
4.1 Ausbreitungsgeschwindigkeit, Wellenmodi	15
4.2 Verhalten der elastischen Wellen an Grenz- flächen	18
4.3 Zur Uebertragungsfunktion des Mediums	20
5. Messen transienter elastischer Wellen	21
5.1 Grundlagen piezoelektrischer Wandler	21
5.2 Sonden für die Messung akustischer Emission	24
5.2.1 Bauform für AE-Sonden	24
5.2.2 Eichung von AE-Sonden: Empfindlichkeit	25
5.2.3 Auswahl einer AE-Sonde	27
5.2.4 Verwendung von AE-Sonden bei supralei- tenden Magneten	27
5.2.5 Antwort einer AE-Sonde auf einen Rechteckpuls	28
6. Schallemissionsanalyse: Theoretische Grundlagen zur Signalverarbeitung	33
6.1 Modell des AE-Ereignisses	34

6.2	Amplitudenverteilung	35
6.2.1	Potenzfunktion-Verteilung	35
6.2.2	Deutung der Grössen b und a_{\max}	37
6.2.3	Ueberlagerung von zwei Amplitudenverteilungen	41
6.2.4	Einfluss des Ausbreitungsmediums auf die Amplitudenverteilung	42
6.3	Impulssumme, Impulsrate	42
6.4	Energiesumme, Energierate	44
6.5	Summe der Ereignisse, Ereignisrate	47
6.6	Abgeleitete Verteilungsfunktionen	49
6.6.1	Häufigkeitsverteilung der Ereignisdauer	50
6.6.2	Häufigkeitsverteilung der Anzahl Schwingungen pro Ereignis	51
6.6.3	Häufigkeitsverteilung der Energie pro Ereignis	51
6.7	Diskussion der verschiedenen AE-Charakterisierungsmethoden	51
6.8	Lineare Ortung	52
7.	Messeinrichtungen und Prüfling	57
7.1	Messeinrichtung	57
7.1.1	Messapparatur für die Signalaufbereitung und -Verarbeitung	57
7.1.2	Prinzip der Auswertung der Messkurven	62
7.1.3	AE-Sonde	63
7.2	Beschreibung des Labormagneten	64
7.2.1	Konstruktion und Aufbau im Kryostaten	64
7.2.2	Wellenausbreitung im Magneten	71
7.3	Empfindlichkeit der Sonde und der Sondenordnung	74
7.3.1	Quellen für simulierte akustische Emission	74
7.3.2	Messen der Empfindlichkeit der Sonde	75

7.3.3	Einfluss der Temperatur auf die Empfindlichkeit der Sondenordnung	76
7.3.4	Einfluss der Messapparatur auf die Empfindlichkeit der Sondenordnung	79
7.3.5	Einfluss der Geometrie des Prüflings und der Sondenordnung	80
8.	Beschreibung des einzelnen gemessenen Ereignisses	84
8.1	Messungen am Labormagneten	84
8.2	Simulierte akustische Emission beim Labormagneten	86
9.	Akustische Emission beim Abkühlen und Aufwärmen des Labormagneten	92
9.1	Messergebnisse	92
9.1.1	Spezielle Messanordnungen	92
9.1.2	Ergänzende Beobachtungen	102
9.1.3	Diskussion	103
9.2	Das Auftreten unabhängiger Ereignisse aus zwei Sonden im Intervall Δt	104
10.	Beschreibung der akustischen Emission aus dem supraleitenden Magneten mit Transportstrom	106
10.1	Messprinzip, Vorgehen	106
10.2	Ereignisrate in Funktion des Transportstromes	108
10.2.1	Konditionierung	108
10.2.2	Beruhigung der AE-Aktivität bei konstantem Strom	109
10.2.3	Erinnerungsvermögen des Magneten an den bereits erreichten Maximalstrom	109
10.2.4	Abhängigkeit von der Polarität und der Stromänderungsrate	110
10.2.5	Abhängigkeit des Kurvenverlaufes von der Platzierung der Sonde	110
10.2.6	Beschreibung des Kurvenverlaufes der Ereignisrate	111
10.2.7	Einfluss eines Wärmezyklus auf die Konditionierung	112

10.3	Amplitudenverteilung	122
10.4	Weitere Häufigkeitsverteilungen	134
10.4.1	Häufigkeitsverteilung der Ereignisdauer	134
10.4.2	Häufigkeitsverteilung der Anzahl Schwingungen pro Ereignis	136
10.4.3	Diskussion	137
10.5	Verlauf der Impulssumme in Funktion des Transportstromes	137
10.5.1	Messergebnisse vom Labormagneten	138
10.5.2	Vergleichende Messungen an einem anderen Magneten	141
10.5.3	Diskussion	144
10.5.4	Einfluss der Amplitudenverteilung auf den Verlauf der Impulssumme	146
10.6	Lineare Ortung beim Labormagneten	148
10.7	AE und Training	150
11.	Diskussion der möglichen Ursachen der akustischen Emission aus den untersuchten Magneten	151
11.1	Bewegung des magnetischen Flusses/Fluss- sprünge	151
11.2	Reibung	153
11.3	Rissbildung im Epoxidharz bzw. Bond-Fehler	157
11.4	Instabilitäten in der Mikrostruktur des Supraleiters	158
12.	Zusammenfassung der Messergebnisse und Schlussfolgerungen	159
	Literaturverzeichnis	165
	Liste der verwendeten Symbole	173

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Analyse der akustischen Emission aus supraleitenden Magneten als einer möglichen Methode zur Diagnostik. Die akustische Emission kann Informationen zum Betriebsverhalten und zur Qualität des Magneten liefern und zur Lösung von Stabilitätsproblemen beitragen.

Akustische Emission von der Form diskreter Pulse entsteht, wenn unter einer sich verändernden Belastung (Transportstrom, Temperatur) gespeicherte Energie als elastische Spannungswellen freigesetzt wird. Eine Uebersicht über bisher veröffentlichte Arbeiten zeigt, dass die Ursache der akustischen Emission bei Supraleitern und bei supraleitenden Magneten in mechanischen Vorgängen (Rissbildung, Reibung, Strukturinstabilitäten im Supraleiter) und in der Bewegung des magnetischen Flusses liegen kann.

Eine Zusammenstellung von Grundlagen zur Ausbreitung elastischer Wellen lässt erkennen, dass eine Uebertragungsfunktion der Struktur des Magneten nicht berechnet werden kann. Damit ist es nicht möglich, den mechanischen Spannungsverlauf am Ursprungsort der Welle über eine Zurückfaltung zu berechnen und aus dem Verlauf auf einen der möglichen auslösenden Prozesse zu schliessen. Dieser Schluss muss indirekt aus den gemessenen Daten gezogen werden.

Die verwendeten kommerziellen piezoelektrischen Resonanzsonden können im Modell durch einen idealen Bandpass angenähert werden. Der gemessene Signalverlauf wird nicht durch die Sonde, sondern im wesentlichen durch die Uebertragungsfunktion der Magnetstruktur bestimmt.

Die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Charakterisierungsmöglichkeiten der akustischen Aktivität werden aufgezeigt. Das verwendete Mass ist die Rate der akustischen Ereignisse, welche im Gegensatz zu der häufig verwendeten Impulsrate nicht durch die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Stärke der Ereignisse (Amplitudenverteilung) gewichtet wird.

Die gemessene akustische Emission lässt indirekt den Schluss zu, dass Reibungsvorgänge in der Wicklung oder

zwischen der Wicklung und dem Wicklungsträger mit grosser Wahrscheinlichkeit die primäre Ursache für die akustische Aktivität sind. Die Messdaten zeigen im Lauf aufeinanderfolgender zyklischer Belastungen mit Strom eine mechanische Konditionierung der untersuchten Magnete. Der Konditionierungsvorgang spielt sich nach einem Temperaturzyklus jedesmal von neuem ab, wobei er je nach der vorher erreichten Temperatur stärker oder schwächer in Erscheinung tritt. Unterschiede zwischen der akustischen Emission aus verschiedenen Sonden weisen auf Unterschiede im mechanischen Verhalten derjenigen Bereiche des Magneten hin, die von der entsprechenden Sonde erfasst werden. Ein Zusammenhang zwischen der akustischen Aktivität und Magnet Training konnte nicht festgestellt werden. Anhand der Amplitudenverteilung wird beim Abkühlen, Aufwärmen und in Funktion des sich verändernden Transportstromes die Entwicklung der Spannungsverteilung qualitativ beschrieben.

Die Schallemissionsanalyse vermag Informationen über die mechanischen Vorgänge in einem supraleitenden Magneten zu liefern, welche sich infolge der Belastung durch eine Temperaturänderung oder durch die Lorentzkraft ergeben. Die Vorgänge sind bisher auf andere Art nicht beobachtet worden.

Inhalt:

Eine kurze Einführung in die Schallemissionsanalyse und die Darstellung von Schwierigkeiten, welche bei supraleitenden Magneten auftreten können, sollen zeigen, dass eine Anwendung dieser Messmethode sinnvoll ist (2. Kapitel). Das 3. Kapitel bringt eine Literaturübersicht über bisherige Arbeiten. Im 4. Kapitel finden sich Grundlagen zur Wellenausbreitung im Magneten, im 5. Kapitel diejenigen über Aufbau und Funktion der Messsonden. Im 6. Kapitel sind die theoretischen Grundlagen der Signalverarbeitung zusammengestellt, und es werden die Zusammenhänge und Bedeutung der verschiedenen Charakterisierungsmöglichkeiten der akustischen Aktivität gegeben. Nach der Beschreibung der Messeinrichtung und des hauptsächlich untersuchten Magneten im 7. Kapitel folgen in den Kapiteln 8 bis 11 die Messergebnisse. Im

12. Kapitel werden die Resultate zusammengefasst und der Erfolg einer Anwendung der Schallemissionsanalyse bei supraleitenden Magneten diskutiert.

SUMMARY

When a superconducting magnet is being energized discrete acoustic bursts can be detected when part of the stored magnetic and mechanical energy is released in the form of stress waves. The acoustic emission can be used as a means to study the performance of the magnet.

A literature survey shows that sources of acoustic emission from superconducting magnets are mechanical (e.g. friction, cracking of the impregnant or of the conductor resp. winding insulation). However, energy release in the microstructure of the mechanically stressed superconductor and flux jumps may also trigger an acoustic burst.

The stress wave propagation in a magnet may be explained qualitatively by the fundamental theory of stress wave propagation, but a calculation of a transfer function is impracticable. One cannot distinguish between the various ongoing processes by calculating the source function of the stress wave by a deconvolution method.

Acoustic emission is detected by piezoelectric resonant transducers. Measures of the acoustic activity are the count rate of threshold crossings of all acoustic events, or the event rate. With the count rate each burst is weighted by a factor which depends on the strength (i.e. the highest amplitude) of the event. The factors can be determined by the probability distribution of the strength of all events (amplitude distribution). The knowledge of the amplitude distribution is necessary if the count rate has to be related to a model of the ongoing processes.

With the aid of the amplitude distribution the development of the stress distribution in a magnet is demonstrated qualitatively. Records of the acoustic emission event rate show a mechanical conditioning of the magnet in successive current cycles which reappears each time after the magnet has been cooled down. The amount of the conditioning depends on the temperature the coil has reached before cooldown. The spatial sensitivity of a transducer is limited by the

interference of direct and reflected waves. Transducers are mounted at different places on the magnet; they monitor the processes in their neighbourhood. The detected event rate differs at the different sensor places for the magnets tested.

It has not been possible to differentiate between various mechanisms leading to acoustic emission but it can be shown that the most probable cause of the acoustic activity is friction.

Acoustic emission data provide information on mechanical processes in a superconducting coil which has not been obtained by other means.

1. EINLEITUNG: PROBLEMSTELLUNG UND ZIELSETZUNG

Mit der Entwicklung supraleitender Magnete zunehmender Grösse und Komplexität für energietechnische Anwendungen (Kernfusion, MHD), Anwendungen in der Hochenergiephysik (Strahlführungsmagnete in grosser Stückzahl) und Anwendungen in der Forschung und Medizin (NMR-Tomographie) werden die Anforderung an die Sicherheit, Stabilität und Qualität immer höher. Damit wird auch das Instrumentarium umfangreicher, welches die Ueberwachung der Magnete während Testphasen und im Betrieb erlaubt. Störungen sollen frühzeitig erfasst und ihre Ursache identifiziert werden, bevor unkontrollierbare Auswirkungen eintreten.

Der supraleitende Zustand liegt in einem Bereich, der durch die kritische (maximal mögliche) Temperatur T_c , Stromdichte J_c und Magnetfeldstärke H_c bestimmt ist. Ein Magnet ist im supraleitenden Zustand, bis er bei der Betriebstemperatur T_0 den Kurzprobenwert (J_c , H_c) erreicht. Je näher der Betriebspunkt beim Kurzprobenwert liegt, desto empfindlicher wird der Leiter gegenüber Energie freisetzenden Vorgängen. Eine auftretende Störung erwärmt den Leiter lokal. Die Energie wird von der Wärmekapazität des Leitermaterials aufgefangen und über Wärmeleitung mit einem Temperatursprung an der Grenzschicht zum Kühlmedium abgeführt. Wird der Supraleiter über seine kritische Temperatur T_c hinaus erwärmt, fliesst ein Teil des Stromes in der Stabilisierungsmatrix des Leiters. Die joule'schen Verluste führen zu einer weiteren Leitererwärmung. Je nach dem Verhältnis zwischen der freigesetzten Energie und den Kühlbedingungen kann sich die gestörte Zone wieder erholen, oder sie breitet sich aus und bewirkt, dass der ganze Magnet in den normalleitenden Zustand übergeht. Die Energie freisetzenden Prozesse können grob in magnetische und in mechanische Störungen unterteilt werden. Die magnetischen Störungen (Hysteresis-, Wirbelstromverluste, Flussssprünge) werden dank den im Bereich der Vielkernleiter gemachten Entwicklungen gut beherrscht. Mechanische Vorgänge verschiedener Art führen häufig zu

Schwierigkeiten, welche den Betrieb eines supraleitenden Magneten beeinträchtigen: Training, Degradation, Langzeitverhalten (Alterung) gehören zu diesem Problemkreis. Mit Diagnostikinstrumenten wird versucht, die Störungen zu erfassen:

a) anhand ihrer Auswirkungen:

- Uebergang des Leiters bzw. des Magneten in den normalleitenden Zustand;
- kurzzeitiges Auftreten normalleitender Zonen;
- Erwärmung;
- Feldänderung durch Stromumverteilung im Leiter;

b) anhand des Vorganges, der zur Instabilität führt:

- Instabilitäten in der Mikrostruktur des Leiters;
- Flusssprünge;
- Leiterbewegung und damit verbundene Reibung;
- Reibung zwischen Wicklungsträger, Armierung und Wicklung;
- Rissbildung bei Klebstellen oder in der Wicklungs-
imprägnierung.

Durch Freisetzung oder Umverteilung von Energie können bei diesen Vorgängen transiente, mechanische Spannungswellen hervorgerufen werden.

Die Schallemissionsanalyse, eine dynamische, zerstörungsfreie Prüfmethode, welche in den Materialwissenschaften, in der Nukleartechnik und in der Petrochemie angewendet wird, liefert die Methodik, mit der die Spannungswellen untersucht werden. Akustische Emission (AE) zeigt, dass ein transienter mechanischer Vorgang in der Fein- und Mikrostruktur eines Prüflings einsetzt und bietet die Möglichkeit, den Vorgang mit Laufzeitmessungen zu lokalisieren. Die Schallemissionsanalyse scheint auch bei supraleitenden Magneten nutzbringend angewendet werden zu können. Die Empfindlichkeit der Aufnehmer lässt es zu, dass Störungen vorwiegend mechanischer Natur kontinuierlich registriert und geortet werden können. Damit ist ein besseres Verständnis der Vorgänge, die sich im Magneten unter Belastung abspielen, zu erzielen. Die Integrität grosser Strukturen kann überprüft werden, und durch einen Vergleich der AE-Charakteristik

verschiedener Magnete in einer Serie sollte eine Qualitätskontrolle möglich sein. Gegenüber Temperatursonden, Potentialabgriffen und induktiven Sensoren haben die akustischen Sonden den Vorteil, dass sie auf der Oberfläche des Magneten angebracht werden können, ohne dass die Wicklung mechanisch gestört wird, und dennoch können Signale aus dem Innern des Magneten empfangen werden. Störsignale können besser klein gehalten werden als beim Messen der Spannung zwischen Potentialabgriffen. Eine Korrelation der akustischen Signale mit einem spezifischen Vorgang ist jedoch schwierig, da die komplexen Uebertragungsfunktionen es nicht erlauben, vom Sondenausgangssignal auf den mechanischen Spannungsverlauf am Ort der Störung zu schliessen. Möglicherweise können die sich abspielenden Vorgänge anhand von Häufigkeitsverteilungen verschiedener Signalparameter auseinandergelassen werden.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Gesamtheit der bei einem supraleitenden Magneten detektierten akustischen Emissionen. Die Messungen erfolgen während dem Abkühlen und Aufwärmen in Funktion der Zeit, und im Betrieb in Funktion des Transportstromes. Es wird untersucht, welches die Einflüsse der Messmethode, des Messsystemes und der Messanordnung sind und welche Informationen aus statistischen Angaben über die während einer bestimmten Messdauer aufgezeichneten akustischen Emission gewonnen werden können. Es wird nach Erkenntnissen zum mechanischen Verhalten des Verbundes Wicklung - Magnetstruktur gesucht, sowie nach Möglichkeiten, Vorgänge, die zu Training und Degradation führen, frühzeitig zu erkennen, ohne den Magneten bis zum Quench hochfahren zu müssen. Es wird versucht, diese Vorgänge zu identifizieren.

Leer - Vide - Empty

2. ERLAEUTERUNGEN ZUR PROBLEMSTELLUNG

2.1 TRAINING UND DEGRADATION BEI SUPRALEITENDEN MAGNETEN

Oftmals wird ein supraleitender Magnet bei der ersten Inbetriebnahme normalleitend, bevor der an einem Leiterstück gemessene kritische Strom (Kurzprobenwert) erreicht worden ist. Als "Training" [1] bezeichnet man die Verbesserung der Stromtragfähigkeit in Richtung des Kurzprobenwertes nach mehreren plötzlichen Uebergängen in den normalleitenden Zustand (Quench) (Fig. 1). Von Degradation spricht man, wenn der Kurzprobenwert nicht erreicht wird. Die Degradation kann kleingehalten werden, wenn der Leiter genügend stabilisiert wird und wenn durch konstruktive Massnahmen thermische und mechanische Störungen vermieden werden.

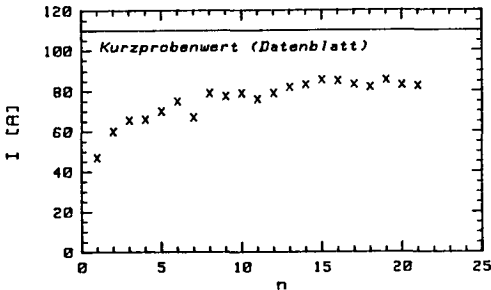


Fig. 1: Beispiel für Training und Degradation eines supraleitenden Magneten (Solenoid).

Der Trainingsvorgang ist ein besonderer Fall eines Konditionierungsvorganges. Nach dem heutigen Stand der Kenntnisse sind es drei Gründe, die dazu führen [2]:

- Rissbildung oder Versagen in der den Leiter stützenden Struktur,
- Reibung bei Leiterbewegung infolge der Lorentzkraft,
- mikroplastische Effekte im Supraleiter.

Bei diesen Vorgängen wird ein Teil der im Magneten gespeicherten elastischen Energie (Vorspannung beim Wickeln, thermische Kontraktion unterschiedlicher Materialien beim Abkühlen, Wirkung der Lorentzkraft) freigesetzt. Eine adiabatische Störung dieser Art erwärmt den Leiter und kann lokal eine normalleitende Zone hervorrufen. Wird eine minimale Grösse überschritten (minimum propagating zone, MPZ, [3]), dehnt sich die Zone infolge Erwärmung durch die vom Transportstrom hervorgerufenen joule'schen Verluste aus, was zum Quench des Magneten führt. Die Parameter, welche die freigesetzte Energie bestimmen, sind Leitermaterial, Leiterfixierung (Vorspannung, Qualität der Imprägnierung, Art der Armierung). Leitermaterial und Kühlbedingungen bestimmen die Empfindlichkeit des Magneten gegenüber den Störungen. Referenz [2] fasst Berichte zusammen, welche sich mit dem Einfluss dieser Parameter auf das Trainingproblem befassen.

Ein wirksames Rezept, mit welchen konstruktiven Massnahmen der Kurzprobenwert in einer minimalen Anzahl von Quenchs erreicht werden kann, gibt es nicht. Es fehlt auch ein umfassendes Störspektrum, welches die Wahrscheinlichkeit der zu erwartenden Störungen - freigesetzte Energie, Volumen und Dauer der Störung - aufzeigt. Da Störungen nicht vermieden werden können, müssen neben einer genügenden Leiterstabilisierung die Kühlbedingungen so gut sein, dass die freigesetzte Energie vom Kühlmittel aufgenommen und abgeführt werden kann. Ohne bekanntes Störspektrum ist es jedoch schwierig, den Sicherheitsfaktor gegen Training-Quenchs richtig abzuschätzen. Da die mechanische Fixierung des Leiters gegen die Wirkung der Lorentzkraft und die Kühlbedingungen eine grosse Rolle spielen, hängt Training auch von der Bauform des Magneten ab. Die selbsttragende Wicklung eines Solenoiden neigt weniger zu Training [1,4] als komplexere Bauformen, wie die Racetrack-Geometrien der Strahlführungsmagnete der Hochenergiephysik [1,5], doch können auch Magnete mit komplexen Geometrien gebaut werden, die wenig oder kein Training zeigen [6].

Training ist nicht tolerierbar, weil die Gefahr besteht, dass der Magnet durch einen Quench beschädigt wird - die Energie kann oftmals nicht schnell genug ausgekoppelt werden -, oder weil die durch diesen Prozess anfallenden Kosten - Helium, zeitliche Verzögerung in der Produktion, beispielsweise bei einer Seriefertigung - zu gross sind. Durch Training wird die Qualität eines Magneten in Frage gestellt.

Wenn ein Magnet Training zeigt, ist es schwierig, Ort und Ursache der den Quench auslösenden Störung ausfindig zu machen. Anhand von transienten Aenderungen des magnetischen Flusses kann Leiterbewegung detektiert und unter Umständen auch lokalisiert werden [2]. Da die Flussänderung umgekehrt proportional zum Abstand von der Störung abnimmt, ist ein Einsatz von induktiven Sonden beschränkt. Potentialsonden erlauben es, die durch Leiterbewegung hervorgerufenen Spannungsimpulse zu erfassen. In jedes 1 mm lange Leiterstück, das sich in 10 μ s in einem Magnetfeld von 5 T um eine Distanz von 10 μ m bewegt, wird eine Spannung von 5 mV induziert, was bei einem Transportstrom von 100 A einer Verlustenergie von 5 μ J entspricht. Die induzierte Spannung muss über der Wicklung oder einem Teil davon gemessen werden und von elektrischen Störimpulsen (z.B. von einem Thyristor-Netzgerät stammend) unterschieden werden können. Eine Ortung des Fehlers ist nur möglich, wenn Potentialsonden in die Wicklung eingebracht werden, was den Nachteil mit sich bringt, dass neue Störstellen entstehen können. In die Wicklung eingelegte Temperaturfühler erlauben ebenfalls eine beschränkte Ortung eines Fehlers, der zum Quench führt.

Von Interesse ist eine Messmethode, welche Informationen über den mechanischen Spannungszustand in der Wicklung, über Reibung, Leiterbewegung und Rissbildung in der Imprägnierung liefern kann, bevor die Auswirkung einer Störung zum Quench geführt hat.

2.2 EINFUEHRUNG IN DIE SCHALLEMISSIONANALYSE

Schallemission oder akustische Emission ist ein Phänomen, das in nahezu allen Materialien auftritt, wenn diese mechanisch belastet werden. Durch Mikrostrukturänderungen entstehen kurze, impulsartige elastische Wellen, die mit geeigneten Sensoren detektiert werden können. Je nachdem wie schnell der auslösende Vorgang abläuft, kann die obere Grenzfrequenz der Schallwellen sehr hoch sein. Bei einem Vorgang von 100 ns Dauer liegt sie über 10 MHz. Die Emissionen liegen meist im Ultraschallbereich, können aber auch im Hörbereich oder im Infraschallbereich (Erdbeben) liegen. Als Aufnehmer werden meist piezoelektrische Wandler eingesetzt, auch kapazitive Wandler oder Laser Interferometer werden verwendet. Besteht die Emission aus einer dichten Folge einzelner Impulse, vergleichbar mit Rauschen, spricht man von kontinuierlicher Emission. Weit häufiger werden diskrete Pulse (Bursts) festgestellt, die bei energiereichen Vorgängen entstehen. Die Ueberlagerung von direkten, reflektierten und gebrochenen Wellen, verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Wellenmodi und frequenzabhängige Materialdämpfung führen zur Verzerrung des Signals während der Ausbreitung. Für grundlegende Untersuchungen ist eine sorgfältige Kontrolle der experimentellen Bedingungen notwendig, damit der zu studierende Vorgang nicht durch die Uebertragungseigenschaften des Ausbreitungsmediums maskiert wird. Die ersten systematischen Untersuchungen, um Signal und Ursache miteinander in Verbindung zu bringen, gehen auf J. Kaiser (1950) [7] zurück.

Die Emission von Spannungswellen wird heute als empfindliches Instrument zum Studium von Energie freisetzenden Prozessen in den Bereichen Metall- und Materialkunde eingesetzt. Sind im Material Fehlstellen vorhanden, entstehen durch Spannungsüberhöhung lokale plastische Bereiche, auch wenn das Material makroskopisch gesehen noch im elastischen Bereich ist. Zu Beginn der plastische Deformation ist die AE-Intensität am grössten. Die Emissionen entstehen auf

Grund der Bewegung von Versetzungen [8]. Auf diese Weise können mit AE Risseinleitung und Rissausbildung studiert werden. Im weiteren werden mit AE grundlegende Untersuchungen über Phasenumwandlungen, Veränderungen in der Kristallstruktur in Metallen u.a. durchgeführt. Reibvorgänge und Leakage führen zu AE. Bei Verbundwerkstoffen werden mit dieser Messtechnik Delamination und Faserriss bei Deformationsvorgängen untersucht.

Weil eine Beziehung zwischen Materialfehlern und akustischer Emission besteht, wird diese Technik als Testmethode für die zerstörungsfreie Prüfung in der nukleartechnischen und petrochemischen Industrie angewendet. Heute können die in einem Druckbehälter sich ausbildenden Fehler mit einer Triangulationsmethode zuverlässig lokalisiert werden, wenn das Gefäß unter Druck gesetzt wird. Das Versagen grosser Strukturen kann vielfach auf Risswachstum zurückgeführt werden. Wird die AE der Struktur überwacht, können Warnsignale empfangen werden, welche es erlauben, frühzeitig Gegenmassnahmen zu treffen (Überwachung von Brücken und Oelplattformen). Die grundlegenden Untersuchungen über Risseinleitung und -ausbreitung liefern die nötigen Erkenntnisse dazu. Eine Anwendung ganz anderer Art ist die Qualitätskontrolle von Schweissnähten, welche mit dieser Methode durchgeführt werden kann. Verbreitet ist auch die Anwendung der AE zur Ortung von Leckagen in Rohrleitungssystemen.

Einen Überblick über alle Publikationen bis Anfang 1977 - über grundlegende Untersuchungen und alle Arten von Anwendungen - gibt die Bibliographie von Drouillard [9].

3. LITERATURUEBERSICHT UEBER BISHERIGE ARBEITEN ZUM THEMA "AKUSTISCHE EMISSION AUS SUPRALEITERN UND SUPRALEITENDEN MAGNETEN"

Bei Kurzprobenuntersuchungen und bei Messungen an supraleitenden Magneten wird in zunehmendem Mass die Schallemissionsanalyse im Bereich zwischen 100 kHz und 1 MHz als ergänzendes Diagnostikinstrument eingesetzt.

3.1 MESSUNGEN AN KURZPROBEN

Mit Kurzprobenmessungen werden die Grenzen zwischen dem normalleitenden und dem supraleitenden Bereich des Leiters erfasst: der kritische Strom in Funktion des kritischen Magnetfeldes und der kritischen Temperatur. Im weiteren werden die Empfindlichkeit des Leiters gegenüber Störungen und die Ursachen dieser Störungen untersucht.

Ein NbTi Supraleiter geht unter der Wirkung einer mechanischen Last in den normalleitenden Zustand über, wenn die Zugspannung σ_Q erreicht wird, wobei σ_Q nach jedem Uebergang zunimmt [10] (Kurzprobentraining). In Funktion der mechanischen Belastung werden auch akustische Signale im Ultraschallbereich ausgesendet. Die akustische Emission hängt von der Zusammensetzung der NbTi-Legierung ab. Sie setzt unmittelbar mit der Belastung ein und ist bis zu einer bestimmten Last spannungsirreversibel, d.h. bei einer Wiederholung des Versuches ist bis zur vorgängig erreichten Last σ_i keine AE festzustellen. Oberhalb von σ_i zeigt sich ein reversibles Verhalten. Es konnte gezeigt werden, dass Kurzprobentraining und AE auf Instabilitäten im Mikrogefüge des Supraleiters zurückzuführen sind [11].

Eine mögliche Ursache für akustische Emission beim mechanisch nicht belasteten Leiter ist die diskontinuierliche Bewegung des magnetischen Flusses, das Losreissen von Flussbündeln von ihren Verankerungszentren im Supraleiter [12-18]. Bei Kurzprobenmessungen an blanken, mechanisch unbelasteten NbTi-Filamenten wird in Funktion des zu- und abnehmen-

den Stromes ohne Einwirkung eines äusseren Magnetfeldes akustische Emission gemessen [12]. Beim erstmaligen Hochfahren des Stromes (Neukurve) ist die akustische Aktivität höher als bei nachfolgenden Versuchen. Wird die Probe über die kritische Temperatur erwärmt, wird im nächsten Versuch die AE-Aktivität der Neukurve gemessen. Die Intensität der Schallemission ändert mit der NbTi Zusammensetzung. Messungen an einem stabilisierten Vielkernleiter ergaben bei derselben Versuchsanordnung keine Schallemission. Bei einer anderen Anordnung [13-15] wird Schallemission an einem stabilisierten Vielkernleiter in Funktion des zu- und abnehmenden Transportstromes bei einem konstanten äusseren Magnetfeld gemessen, sowie in Funktion des zu- und abnehmenden Magnetfeldes, ohne dass ein Strom durch den Leiter fliesst. Bei einem nicht getwisteten Vielkernleiter konnten gleichzeitig mit einer Messspule und mit einer akustischen Sonde Flusssprünge detektiert werden [16]. Aus dieser Erscheinung wird geschlossen, dass die akustischen Signale durch die Bewegung des magnetischen Flusses verursacht werden. Die Interpretation ist jedoch umstritten [17,18], da auch Reibung akustische Signale auslöst. Reibung entsteht, wenn sich die Kurzprobe unter der Wirkung der Lorentzkraft in ihrer Halterung bewegt. Bei einem supraleitenden Vielkernleiter wurde mit zu- und abnehmendem Transportstrom bei konstantem äusseren Magnetfeld die gleich AE-Charakteristik aufgezeichnet wie bei einem Kupferdraht [17]. Anschliessend wurden die Proben mit der Halterung verklebt, worauf keine akustischen Signale mehr detektiert wurden. Aus diesem Experiment kann jedoch nicht geschlossen werden, dass die Flussbewegung als Ursache für Schallemission auszuschliessen ist [18].

Durch Aufzeichnen der akustischen Emission und der Spannung zwischen Potentialabgriffen bei einem mit der Halterung verklebten, geflochtenen Hochstromleiter (Braid) konnten drei Ursachen für den Uebergang der Probe in den normalleitenden Zustand identifiziert werden [19]: a) Leiterbewegung äussert sich durch gleichzeitiges Auftreten eines akustischen Pulses und eines Spannungspulses. b) Wenn nur ein akustischer

Puls gemessen wird, kann auf eine interne Störung, möglicherweise Rissbildung in der Klebeverbindung geschlossen werden. c) Weder ein Spannungspuls noch ein akustischer Puls treten auf, wenn der Leiter den Kurzprobenwert erreicht. Thermische Störungen, welche über eine Heizwicklung eingebracht werden, haben keine akustischen Signale zur Folge. Diese Resultate stehen im Widerspruch zu den Ergebnissen über akustische Emission, die infolge Flussbewegung gemessen wurden. Für die Untersuchung der Empfindlichkeit eines Leiters gegenüber Störungen mechanischer Art hat sich damit die Messung der Schallemission und der elektrischen Spannung über der Probe als nützlich erwiesen [20,21].

3.2 MESSUNGEN AN MAGNETEN

Zur Untersuchung der vorzeitigen Uebergänge in den normalleitenden Zustand, zum Lokalisieren des Ortes, wo die normalleitende Zone zuerst auftritt und zur Identifikation von Leiterbewegung wird die Schallemissionsanalyse als ergänzende Diagnostik eingesetzt.

Schon früh wurden die akustischen Signale im Hörbereich beim Untersuchen supraleitender Magnete registriert, die Resultate wurden jedoch kaum veröffentlicht. Ein Bericht [22] zeigt, dass die Häufigkeit und die Stärke der akustischen Pulse mit zunehmendem Transportstrom ansteigen. Bei konstantem Strom sind keine Schallsignale festzustellen. Bei abnehmendem Strom treten die stärksten Signale bei niedrigen Stromwerten auf. Gleichzeitig mit den akustischen Signalen können mit Hilfe von Messspulen Flussänderungssignale detektiert werden. Vor einem vorzeitigen Uebergang des Magneten in den normalleitenden Zustand wird ein akustischer Puls und gleichzeitig ein Puls in der Spannung über dem Magneten gemessen. Der akustische Puls kann durch Flussbewegung oder mechanisch hervorgerufen werden. Bei Messungen der AE im Ultraschallbereich wird ein ähnliches Verhalten der Schallemission in Funktion des Transportstromes festgestellt [15,16]. Bis ca. 30% des Quenchstromes werden nur

wenige akustische Signale festgestellt. Dann nimmt die Häufigkeit der Pulse mit zunehmendem Strom zu. Sie kann durch ein Polynom 3. Grades beschrieben werden [16]. (Vgl. dazu Abschnitt 10.2.4). Während dem Training setzt die Aktivität bei einem Stromwert ein, der mit dem zunehmenden erreichten Quenchstrom steigt [23]. Bei einem kurzgeschlossenen Magneten im Dauerbetrieb (persistent mode) kann ein Quench anhand der AE-Signale vorausgesehen werden, wenn von aussen eine magnetische Pulsfeldstörung eingebracht wird [23], oder wenn der Magnet langsam aufwärmt [14]. In diesem Versuch wurde so lange kein flüssiges Helium nachgefüllt, bis der Magnet in den normalleitenden Zustand überging. Nach drei Stunden Betrieb im "persistent mode" konnte 10 Minuten vor dem Quench akustische Emission aufgenommen werden. Eine Spannung über dem Leiter war nicht zu messen. Bei der Wiederholung des Versuches wurde auf Grund der AE Signale kurz vor dem bevorstehenden Quench flüssiges Helium nachgefüllt, wodurch der Quench vermieden werden konnte. Die Schallemission wird der Bewegung des magnetischen Flusses zugeschrieben (vgl. dazu Abschnitt 9.1.2). Bei einem grossen 20 MJ Magneten konnte mit AE ein langsamer Uebergang in den normalleitenden Zustand beobachtet werden, auch wenn die ohm'sche Spannung über dem Leiter stark verrauscht war und nicht interpretiert werden konnte [14]. Schallemission wurde bei der Untersuchung des Training-Verhaltens von länglichen Testspulen (race-track Form) als Diagnostikinstrument eingesetzt [24]. In aufeinanderfolgenden Versuchen wiederholte sich der Verlauf der Schallemission und wurde deshalb mit Leiterbewegung korreliert. Die akustische Aktivität der mit verschiedenen Imprägnierungsmitteln vergossenen Spulen unterschied sich und liess feststellen, wie gut eine Imprägnierung die Leiterbewegung verhindern konnte.

Ein Einsatz der Schallemissionsanalyse zusammen mit der Ueberwachung der Spannung zwischen Potentialabgriffen erlauben, bei Magneten Leiterbewegung zu identifizieren, da diese durch das gleichzeitige Auftreten eines akustischen Pulses und eines Spannungspulses markiert wird [25-28]

(vgl. dazu Abschnitt 10.7). Das Messen der relativen Laufzeiten der akustischen Signale mit verschiedenen Aufnehmern erlaubt das Lokalisieren der Leiterbewegung und des Quenches [25,26] (vgl. dazu Abschnitt 10.6).

Die in Frage kommenden Ursachen für die Schallemission aus Supraleitern und aus supraleitenden Magneten sind:

- Instabilität in der Mikrostruktur des Supraleiters. Bei Magneten wurde diese Quelle nicht identifiziert.
- Bewegung des magnetischen Flusses, Flusssprünge, wobei Flussbewegung als Ursache umstritten ist.
- Rissbildung bei Klebstellen und in der Imprägnierung der Wicklung.
- Unbestritten ist die mit der Leiterbewegung verbundene Reibung als Quelle für akustische Emission, da Leiterbewegung über den dabei auftretenden Spannungspuls identifiziert werden kann.

4. AUSBREITUNG ELASTISCHER WELLEN

Bei AE Messungen wird versucht, anhand der vom Aufnehmer gelieferten Messsignale Rückschlüsse auf den auslösenden Prozess zu ziehen. Der Zusammenhang zwischen Quellensignal $S(x_0, t)$ und Messgrösse $V(t)$ kann als Faltung dargestellt werden:

$$V(t) = S(x_0, t) * G(x_0, x, t) * R(t)$$

$S(x_0, t)$: Quellensignal am Ort x_0 ;
 $G(x_0, x, t)$: Uebertragungsfunktion des Mediums
zwischen den Orten x_0 und x ;
 $R(t)$: Uebertragungsfunktion des Aufnehmers.

Das Bestimmen des zeitlichen Verlaufs des Signales am Ort der Quelle anhand der gemessenen Sondenausgangsspannung verlangt Kenntnisse der Uebertragungsfunktion von Ausbreitungsmedium und Aufnehmer. Die nachfolgenden Abschnitte zeigen die Grenzen der "Deconvolution" und mögliche Abschätzungen.

4.1 AUSBREITUNGSGESCHWINDIGKEIT, WELLENMODI

Eine sich in einem elastischen Medium ausbreitende Welle setzt sich aus einem longitudinalen und einem transversalen Anteil zusammen. Bei der longitudinalen Welle bewegen sich die Teilchen in der Fortpflanzungsrichtung. Die Welle wird als P-Welle (P: pressure) bezeichnet. Bei der transversalen Welle ist die Teilchenbewegung normal zur Fortpflanzungsrichtung. Die Welle wird als S-Welle (S: shear) bezeichnet. SH ist die horizontale, SV die vertikale Komponente. Nur in relativ zur Wellenlänge ausgedehnten Medien kann es zur Ausbildung reiner Longitudinal- und Transversalwellen kommen. Die betrachteten Prüflinge sind meist kleiner. Für eine typische Ausbreitungsgeschwindigkeit von 3 km/s und eine Frequenz von 150 kHz ist die Wellenlänge $\lambda = 20\text{mm}$.

Die andere Beweglichkeit der Teilchen an den Grenzflächen beeinflusst die Beweglichkeit im Innern: die elastischen Wellen treten als Kombination von Longitudinal- und Transversalwellen auf. Die Klassierung erfolgt nach einigen häufig auftretenden Spezialfällen [30].

Plattenwellen:

Das Ausbreitungsmedium ist in einer Richtung begrenzt, die Wellenlänge ist im Vergleich zu dieser Abmessung gross. Plattenwellen sind:

- reine Transversalwellen (SH) mit Teilchenbewegung parallel zur Oberfläche, oder
- Lambwellen, eine Mischung von P- und SV-Wellen die bei Hin- und Herreflexion in der Platte entsteht. Nur in der Mittelebene der Platte existieren reine Transversalwellen. Es wird weiter zwischen der zur neutralen Faser symmetrischen Dehnungswelle und der asymmetrischen Biege- welle unterschieden.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Plattenwelle ist frequenzabhängig, (vgl. Diagramm für Stahl in [30]).

Stabwellen:

Das Ausbreitungsmedium ist in zwei Richtungen begrenzt. Statt Longitudinalwellen pflanzen sich Dehnungswellen längs der Stabachse und Radialwellen quer zur Achse fort. Torsions- schwingungen breiten sich als Torsionswellen aus. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist frequenzabhängig.

Oberflächenwellen:

(Rayleigh-Wellen). Entlang von Oberflächen (und Grenzflä- chen) breiten sich Wellen aus, deren Amplituden von der Grenzfläche weg nach innen abnehmen. Die Ausbreitungsge- schwindigkeit der Rayleigh-Welle ist dispersionsfrei.

Die Wellenausbreitung kann nicht immer auf einen dieser Spezialfälle zurückgeführt werden. Berechnungen sind nur dann möglich, wenn die Geometrie der Probe sehr einfach

ist (Stab, Platte, Halbraum, Zylinder), und/oder wenn die interessierenden Zeiten so kurz sind, dass noch keine Reflexionen vom Rand der Probe berücksichtigt werden müssen. Oftmals ist die Wellenart bei praktischen Anwendungen nicht von Bedeutung. Bei vielen Anwendungen der Schallemissionsanalyse können Rayleigh-Wellen detektiert werden. Sie sind für die Auswertung wichtig, da sie dispersionsfrei sind. Aus diesem Grund werden AE-Messsonden häufig für diesen Wellentyp entwickelt.

Ausbreitungsgeschwindigkeit [29]:

Longitudinal- und Transversalwellen haben unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Im unendlichen ausgedehnten Medium sind sie

$$\begin{aligned} \text{longitudinal:} \quad c_l &= \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}} ; \\ \text{transversal:} \quad c_t &= \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1+\nu)}} . \end{aligned}$$

E: Elastizitätsmodul; ρ : Dichte; ν : Poisson Zahl.

Da $\nu < 1$ ist $c_l > c_t$. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Rayleighwelle liegt bei etwa 90% der Transversalwellen Geschwindigkeit. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Longitudinalwelle in einem Stab ist

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} .$$

Daten für die im Magnetbau verwendeten Materialien sind in Tabelle 3 (Abschnitt 7.2) zu finden.

4.2 VERHALTEN DER ELASTISCHEN WELLEN AN GRENZFLÄCHEN

Modus-Umwandlung

An einer ebenen, horizontalen Grenzfläche ergeben sich bei Reflexion und Brechung Modus-Umwandlungen zwischen P- und S-Wellen. Aus einer P-Welle bzw. aus einer SV-Welle aus dem Medium 1 entstehen an der Grenzfläche zum Medium 2 je ein reflektiertes und ein gebrochenes Wellenpaar aus einer P- und SV-Welle:

$$P + (P,SV)_1 + (P,SV)_2 ; \quad SV + (P,SV)_1 + (P,SV)_2 .$$

SH-Wellen bleiben SH-Wellen.

Brechungsgesetz

Der Abstrahlwinkel von der Normalen zur Grenzfläche weg und die Amplituden der Teilwellen werden durch das Brechungsgesetz bestimmt [29-31]:

$$\frac{\sin\phi_1}{c_{1,1}} = \frac{\sin\phi_t}{c_{1,t}} = \frac{\sin\theta_1}{c_{2,1}} = \frac{\sin\theta_t}{c_{2,t}} ;$$

(ϕ : Reflexions-, θ : Brechungswinkel, $c_{1,1}$, $c_{2,1}$, $c_{1,t}$, $c_{2,t}$: Geschwindigkeit der Longitudinal- bzw. der Transversalwelle im Medium 1, 2).

Für spezielle Einfallswinkel wird der Abstrahlwinkel komplex: es entstehen Oberflächen- oder Grenzschichtwellen.

Reflexion und Transmission bei einem geschichteten Medium

Zwei in x- und y-Richtung unendlich ausgedehnte Medien mit den akustischen Impedanzen $Z_1 = \rho_1 c_1$ und $Z_2 = \rho_2 c_2$ berühren sich in der Ebene $z=0$.

Eine in z-Richtung aus dem Medium 1 einfallende Welle wird ins Medium 2 übertragen oder an der Grenze reflektiert.

Der Reflexions- bzw. Übertragungsfaktor (R_{12} bzw. T_{12}) für die Schalldruckamplitude ist [30]:

$$R_{12} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} ; \quad T_{12} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} . \quad (1)$$

Beispiel: Medium 1: LHe mit $Z_1 = 21575 \text{ kg/m}^2\text{s}$
 Medium 2: Stahl mit $Z_2 = 45 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$
 Für eine Welle, die aus dem flüssigen Helium auf eine Stahlwand tritt, werden Reflexions- und Uebertragungsfaktoren: $R_{12} = -0,999$; $T_{12} = 0,001$. Die Welle wird fast vollständig reflektiert.

Im Fall von drei Schichten verlassen nach jeder Seite eine Folge sich überlagernder Wellen die mittlere Schicht. Der Uebertragungsfaktor T_{123} von Schicht 1 nach Schicht 3 für die Schalldruckamplitude ist [31]

$$T_{123} = \sqrt{\frac{8}{4+(m_{12}+m_{21})(m_{23}+m_{32})+(m_{12}-m_{21})(m_{23}-m_{32})\cos\left(\frac{4\pi d_2 f}{c_2}\right)}} \quad (2)$$

Es ist $m_{ij} = Z_i/Z_j$: das Verhältnis der Impedanzen;
 d_2 : die Schichtdicke des mittleren Mediums (Medium 2);
 f : die Frequenz der Welle;
 c_2 : die Schallgeschwindigkeit im mittleren Medium.

Für den Spezialfall, dass $Z_1 = Z_3$ vereinfacht sich (2) zu

$$T_{121} = \sqrt{\frac{1}{1+\frac{1}{4}(m_{12}-m_{21})^2 \sin^2\left(\frac{2\pi d_2 f}{c_2}\right)}} \quad (3)$$

Beispiel: Medium 1: Cu mit $Z_1 = 42,5 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$
 Medium 2: Harz mit $Z_2 = 5,1 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$,
 $c_2 = 3 \text{ km/s}$.

Der Uebertragungsfaktor einer longitudinalen Welle durch eine 2 mm dicke Zwischenschicht aus Epoxidharz, welche im Kupfer eingebettet ist, beträgt bei einer Frequenz von $f = 200 \text{ kHz}$: $T_{121} = 0,311$.

(Die Zusammenstellung von Materialdaten und Uebertragungsfaktoren für verschiedene Materialkombinationen, wie sie im Magnetbau vorkommen, finden sich im Abschnitt 7.2.2 über die Wellenausbreitung im Magneten).

4.3 ZUR UEBERTRAGUNGSFUNKTION DES MEDIUMS

Eine lokale Kraft- oder Spannungsänderung $S(x_o, t)$ am Ort x_o bewirkt an der Stelle x zur Zeit t die Verschiebung $u(x, t)$. Sie wird durch das Faltungsintegral des Eingangssignales $S(x_o, t)$ mit der Uebertragungsfunktion des Mediums G_t (Green'sche Funktion) bestimmt:

$$u(x, t) = \int_{-\infty}^t G(x, x_o, t-\tau) \cdot S(x_o, \tau) d\tau .$$

Auf diesem Gebiet sind wegen der Komplexheit des Problems erst wenige Berechnungen mit einfachen Geometrien gemacht worden [32,33].

Strukturresonanzen

Durch Hin- und Herreflexionen sowie Brechung der elastischen Wellen an den Materialgrenzen überlagern sich Frequenzen zu diskreten Eigenschwingungen, während sich andere auslöschen. So hat ein Stahlblock mit den Abmessungen $10 \times 10 \times 20$ cm unterhalb einer Frequenz von 100 kHz 67 stehende Longitudinalwellen, unterhalb 1 MHz deren 43081 [34]. Diese Tatsache macht eine Frequenzanalyse der akustischen Signale schwierig, wenn die Laufzeit bis zum Eintreffen der Reflexionen nicht gross sind im Vergleich zu den beobachteten Zeitintervallen.

Die Berechnung der Uebertragungsfunktion eines komplexen Prüflings, wie es ein supraleitender Magnet darstellt, ist ein kaum zu lösendes Unterfangen.

5. MESSEN TRANSIENTER ELASTISCHER WELLEN

Wird im Innern eines Festkörpers eine elastische Welle abgestrahlt, wird an einem Punkt der Oberfläche eine komplexe Ueberlagerung von direkten und reflektierten Longitudinal-, Transversal- und Oberflächenwellen detektiert werden. Die abgestrahlte elastische Energie ist klein, und nur ein geringer Teil davon gelangt zu einem Sensor, so dass sehr empfindliche Aufnehmer nötig sind. Piezokeramik-Resonanzsonden sind um ca. eine Grössenordnung empfindlicher als die breitbandigen. Sie sind auch um etwa zwei Grössenordnungen empfindlicher als kapazitive Wandler oder Laser-Interferometer [35], welche direkt die vertikale Verschiebung auf der Oberfläche messen ($10^{-9} \dots 10^{-10}$ m). Kapazitive und optische Wandler werden für grundlegende Untersuchungen und zu Eichzwecken eingesetzt, da sie breitbandig (> 30 MHz) sind und ihre Uebertragungsfunktionen genau bestimmt werden können. Für die vorliegenden Untersuchungen wurden ausschliesslich piezoelektrische Wandler eingesetzt, weshalb genauer auf diese eingegangen wird.

5.1 GRUNDLAGEN PIEZOELEKTRISCHER WANDLER [36,37]

Die Eigenschaft verschiedener kristalliner Materialien, proportional zu einer angelegten mechanischen Spannung elektrischer Ladung zu erzeugen, ist als Piezoeffekt bekannt. Eine Intrinsic -Polarität des Materials ist die Voraussetzung dazu. Sie wird beispielsweise von Quarz aufgewiesen. Bei isotropen Substanzen ist der Piezoeffekt nicht vorhanden. Damit ein ursprünglich isotropes, polikristallines Material piezoelektrische Eigenschaften haben kann, muss es durch ein starkes elektrisches Feld polarisiert werden können, analog zur Magnetisierung eines Permanentmagneten. Die Polarisierbarkeit hängt von den ferroelektrischen Eigenschaften ab: ein spontanes elektrisches Moment in einem Kristall kann durch ein äusseres elektrisches Feld seine Orientierung

ändern. Oberhalb der Curie-Temperatur θ_c hat die Kristallstruktur ferroelektrischer Materialien ein Symmetriezentrum und daher keine elektrischen Dipole. Unterhalb θ_c ist die Struktur komplexer und nicht zentralsymmetrisch. Elektrische Dipole im Material können durch ein elektrisches Feld umgepolt und in gewisse Richtungen auch gedreht werden. Ein Einkristall weist Domänen auf, welche in verschiedenen Richtungen polarisiert sind. Die Summe aller Dipolmomente ist null. Wird der Kristall in Anwesenheit eines elektrischen Feldes von θ_c abgekühlt, richten sich die Dipole möglichst nach dem äusseren Feld aus. Der ganze Kristall besitzt damit ein Dipolmoment. Unter dem Einfluss einer mechanischen Spannung ändert sich das Kristallgitter, so dass einzelne Domänen auf Kosten anderer bevorzugt werden und so das ganze Dipolmoment ändert.

Von grosser Bedeutung war die Entdeckung eines starken Piezoeffektes in den festen Bleizirkonattitanat Lösungen. Bleizirkonattitanat ($\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$) ist unter dem Handelsnamen PZT (Vernitron, Cleveland, Ohio, USA) und unter ähnlichen Handelsnamen bekannt [38]. Diese piezoelektrischen Keramiken sind zufällig angeordnete Kristalliten, die in einem starken elektrische Feld polarisiert worden sind. Die Oberflächen der Keramikplättchen werden metallisiert. Die piezoelektrischen und mechanischen Eigenschaften können entsprechend den Anwendungsanforderungen durch Veränderung der chemischen Zusammensetzung modifiziert werden [39]. Ein kurzer Ueberblick und eine Zusammenfassung über piezoelektrische Keramik findet sich in [40].

Wegen des hohen elektromechanischen Kopplungskoeffizienten wird PZT für Ultraschall- und AE-Anwendungen am häufigsten eingesetzt.

Die piezoelektrischen Konstanten beschreiben die Abhängigkeiten zwischen der mechanischen Spannung, Dehnung, der elektrischen Feldstärke und der dielektrischen Verschiebung. Zusammen mit den Newton'schen Bewegungsgleichungen ergeben diese Beziehungen die Differentialgleichung für den piezoelektrischen Schwinger [34,41]. Die Darstellung der elektrischen und mechanischen Eigenschaften durch einen äquivalenten

Schaltkreis erlaubt, die Differentialgleichung der Kontinuumsmechanik und die Randbedingungen für die mechanischen und elektrischen Grössen mit Hilfe der Netzwerktheorie der Elektrotechnik zu lösen und damit das Verhalten spezieller eindimensionaler Wandler zu beschreiben. Die komplexen Impedanzen in diesem Modell (Mason-Modell) [41] können in der Nähe der Resonanzfrequenz des Schwingers durch Kapazitäten und Induktivitäten angenähert werden. Fig. 2 zeigt das 6-Pol Ersatzschema eines Dickenschwingers mit Schwingungsrichtung und Polarisierung in Dickenrichtung.

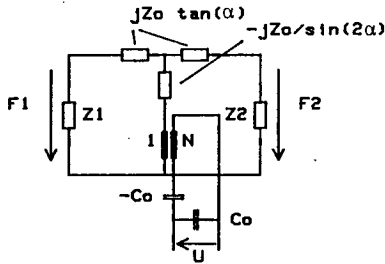


Fig. 2: Ersatzschaltbild eines Dickenschwingers. Polarisation in Richtung der Wellenfortpflanzung.

Z_0 , C_0 , α , N werden durch die geometrischen Abmessungen des Keramikplättchens und durch die piezoelektrischen Materialgrössen bestimmt [41]. Z_1 , Z_2 sind die Impedanzen der mechanischen Belastung F_1 und F_2 der beiden Seiten des Plättchens.

Eine Erweiterung des Modelles kann das Verhalten des Wandlers bei transienter oder kontinuierlicher Anregung als Sender und Empfänger erfolgreich beschreiben [42]. Eine approximative zweidimensionale Theorie findet sich in [43] für das transiente Verhalten bei einer mechanischen axialsymmetrischen Schrittanregung. Theoretisch und experimentell zeigt die elektrische Spannung über der Keramik den Grundmodus der Dickenschwingung und verschiedene, tieferliegende Radial-

schwingungsmodi. Die Radialschwingungen dauern dabei deutlich länger an als die Dickenschwingungen, woraus geschlossen wird, dass die radialen Modi für das resonante Schwingen ("ringing") wesentlich sind.

Im Allgemeinen spricht eine piezoelektrische Sonde auf Scher-, Druck- und Oberflächenwellen gleichzeitig an; durch einen geeigneten Kristallschnitt kann der eine oder andere Modus bevorzugt werden. Für die meisten Anwendungen wird die Polarisierungsrichtung so gewählt, dass das Element in Dickenrichtung schwingt.

Die Sonden werden über eine dünne Schicht eines Kopplungsmediums (z.B. Vakuum-Fett) mit dem Prüfling kontaktiert. Dadurch werden die Empfindlichkeit und der Frequenzgang beeinflusst [44,45].

5.2 SONDEN FUER DIE MESSUNG AKUSTISCHER EMISSION

5.2.1 Bauformen für AE-Sonden [46]

Meistens ist das piezoelektrische Element eine in achsialer Richtung polarisierte PZT-Keramik Scheibe, deren Abmessungen die Resonanzfrequenz der Sonde bestimmen. Das Element ist gegen elektromagnetische Störungen abgeschirmt in ein Metallgehäuse eingebaut. Durch eine Epoxidharzplatte ist die Keramik mechanisch geschützt und elektrisch gegen die Probe isoliert. Zur Vergrößerung der elektrischen Bandbreite wird auf die zweite mechanische Seite der Keramik ein Dämpfungsmaterial (meist Epoxidharz mit Wolframpulver zur Anpassung der mechanischen Impedanz) aufgebracht, um die einfallende Energie zu absorbieren [47] Für breitbandige Sensoren werden kleine geometrische Abmessungen gewählt, so dass der interessierende Bandbereich unterhalb der Resonanzfrequenz des Plättchens liegt. Ein flaches Frequenzspektrum erhält man ebenfalls über Mehrfachresonanzen, wie sie Kombinationen von ringförmigen Plättchen ergeben.

5.2.2 Eichung von AE-Sonden; Empfindlichkeit

Die vollständige Beschreibung einer AE-Sonde ist gegeben durch die auf eine Referenzgrösse bezogene Ausgangsspannung (Amplitude und Phase) in Funktion der Frequenz für Longitudinalwellen, vertikal und horizontal polarisierte Transversalwellen, für Oberflächenwellen und für alle möglichen Einfallswinkel. Um den Einfluss von Reflexionen auszuschliessen, wird der Sensor auf ein halbumendliches Medium aufgebracht, dessen Materialdaten genau spezifiziert sind. Diese umfassende Eichung wird nicht gemacht. Bei AE-Messungen gibt es vielfach einen signifikanten Wellenmodus und Einfallswinkel, und das Eichproblem wird auf die Aufnahme des Amplituden-Frequenz-Spektrums für diesen Spezialfall zurückgeführt [48]. Für Messungen an platten- und schalenförmigen Prüflingen, wo die Schallquelle in einiger seitlicher Entfernung von der Sonde liegt, spielen die Rayleighwellen eine wichtige Rolle, welche unter einem Einfallswinkel von 90° zur Normalen zur Sondenoberfläche eintreffen. Sondenhersteller liefern Sonden mit Eichprotokollen für diesen Wellenmodus. Referenzgrösse ist die Vertikalgeschwindigkeit der Sondenoberfläche [49]. Eine Druckwelle, welche unter 0° auf die Sonde eintrifft, ist der wichtige Wellenmodus, wenn die Sonde auf einen Ultraschallwellenleiter oder auf dickwandige Strukturen aufgebracht wird, wo der Aufnehmer nahe der Schallquelle liegt. Die Eichung erfolgt mit einer kontinuierlichen Anregung einer Dickenschwingung in der Sonde über einen breitbandigen Ultraschallsender. Referenzgrösse ist der Druck auf die empfindliche Sensoroberfläche. Beim Einsatz von AE bei supraleitenden Magneten erscheint diese Kalibrierung sinnvoll. Sie ist bei den Sondenherstellern am weitesten verbreitet. Bei einer anderen Kalibrierungsmethode wird ein diffuses akustisches Feld ausgenützt [50,51], bei welchem der Energiefluss in der Eichstruktur isotrop ist. In einem geeignet geformten Testblock werden mit einem breitbandigen Sender möglichst viele Eigenschwingungen angeregt. Sie erzeugen eine Mischung von Wellenmodi, die unter verschiedenen Einfallswinkeln zum Aufnehmer gelangen.

Die Empfindlichkeit gegenüber dem diffusen Schallfeld ist definiert als die auf die Senderleistung bezogene mittlere quadratische Ausgangsspannung des Sensors [51].

Für die Eichung werden als breitbandige Schallquellen das Brechen einer Glaskapillare [48,49,52], Funkenstrecken (Hochspannungspulse) [53], Helium-Gasstrahlen, fallende Stahlkugeln [52,56], piezoelektrische Ultraschallsender u.a. eingesetzt, welche mit kapazitiven Aufnehmern oder mit Laserinterferometern ausgemessen werden. Die von Sondenherstellern gelieferten Eichprotokolle dokumentieren das Funktionieren eines Aufnehmers und erlauben einen Vergleich von verschiedenen Sonden des gleichen Herstellers. Da die Eichmethoden nicht genormt sind, ist ein Vergleich von Sonden verschiedener Hersteller nur beschränkt möglich.

Um die Frage nach der bei einem Vorgang freigesetzten Energie beantworten zu können, muss aus dem empfangenen akustischen Signal der Verlauf der Spannung am Ort der Signalquelle berechnet werden, wobei die verschiedenen Uebertragungsfunktionen von Probekörper und Sonde berücksichtigt werden müssen. Diese "Deconvolution" ist für komplexe Anordnungen heute noch nicht machbar. Impedanz der Sonde und des Prüflings, Sondenwirkungsgrad in Funktion der Frequenz und der Wellenmodi, frequenzabhängige Dämpfung des Materials, Geometrie des Prüflings, Modus-Umwandlung an Grenzflächen, Kontaktmedium zwischen Sonde und Prüfling, Verstärkung, Impedanz und Bandpasseigenschaften der Messapparatur können bei praktischen Messungen kaum alle kontrolliert werden.

Die Frage nach der Empfindlichkeit eines Sensors kann jedoch experimentell für einen bestimmten Vorgang beantwortet werden. Zu diesem Zweck wird eine Stahlkugel mit der Masse m aus der Höhe h auf die Sondenoberfläche fallengelassen und die maximale Amplitude des entstehenden akustischen Ereignis in Funktion der potentiellen Energie $m \cdot g \cdot h$ der Kugel aufgezeichnet. Aus der maximalen Amplitude des klein-

sten noch detektierbaren Signales kann dann die Empfindlichkeit der Sonde gegenüber Ereignissen dieser Art extrapoliert werden [52,56]. (Vgl. Messergebnisse im Abschnitt 7.3.2).

5.2.3 Auswahl einer AE-Sonde

Im Handel werden breitbandige Sonden und Resonanzsonden mit einer Resonanzfrequenz zwischen einigen 10 kHz und <1 MHz angeboten. Materialdämpfung spielt unterhalb einer Frequenz von 1 MHz noch keine wesentliche Rolle. Für die Empfindlichkeit einer Sonde ist das Signal-Rauschverhältnis massgebend, welches vom Rauschen des Vorverstärkers, von Störsignalen einerseits, von der Bauform der Sonde andererseits beeinflusst wird. Störsignale gehen auf elektromagnetische Interferenzen von Fremdgeräten und auf unerwünschte akustische Quellen im zu untersuchenden System und im Labor zurück. Durch die Erhöhung der Resonanzfrequenz der Sonde und durch geeignete Bandpassfilter im Verstärker können Störsignale abgeschwächt werden. Da ein akustisches Ereignis einen pulsartigen zeitlichen Verlauf aufweist, nimmt die spektrale Amplitude mit zunehmender Frequenz ab, so dass bei höheren Resonanzfrequenzen auch schwächere Nutzsignale zu Verfügung stehen. In der AE Messtechnik werden deshalb häufig Resonanzsonden mit Resonanzfrequenzen zwischen 100 und 200 kHz eingesetzt. Breitbandige Sensoren werden verwendet, wenn das Frequenzspektrum des Signals untersucht werden soll.

5.2.4 Verwendung von AE-Sonden bei supraleitenden Magneten

Für den Einsatz von AE-Sonden bei supraleitenden Magneten sind der Einfluss des Abkühlens zu kryogenen Temperaturen und der Einfluss eines starken Magnetfeldes zu untersuchen. Die Abhängigkeit der piezoelektrischen Materialgrößen von der Temperatur kann den Datenblättern der Hersteller von piezoelektrischen Keramiken entnommen werden. Für quantitative Angaben des Temperatureinflusses bei AE-Sonden ist eine Eichung bei tiefen Temperaturen notwendig, welche bisher noch nicht ausgeführt wurde. Angaben über die Änderung der Empfindlichkeit der Sonde können dem Amplituden-Frequenz-

Spektrum, welches bei verschiedenen Umgebungstemperaturen aufgenommen wurde (siehe Abschnitt 7.3.3) entnommen werden. Die beim Abkühlen der Sonde entstehenden thermischen Spannungen in den verwendeten Materialien können die Sonde zerstören. Dieser Tatsache ist bei der Materialwahl und bei der Bauform Rechnung zu tragen. Maximale erlaubte Kühlraten dürfen nicht überschritten werden.

Ueber eine Magnetfeld Abhängigkeit der piezoelektrischen Materialgrößen wird in der Literatur nicht berichtet.

5.2.5 Antwort einer AE-Sonde auf einen Rechteckpuls

Eine transiente akustische Welle wird durch einen puls-förmigen mechanischen Spannungsverlauf ausgelöst [57]. Für die Uebertragungsfunktion des piezoelektrischen Resonanzsensors (zusammen mit einem nachgeschalteten Bandpassfilter) kann als Näherungsmodell ein idealer Bandpass mit der Mittelfrequenz f_0 und der Bandbreite Δf (Fig. 3) verwendet werden [57]. Unter Vernachlässigung der Filterlaufzeit lautet die Uebertragungsfunktion

$$H(\omega) = 1 \quad \text{für} \quad \left| \omega - \frac{\Delta\omega}{2} \right| < |\omega| < \left| \omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2} \right| .$$

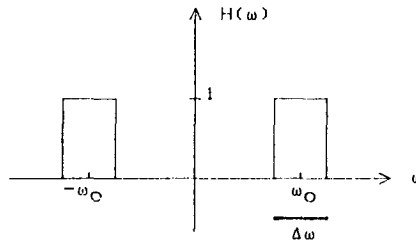


Fig. 3: Idealer Bandpass als Näherungsmodell einer piezoelektrischen Resonanzsonde für AE.

Für den Fall dass die Bandbreite des Pulses viel grösser ist als der Durchlassbereich des Bandpasses Δf , ist die Antwort des Bandpasses auf einen Rechteckpuls mit Amplitude σ_0 und der Dauer $2T$

$$g(t) = \frac{\sigma_0 T}{\pi} \frac{\sin(\omega_0 T)}{\omega_0 T} \frac{\sin(\frac{\Delta\omega}{2}t)}{\frac{\Delta\omega}{2}t} \cos(\omega_0 t) . \quad (4)$$

Die maximale Amplitude der Rechteckpulsantwort des Bandpasses ist

$$A_{\max} = \frac{\sigma_0 T}{\pi} \frac{\sin(\omega_0 T)}{\omega_0 T} \Delta\omega . \quad (5)$$

Die Proportionalität $A_{\max} \sim \sigma_0 T$ gilt auch für andere Pulsformen, sofern die Filterbandbreite klein ist.

Für die experimentelle Verifikation von (4) und (5) wurden als Sender und Empfänger Sonden vom Typ AET AC 175L (vgl. Abschnitt 7.1.3) verwendet. Das Empfangssignal wird über den Vorverstärker und Verstärker der Messapparatur (Abschnitt 7.1.1) aufbereitet. A_{\max} wird mit dem Spitzenwertdetektor, der zeitliche Verlauf des Signales mit dem Transientenrecorder aufgenommen. Das elektrische Eingangssignal des Senders ist eine während der Zeit $2T_i$ rampenförmig auf den für alle T_i konstanten Wert U_0 ansteigende Spannung. Da der piezoelektrische Sender als Differentiator wirkt, wird ein mechanisches Spannungssignal erzeugt, welches den zeitlichen Verlauf eines Rechteckpulses mit der Amplitude σ_0 aufweist, wobei $\sigma_0 T_i$ für alle T_i konstant bleibt [57]. Die Messungen erfolgen bei Raumtemperatur.

a) Sonde gegen Sonde im direkten Kontakt:

Der gemessene zeitliche Verlauf entspricht nicht der berechneten Funktion (4). Die Messkurve steigt langsamer an und fällt schneller ab. Sie kann besser durch die Funktion

$$g^*(t) = g(t) (\exp(-\frac{t}{\tau_2}) - \exp(-\frac{t}{\tau_1})) \quad (6)$$

beschrieben werden (Fig. 4a). Die Zeitkonstante für den Anstieg beträgt $\tau_1 = 39 \mu\text{s}$, für den Abfall $\tau_2 = 139 \mu\text{s}$. Für die Bandbreite des Filters erhält man aus der ersten Nullstelle der Hüllkurve in Fig. 5a den Wert $\Delta f = 13,9 \text{ kHz}$. Fig. 5a zeigt die in Funktion der Pulsdauer $2T_1$ gemessene maximale Amplitude A_{max} und den gemäss Gleichung (5) berechneten Verlauf. Die Uebereinstimmung ist gut, die Rechnung ergibt den Wert für die Resonanzfrequenz $f_0 = 132 \text{ kHz}$, welcher tiefer liegt als die nominale Resonanzfrequenz von 175 kHz .

b) Sonde - Magnet - Sonde:

Sender- und Empfänger- Sonden sind oben und unten auf den Flanschen des Labormagneten (vgl. Abschnitt 7.2) befestigt. Der zeitliche Verlauf des Signales (Fig. 4b) wird hauptsächlich durch die Interferenz zwischen direkten und reflektierten Wellen in der Magnetstruktur bestimmt. Er lässt sich mathematisch nicht exakt beschreiben. Der Verlauf von A_{max} in Funktion der Pulsdauer (Fig. 5b) kann mit guter Uebereinstimmung durch Gleichung (5) angenähert werden. Die Resonanzfrequenz von 118 kHz ist durch die veränderte mechanische Belastung der Sonde tiefer geworden.

Fig. 4 und Fig. 5 zeigen, dass die Resonanzsonde in erster Näherung als Bandpass angesehen werden kann, wobei die Mittelfrequenz sich durch die mechanische Belastung verschiebt. Die gemessene Amplitude A_{max} ist proportional zur Fläche des Eingangssignales σ_{0T_1} , sofern die Resonanzfrequenz der Sonde viel kleiner ist als die Bandbreite des Pulses. Fig. 4b) zeigt auch, dass die gemessene Signalform im wesentlichen durch die Ausbreitungsbedingungen im Prüfling bestimmt ist.

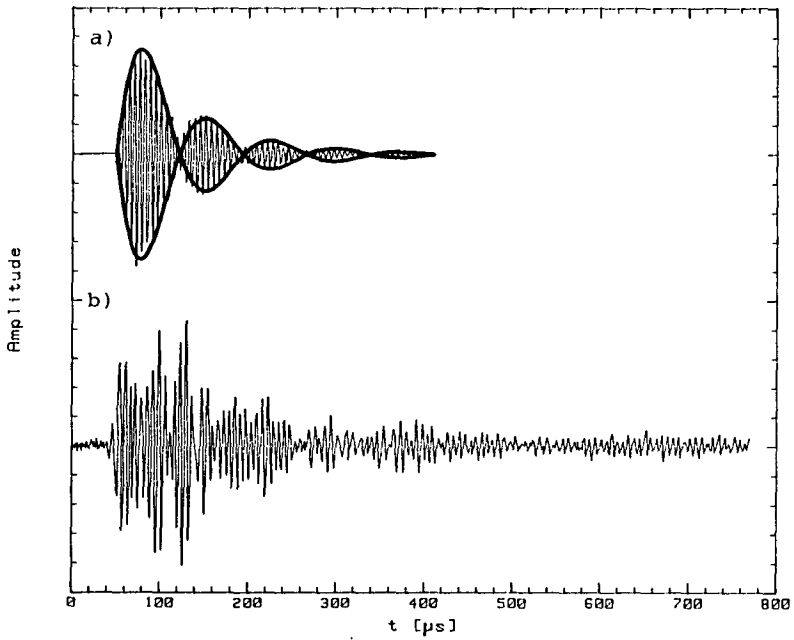


Fig. 4: Antwort einer AE-Resonanzsonde auf einen mechanischen Rechteckpuls. a) Sonde allein. Ueberlagert ist die berechnete Hüllkurve (6). b) Sonde auf dem Labormagneten montiert.

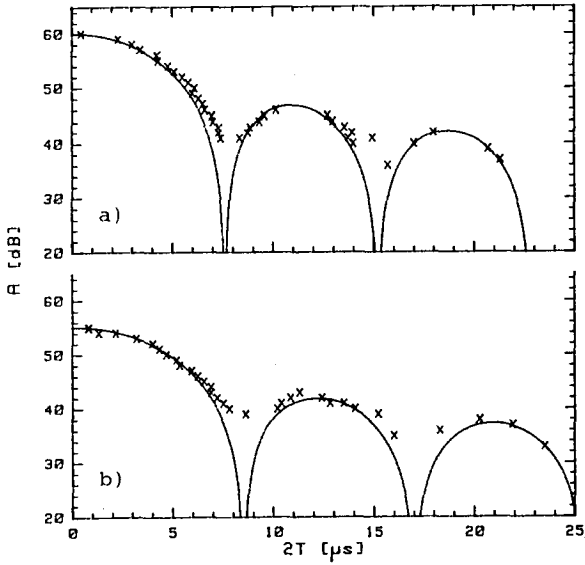


Fig. 5: Maximalamplitude der Antwort einer AE-Resonanzsonde auf einen mechanischen Rechteckpuls der Dauer $2T$. Ueberlagert ist der berechnete Kurvenverlauf (5).
a) Sonde allein. b) Sonde auf dem Labormagneten montiert.

6. SCHALLEMISSIONSANALYSE: THEORETISCHE GRUNDLAGEN ZUR SIGNALVERARBEITUNG

Von der Signalform her gesehen können zwei Arten akustischer Emission unterschieden werden: Bei diskreter Emission handelt es sich um pulsartige, lokalisierbare Emission akustischer Energie (Bursts). Bursts werden mit dem Sensor angenähert als gedämpfte Schwingungen aufgenommen. Ist der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen kürzer als die Signaldauer eines einzelnen Burst, spricht man von kontinuierlicher Emission. Als Mass für die kontinuierliche Emission dient der Effektivwert des SONDENSIGNALES.

Die folgenden Ausführungen beziehen sich auf die diskrete Emission einzelner Bursts. Als Mass für die akustische Aktivität werden meistens Impulssumme oder Impulsrate (ring-down counting) verwendet: Die Anzahl Schwingungen, welche einen definierten Schwellwert überschreiten, wird gezählt und in Funktion des Ablaufs der Messung - in Funktion der Zeit oder einer zeitabhängigen Grösse, beispielsweise der Kraft - aufgezeichnet.

Eine integrale Darstellung der akustischen Aktivität während eines Messvorganges oder eines Teiles davon kann durch die Häufigkeits- oder Summenhäufigkeitsangabe eines Signalparameters x erfolgen. Zwischen Häufigkeit und Summenhäufigkeit besteht die Beziehung

$$\text{Summenhäufigkeit: } N(x) = \int_{-\infty}^x n(x') dx' ;$$

$$\text{Häufigkeit: } n(x) = \left| \frac{dN(x)}{dx} \right| .$$

Daraus ergibt sich für die Wahrscheinlichkeitsdichte der Grösse x

$$p(x) dx = \frac{n(x)}{N_1} dx ;$$

$$\text{wo } N_1 = \int_{-\infty}^{\infty} n(x) dx .$$

6.1 MODELL DES AE - EREIGNISSES

Im Abschnitt 5.2.5 wurde gezeigt, wie aus einem ursprünglich pulsformigen Signal ein Signal von der Form einer abklingenden Schwingung entsteht. In einem begrenzten Medium breiten sich die akustischen Wellen in alle Richtungen aus, ohne dass sie merklich gedämpft werden bevor sie eine reflektierende Grenzschicht erreichen. Als Folge einer Anregung besteht das akustische Feld nach einer gewissen Zeit aus einer Vielzahl von P- und S-Wellen, welche sich in verschiedene Richtungen bewegen, wobei ein Teil auf den Aufnehmer trifft. Ohne Energieverlust würde die Sonde einen durch einen Zufallsprozess beschreibbaren Signalverlauf sehen. Ist der Energieverlust pro Zeiteinheit proportional zur mittleren Energie im Probekörper, nimmt das Signal exponentiell ab. Das Sondersignal $Y(t)$ kann daher durch einen exponentiell gedämpften Zufallsprozess $X(t)$ beschrieben werden [58]:

$$Y(t) = X(t) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) . \quad (7)$$

Die Sonde wirkt als Bandpass mit der Bandbreite Δf und der Mittelfrequenz f_0 (Resonanzfrequenz). Ist die Bandbreite von (7) grösser als Δf , kann das Sondersignal in erster Näherung als exponentiell gedämpfte Sinus - Schwingung dargestellt werden:

$$Y(t) = A \cdot \sin(2\pi f t) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) . \quad (8)$$

A ist die maximale Amplitude des Burst, τ ist die Zeitkonstante, mit welcher die Energie im Probekörper dissipiert. Die Abklingzeit einer typischen AE-Sonde ist kurz (100-500 μ s), die eines Burst kann bis einige ms dauern (vgl. Kapitel 8). τ wird in erster Linie durch die Struktur (Dämpfung) des Prüflings bestimmt und ist daher von Material und Geometrie abhängig. Der Einfluss der Spektralanteile des auslösenden Vorganges auf die Dämpfung und auf die Zeitkonstante τ wird als vernachlässigbar angenommen.

Mit den beiden Modellfunktionen (7) und (8) wird eine Feinstruktur des Ereignis nicht berücksichtigt. Das Modell des gedämpften Zufallsprozesses (7) kann die gemessenen Daten teils besser beschreiben [58] (vgl. Kapitel 8), ist jedoch einer analytischen Betrachtung weniger zugänglich. Für das Verständnis der Zusammenhänge zwischen verschiedenen möglichen Darstellungsarten der AE-Aktivität wird die gedämpfte Sinus - Schwingung als Modellfunktion beigezogen, auch wenn die an Magneten gemessenen AE-Bursts teils erheblich von dieser Form abweichen.

6.2 AMPLITUDENVERTEILUNG

6.2.1 Potenzfunktion - Verteilung

Mit "Amplitude" wird immer die grösste auftretende Amplitude A einer Burst-Emission bezeichnet. Sie wird relativ zum Schwellwert A_1 mit $a=A/A_1$ bezeichnet. Oft folgt die Summenhäufigkeitsverteilung der Amplituden der AE-Ereignisse (Amplitudenverteilung) einer Potenzfunktion [59,60]:

$$N(a) = N_1 a^{-b} ; a > 1. \quad (9)$$

N_1 ist die Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse; b ist eine Konstante. Bei gemessenen Verteilungen wird häufig festgestellt, das Ereignisse mit hohen Amplitudenwerten in zu geringer Zahl auftreten. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wird (9) modifiziert:

$$N(a) = N_1 \cdot \frac{a^{-b} - a_{\max}^{-b}}{1 - a_{\max}^{-b}}. \quad (10)$$

N_1 ist die Gesamtzahl der detektierten Ereignisse mit $1 < a < a_{\max}$; $a_{\max} = A_{\max}/A_1$ ist die grösste mögliche Amplitude aller Ereignisse, relativ zum Schwellwert A_1 . Die Grössen b und a_{\max} sind den gemessenen Kurven zu entnehmen.

Aus (10) folgt die Wahrscheinlichkeitsdichte der Amplitude a

$$p(a) da = \frac{b}{1 - a_{\max}^{-b}} a^{-(b+1)} da. \quad (11)$$

Fig. 6 zeigt den Kurvenverlauf der Potenzfunktion -Verteilung in der üblichen, doppeltlogarithmischen Darstellung. Aus der Steigung der Amplitudenverteilung in dieser Darstellung kann der b -Wert herausgelesen werden. Der Betrag der Steigung ist beim Schwellenwert $a = 1$:

$$b_1 = \frac{b}{1 - a_{\max}^{-b}}. \quad (12)$$

Wenn $a_{\max}^{-b} \rightarrow 0$, entspricht die Steigung dem b -Wert. Fig. 7 zeigt den Einfluss von b und a_{\max} auf die Steigung b_1 . Zum Vergleich von b -Werten aus verschiedenen Messungen muss a_{\max} berücksichtigt werden

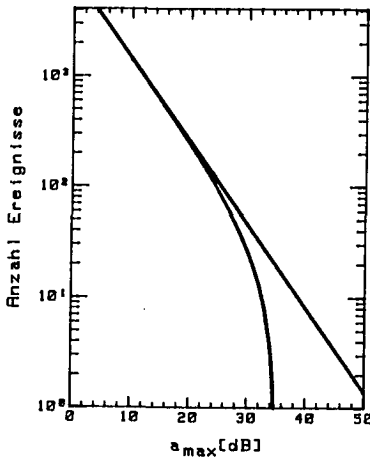


Fig. 6

Amplitudenverteilung mit dem Verlauf einer Potenzfunktion.

Kurve 1: $a_{\max} = \infty$.

Kurve 2: $a_{\max} = 35 \text{ dB}$.

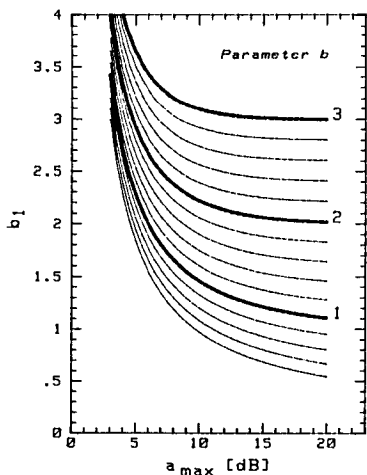


Fig. 7
Einfluss der Parameter b und a_{\max} auf die Steigung b_1 der doppelt-logarithmisch aufgetragenen Amplitudenverteilung.

Die gemessenen Häufigkeitsverteilungen der Amplituden sind auch durch andere Funktionen beschrieben worden. In [61] wird eine maximale Amplitude eingeführt, die dort auftritt, wo die Potenzfunktion (9) den Wert $N(a)=1$ aufweist. In [62] werden die fehlenden starken Ereignisse berücksichtigt, indem die Potenzfunktion (9) mit einer Exponentialfunktion multipliziert wird. Neben der Potenzfunktion - Verteilung sind weitere mathematische Modelle untersucht worden [60]. Die am Magneten gemachten Messungen lassen sich aber am besten durch die modifizierte Potenzfunktion (10) beschreiben.

6.2.2 Deutung der Größen b und a_{\max}

Die Amplituden - Wahrscheinlichkeit (11) kann mit $x = 20 \lg(a)$ umgeschrieben werden, so dass die Amplituden in Dezibel relativ zum Schwellwert angegeben werden können:

$$p(a)da = p(x)dx = \frac{\frac{b}{c}}{1 - \exp\left(-\frac{b}{c}x_{\max}\right)} \exp\left(-\frac{b}{c}x\right) dx; \quad (13)$$

mit $c = 20 \lg(e) = 8,69$; $x_{\max} = 20 \lg(a_{\max})$.

Der Erwartungswert (arithmetische Mittelwert) der Amplituden ist

$$\bar{x} = \frac{c}{b} \left(1 - \frac{\frac{b}{c}x_{\max}}{\exp\left(\frac{b}{c}x_{\max}\right) - 1}\right) = \frac{c}{b} f_a. \quad (14)$$

Diese Umschreibung bringt eine einfache Deutung der Konstanten b : Ihr Reziporkwert, multipliziert mit $20 \lg(e) = 8,69$ ist gleich dem Erwartungswert der Amplitude in Dezibel für den Fall dass $x_{\max} \rightarrow \infty$. Als Folge des endlichen Wertes von x_{\max} ist die mittlere Amplitude bei $x_{\max} > 30$ dB und $b > 1$ (vgl. Fig. 8).

$$\bar{x} \approx \frac{8}{b} \text{ [dB]} .$$

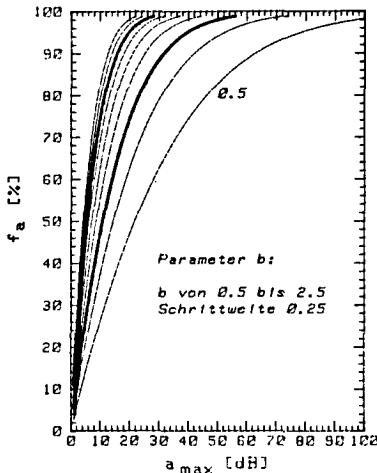


Fig. 8:
 Erwartungswert der Amplitude (14): Einfluss der Parameter b und a_{\max} .
 Die Konstante c beträgt
 $c = 20 \lg(e) = 8,69$.

Physikalische Deutung der Grössen b und a_{\max}

In der AE-Literatur wird darauf hingewiesen, dass eine Abhängigkeit zwischen Stärke und Häufigkeit eines Ereignisses in der Seismologie seit längerem bekannt ist [8, 63]: Im Zusammenhang mit Untersuchungen über Gleitreibung und Rissbildung bei Felsdeformation wird die Verteilungsfunktion hergeleitet [64]. Man erhält für b

$$b = \frac{2}{3}\chi(1 - P(S, \bar{\sigma})) \quad (15)$$

$P(S, \bar{\sigma})$ ist die Wahrscheinlichkeit, dass die lokale Spannung im Festkörper die Festigkeit S überschreitet. Die lokale Spannung wird durch die Zufallsvariable σ mit dem Mittelwert $\bar{\sigma}$ beschrieben. χ ist der Exponent in der Beziehung zwischen der Stärke (Amplitude) des Ereignisses und der freigesetzten Energie E: $a^{\chi} \sim E$. Nach einem einfachen Federmodell von Pollock [59] liegt χ zwischen 1 und 2, so dass die numerischen Werte für b nach (15) zwischen null und $\frac{4}{3}$ liegen, was für einen grossen Teil von Messresultaten der akustischen Emission zutrifft [60]. b-Werte liegen meist zwischen 0,7 und 1,5, wobei sie auch tiefer (0,4) oder höher (bis 4) liegen können. Der statistische Parameter b nimmt mit zunehmender Spannung ab, weil die Wahrscheinlichkeit steigt, dass irgendwo die lokale Festigkeit überschritten wird. Die Heterogenität eines Materials beeinflusst den b-Wert ebenfalls [65]. Eine Störung bildet sich am Ort der grössten Spannungsbeanspruchung aus, welche bei einem heterogenen Körper lokal schneller abnimmt. Die Störung bewirkt damit ein schwächeres akustisches Ereignis. Sie führt zu einem höheren b-Wert, denn die Wahrscheinlichkeit, dass die lokale Festigkeit überschritten wird, sinkt. Hohe b-Werte werden starken Spannungsfluktuationen bei inhomogener Spannungsverteilung zugeschrieben [63].

Die experimentelle Feststellung, dass Ereignisse mit starken Amplituden fehlen, wird mit der Grösse a_{\max} berücksichtigt (10). Eine mögliche Erklärung dafür kann in den endlichen Abmessungen des beanspruchten Gebietes gesehen werden [64]. Wenn eine Störung an die Grenzen dieses Gebietes

vorstösst, wird die gespeicherte Energie merklich reduziert. Die Störung wird kleiner als vom Modell angenommen, und das Ereignis wird schwächer.

6.2.3 Ueberlagerung von zwei Amplitudenverteilungen

Auf Grund der physikalischen Interpretation des b-Wertes können verschiedenen Vorgängen, welche mechanische Wellen auslösen, verschiedene b-Werte zugeordnet werden. Zwei überlagerte Amplitudenverteilungen nach (10) werden beschrieben durch

$$N(a) = N_1 \left((1-k) \frac{a^{-b_1} - a_{\max 1}^{-b_1}}{1 - a_{\max 1}^{-b_1}} + k \frac{a^{-b_2} - a_{\max 2}^{-b_2}}{1 - a_{\max 2}^{-b_2}} \right); \quad (16)$$

N_1 : Anzahl der gemessenen Ereignisse; b_1, b_2 : Konstanten; $a_{\max 1}, a_{\max 2}$: maximal mögliche Amplituden des ersten bzw. zweiten Vorganges; $(1-k), k$: prozentualer Anteil des ersten bzw. zweiten Vorganges. Aus der gemessenen Kurve sind die fünf Größen $b_1, b_2, a_{\max 1}, a_{\max 2}$, und k zu bestimmen. Fig. 9 zeigt ein Beispiel für den Kurvenverlauf bei zwei überlagerten Verteilungen (16).

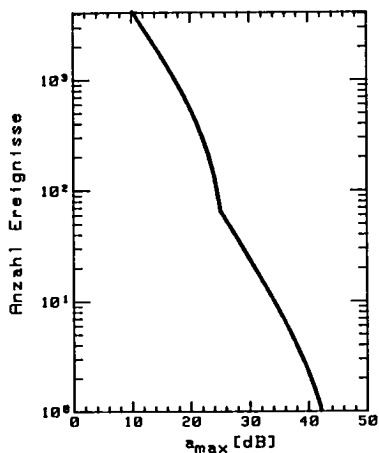


Fig. 9:
Amplitudenverteilung
mit dem Verlauf von zwei
überlagerten Potenzfunk-
tionen.
 $k = 0,3; b_1 = 1,4;$
 $b_2 = 1,7; a_{\max 1} = 25 \text{ dB};$
 $a_{\max 2} = 45 \text{ dB}.$

6.2.4 Einfluss des Ausbreitungsmediums auf die Amplitudenverteilung

Durch die Reflexion und Brechung der mechanischen Wellen auf ihrem Ausbreitungspfad entstehen Interferenzen, welche die Amplitudenverteilung beeinflussen können. Für die Abschätzung, wie weit die Verteilungsfunktion dadurch verändert wird, wird der Einfluss des Uebertragungsmediums durch die Wahrscheinlichkeitsfunktion p_2 beschrieben. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass die Amplitude als Folge von Interferenzen zu kleineren dB-Werten hin verschoben wird. Die Funktion p_2 berücksichtigt auch die Tatsache, dass mit zunehmendem Abstand der Signalquelle von der Sonde mehr, jedoch schwächere Signale empfangen werden können. Es wird angenommen, dass

$$p_2 \sim \exp(k\Delta x) .$$

Die Amplitude $x = \ln(a)$ wird mit der Wahrscheinlichkeit p_2 um den Wert Δx abgeschwächt. Am Ursprungsort gelte die Amplitudenverteilung $p_1 \sim \exp(-bx)$, (12). Damit wird die gemessene Verteilung

$$p(x) = \int_1^x p_1(x') p_2(x') dx' = \text{konst.} \exp(-bx) .$$

Unter diesen Voraussetzungen wird die gemessene Amplitudenverteilung durch das Ausbreitungsmedium zu kleineren dB-Werten verschoben. Der Verlauf der Verteilungsfunktion ändert sich nicht. Die Amplitudenverteilung beschreibt den auslösenden Vorgang, ohne durch die Uebertragungsfunktion des Prüflings maskiert zu werden.

6.3 IMPULSSUMME, IMPULSRATE

Zu den am weitesten verbreiteten quantitativen Angaben der akustischen Aktivität bei AE-Messungen gehört das Zählen der einzelnen Schwingungen der Bursts, die einen festen Schwellwert überschreiten. Die Anzahl Schwingungen bei einer exponentiell gedämpften Sinus-Schwingung (8) ist

$$n_I = f_0 t^* ; \quad (17)$$

wobei die Ereignisdauer t^* - die Zeit, während der die Schwingungen oberhalb des Schwellwertes $a = 1$ liegen - gegeben ist durch

$$t^* = \tau \ln(a) ; \quad (18)$$

mit $a = A/A_1$: die auf den Schwellwert A_1 bezogene Amplitude A ; f_0 : die Resonanzfrequenz der Sonde; τ : die Zeitkonstante des Burst.

Ereignisse mit hohen Amplitudenwerten bzw. langdauernde Ereignisse werden stärker gewichtet.

Für den exponentiell gedämpften Zufallsprozess $Y(t) = X(t) \exp(-t/\tau)$, (7), ist die Anzahl der positiven Durchgänge durch den Schwellwert A_1 gegeben durch [58]

$$n_I(A_1) = \frac{f_m \tau}{2} E_1\left(\frac{A_1^2}{2X_{ms}}\right) . \quad (19)$$

Es sind f_m : die maximale Rate dn_I/dt ; für schmalbandig Resonanzsonden ist f_m gleich der Resonanzfrequenz f_0 ;

X_{ms} : der quadratische Mittelwert von $X(t)$;

E_1 : das Exponentialintegral:

$E_1(q) = \int_q^\infty \frac{\exp(-t)}{t} dt$.
 $\frac{f_m}{2}$ und X_{ms} werden aus den Messdaten mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Für kleine A_1 geht (19) über in [58,66]

$$n_I(A_1) = \frac{f_m \tau}{2} (-\gamma - \ln(\frac{A_1^2}{2X_{ms}})) . \quad (20)$$

γ ist die Eulersche Konstante.

Die Beziehung (19) entspricht der Anzahl Schwingungen in Funktion des Schwellwertes beim Modell der gedämpften Sinusschwingungen (18).

Die Summe aller Schwingungen, die während einer Messphase gezählt werden, wird als Impulssumme (counts, total counts) bezeichnet. Wird die Zahl der Schwingungen auf ein festes Zeitintervall bezogen, spricht man von Impulsrate (count rate). Die Impulssumme wird berechnet, indem die n_I Schwingungen pro Ereignis über alle wahrscheinlichen Amplituden integriert werden:

$$N_I = N_1 \int_1^{a_{\max}} n_I(a) p(a) da .$$

Mit der Amplitudenwahrscheinlichkeit (11) ergibt sich für den Fall der Sinus-Schwingung mit (18)

$$N_I = N_1 f_0 \tau \left(\frac{1}{b} - \frac{\ln(a_{\max})}{a_{\max} - 1} \right) = N_1 f_0 \tau f_I(b, a_{\max}) ; \quad (21)$$

was für $a_{\max}^b \rightarrow \infty$ übergeht in [67]

$$N_I = N_1 f_0 \tau \frac{1}{b} . \quad (22)$$

Die Impulssumme (21), (22) ist gleich der Anzahl der Ereignisse N_1 (Summe der Ereignisse), multipliziert mit einem von den Parametern b und a_{\max} der Amplitudenverteilung abhängigen Faktor $f_I(b, a_{\max})$. Die Auswirkungen von b und a_{\max} auf diesen Faktor sind aus Fig. 10 ersichtlich.

6.4 ENERGIESUMME, ENERGIERATE

Als Mass für die akustische Aktivität kann eine Grösse genommen werden, welche proportional zum Energieinhalt der detektierten Ereignisse ist, nämlich das Integral des Quadrates der Hüllkurve eines einzelnen Burst [68]. Für die exponentiell gedämpfte Sinus-Schwingung (8) gilt in diesem Fall:

$$n_E = k_2^I (a^2 - 1) . \quad (23)$$

k : Umrechnungskonstante.

Wie beim Zählen der Schwingungen werden Ereignisse mit hohen Amplituden stärker bewertet. Die Energiesumme wird durch die Integration von n_E über alle wahrscheinlichen Amplituden gegeben:

$$N_E = N_1 \int_1^{a_{\max}} n_E(a) p(a) da .$$

Mit der Amplitudenwahrscheinlichkeit (11) wird

$$N_E = N_1 k \frac{\tau}{2} f_E(b, a_{\max}) :$$

$$\text{für } b \neq 2: \quad N_E = N_1 k \frac{\tau}{2} \left(\frac{b a_{\max}^{(2-b)} - 1}{(1 - a_{\max}^{-b})(2-b)} - 1 \right) ; \quad (24a)$$

$$\text{für } b=2: \quad N_E = N_1 k \frac{\tau}{2} \left(\frac{2 \ln(a_{\max})}{1 - a_{\max}^{-2}} - 1 \right) . \quad (24b)$$

Für $b < 2$ und $a_{\max} \rightarrow \infty$ divergiert $N_E \rightarrow \infty$.

Die Energierate ist analog definiert wie die Impulsrate. Fig. 11 zeigt die Auswirkung von b und a_{\max} auf die Energiesumme N_E . Bei der Energiesumme wird die Anzahl der Ereignisse mit einem von den Parametern der Amplitudenverteilung abhängigen Faktor $f_E(b, a_{\max})$ multipliziert. Diese Zählart zeigt besonders deutlich die Vorgänge an, bei welchen sich der b -Wert mit zunehmender Belastung des Prüflings zu kleinen Werten hin verschiebt.

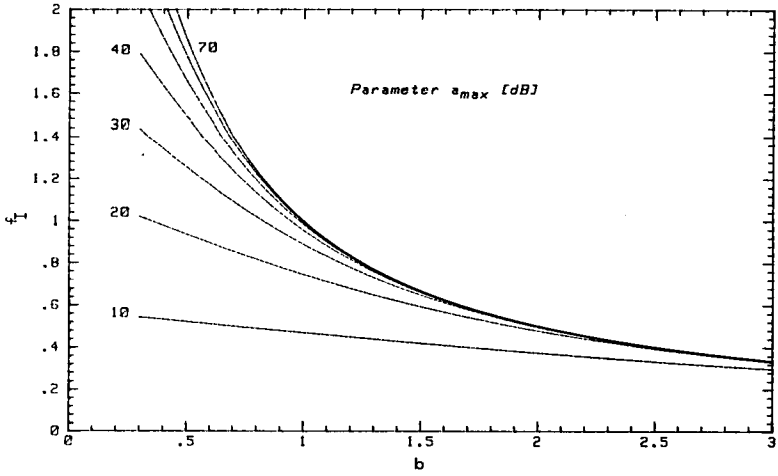


Fig. 10: Einfluss der Parameter der Amplitudenverteilung b und a_{max} auf die Impulssumme $N_I = N_1 f_O \tau f_I$ (21).

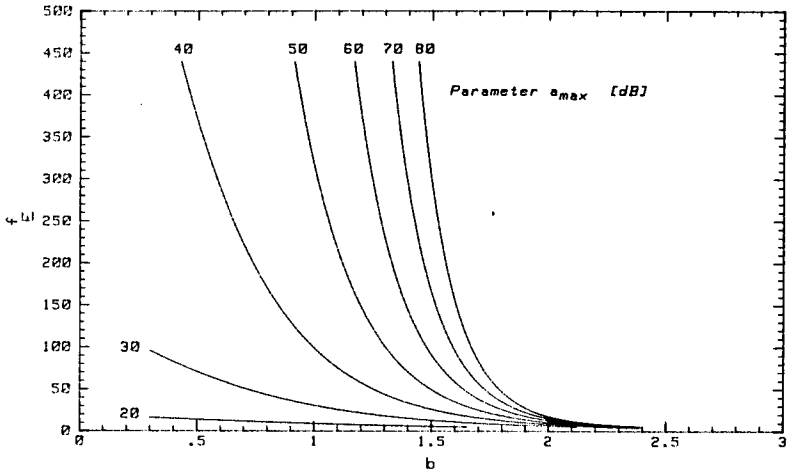


Fig. 11: Einfluss der Parameter b und a_{max} der Amplitudenverteilung auf die Energiesumme $N_E = N_1 k \frac{\tau}{2} f_E$ (24).

6.5 SUMME DER EREIGNISSE, EREIGNISRATE

Werden während der Messphase die Ereignisse gezählt, erhält man im Gegensatz zu Impulssumme und Energiesumme ein von der Stärke der Ereignisse unabhängiges Mass für die AE-Aktivität. Damit ein Ereignis, welches als Folge von Reflexionen eine starke Strukturierung aufweist, nicht mehrfach gezählt wird, darf der Zähler während einer dem Ereignis folgenden Totzeit kein neues Signal akzeptieren. Ist die mittlere Ereignisrate konstant und sind die einzelnen Ereignisse unabhängig, kann mit Hilfe der Poisson-Verteilung [69] die Wahrscheinlichkeit angegeben werden, dass im Zeitintervall T_0 (Signaldauer + Totzeit + Verarbeitungszeit) mehr als ein Ereignis eintrifft. Aus der Darstellung der kumulativen Wahrscheinlichkeit der Poisson - Verteilung (Fig. 12) kann folgendes Beispiel heraus gelesen werden: Die mittlere Rate λ , bei welcher

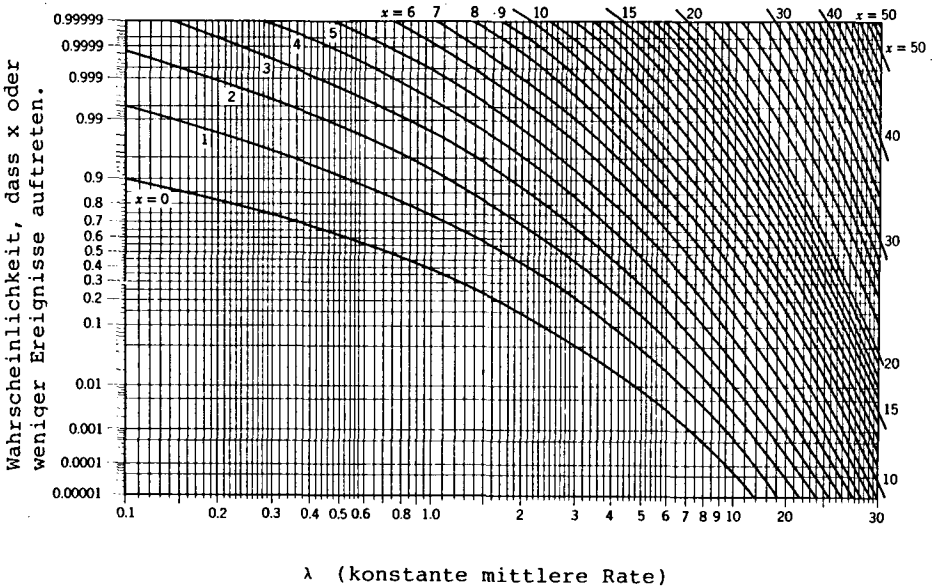


Fig. 12: Kumulative Wahrscheinlichkeit der Poissonverteilung. (Fig. 4-7 aus [69]).

mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% höchstens ein Ereignis in einer Zeit $T_0 = 2 \text{ ms}$ auftritt ($x = 1$ in Fig. 12) beträgt $\lambda = 0,35$ Ereignisse in 2 ms, was einer mittleren Ereignisrate von 175 pro Sekunde entspricht. Signaldauer + Totzeit + Verarbeitungszeit müssen kleiner sein als $1/175$ Sekunden, damit nicht mehr als 5% der Ereignisse verloren gehen. Sind die Amplituden der Ereignisse nach der Potenzfunktion (9) verteilt, nimmt die Anzahl zu, je tiefer der Schwellwert liegt. Der Einfluss des Schwellwertes geht aus (9) hervor:

$$N(A) \sim N_1 \left(\frac{A}{A_1}\right)^{-b} = N_2 \left(\frac{A}{A_2}\right)^{-b} ;$$

N_1, N_2 : Anzahl Ereignisse mit einer Amplitude $A > A_1$ bzw. $A > A_2$; A_1, A_2 : Schwellwerte.

Damit ist das Verhältnis der Anzahl bzw. der Rate der Ereignisse in Funktion der Schwellwertänderung und des b-Wertes

$$f_s = \frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^{-b} . \quad (25)$$

Eine Erhöhung/Herabsetzung des Schwellwertes um A [dB] vermindert/vergrössert die Anzahl der detektierten Ereignisse (Eignisrate) um den Faktor f_s (Fig. 13). Wegen der Schwellwertabhängigkeit kann die Totzeit bei hohen Ereignisraten schliesslich die maximale Empfindlichkeit der Messanordnung bestimmen.

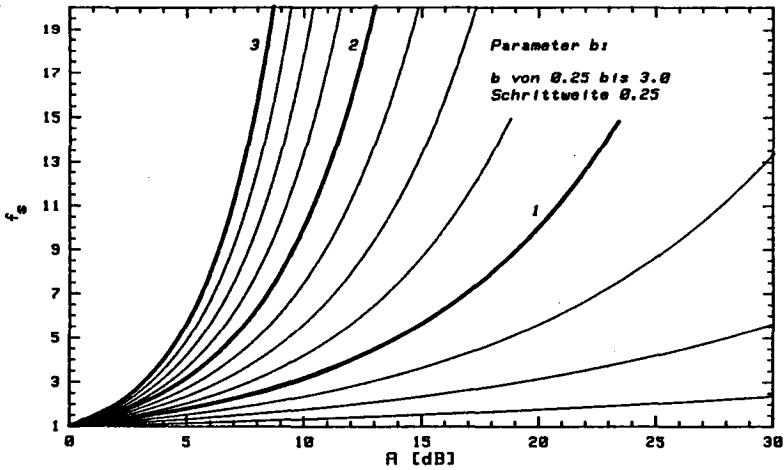


Fig. 13: Abhängigkeit der Anzahl der detektierten Ereignisse vom Schwellwert und vom b -Wert der Amplitudenverteilung. Eine Erhöhung/Herabsetzung des Schwellwertes um A [dB] vermindert/erhöht die Anzahl um den Faktor f_s .

6.6 ABGELEITETE VERTEILUNGSFUNKTIONEN

Neben der Amplitudenverteilung liefern die Verteilung der Ereignisdauer $n(t^*)$, der Anzahl Schwingungen pro Ereignis $n(n_I)$ oder der Energie pro Ereignis $n(n_E)$ einen Ueberblick über die akustische Aktivität des Prüflings während einer Messphase. Diese Verteilungen (Häufigkeit oder Summenhäufigkeit) bringen ergänzende Informationen über die AE-Charakteristik des Prüflings. Sie helfen unter Umständen, verschiedene Vorgänge zu unterscheiden, oder dienen zur Einstellung der Messapparatur (z.B. Totzeit, Verstärkung).

6.6.1 Häufigkeitsverteilung der Ereignisdauer

Die Zeit, während der ein Ereignis über dem Schwellwert $a = 1$ liegt ist (18)

$$t^* = \tau \ln(a).$$

Mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(a) \sim a^{-(b+1)}$ (11) wird die Häufigkeitsverteilung

$$n(t^*) = N_1 \frac{b}{\tau} \frac{\exp(-\frac{b}{\tau} t^*)}{1 - \exp(-\frac{b}{\tau} t_{\max}^*)}. \quad (26)$$

t_{\max}^* ist der (der Amplitude a_{\max} entsprechende) längste mögliche Puls. Die mittlere Pulsdauer (Erwartungswert) ist

$$E(t^*) = \frac{\tau}{b} \left(1 - \frac{\frac{b}{\tau} t_{\max}^*}{\exp(\frac{b}{\tau} t_{\max}^*) - 1} \right). \quad (27)$$

Die graphische Darstellung von $\ln(n(t^*))$ in Funktion von t^* ist eine Gerade, die für grosse t^* -entsprechend Ereignissen mit starken Amplituden - abgelenkt sein kann. Die Steigung der Geraden beträgt $-\frac{b}{\tau}$ und kann dazu verwendet werden, einen Wert für τ zu bestimmen.

6.6.2 Häufigkeitsverteilung der Anzahl Schwingungen pro Ereignis

Der Zusammenhang zwischen Ereignisdauer t^* und der Anzahl Schwingungen ist (17): $t^* = n_I / f_o$. Damit können die Häufigkeitsverteilung und der Erwartungswert direkt aus (26) und (27) übernommen werden.

Häufigkeitsverteilung:

$$n(n_I) = N_1 \frac{b}{\tau f_o} \frac{\exp(-\frac{b}{\tau f_o} n_I)}{1 - \exp(-\frac{b}{\tau f_o} n_{I\max})}. \quad (28)$$

Erwartungswert:

$$E(n_I) = \frac{\tau f_o}{b} \left(1 - \frac{\frac{b}{\tau f_o} n_{I\max}}{\exp(\frac{b}{\tau f_o} n_{I\max}) - 1} \right). \quad (29)$$

Die Steigung der Geraden, welche sich aus der halblogarithmischen Darstellung von (28) ergibt, beträgt $\frac{b}{f_0 \tau}$. Da die Frequenz in Wirklichkeit nicht eine konstante Grösse ist (Bandbreite des Aufnehmers), ist die Häufigkeitsverteilung vor allem ein Mittel, um Abweichungen vom Modell der exponentiell gedämpften Sinusschwingung (als Pulsform) und der Potentialfunktion-Amplitudenverteilung festzustellen.

6.6.3 Häufigkeitsverteilung der Energie pro Ereignis

Mit n_E (23) und $p(a)$ (11) wird die Verteilungsfunktion

$$n(n_E) = N_1 \frac{\frac{b}{2c}}{1 - \left(\frac{n_{E\max}}{c}\right) + 1} \cdot \left(\frac{n_E}{c} + 1\right)^{-(\frac{b}{2}+1)} \quad ; \quad (30)$$

wo $c = \frac{k\tau}{2}$.

6.7 DISKUSSION DER VERSCHIEDENEN AE-CHARAKTERISIERUNGSMETHODEN

Mit der Impulssumme und der Energiesumme werden Grössen angegeben, welche im Vergleich zur gesamten Anzahl der Ereignisse um einen nichtlinearen Faktor verstärkt sind, wobei starke Amplituden mehr bewertet werden. Der Faktor hängt von der Amplitudenverteilung ab. Die Energiesumme bietet keinen Vorteil, wenn nicht der Einsatz eines Vorganges festgestellt werden soll, bei welchem der b-Wert der Amplitudenverteilung deutlich unter zwei sinkt (Divergenz der Energiesumme für $b < 2$). Gar nicht gewichtet wird der Verlauf der Anzahl der Ereignisse in Funktion der Last. Daraus resultiert der Nachteil einer starken Empfindlichkeit gegenüber elektrischen Störsignalen: Die kurzdauernden Störsignale werden genau gleich berücksichtigt wie die viel länger dauernden, echten akustischen Bursts mit einer viel grösseren Zeitkonstanten. Mit ihren wenigen Schwingungen

fallen die Störungen bei starker akustischer Aktivität bei der Impulssumme und bei der Energiesumme kaum ins Gewicht. Aus demselben Grund ist auch die Amplitudenverteilung, wo einzelne Ereignisse untersucht werden, stark störeffentlich. In einer industriellen Umgebung, wo elektromagnetische Interferenzen nicht immer kontrolliert werden können, empfiehlt es sich, Impulssumme bzw. Impulsrate zu messen.

Eine Aenderung des b -Wertes bei der Amplitudenverteilung kann die Impulssumme stark beeinflussen (Fig. 10), besonders für $b < 1,5$ und $a_{\max} > 30\text{dB}$. Ihr Verlauf kann in diesem Fall nur schlecht mit einem Modell des sich abspielenden Vorganges in Uebereinstimmung gebracht werden. Die Angabe der Amplitudenverteilung ist deshalb notwendig. Die ungewichtete Anzahl der Ereignisse zusammen mit der Amplitudenverteilung eignet sich für derartige Untersuchungen besser. Daneben bieten sich mit den Grössen b und a_{\max} zusätzliche Parameter an, mit welchen die sich abspielenden Vorgänge beschrieben werden können. So wirkt sich eine Aenderung des mechanischen Spannungszustandes einer Probe auch auf den b -Wert aus. Zusätzliche Angaben zum zeitlichen Verlauf der einzelnen Bursts können aus der Verteilung der Ereignisdauer und aus der Verteilung der Anzahl Schwingungen pro Ereignis gewonnen werden.

6.8 LINEARE ORTUNG

Bei einer linearen Anordnung kann aus der Zeit, die zwischen dem Eintreffen eines Signales bei einer Sonde S_1 und einer Sonde S_2 vergeht, der Ort der Signalquelle ermittelt werden, wenn die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit bekannt ist. Aus der Aufzeichnung der Häufigkeitsverteilung der Laufzeitdifferenzen können leicht die Zonen festgestellt werden, wo überdurchschnittlich viele Störungen auftreten. Im zweidimensionalen Fall erfolgt die Ortung mit einer Triangulationsmethode, wobei drei oder mehr Sonden eingesetzt werden [70].

In Grenzen ist auch bei einem dreidimensionalen Prüfling eine Ortung mit zwei Sonden möglich (lineare Ortung). Die folgenden Rechnungen zeigen die Genauigkeit, mit der in einem zylindrischen Körper mit je einer Sonde auf den Seitenflächen die Ebene bestimmt werden kann, in welcher die Signalquelle liegt. Fig. 14 zeigt die Anordnung: Die Sonden befinden sich in den Punkten $P_1(-1,0)$ und $P_2(1,0)$, die Quelle im Punkte $P(\xi_0, \eta_0)$.

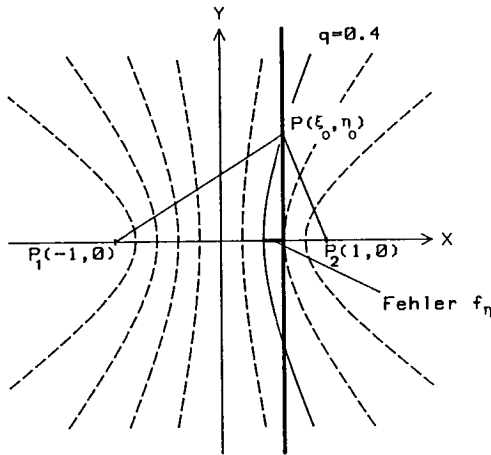


Fig. 14: Lineare Ortung auf der Ebene. Geometrischer Ort der Punkte mit konstanter Laufzeitdifferenz zwischen PP_1 und PP_2 zu den Sonden in P_1 und P_2 . Fehler f_n (32). Parameter: q .

Die Laufzeit vom Koordinatenursprung zu den Punkten P_1 bzw. P_2 beträgt 1. ξ_0 und η_0 sind die Projektionen der Laufzeiten auf die x- und y-Achsen vom Ursprung $(0,0)$ zum Punkt P . Die Laufzeitdifferenz zwischen PP_1 und PP_2 ist $2q$. Damit wird

$$\xi_0 = q \sqrt{\frac{1 - q^2 + \eta_0^2}{1 - q^2}} ; \quad (31)$$

wobei $-1 \leq \xi_0 \leq 1$; $-q_{\max} \leq q \leq q_{\max}$; $-\infty < \eta_0 < \infty$. Aus (31) folgt

$$q_{\max} = \frac{1}{2} (\sqrt{4 + \eta_0^2} - \eta_0) .$$

Für konstantes q liegen alle $P(\xi_0, \eta_0)$ auf einer Hyperbel.

Liegt die Quelle auf der Verbindungsgeraden P_1P_2

($\eta_0 = 0$), gibt die Laufzeitdifferenz den Ort der Quelle

an: $2\xi_0 = 2q$. Andernfalls beträgt der Fehler f_n , mit welchem die Ebene der Signalquelle bestimmt werden kann (Fig. 15)

$$f_n = \frac{|\xi_0 - q|}{2} . \quad (32)$$

Die Genauigkeit, mit der die Laufzeitdifferenz gemessen werden kann, wird durch die Signalstärke, die Signalanstiegszeit und durch das Rauschen bestimmt. Fig. 16 zeigt die Auswirkung des relativen Fehlers in der Laufzeitdifferenz $\frac{\Delta q}{q}$ auf den Fehler $\frac{\Delta \xi_0}{\xi_0}$, welcher beim Bestimmen der Ebene der Signalquelle gemacht wird. Es ist

$$f_{\Delta q} = \frac{\Delta \xi_0}{\xi_0} = \frac{(1-q^2)^2 + \eta_0^2 (1+q^2)}{(1-q^2)^2 + \eta_0^2 (1-q^2)} \cdot \frac{\Delta q}{q} . \quad (33)$$

Somit beträgt der Gesamtfehler

$$f_{\text{ges.}} = f_{\Delta q} + f_n . \quad (34)$$

Beispiel:

Zylindrischer Prüfling, 2,5 m lang, 30 cm Durchmesser.

Wellenausbreitungsgeschwindigkeit in Längsrichtung

$c_x = 5$ km/s, in radialer Richtung $c_r = 1,5$ km/s. Die Sonden befinden sich auf den beiden Endflächen des Zylinders.

Die Laufzeit von Sonde zu Sonde beträgt 0,5 ms (100%).

Die maximale Laufzeit in radialer Richtung beträgt 0,1 ms

($\eta_0 = 20\%$). Die Laufzeitdifferenz könne mit einer Genauigkeit

von 5% bestimmt werden: $\frac{\Delta q}{q} = 5\%$. Es werden nur Signalpaare berücksichtigt, deren Laufzeitdifferenz maximal 0,4 ms

beträgt: $q = 0,8$. Aus Fig. 16 folgt $f_{\Delta q} = \frac{\Delta \xi_0}{\xi_0} = 1,365 \cdot \frac{\Delta q}{q} = 6,8\%$.

Aus Fig. 15 kann der Fehler herausgelesen werden, der durch die lineare Ortung beim zylindrischen Körper entsteht (32): $f_{\eta} = 4,33 \%$. Mit diesen Annahmen beträgt der Gesamtfehler maximal $f_{\text{ges.}} = 11,13 \%$. Ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit in radialer Richtung $c_r = 5 \text{ km/s}$, wird $\eta_0 = 0,06$. Die Fehler werden $f_{\Delta q} = 5,18 \%$, $f_{\eta} = 0,4 \%$ und $f_{\text{ges.}} = 5,58 \%$.

Fig. 15 und Fig. 16 zeigen, dass sich der Fehler beim Messen der Laufzeitdifferenz stark auf die Genauigkeit auswirkt, mit der die Ebene bestimmt werden kann, in der die Signalquelle liegt. Lineare Ortung ist nur sinnvoll bei einem schlanken Prüfling, wo η_0 klein ist.

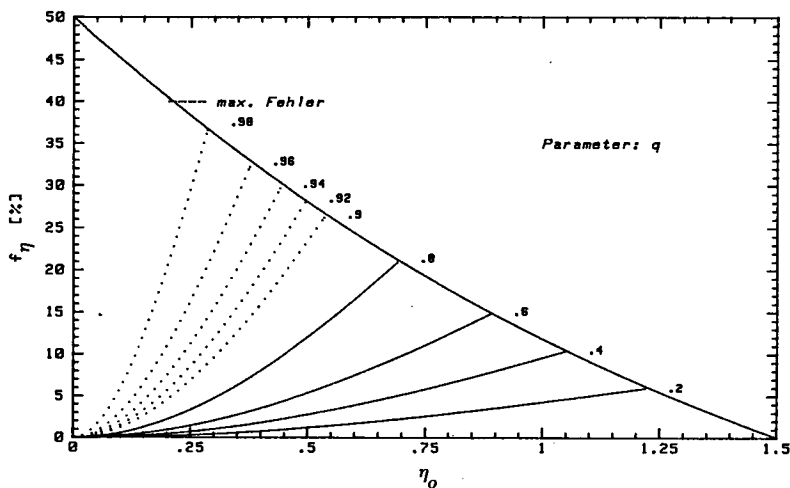


Fig. 15: Fehler f_{η} bei linearer Ortung auf einer Ebene mit 2 Sonden (vgl. Text und Beispiel).

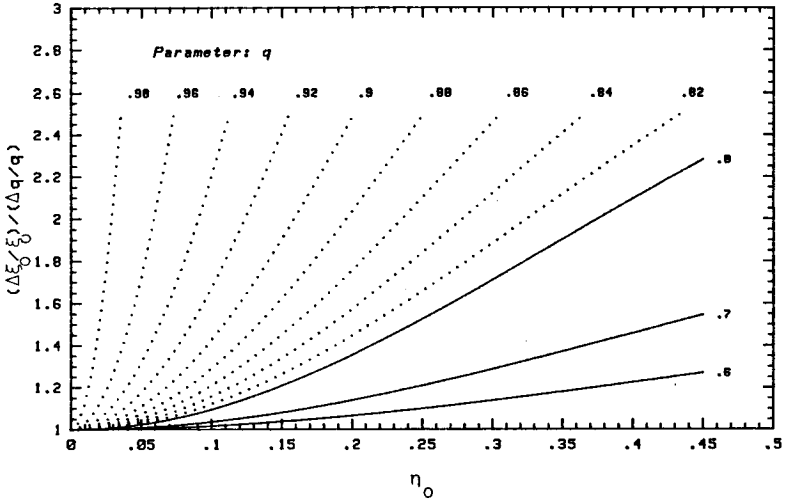


Fig. 16: Fehler $\frac{\Delta \xi_0}{\xi_0}$ bei linearer Ortung auf einer Ebene infolge des Fehlers beim Messen der Laufzeitdifferenz $\frac{\Delta q}{q}$ (vgl. Text und Beispiel).

7. MESSEINRICHTUNG UND PRUEFLING

Um die Schallemission aus einem supraleitenden Magneten zu studieren, wurde ein speziell für AE-Messungen entwickeltes System beschafft. Die Untersuchungen erfolgten hauptsächlich an einem "Labormagneten", einem verschiedenen Laboranwendungen dienenden kleinen Solenoid. Zum Vergleich wurden Messungen an weiteren Magneten durchgeführt, um abzuklären, ob die erzielten Resultate allgemeine Gültigkeit haben.

7.1 MESSEINRICHTUNG

7.1.1 Messapparatur für die Signalaufbereitung und -verarbeitung

Nebst Vorverstärkern und Verstärkern werden Schwellwertdetektoren, Zähler, ein Spitzenwertdetektor und ein Vielkanalanalysator benötigt. Als Messsystem wurde das modular aufgebaute System D/E 3000 der Firma Dunegan/Endevco (San Juan Capistrano, Ca., USA) eingesetzt. Tabelle 1 gibt eine Uebersicht über die technischen Spezifikationen der verwendeten Module. Ein Blockschema der Messapparatur ist in Fig. 17 wiedergegeben. Die verschiedenen Module können je nach der gewünschten Art der Signalverarbeitung über die Daten - Bus Leitung zusammengeschaltet werden. Es bieten sich die folgenden Möglichkeiten, die akustische Emission darzustellen:

- Impulssumme und -rate der linear oder logarithmisch verstärkten Signale.
- Energiesumme und -rate der linear verstärkten Signale.
- Summe der Ereignisse und Ereignisrate der logarithmisch verstärkten Signale.
- Häufigkeitsverteilungen und Summenhäufigkeiten der
 - höchsten Amplituden pro Ereignis (log. Kanal),
 - Anzahl positiver Durchgänge durch den Schwellwert pro Ereignis (lin. und log. Kanal),
 - Ereignisdauer über dem Schwellwert (lin. und log. Kanal),

- Energie pro Ereignis,
- Laufzeitdifferenzen zwischen zwei Sonden (lin. Kanäle) für die lineare Ortung.

Mit zwei Vorverstärkern können die Signale aus zwei verschiedenen Sonden aufbereitet werden. Die erwähnten Verarbeitungsmöglichkeiten können nur zum Teil gleichzeitig ausgeführt werden. Zum Abdämpfen von leitungsgebundenen Störungen auf dem Netz wurde die Messapparatur über einen Trenntransformator angeschlossen.

Zum Vergleich der Messresultate aus dem linearen und aus dem logarithmischen Kanal müssen beide Kanäle die gleiche Empfindlichkeit aufweisen. Dazu sind die Verstärkung des linearen Kanales G_{lin} (mit dem konstanten Schwellwert $A_1 = IV$) und der Schwellwert des logarithmischen Kanales A_{log} aufeinander abzustimmen. Für gleiche Empfindlichkeit geht aus Tabelle 1 hervor

$$80 \text{ dB} - A_{log} [\text{dB}] = G_{lin} [\text{dB}] \quad . \quad (35)$$

Der zeitliche Verlauf der Bursts wird mit einem digitalen Oszillographen aufgenommen. Mit Ausnahme der Summenhäufigkeit und Häufigkeitsverteilungen werden die Messdaten in Funktion der Zeit mit einem Y-t - Schreiber aufgezeichnet. Die Verteilungen werden nach einer bestimmten Messdauer aus dem Speicher des Vielkanalanalysators auf einen X-Y - Schreiber ausgelesen.

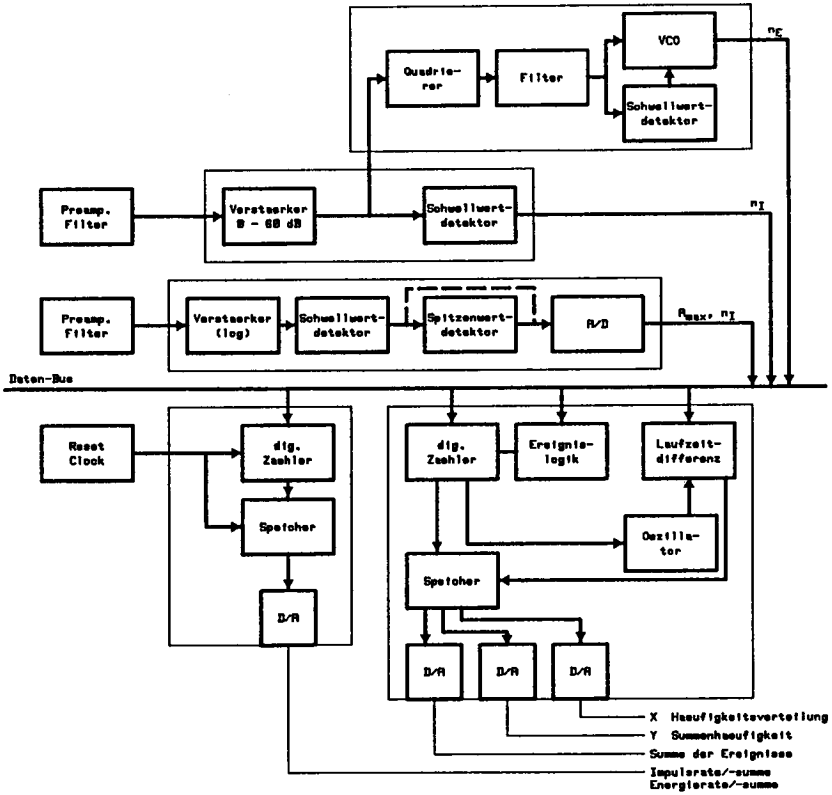


Fig. 17: Blockscheema der Messapparatur für die Signalaufbereitung und -verarbeitung.

TABELLE 1: Daten der Messapparatur D/E 3000

<u>Rahmen:</u>	Typ D/E 202 A. Speisespannungen und Data-Bus für alle Module.
<u>Vorverstärker:</u>	Typ D/E 1801.
Verstärkung	40 dB.
Dynamik (typisch)	74 dB.
Bandbreite	20 kHz - 2 MHz.
Rauschen (RMS)	5 V.
Eingangsimpedanz	20 kOhm, 30 pF. Differentiell oder "single ended".
Ausgangsspannung	10 V pp in 50 Ohm.
<u>Verstärker:</u>	Typ D/E 302 A. Lineare Verstärker, zwei Kanäle.
Verstärkung	0 - 60 dB in 1 dB Stufen. 0 dB = 0,1 mV.
Bandbreite	20 kHz - 2 MHz.
Eingangsimpedanz	50 Ohm.
Ausgangsspannung	5 V p in 50 Ohm.
Schwellwertdetektor	Schwellwert 1 V. Digitalausgang auf die Busleitung (TTL kompatibel).
<u>Zähler:</u>	Typ D/E 303.
Eingang	über Data-Bus, TTL kompatibel.
Ausgang digital	auf die Bus-Leitung.
Ausgang analog	0 - 9,99 V 999×10^i , (i wahlweise 0, 1, 2); in 100 Ohm.
<u>Uhr:</u>	Typ D/E 402. Taktgeber zum Auslösen und Zurücksetzen der Zähler.
<u>Energieprozessor:</u>	Typ D/E 602. Quadrierer, Filter, Integrator.
Eingangsimpedanz	3 kOhm.
Spannungsbereich	normal 6,6 V pp.

Dynamik 26 dB.
Schwellwert max. 1 V.
Digitalausgang Ereignispulse oder Energiepulse
auf die Bus-Leitung (TTL kompatibel);
1 Puls $\approx 10^5 \text{V}^2 \text{s}$.

Verteilungsanalysator: Typ D/E 920 A. Vielkanalanalysator
mit Ereignis- und Totzeitlogik.
Eingang digital über Data-Bus.
Speicher 101 Plätze für maximal je 4095
Ereignisse.
Int. Oszillator Messen der Laufzeitdifferenzen
und Pulslängen.
Ausgang analog Speicherausgang für X-Y - Schreiber
und Oszillograph.

Amplitudendetektor: Typ D/E 921 A. Logarithmischer
Verstärker mit Spitzenwertdetektor.
Eingangsimpedanz 50 Ohm.
Bandbreite 20 kHz - 1 MHz.
Schwellwert 0 - 100 dB, einstellbar,
0 dB = 0,1 mV.
Ausgang digital Anzahl Ereignisse auf Data-Bus.
Log. Verstärker: 1 V/Dekade.
Kennlinie vgl. Fig. 18

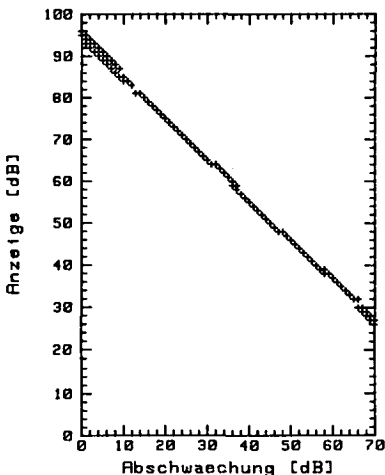


Fig. 18
Kennlinie des Amplituden-
detektors. Das Eingangs-
signal wird in 1 dB Stufen
abgeschwächt. Die Anzeige
gibt den Spitzenwert
des Signales.

7.1.2 Prinzip der Auswertung der Messkurven

Die gemessenen AE-Daten wurden mit Hilfe eines Rechnersystems Hewlett Packard HP 9845B ausgewertet. Die Daten wurden ab Messprotokoll mit dem Digitizer HP 9874A eingelesen oder über die Tastatur eingegeben.

Summe der Ereignisse, Ereignisrate, Impulssumme, Impulsrate:

Um die Daten zu beschreiben und um eine Relation zum physikalischen Vorgang, bei welchem die Schallwellen ausgelöst werden, zu finden, wurde ein Teil der Messdaten mit einem Polynom nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angenähert.

Amplitudenverteilung:

Das Bestimmen der Parameter der Amplitudenverteilung b und a_{\max} (10) bzw. k , b_1 , b_2 , $a_{\max 1}$, $a_{\max 2}$ (16) erfolgte durch optisches Anpassen der berechneten an die gemessenen Kurven am Bildschirm des Rechners. Als Mass für die Güte der Anpassung diente die im doppeltlogarithmischen Massstab berechnete Summe der Fehlerquadrate. Dabei spielt der Amplitudenwert eine Rolle für die resultierenden Werte der Parameter, bei welchem die Kurvenanpassung beginnt. Die numerischen Werte können daher nur als Vergleichgrössen dienen. Eine Abschätzung des b -Wertes ergibt die Steigung der doppeltlogarithmisch aufgetragenen Messkurve (vgl. Abschnitt 6.2.1, Fig. 6). Der verwendete Vielkanalanalysator hat 4095 Speicherplätze pro Amplitudenwert. Der volle Bereich entspricht dem Wert $\log(4095)$. In Fig. 6 (Beispiel) beträgt die Steigung der Kurventangente beim Schwellwert (0 dB)

$$b_1 = \frac{N_1 [\text{mm}]}{N_{\max} [\text{mm}]} \frac{20 \log(4095)}{a [\text{dB}]} = \frac{N_1 [\text{mm}]}{N_{\max} [\text{mm}]} \frac{72,25}{a [\text{dB}]} = 1,5.$$

N_1 und N_{\max} in [mm] entsprechen $\log(N_1)$ bzw. $\log(4095)$. b_1 ergibt eine erste Näherung für den b -Wert (vgl. Abschnitt 6.2.1, die Genauigkeit ist aus Fig. 7 ersichtlich).

Andere Häufigkeitsverteilungen:

Die Parameter der Verteilungen wurden durch optische Anpassung der theoretischen Funktion an die gemessenen Daten bestimmt.

7.1.3 AE - Sonden

Bei den eingesetzten Sonden handelt es sich um Resonanzsonden des Typs AC 175L von AET Acoustic Emission Technology Corp. (Sacramento, Ca., USA). Die technischen Daten sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

TABELLE 2: Daten der Sonde AET AC 175L.

- Hohe Empfindlichkeit: typisch - 70 dB re 1 V/ μ bar bei einer Ultraschallkalibrierung Sonde-zu-Sonde.
- Resonanzfrequenz: 175 kHz nominal.
- Kapazität: 120 pF.
- Differentielles Ausgangssignal. Die Sonden wurden nicht differentiell betrieben. Ein Pol war mit dem geeredeten Gehäuse verbunden.
- Material: Blei-Zirkonat-Titanat PZT.
- Metallisches verchromtes Gehäuse.
- Mechanischer Schutz und elektrische Isolation der empfindlichen Seite durch ein Epoxidharz - Plättchen.
- Stecker: LEMO RAO .302.
- Betriebstemperatur: 4^oK - 500^oK. Maximale Temperaturänderungsrate: 4^o/Min.
- Abmessungen: Durchmesser 22 mm, Höhe 28 mm.

Zu jeder Sonde wird vom Hersteller ein Eichprotokoll von der Form eines Amplituden-Frequenzspektrums mitgeliefert. Fig. 19 zeigt ein Beispiel einer Eichkurve. Weitere Angaben finden sind im Abschnitt 7.3 über die Empfindlichkeit der Sonde und der Sondenanordnung. Ein Einfluss eines Magnetfeldes bis 4 Tesla wurde nicht festgestellt.

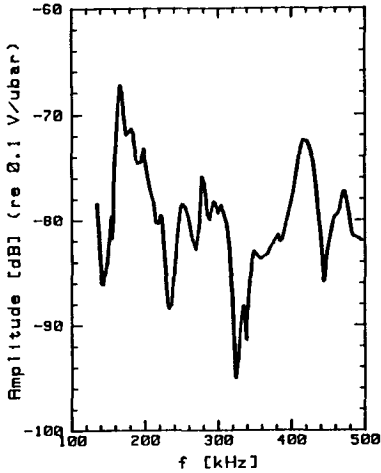


Fig. 19:
Eichprotokoll einer Sonde
AET AC 175L (Ultraschall-
kalibrierung Sonde-zu-
Sonde).

Ankoppelung der Sonde:

Als Kopplungsmedium dienen eine dünne Schicht des von Dunegan /Endevco gelieferten Mittels AC-V9, zu dem keine genauere Angaben erhältlich sind, oder eine dünne Schicht Vakuumm fett. Die Schichtdicke wurde nicht kontrolliert. Ausserdem wurde die Sonde mechanisch über eine Druckfeder am Ort gehalten.

7.2 BESCHREIBUNG DES LABORMAGNETEN

7.2.1 Konstruktion und Aufbau im Kryostaten

Als Prüfling dient in erster Linie ein für Laboranwendungen entwickelter supraleitender Magnet vom Typ eines Split-Coil - Solenoides (Eigenbau). Die Konstruktion des Magneten und die Anordnung der AE-Sonden gehen aus Fig. 20 hervor.

Leiter:

- NbTi Vielkernleiter, Typ BBC S 48-3 (Brown Boveri & Cie).
- Querschnittverhältnis: $Q_{Cu}:Q_{NbTi} = \text{ca. } 2,9/1$.
- Zahl der Filamente: 48.
- Drahtdurchmesser: ca. 0,71 mm; inkl. Lackisolation.
- Mittlerer Filamentdurchmesser: 50 μm .
- Kritischer Strom (Kurzprobenwert) gem. Fig. 21.

Aufbau der Wicklung:

Die mechanischen Daten der verwendeten Materialien sind in Tabelle 3 zusammengestellt. 6 Wicklungspakete mit je 8 Lagen des Leiters sind durch Glasfaser verstärkte Epoxidharz (Vetresit) Distanzstücke und Kühlkanäle von 1 mm Dicke getrennt. Zwischen den einzelnen Lagen der Wicklung ist ein ca. 0,3 mm dickes Glasvlies eingebracht. Beim Wickeln wurde darauf geachtet, dass keine Hohlräume entstehen. Die Wickelkraft (Drahtvorspannung) betrug ca. 35 N. Die gesamte Wicklung wurde mit Glasband armiert und mit Epoxidharz (Orlitherm) Vakuum vergossen. Die thermische Belastung beim Aushärten des Harzes im Ofen zerstörte den ursprünglichen Wicklungsträger aus Hartpapier, so dass er ersetzt werden musste. Der neue Wicklungsträger (drei Flansche, zentrales Rohr, vgl. Fig. 20) aus Vetresit wurde mit kalthärtendem Epoxidharz (Orlitherm) mit der Wicklung verklebt.

Abmessungen:

- Innendurchmesser der Wicklung: 54 mm.
- Aussendurchmesser: 143 mm.
- Länge einer Wicklungshälfte: 60 mm.
- Axialer Zwischenraum zwischen den zwei Spulenhälften: 7 mm

Die restlichen Abmessungen gehen aus Fig. 20 hervor.

Elektrische Daten:

- Lastgerade (vgl. Fig. 21): Zentralfeld: 5,54 T/100 A;
max. Feld: 5,66 T/100 A.
- Windungszahl: 3700 Windungen pro Spulenhälfte.

- Stromdichte in der Wicklung: $13,9 \text{ kA/cm}^2$.
- Training: der Magnet zeigte Training-Quenchs bei 87 A, 93 A, 96 A.
In der Folge wurde der Magnet nur bis maximal 80 A betrieben.
- Induktivität: $\sim 2 \text{ H}$.
- Widerstand: Bei Raumtemperatur: $R_{295} = 142 \text{ Ohm}$,
im flüssigen Stickstoff: $R_{77} = 16 \text{ Ohm}$.

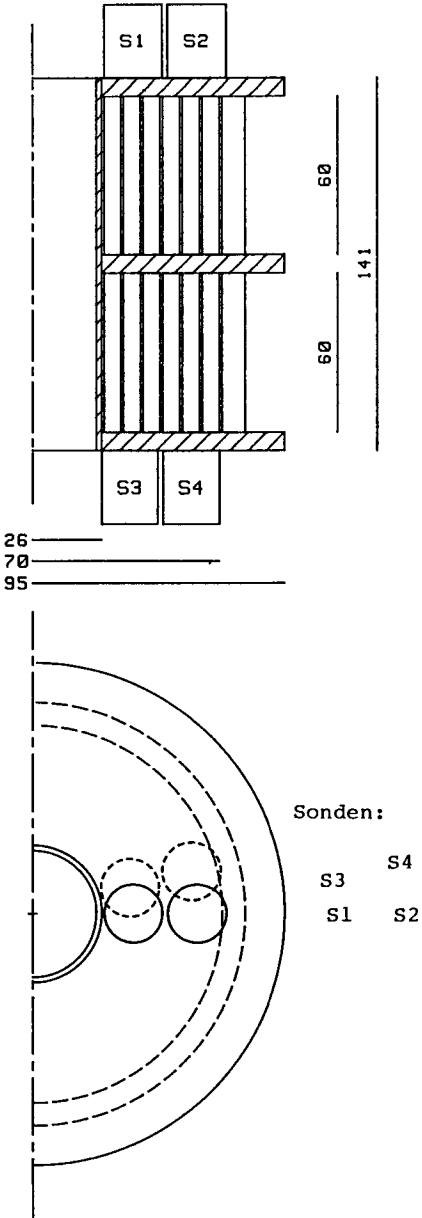


Fig. 20:
Konstruktion des Labor-
magneten. Position der
Schallemissionsonden
S1, S2, S3, S4.

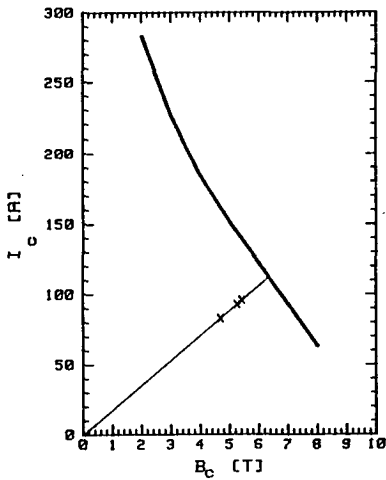


Fig. 21:
Kurzprobenwert des Supra-
leiters. Lastgerade des
Labormagneten. X: Training
-Quenchs.

Kryostat:

Der Labormagnet ist mit vier dünnwandigen Chromstahlröhrchen am Deckel des Kryostaten aufgehängt und mit Gummiklötzchen zentriert. Der Chromstahlkryostat (Fig. 22) ist Vakuumisoliert und besitzt einen thermischen Schild aus flüssigem Stickstoff. Styroporplatten, die durch Aluminiumfolien getrennt sind, schränken die durch Konvektion und Strahlung verursachten thermischen Verluste durch den Deckel ein. Ein mit flüssigem Stickstoff betriebener Wärmetauscher kühlt den Magneten über das umgebende Helium Gas bis zu einer Temperatur von ca. 80°K. Danach wird flüssiges Helium in den Kryostaten transferiert. Der Wärmetauscher ist ein mit Kühlrippen versehenes Gefäß aus Kupfer mit einem Inhalt von ca. 2 l. Wenn das Gefäß mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist, wird die Zufuhr gestopt und nach einigen Minuten wieder eingeschaltet. Die Stromzuführungen sind Abgas gekühlte Kupferrohre mit nach unten abnehmendem Querschnitt. Ausserdem befinden sich kryo- und messtechnische Zusatzeinrichtungen im Kryostaten.

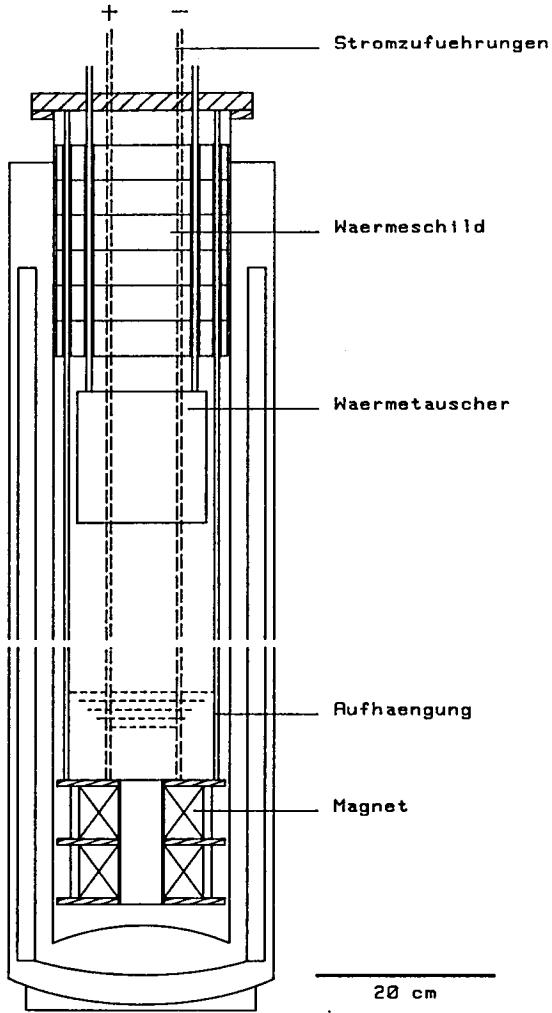


Fig. 22: Mechanischer Aufbau im Kryostaten.

TABELLE 3: Mechanische Daten von im Magnetbau verwendeten Materialien

Material	T [K]	E [GPa]	ρ [g/cm ³]	ν	c_l [km/s]	c_t [km/s]	Z_l [10 ⁶ kg/m ² s]	Z_t [10 ⁶ kg/m ² s]	Referenz
Kupfer	273	129	8,934	0,344	4,7	2,26	42,5	20,7	[72] [30]
	80	137,5	8,95?	0,338	4,84	2,4	43,4	21,4	[72] [30]
	0	138,6	9,021	0,3376	4,84	2,4	43,6	21,6	[73] [30]
Vetresit 300	293	14,5	1,7-2	0,17?	3,0	1,9	5,1	3,2	[73]
Orlitherm	293	3	1,2	0,17?	1,64	1,02	2	1,22	[74]
G10	293	28	1,78	0,175	4,12	2,59	7,34	4,61	[75]
Stahl	293				5,9	3,23	45		[30]
Araldit	293				2,5	1,1			[30]

Vetresit: Glasfaser verstärktes Epoxidharz; Orlitherm: Epoxidharz; G10: Glasfaserverstärktes Epoxidharz

Material	T [K]	ρ [kg/m ³]	c_l [m/s]	Z_l [kg/m ² s]	Referenz
Helium Gas,	300	0,1625	1020	166	[76]
(1 at)	80	0,87	527	268	[76]
	4,2	16,8	108	1814	[76]
Helium (flüssig)	4,2	125	172,6	21575	[76]

E: Elastizitätsmodul; ρ : Dichte; ν : Poisson-Zahl; c_l , c_t : longitudinale/transversale Wellengeschwindigkeit;
 Z_l , Z_t : akustische Impedanz (longitudinal, transversal).

7.2.2 Wellenausbreitung im Magnet

Um abzuschätzen, wie sich die akustischen Wellen im Labormagneten (Fig. 20) ausbreiten, wird zuerst der Einfluss der Distanzstücke zwischen den Wicklungspaketen untersucht. Als Modell dient eine in einem unendlich ausgedehnten Kupferblock eingebettete Schicht aus Vetresit. Der Uebertragungsfaktor T_{121} (3) beschreibt, wie stark die Schalldruckamplitude durch die die Trennschicht durchdringende Welle gedämpft wird. Fig. 23a gibt den Uebertragungsfaktor in Funktion von $f \cdot d/c$ an, wobei f : die Frequenz der Welle, d : die Schichtdicke und c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle in der Schicht bedeuten (vgl. Tabelle 3). Für Schallwellen mit einer Frequenz $f < 0,2$ MHz und bei einer Schichtdicke $d = 1$ mm erhält man:

Wellenmodus	m_{12}	c km/s	d mm	f MHz	$f \cdot d/c$	T_{121}
longitudinal:	8,33	3	1	<0,2	0,067	>0,514 (-5,8 dB)
transversal :	6,47	1,9	1	<0,2	0,105	>0,459 (-6,8 dB)

m_{12} ist das Verhältnis der akustischen Impedanzen der beiden Materialien. Die Uebertragungsfaktoren zeigen, dass die akustischen Wellen durch die Distanzstücke in den Wicklungspaketen wie durch einen Wellenleiter geführt werden und gedämpft ins benachbarte Wicklungspaket übertragen werden.

Der Einfluss der Imprägnierung der Wicklung wird mit einem gleichartigen Modell abgeschätzt. Eine dünne Trennschicht aus Harz (Orlitherm) befindet sich in einem unendlich ausgedehnten Kupferblock. Bei einer Schichtdicke von 0,1 mm (0,01 mm) und für Frequenzen $f < 0,2$ MHz werden die Uebertragungsfaktoren (vgl. auch Fig. 23):

Wellenmodus	m_{12}	c km/s	d mm	f MHz	$f \cdot d/c$	T_{121}
longitudinal:	21,25	1,64	0,1	<0,2	0,012	>0,776 (-2,2 dB)
			0,01		0,001	>0,997 (-0,03dB)
transversal :	16,97	1,02	0,1	<0,2	0,02	>0,693 (-3,8 dB)
			0,01		0,002	>0,994 (-0,05dB)

Demnach ist die bevorzugte Ausbreitungsrichtung der Schallwellen längs des Leiters. Quer zum Leiter wird die Ausbreitung durch die Harzschicht je nach Dicke gedämpft.

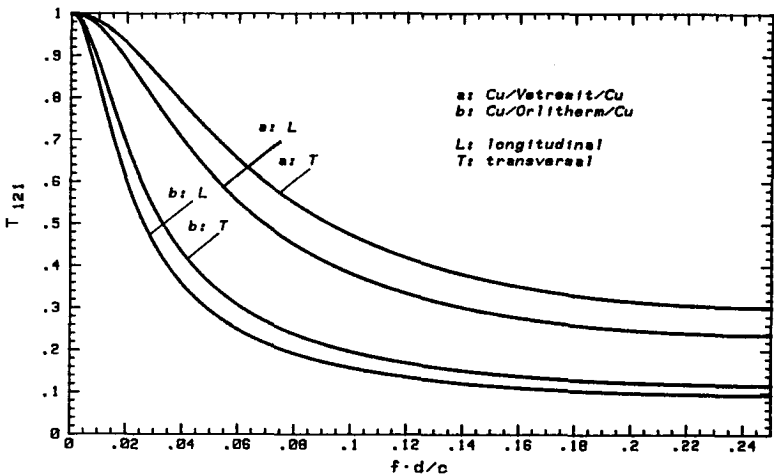


Fig. 23: Uebertragungsfaktor für die Amplitude einer Longitudinal- bzw. einer Transversalwelle durch eine Trennschicht in einem Kupferblock.
a) Trennschicht: Vetresit.
b) Trennschicht: Orlitherm.

Abstrahlung von Schallwellen aus dem Magnet ins flüssige Helium:

Mit einer akustischen Impedanz $Z = 5 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (Vetresit) und $43 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (Kupfer) ist der Magnet bedeutend schallhärter als flüssiges Helium mit $Z = 2 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Die Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren (1), die sich für die Schalldruck Amplitude ergeben, sind $R < -0,99$ und $T < 0,01$ für Wellen aus dem flüssigen Helium in den Magneten und $R > 0,99$ und $T > 1,99$ für Wellen aus dem Magneten ins flüssige Helium. Betrachtet man das Verhältnis von übertragener zu reflektierter Intensität $\frac{J_d}{J_r} = \frac{p_d^2}{Z_1^2} / \frac{p_r^2}{Z_2^2}$ (p : Schalldruck-Amplitude), ergibt sich, dass 1,5% der Energie aus Vetresit bzw. 0,1% aus Kupfer ins flüssige Helium abgestrahlt wird und umgekehrt aus der Flüssigkeit in die Festkörper. Ins gasförmige Helium bei $4,2^\circ\text{K}$ mit $Z=1814 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ist die Abstrahlung zehn mal kleiner.

Ausbreitungsgeschwindigkeiten:

Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten wurden an der aufgeschnittenen Wicklung einer Magnetspule gemessen. Die Wicklung ist mit derjenigen des Labormagneten vergleichbar. Sie ist aus 9 Wicklungspaketen mit je 8 Lagen eines 0,7 mm dicken Kupferleiters aufgebaut. Die Wicklungspakete sind durch Distanzstücke aus Vetresit von 1 mm Dicke getrennt. Die Wicklung ohne Träger ist mit Epoxidharz (Orlitherm) Vakuum vergossen. Die geometrischen Abmessungen des Prüflings sind aus Fig. 25 ersichtlich, die mechanischen Materialdaten stehen in Tabelle 3.

Ausbreitungsgeschwindigkeit in azimuthaler Richtung:
Der Sender (AE-Sonde) ist auf die eine, die Empfänger-Sonde auf die andere Schnittfläche aufgebracht. Die gemessene Geschwindigkeit beträgt 3,7 km/s. Als Modell für die Wicklung in azimuthaler Richtung wird in erster Näherung ein durch eine Longitudinalwelle angeregter Stab betrachtet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist $c = \sqrt{\frac{E_p}{\rho}}$ (Abschnitt 4.1), wobei E_p und ρ aus den Daten für Kupfer und Harz mit der Mischungsregel für parallel geschaltete Materialien berechnet werden:

$$\text{E-Modul: } E_p = V_{\text{Cu}} E_{\text{Cu}} + V_E E_E ;$$

$$\text{Dichte: } \rho = V_{\text{Cu}} \rho_{\text{Cu}} + V_E \rho_E ;$$

mit den Volumenanteilen für Kupfer $V_{Cu} = \pi/4 = 0,785$ und für Harz $V_E = 1 - \pi/4 = 0,215$. Mit $E_{Cu} = 129$ GPa, $E_E = 3$ GPa, $\rho_{Cu} = 8,9$ g/cm³ und $\rho_E = 1,2$ g/cm³ werden $E_p = 102$ GPa und $\rho = 7,2$ g/cm³. Daraus resultiert die Ausbreitungsgeschwindigkeit für Longitudinalwellen im Stab $c = 3,7$ km/s, was dem gemessenen Wert entspricht.

Ausbreitungsgeschwindigkeit in achsialer und radialer Richtung:

Der Sender ist auf der einen, die Empfänger - Sonde auf der andern Seitenfläche des Wicklungsstückes angebracht. Die gemessene achsiale Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt 2,2 km/s. Die Geschwindigkeit in radialer Richtung kann nicht gemessen werden, da die Dämpfung durch die Zwischenstege zu gross ist. Als Modell dient für den achsialen Fall wieder ein Stab. Der resultierende E-Modul E_s ergibt sich aus der Serie-Schaltung der E-Module von Kupfer und Harz:

$$\frac{1}{E_s} = \frac{V_{Cu}}{E_{Cu}} + \frac{V_E}{E_E} .$$

Mit denselben Volumenanteilen wie im azimutalen Fall wird $E_s = 13$ GPa und die Ausbreitungsgeschwindigkeit $c = 1,34$ km/s. Das Modell ergibt ein unbefriedigendes Resultat. Die Berücksichtigung der Querkontraktion (Poisson-Zahl) in einem Platten-Modell der Wicklung in radialer Richtung kann für eine einfache Abschätzung von Materialien, die in Serie geschaltet sind, nicht gemacht werden.

7.3 EMPFINDLICHKEIT DER SONDE UND DER SONDENANORDNUNG

7.3.1 Quellen für simulierte akustische Emission

Bei AE-Untersuchungen wird häufig eine künstliche Quelle für ein transientes akustisches Signal benötigt, sei es zum Vergleich verschiedener Sonden oder zum Überprüfen

der Empfindlichkeit einer Sondenordnung. Die verschiedenen Quellen wurden meist im Zusammenhang mit Experimenten zur Sonden - Kalibrierung ausgemessen (vgl. Abschnitt 5.2.2).

Brechen einer Bleistiftmine:

Das Brechen einer Bleistiftmine (Typ 2H Pentel, 3 mm lang, Durchmesser 0,5 mm, mit einem Teflon Führungsring) wird von der European Working Groupe on Acoustic Emission (EWGAE) als Quelle für elastische Wellen für relative, in situ Empfindlichkeitsmessungen empfohlen [71]. Der zeitliche Kraftverlauf dieser Quelle entspricht einer Schrittfunktion [52]. Mit einer Standardabweichung von 10 - 15% [70] ist die Reproduzierbarkeit für relative Empfindlichkeitsmessungen ausreichend, für Eichanwendungen ist der Fehler zu gross. Diese Quelle wurde für Untersuchungen bei Raumtemperatur in dieser Arbeit verschiedentlich eingesetzt.

Piezoelektrische Wandler als Sender:

Piezoelektrische Wandler mit einem elektrischen Eingangssignal von der Form eines Spannungsschrittes können als Quelle für eine transiente elastische Welle verwendet werden. Der zeitliche Verlauf der Kraft hängt von der Konstruktion (d.h. von den mechanischen Randbedingungen) der Sonde ab. Eine Resonanzsonde wirkt in erster Näherung als Differentiator. Ein Spannungsschritt am Eingang bewirkt einen mechanischen Spannungsimpuls am Ausgang. Wird das elektrische Signal während der Zeit T rampenförmig auf den Spannungswert U erhöht, entsteht ein mechanischer Rechteckpuls der Dauer T .

7.3.2 Messen der Empfindlichkeit der Sonde

Zu jeder Sonde wird von Hersteller ein Amplituden-Frequenzspektrum als Eichprotokoll mitgeliefert (vgl. Fig. 19), mit dem verschiedene Sonden desselben Herstellers verglichen werden können.

Der Versuch mit einer auf die empfindliche Seite der Sonde fallengelassenen kleinen Stahlkugel lässt auf die

freigesetzte Energie schliessen, die mit dieser Sonde detektiert werden kann. Bei einer Sonde vom Typ AET AC 175L ergeben sich bei Raumtemperatur folgende Resultate:

Kugeldurchmesser:	0,6 mm	2 mm
Fallhöhe h:	2 mm	10 mm
Energie m g h:	18 nJ	3,3 μ J
Max. Amplitude		
(gemessen über dem Rauschen):	45 dB	65 dB.

Daraus wird extrapoliert, dass ein ähnliches Ereignis mit einer Energie kleiner 1 pJ gerade noch detektiert werden kann. Das Sondenignal wurde für diesen Versuch mit dem D/E 3000 Messsystem aufbereitet.

Das Brechen einer Bleistiftmine auf der empfindlichen Sondenoberfläche gemäss der EWGAE Empfehlung (Abschnitt 7.3.1) ergibt eine maximale Amplitude des Sonden Ausgangssignals von 1200 mV. Für diese Messung wurde die Sonde direkt mit dem Eingang des digitalen Oszillographen verbunden (Eingangsimpedanz 1 MOhm, 46 pF).

Mit Versuchen dieser Art können verschiedene Sonden auf einfache Art untereinander verglichen werden.

7.3.3 Einfluss der Temperatur auf die Empfindlichkeit der Sondenordnung

Die Sondenordnung besteht aus vier Sonden des Typs AET AC 175L, die über ein Kopplungsmedium auf dem oberen und unteren Flansch des Labormagneten montiert sind. Die geometrische Anordnung geht aus Fig. 20 hervor. Zur Messung der relativen Empfindlichkeit wird eine der Sonden als Sender eingesetzt und mit dem Signalgenerator des Spektrumanalysators (Typ Marconi TF 2370) angesteuert. Das Signal aus der Empfängersonde gelangt vom Verstärker der AE-Messapparatur zum Spektrumanalysator. Fig. 24 zeigt den Einfluss der Sondenordnung und der Temperatur beim Abkühlen auf das Amplituden-Frequenzspektrum. Fig. 24a: Sender S1 und

Empfänger-Sonde S2 befinden sich auf dem oberen Flansch des Magneten. Fig. 24b: der Sender S1 ist auf dem oberen Flansch, die Empfänger-Sonde S3 auf dem unteren Flansch angebracht. Im Resonanzbereich der Sonde (100-150 kHz) wird das Signal bei Raumtemperatur durch den Magneten hindurch um > 40 dB gedämpft. Bei höherer Frequenz ist die Dämpfung grösser. Fig. 24b-d zeigen das Amplituden-Frequenzspektrum bei Raumtemperatur, 80°K und $4,2^{\circ}\text{K}$. Sender S1 und Empfänger-Sonde S3 sind auf dem oberen bzw. unteren Flansch. Zwischen Raumtemperatur und $4,2^{\circ}\text{K}$ ist ein Unterschied in der Empfindlichkeit von 10 dB zu sehen, welcher möglicherweise darauf zurückzuführen ist, dass der Sender mehr Energie ins flüssige Helium als ins gasförmige Helium abstrahlt. Die starken Veränderungen im Spektrum sind wahrscheinlich dem Einfluss des Kopplungsmittel zuzuschreiben. Nach dem Aufwärmen erhält man wieder das ursprüngliche Spektrum.

Für spektrale Untersuchungen sind reproduzierbare Ankopplungsverhältnisse durch eine konstante Schichtdicke des Mediums unerlässlich.

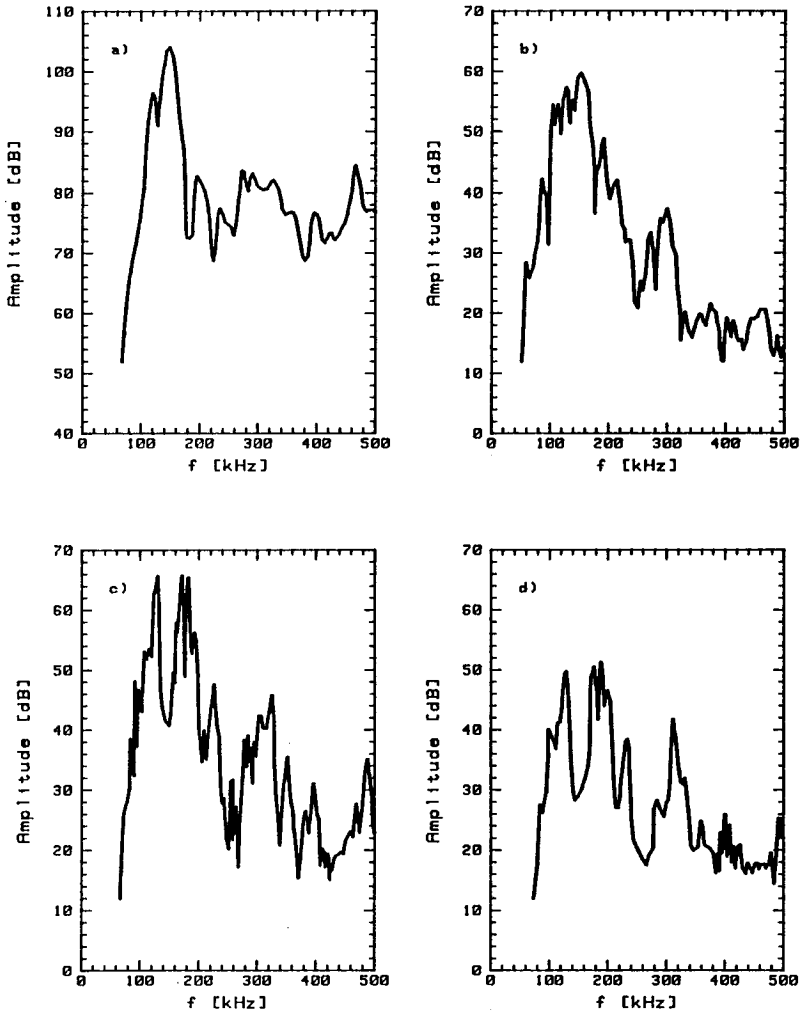


Fig. 24: Empfindlichkeit der Sondenordnung in Abhängigkeit von der Temperatur T und der Position von Quelle und Sonde auf dem Labormagneten.

- a) $T = 293^{\circ}\text{K}$. Sender: S1; Empfänger-Sonde: S2.
- b) $T = 293^{\circ}\text{K}$. Sender: S1; Empfänger-Sonde: S3.
- c) $T = 80^{\circ}\text{K}$. Sender: S1; Empfänger-Sonde: S3.
- d) $T = 4,2^{\circ}\text{K}$. Sender: S1; Empfänger-Sonde: S3.

7.3.4 Einflüsse der Messapparatur auf die Empfindlichkeit der Sondenordnung

Elektrische und mechanische Belastung der Sonde:

Bei der Aufnahme des Amplituden-Frequenzspektrums der Sonde sind Koaxial-Anschlusskabel, Eingangsimpedanz des Vorverstärkers und das Material, auf welchem die Sonde ausgemessen wird, vorgegeben. Werden zwischen der Sonde und dem Vorverstärker längere Kabel verwendet, wie dies beim Einsatz des Aufnehmers in einem Kryostaten der Fall ist, ändert die elektrische Belastung der Sonde. Die vom Piezokeramik-Element erzeugte Ladung verteilt sich auf die statische Sondenkapazität C_0 und die Kabelkapazität C_K . Mit $C_0 = 120$ pF und einem Koaxialkabel (Typ RG 178) mit $C'_K = 96$ pF/m wird die Empfindlichkeit um 4,5 dB reduziert, wenn statt eines Kabels von 1 m Länge ein 2,5 m langes Kabel verwendet wird.

Die mechanische Belastung der Sonde durch Kopplungsmedium und Prüfling verschiebt die Resonanzfrequenz der Sonde und ändert dadurch die Empfindlichkeit (vgl. Abschnitt 5.2.5). Für exakte quantitative Messungen und für Frequenzanalysen ist eine Kontrolle der Schichtdicke des Kopplungsmediums notwendig [40].

Einfluss des Schwellwertes:

Im Abschnitt 6.5 wurde der Einfluss des Schwellwertes auf die Ereignisrate diskutiert (vgl. Fig. 13). Wenn der Schwellwert zu tief oder die Verstärkung zu hoch ist, können sich aufeinanderfolgende Bursts überlappen. Sie werden nicht mehr als einzelne Ereignisse erkannt sondern als Reflexionen unterdrückt. Die Ereignisrate (Impulsrate) wird kleiner, und die Parameter der Amplitudenverteilung b und a_{\max} werden beeinflusst.

Beeinflussung der Ereignisrate (Impulsrate) durch den zeitlichen Verlauf der Last:

Die Schallemissionsanalyse ist eine dynamische Messmethode. Mit jeder Emission wird Energie freigesetzt, die

durch die zunehmende Belastung wieder zugeführt werden muss, bevor eine neue akustische Welle ausgelöst wird. Bei einer rascheren Laständerung entstehen pro Zeitintervall mehr akustische Signale: die Ereignisrate ist proportional zur Laständerungsrate. Je rascher die Last ändert, desto höher muss der Schwellwert gesetzt werden, wenn sich die einzelnen Ereignisse nicht überlappen sollen. Die Gesamtzahl der Ereignisse zeigt keine messtechnisch bedingte Abhängigkeit von der Laständerungsrate. Ein solcher Einfluss ist auf den Vorgang zurückzuführen, der die Schallwellen auslöst.

7.3.5 Einfluss der Geometrie des Prüflings und der Sonden-anordnung

Das Zusammenspiel zwischen direkten, gebrochenen und reflektierten Wellen ist von der Geometrie des Prüflings, den verwendeten Materialien und den Orten der Schallquellen und der Platzierung der Aufnehmer abhängig. Die Zahl der detektierten Ereignisse wird nicht nur vom Vorgang, sondern auch von der Sondenanordnung beeinflusst. Am Beispiel der aufgeschnittenen Wicklung einer Magnetspule (vgl. Abschnitt 7.2.2) wird die ortsabhängige räumliche Empfindlichkeit eines Aufnehmers gemessen. Fig. 25 zeigt die Abmessungen des Wicklungsstückes und die Lage der Sonden. Die Probe entspricht im Aufbau der Wicklung des im Abschnitt 7.2 beschriebenen Labormagneten. Der Wicklungsquerschnitt wurde in gleich grosse Felder unterteilt (Fig. 25). Diese Felder wurden mit der Bleistift-Simulationsquelle (Abschnitt 7.3.1) in der Mitte angeregt. Für die zwei verschiedenen Sonden-anordnungen (Fig. 25) wurden die maximalen Ereignisamplituden (Mittelwerte aus 5 - 10 Versuchen) als Schwärzung des angeregten Feldes in Fig. 26a und Fig. 26b eingetragen. Die Bilder zeigen, dass die stärksten Signale aus den Wicklungspaketen stammen, die direkt unterhalb des Aufnehmers liegen. Aus den anderen Wicklungspaketen, welche nicht unter der Sonde liegen, werden um 20 dB schwächere Signale gemessen. Die Wellen breiten sich längs der Wicklung aus, sie werden durch die Zwischenstege geführt. Der Wellenleitercharakter der Wicklung folgt auch aus den im Abschnitt 7.2.2 berech-

neten Durchlässigkeitsfaktoren. Fig. 26 zeigt ausserdem, dass die stärksten Signale nicht auf einen Quellenort in unmittelbarer Nähe des Aufnehmers schliessen lassen. Ein starkes Signal, das durch die Ueberlagerung der verschiedenen Teilwellen entsteht, kann, wie Fig. 26 b zeigt, auch von der der Sonde gegenüberliegenden Seite stammen.

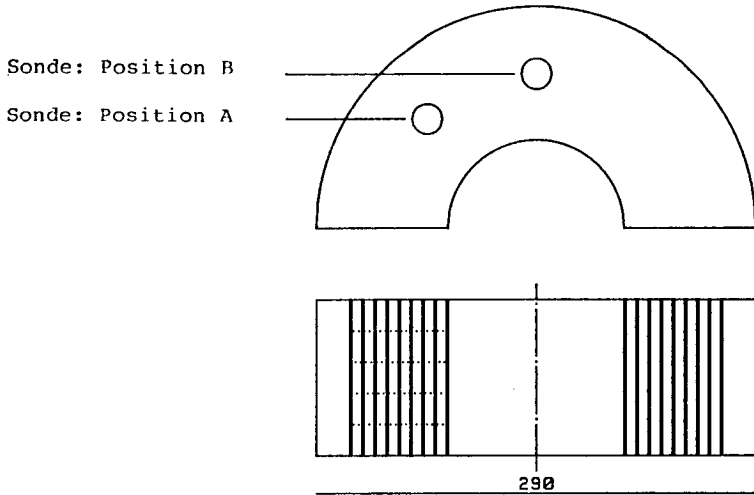
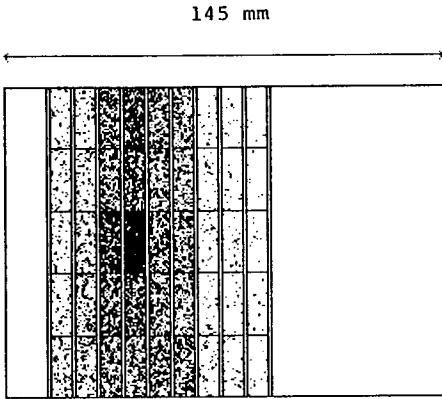
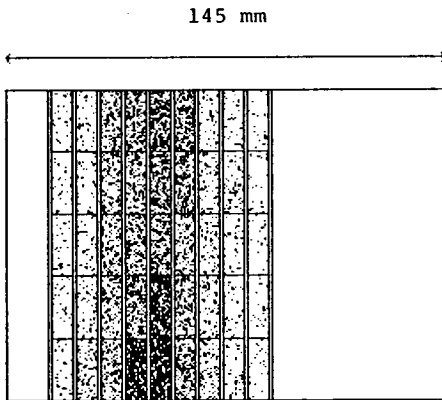


Fig. 25 Aufgeschnittene Wicklung einer Magnetspule:
9 Wicklungspakete mit je 8 Lagen; die Pakete
sind in 5 Felder eingeteilt (vgl. auch An-
gaben im Abschnitt 7.2.2).
Sondenanordnung zur Ueberprüfung der räumlichen
Empfindlichkeit der Sonden auf dem Magneten:
Position A für Fig. 26 a;
Position B für Fig. 26 b.



a) Sonde: Position A



b) Sonde: Position B



Empfindlichkeit
in dB re 0,1 mV

Fig. 26: Räumliche Empfindlichkeit für zwei Sondenanordnungen auf dem Wicklungsstück nach Fig. 25. Die Schwärzung der Felder gibt die detektierte Burstamplitude für die in der Feldmitte simulierte akustische Emission.

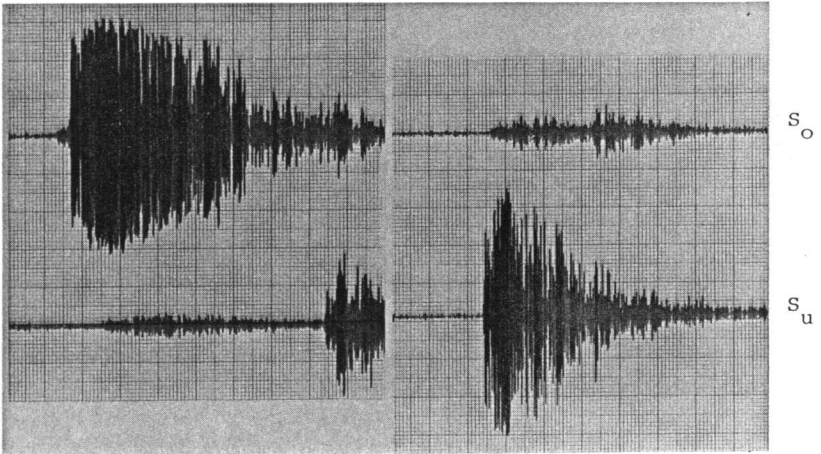
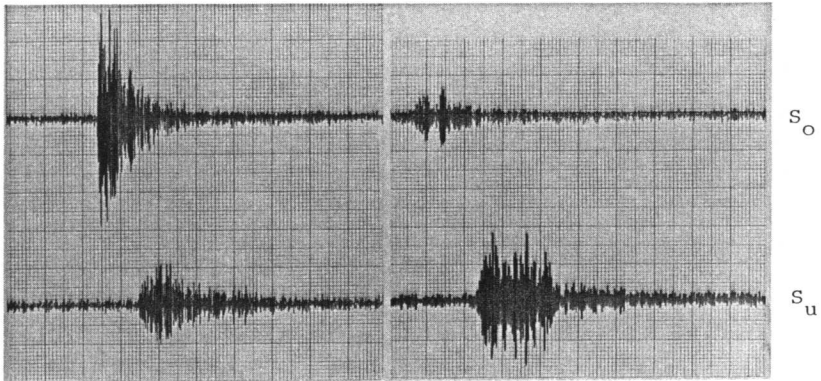
8. BESCHREIBUNG DES EINZELNEN GEMESSENEN EREIGNISSES

8.1 MESSUNGEN AM LABORMAGNETEN

Bei supraleitenden Magneten wird beim Abkühlen, Aufwärmen und bei Messzyklen mit Transportstrom akustische Emission gemessen. Beobachtungen mit dem digitalen Oszillographen zeigen, dass ausnahmslos diskrete Emission (in der Folge als Puls, Burst oder Ereignis bezeichnet) auftritt.

Durch das Zusammenwirken von direkten und reflektierten Wellen ergibt sich eine Vielfalt von Formen des zeitlichen Verlaufes der Ereignisse (Fig. 27). Neben dem sich am Ort der Signalquelle abspielenden Vorgang beeinflussen die Lage der Quelle und des Sensors relativ zu den Materialgrenzen die Signalform. Nur in erster Näherung kann ein Burst als exponentiell gedämpfte Zufalls- oder Sinus-Schwingung angesehen werden (vgl. Fig. 27). Die gemessenen Pulse haben langsamere und unterschiedliche Anstiegszeiten. Dadurch wird es schwierig, den Beginn eines Signales zu definieren, was bei der Messung von Laufzeitdifferenzen bei der linearen Ortung zu Fehlern führt. Eine Laufzeitdifferenz von $30 \mu\text{s}$, was bei einer typischen Ausbreitungsgeschwindigkeit von 3 km/s einen Weg von 9 cm ergibt, muss auf eine halbe Periodendauer ($f_0 = 130 \text{ kHz}$) genau gemessen werden, damit der Messfehler $< 10\%$ wird. Der Anfangszeitpunkt kann bei den gemessenen Signalformen nicht mit dieser Genauigkeit bestimmt werden. Ein weiterer wichtiger Unterschied in den Pulsformen liegt in der auf Reflexionen zurückzuführenden Feinstruktur.

Signifikante Unterschiede in der Form des zeitlichen Verlaufs bei Temperaturänderungen, bei Stromänderungen oder bei simulierter AE sind nicht augenfällig. Falls aus der Signalform Informationen über den auslösenden Mechanismus liegen, sind sie durch die Uebertragungsfunktion des Prüflings stark maskiert.



1024 μ s

Die abgebildeten Signale stammen aus dem NMR-Magneten (Abschnitt 10.5.2). Ein Ereignis ist gleichzeitig von den Sonden S_O und S_u erfasst worden.

Fig. 27: Formenvielfalt der gemessenen Bursts.

8.2 SIMULIERTE AKUSTISCHE EMISSION BEIM LABORMAGNETEN

Mit einem Simulationsexperiment wird nachgewiesen, dass die beobachtete Pulsform durch einen exponentiell gedämpften Zufallsprozess (7) oder durch eine exponentielle gedämpfte Sinus-Schwingung (8) nachgebildet werden kann. Aus den Messresultaten dieses Experimentes wird die Abklingzeitkonstante berechnet und gezeigt, dass sie vor allem durch Geometrie und Strukturmaterial des Prüflings bestimmt wird.

Die oben und unten auf dem Labormagneten platzierten Sonden S1 und S3 (Fig. 20) werden wahlweise als Sender und Empfangs-Sonde für die simulierte akustische Emission verwendet. Als Sender wurde ausserdem eine PZT-Keramik Scheibe (Durchmesser 14 mm, Dicke 3 mm) eingesetzt (Sender S0), die diagonal gegenüber von S1 auf dem oberen Flansch festgeklebt worden ist. Als Eingangssignal für den Sender dient ein Spannungsschritt mit konstanter Amplitude. Für jeden simulierten Puls wird die Anzahl der positiven Durchgänge durch den Schwellwert $A_1 = 1 \text{ V}$ in Funktion der Signalverstärkung aufgezeichnet. Die Versuche wurden im Heliumgas bei 80° K und im flüssigen Helium wiederholt. Zum Vergleich wurde der Versuch bei zwei weiteren Anordnungen bei Raumtemperatur durchgeführt. Sender und Empfänger -Sonde wurden a) direkt, b) über einen Aluminium Zylinder (Durchmesser 200 mm, Länge 180 mm) mechanisch verbunden, um die Auswirkung des Prüflings auf die Zeitkonstante τ zu zeigen. Der Zusammenhang zwischen der Anzahl Schwingungen n_I und der Verstärkung G ist für die exponentiell gedämpfte Zufallsschwingung (19)

$$n_I = \frac{f_0 \tau}{2} \cdot E_1 \left(\frac{(1/G)^2}{2X_{ms}} \right); \quad (36)$$

und für die exponentiell gedämpfte Sinus-Schwingung (17,18)

$$n_I = f_0 \tau \ln(G). \quad (37)$$

Das Produkt $f_0 \tau$ wird mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Die Messpunkte für die Versuche Sonde-Sonde und Sonde-Aluminium-Sonde sind mit den gerechneten Kurvenverläufen (36) und (37) in Fig. 28 dargestellt. Fig. 29 zeigt die Resultate der Versuche am Labormagneten. Um τ zu berechnen wurde die Resonanzfrequenz der Sonde mit $f_0 = 130$ kHz eingesetzt (vgl. Fig. 24). In Tabelle 4 sind die numerischen Ergebnisse zusammengestellt, Fig. 30 gibt sie in einer graphischen Darstellung.

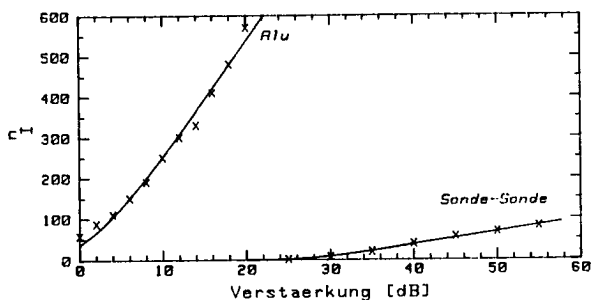


Fig. 28: Anzahl Schwingungen pro Ereignis in Funktion der Signalverstaerkung bei einem Aluminium-Zylinder und bei der Sonde allein. Kurvenverlauf nach dem Modell der exponentiell gedampften Zufalls- bzw. Sinus-Schwingung.

TABELLE 4: Abklingzeitkonstanten der simulierten akustischen Emission.

Ort des Senders	Ort des Sensors	Temperatur [K]	Sinus-Schwingung		Zufalls-Schwingung		Figur
			$f_0 \tau$	τ [μ s]	$f_0 \tau$	τ [μ s]	
oben:S0	oben:S1	80	124,03	954	175,88	1353	29a)
oben:S0	unten:S3	80	91,03	700	129,09	993	29b)
unten:S3	oben:S1	80	157,91	1210	210,01	1615	29c)
oben:S0	oben:S1	4,2	66,79	514	87,72	675	29a)
oben:S0	unten:S3	4,2	69,49	535	82,36	634	29b)
unten:S3	oben:S1	4,2	103,36	795	162,72	1252	29c)
Sonde-Sonde		293	24,01	185	26,88	207	28
Sonde-Alu-Sonde		293	217,4	1672	255,76	1967	28

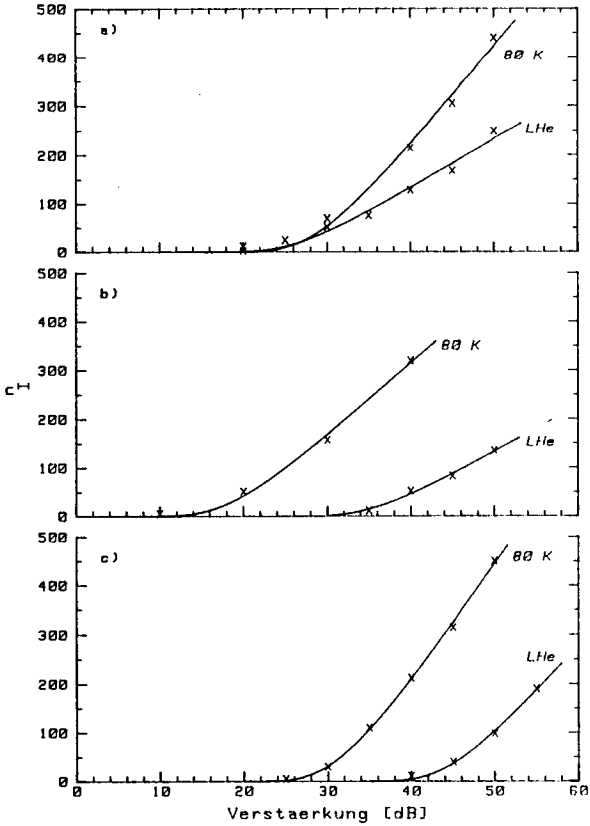


Fig. 29: Anzahl Schwingungen pro Ereignis in Funktion der Signalverstärkung beim Labormagneten. Kurvenverlauf nach dem Modell der exponentiell gedämpften Zufalls- bzw. Sinus-Schwingungen. Abhängigkeit von Temperatur und Sender-Empfänger-Position.

- a) Sender: S0; Empfänger-Sonde: S1.
- b) Sender: S0; Empfänger-Sonde: S3.
- c) Sender: S3; Empfänger-Sonde: S1.

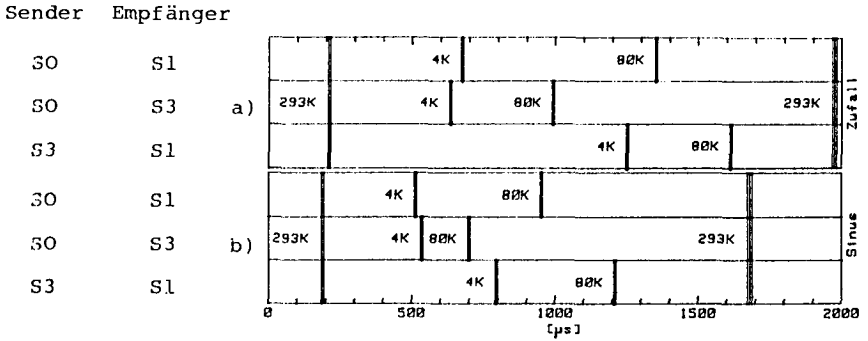


Fig. 30: Abklingzeitkonstante τ der Ereignisse in Abhängigkeit von der Temperatur und der Sender-Empfänger-Position auf dem Labormagneten.

a) Modell des exponentiell gedämpften Zufallsprozess.

b) Modell der exponentiell gedämpften Sinus-Schwingung.

I Magnet (nur 4K und 80 K).

II Sonde allein (nur 293 K).

III Aluminium-Zylinder (nur 293 K).

Diskussion:

- Ein Vergleich zwischen den verschiedenen Kurven in Fig. 28 und Fig. 29 zeigt, dass die Größe $f_0 \tau$ bzw. die Abklingzeitkonstante τ im wesentlichen durch das Nachklingen der Struktur bestimmt wird (Vergleich auch Fig. 4 und Fig. 5).
- Die resultierenden Werte für $f_0 \tau$ und τ hängen von der Position des Senders und des Sensors auf dem Magneten ab.
- Die numerischen Werte $f_0 \tau$ für die beiden Puls-Modellfunktionen unterscheiden sich. Fig. 28 und Fig. 29 zeigen, dass das Modell des gedämpften Zufallsprozess die gemessenen Werte $n_I(G)$ besser beschreibt.

- In beiden Modellen nimmt f_0 zwischen 80°K und LHe-Temperatur ab. Wie aus den Reflexionsfaktoren zwischen Helium Gas und dem Magneten, bzw. zwischen flüssigem Helium und dem Magneten hervorgeht strahlen die Schallwellen stärker ins flüssige Helium ab als ins Gas, was den Effekt einer scheinbaren zunehmenden Energieabsorption mit abnehmender Temperatur bewirken kann.

Ungenauigkeiten beim Bestimmen der Zeitkonstanten ergeben sich, weil die Frequenz f_0 als Konstante angenommen wird, was erst im Grenzfall starker Signale angenähert stimmt. Wird die Frequenz f_0 aus der Pulsweite t^* und aus der Anzahl Schwingungen n_I bestimmt ($f_0 = \frac{n_I}{t}$, (17)), ergeben sich in Funktion der Verstärkung folgende Werte:

t^* [μs]	$[n_I]$	G [dB]	f_0 [kHz]
500-600	31- 33	35	58
800-900	75- 77	40	89
ca. 1300	140-150	45	112

Das Modell der gedämpften Sinus Schwingung ist für starke Signale ein sinnvolles Modell, die gedämpfte Zufallsschwingung vermag auch kleinere Bursts zu beschreiben. Im Bereich starker Signale sind die Modellfunktionen gleich: (36) geht in (37) über (Abschnitt 6.3).

9. AKUSTISCHE EMISSION BEIM ABKUEHLEN UND AUFWAERMEN DES LABORMAGNETEN

9.1 MESSERGEBNISSE

Dieses Kapitel beschreibt die Abklärungen, die nötig sind, um Aussagen aus der beim Abkühlen und Aufwärmen eines Magneten gemessenen akustischen Emission zu machen. Eine Vielzahl akustischer Quellen, die auch ausserhalb des Magneten liegen ist wirksam:

- Reibungsvorgänge spielen eine wichtige Rolle. Das unterschiedliche Kontraktionsverhalten der verschiedenen für den Bau von Magnet, Aufhängung, Stromzuführungen, kryo- und messtechnischen Einrichtungen verwendeten Materialien kann bei einer Temperaturänderung zu Bewegung führen. Dabei kommt es zu Reibung, welche akustische Emission verursacht. Als Beispiel seien Schraub- und Pressverbindungen erwähnt.
- In der mit Epoxidharz vergossenen Wicklung, in Kunststoffbauteilen und bei Klebeverbindungen können sich infolge der thermischen Beanspruchung Risse ausbilden. Rissbildung, Risswachstum und Reibung zwischen Rissoberflächen sind mögliche Ursachen für Schallemission.
- Die Piezokeramik erzeugt bei thermisch verursachter Volumenänderung elektrische und mechanische Signale.
- Konvektionsströmung, Gaseinschlüsse und Spritzer der Kühlflüssigkeit auf eine warme Oberfläche können akustische Signale hervorrufen.
- Die Kühlmethode und die Temperaturänderungsrate beeinflussen die akustische Aktivität.

Um Informationen über den Magneten zu gewinnen, müssen diese Quellen eliminiert, vernachlässigt oder unterschieden werden können.

9.1.1 Spezielle Messanordnungen

Bei zwei Messanordnungen sind während dem Abkühlen und Aufwärmen Ereignisrate und Amplitudenverteilung in Funktion

der Zeit aufgezeichnet worden. Die Untersuchungen beschränken sich auf den Temperaturbereich zwischen Raumtemperatur und 80°K . Im Innenraum des Kryostaten befindet sich Helium-Gas, welches über den Wärmetauscher abgekühlt wird. Aufwärmen erfolgt über Wärmeleitung. Bei verschiedenen Messanordnungen sind die Massen nicht gleich gross, so dass die zum Abkühlen und Aufwärmen benötigten Zeiten verschieden sind. Damit ist nur ein indirekter Vergleich zwischen den Ereignisraten aus verschiedenen Messanordnungen möglich (vgl. Abschnitt 7.3.4). Für die Signalverarbeitung wird der logarithmische Kanal der Messapparatur verwendet. Der Schwellwert für die Detektion liegt bei 30 dB re 0,1 mV. Die Amplitudenwerte werden in dB re 0,1 mV angegeben.

Messanordnung I:

Im Kryostaten befinden sich die Installationen, die für den Betrieb des Magneten gebraucht werden (wie Fig. 22):: Wärmetauscher, Stromzuführungen, kryo- und messtechnische Einrichtungen und die Aufhängevorrichtung ohne Magnet, so dass der Magnet als Signalquelle wegfällt. Die AE-Sonde hängt frei an ihrer Zuleitung unterhalb der Aufhängevorrichtung. Beim Abkühlen bis ca. 80°K in 180 Minuten werden akustische Bursts detektiert, die aus den Installationen stammen und den Aufnehmer über die Helium-Gas Atmosphäre erreichen oder ev. mechanisch über das Zuleitungskabel zur Sonde übertragen werden. Sie können auch in der Sonde selbst entstehen. Die gemessene Ereignisrate ist proportional zur Temperaturänderungsrate und beträgt maximal ca. 400 Ereignisse pro Minute. Fig. 31a zeigt die Entwicklung der Amplitudenverteilung für verschiedene Temperaturen. (Die Zunahme der Anzahl Ereignisse hängt von der Länge der Messintervalle ab. Der Vielkanalanalysator wurde während den Messungen nicht zurückgesetzt). Die Amplitudenverteilung kann durch eine Potenzfunktion (10) beschrieben werden. Bei Amplituden von 80 dB \pm 10 dB ist eine Abweichung von der Modellfunktion durch eine Anhäufung bei starken Amplituden festzustellen. Die Auswertung ergibt mit $A_{\text{max}} = 100$ dB b-Werte, welche zuerst zu-, dann leicht abnehmen (Fig. 31b).

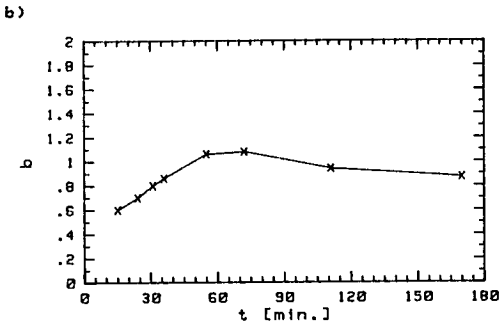
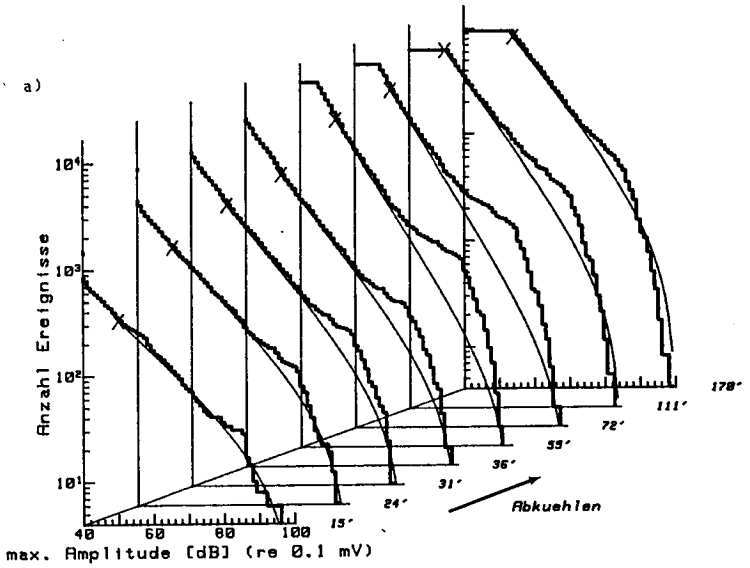


Fig. 31: Entwicklung der Amplitudenverteilung beim Abkuehlen. Messanordnung I: ohne Magnet. Sonde frei am Zuleitungskabel aufgehängt.

- a) Gemessene und berechnete Verteilungen.
- b) Resultierende b-Werte. $A_{\max} = 100$ dB für alle Messphasen.

Die Ereignisrate wird durch den Wärmetauscher beeinflusst. Der Einfluss kann thermisch begründet sein: Die Kühlrate nimmt zu, wenn die Flüssig-Stickstoff Zufuhr geschlossen wird. Zu Beginn des Kühlens wird keine AE festgestellt, obwohl die Stickstoff Zufuhr offen ist. Es kann daher angenommen werden, dass diese Signale nicht mechanisch über das Anschlusskabel zur Sonde gelangen. Das Aufwärmen bis Raumtemperatur dauert ca. 80 Stunden. Mit 700 Bursts werden 50 mal weniger Ereignisse detektiert als beim Abkühlen. Die Amplitudenverteilung verläuft wesentlich flacher. Die Beschreibung mit einer Potenzfunktion (10) ist nicht zu rechtfertigen, da die überlagerte Anhäufung hoher Amplitudenwerte zu stark ins Gewicht fällt (Fig. 32).

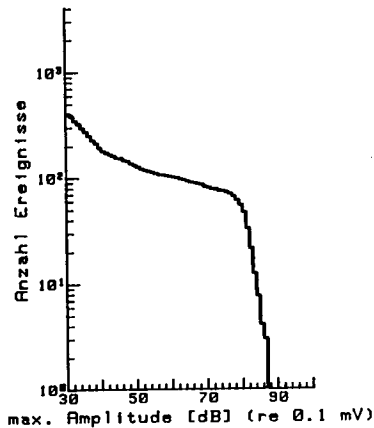


Fig. 32: Entwicklung der Amplitudenverteilung beim Aufwärmen. Messanordnung I: ohne Magnet. Sonde frei am Zuleitungskabel aufgehängt.

Messanordnung II:

Der mechanische Aufbau besteht aus Kryostat, Wärmetauscher, Labormagnet mit Aufhängung, Stromzuführungen sowie kryo- und messtechnischen Einrichtungen (Fig. 22). Die AE Sonden S1 und S3 sind auf dem oberen bzw. dem unteren Flansch des Magneten angebracht (Fig. 20). Eine weitere Sonde hängt frei im Kryostaten über dem Magneten. Sie ist akustisch nur über den Gasraum an den Magneten gekoppelt. Der Magnet wird im Heliumgas über den Wärmetauscher bis zu einer Temperatur von ca 80° K abgekühlt, das Aufwärmen erfolgt über Wärmeleitung. Als Mass für die mittlere Temperatur dient der elektrische Widerstand der Wicklung, der in Funktion der Zeit aufgetragen wird (Fig. 33). Der Zusammenhang zwischen dem Kupfer- Widerstand R und der Temperatur T kann für $T > 30^{\circ}$ K als linear, bei tieferen Temperaturen als T^5 Beziehung angesehen werden (Beziehung von Bloch und Grüneisen) [77]. Für den Magneten ist der Zusammenhang für $T > 30^{\circ}$ K durch

$$T = 1,7755 \cdot R + 41,8143$$

gegeben, wobei der Magnetwiderstand R bei Zimmertemperatur (293°K) 142 Ohm beträgt.

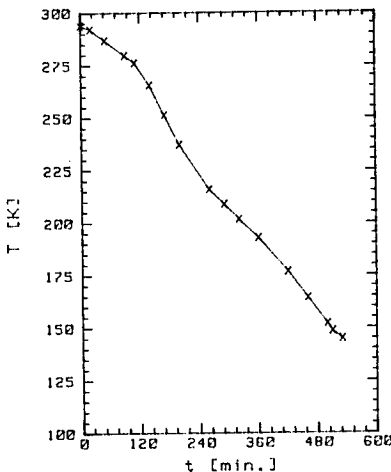


Fig. 33:
Temperaturverlauf in
Funktion der Zeit beim
Abkühlen des Magneten.
Mittlere Wicklungstempe-
ratur.

Während dem Abkühlen beträgt die am Magneten mit der Sonde S1 gemessene Ereignisrate maximal 800-900 Ereignisse pro Minute. Sie ist etwa fünf mal so gross wie die Ereignisrate, die mit der frei, über dem Magneten hängenden Sonde gemessen wird. Mit dem Transientenrecorder kann ein Uebersprechen zwischen dem Magneten und der freien Sonde beobachtet werden. Die Häufigkeit, mit der in einem Zeitintervall von 100 ms (was der Laufdistanz einer akustischen Welle im Heliumgas von > 20 m entspricht) von beiden Sonden Signale wahrgenommen werden, ist viel grösser als aus der für unabhängige Ereignisse bestimmten Wahrscheinlichkeit erwartet wird (vgl. Abschnitt 9.2). Daraus kann geschlossen werden, dass die detektierten Ereignisse nur zu einem kleineren Teil in der Sonde selbst entstehen. Trotz der langsameren Abkühlzeit ist die mit der am Magneten montierten Sonde gemessene Ereignisrate deutlich grösser als die Ereignisrate aus der freien Sonde bei der Messanordnung I. Somit liegt die primäre akustische Quelle im Magneten.

Während dem Abkühlen wurden bei verschiedenen Temperaturen Amplitudenverteilungen von einigen tausend Ereignissen aufgezeichnet. (Der Vielkanalanalysator wurde nach jeder Aufzeichnung auf null zurückgesetzt; die jeweilige Anzahl Ereignisse hängt von der Messdauer ab). Die am Magneten gemessenen Verteilungen können durch die Potenzfunktion (10) beschrieben werden (Fig. 34a). Die Auswertung ergibt die in Fig. 34b zusammengestellten Werte für b und A_{\max} . Während bei A_{\max} im Verlauf des Abkühlens keine deutliche Veränderung sichtbar ist, nehmen die b -Werte tendenziell zu. Die Amplitudenverteilungen aus der freien Sonde (Fig. 35a) lassen sich ebenfalls durch die Potenzfunktion beschreiben, doch ist wie im Fall der Messanordnung I eine starke Anhäufung bei Amplitudenwerten von $A = 80 \text{ dB} \pm 10 \text{ dB}$ überlagert. Für $A_{\max} = 100 \text{ dB}$ gibt die Auswertung für die b -Werte (Fig. 35b) eine mit abnehmender Temperatur abnehmende Tendenz.

Bis der Magnet durch Wärmeleitung bis Raumtemperatur aufgewärmt ist, dauert es etwa 10 Tage. Die akustische Aktivität ist bei zunehmender Temperatur wesentlich geringer als beim Abkühlen. Die mit der am unteren Flansch des Magneten montierten Sonde S3 gemessene Amplitudenverteilungen (Fig. 36a) zeigen ebenfalls eine der Potenzfunktion überlagerte Anhäufung bei Werten von $80 \text{ dB} \pm 10 \text{ dB}$. Es wird vermutet, dass diese Ueberlagerung auch beim Abkühlen vorhanden ist, dass sie jedoch bei der starken Aktivität durch die anderen Amplitudenwerte maskiert wird. Die berechneten b-Werte nehmen mit zunehmender Temperatur ab (Fig. 36b), wobei $A_{\text{max}} = 100 \text{ dB}$ konstant bleibt.

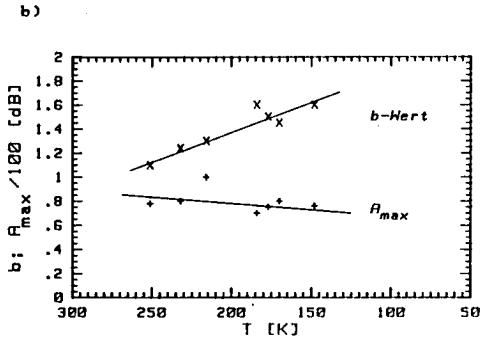
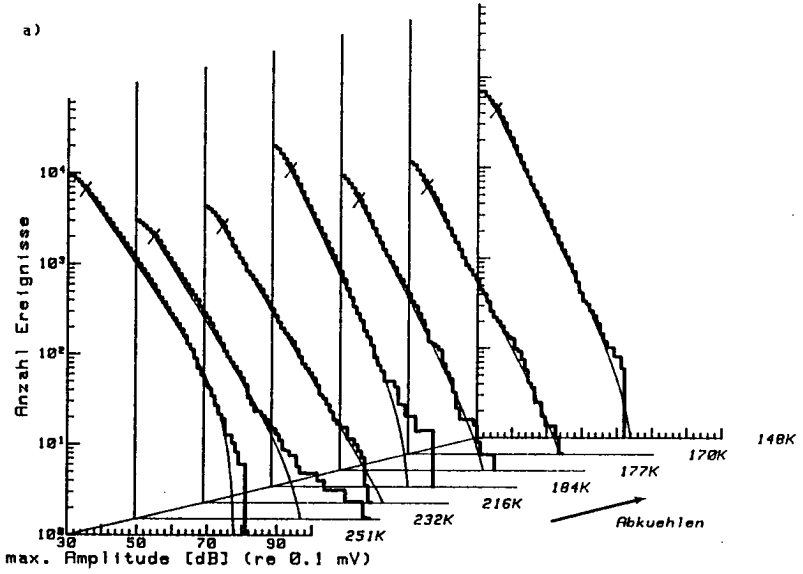


Fig. 34: Entwicklung der Amplitudenverteilung beim Abkuehlen des Magneten. Messanordnung II: Sonde S1 auf dem Magneten.

- a) Gemessene und berechnete Verteilungen.
 b) Resultierende b - und A_{max} -Werte.

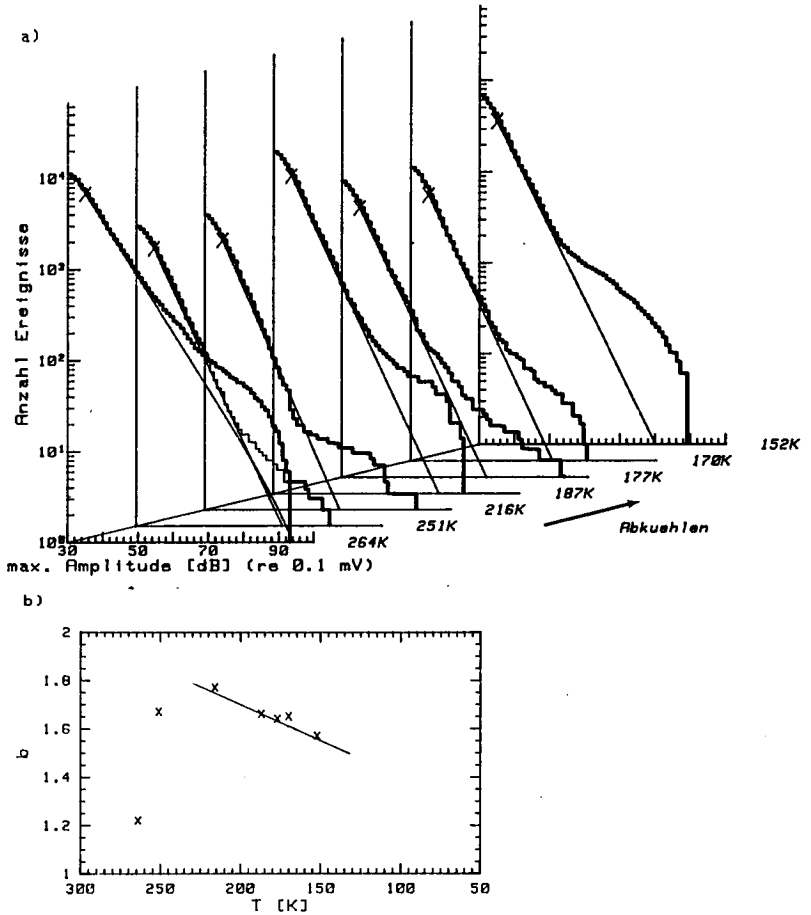


Fig. 35: Entwicklung der Amplitudenverteilung beim Abkühlen des Magneten. Messanordnung II: frei über dem Magneten am Zuleitungskabel aufgehängte Sonde.

- a) Gemessene und berechnete Verteilungen.
- b) Resultierende b-Werte. $A_{\max} = 100$ dB für alle Messphasen.

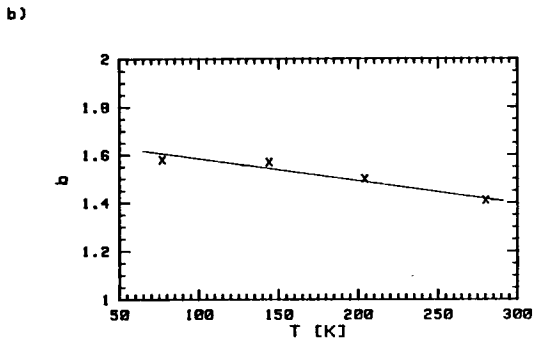
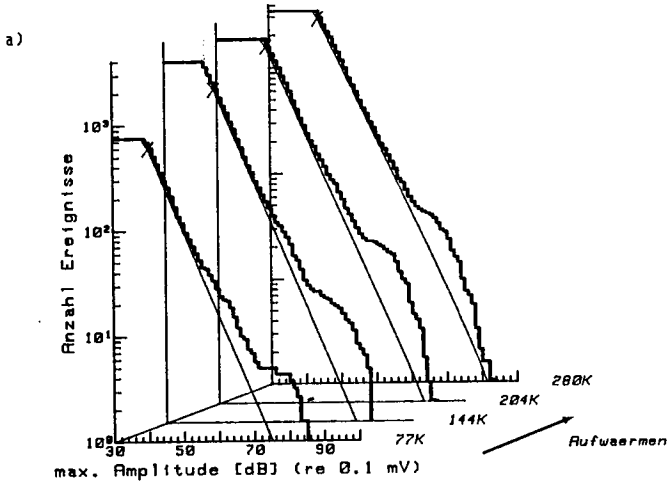


Fig. 36: Entwicklung der Amplitudenverteilung beim Aufwärmen des Magneten. Messanordnung II: Sonde S3 auf dem Magneten.

- a) Gemessene und berechnete Verteilungen.
b) Resultierende b -Werte. $A_{\max} = 100$ dB für alle Messphasen.

9.1.2 Ergänzende Beobachtungen

Wenn der Magnet eine Temperatur von ca. 80°K erreicht hat, wird er mit flüssigem Helium in 30 Minuten bis 4,2°K gekühlt. Der maximale Heliumstand befindet sich 10 cm über dem Magneten, der minimale Stand ist auf der Höhe des oberen Flansches. Nach dem Abkühlen wird eine Beruhigungszeit von 30-60 Minuten abgewartet, während der das Abgas und die Schallemission gegen null zurückgehen. Die Zeitkonstante der Kühlung wird hauptsächlich durch die Wärmeübergangszahl h zwischen Magnet und Helium bestimmt. Sie ist im eindimensionalen Fall gegeben durch [78]

$$\tau_{th} = \frac{c_p \delta}{k} \frac{1}{\beta_m^2} ; \quad (38)$$

wobei β_m die Wurzeln aus $\beta_m \tan(\beta_m L) = \frac{h}{k}$ sind. ($c_p \delta$, k : Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit des Magneten, L : geometrische Abmessung, h : Wärmeübergangszahl zwischen Magnet und Umgebung). Je schlechter der Wärmeübergang, desto kleiner wird h und desto grösser wird β_m . Bei einer kleinen Temperaturdifferenz ist der Wärmefluss ins Heliumbad gering und die Wärmeübergangszahl klein [79].

Beispiel: Bei einer Temperatur von ca. 6°K sind die thermischen Grössen eines Magneten ungefähr [3]:

$c_p \delta = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Ws/cm}^3\text{K}$; $k = 2 \cdot 10^{-3} \text{ W/cmK}$; die Wärmeübergangszahl sei $h = 0,01 \text{ W/cm}^2\text{K}$ (horizontale Stahlplatte im Heliumbad [3]); die geometrische Abmessung der Wicklung sei $L = 5 \text{ cm}$. Damit wird $\beta_m = 0,3$ und $\tau_{th} = 33 \text{ s}$. Die Beruhigungszeit des Labormagneten dauert eine Grössenordnung länger. Schallemission wird mit abnehmender Häufigkeit wahrgenommen, bis thermisches und mechanisches Gleichgewicht erreicht sind. Es wurden keine weiteren Untersuchungen angestellt um zu klären, ob die Schallemission durch die Konvektion oder rein mechanisch verursacht wird.

Anschliessend an die Messungen mit Transportstrom erwärmt sich der Magnet langsam durch die thermischen Verluste der Messanordnung (Stromzuführungen, Aufhängerstruktur).

Sie können aus der Verdampfungsrate des flüssigen Heliums bestimmt werden und betragen 340 mW. Solange der Magnet im flüssigen Helium eingetaucht ist, bleibt er akustisch ruhig. Schallemission wird detektiert, wenn die letzten Heliumreste verdampfen, worauf wieder eine ruhige Phase folgt, bis der Magnet in den normalleitenden Zustand übergeht. Während dieser Zeit (20 bis 30 Minuten lang) wird über der Wicklung eine elektrische Spannung gemessen, da die im eingefrorenen magnetischen Fluss gespeicherte Energie abgegeben wird. Im Lauf des Ueberganges in den normalleitenden Zustand steigt die AE- Ereignisrate an, bleibt anschliessend noch während einer Stunde hoch und nimmt dann wieder ab. Die Dauer starker Aktivität und das Zeitintervall, in dem der Magnet normalleitend wird, überlappen sich. Die Schallemission tritt aber mehrheitlich auf, wenn die Supraleitung völlig zusammengebrochen ist. Es muss daher angenommen werden, dass die Ursache der AE mechanischer Natur ist und sie nicht auf Flussssprünge zurückgeführt werden kann. Neben mechanischen sind auch thermische Ursachen der AE denkbar.

9.1.3 Diskussion

Die AE-Resultate, welche beim Abkühlen und Aufwärmen des Magneten gemessen wurden, sind unbefriedigend. Der Magnet ist scheinbar die primäre akustische Quelle. Es können jedoch keine quantitativen Angaben gemacht werden, welcher Prozentsatz der detektierten Ereignisse in der Sonde, in der Aufhängung und in den sonstigen Aufbauten entstehen und wie gross der Einfluss der Kühlmethode und der Abkühlzeit ist. Die Summe der Ereignisse bzw. die Impulssumme eignen sich, um eine mögliche Konditionierung der Vorgänge (z.B. Rissbildung) in aufeinanderfolgenden Temperaturzyklen zu studieren. Die Amplitudenverteilungen können durch Potenzfunktionen (10) beschrieben werden. Die überlagerte Anhäufung von Signalen mit hohen Amplituden konnte keinem bestimmten Vorgang zugeordnet werden. Beim Magneten nehmen die b-Werte mit sinkender Temperatur zu, mit steigender

Temperatur wieder ab. Gemäss der physikalischen Deutung des b-Wertes (Abschnitt 6.2.2) bedeutet dies, dass sich beim Abkühlen mechanische Spannungen abbauen, welche durch die Vorspannung beim Wickeln eingebracht worden sind. Um einen starken Einfluss der Temperaturänderungsrate ausschliessen zu können, muss sie bei umfassenderen Messungen möglichst konstant gehalten werden. Die geringere akustische Aktivität beim Aufwärmen kann dadurch erklärt werden, dass die Erwärmung viel langsamer vor sich geht und sich damit auch alle Vorgänge langsamer abspielen, so dass die dabei ausgelösten Emissionen nicht mehr detektiert werden können.

9.2 DAS AUFTRETEN UNABHÄNGIGER EREIGNISSE AUS ZWEI SONDEN IM INTERVALL Δt

Die Signalhäufigkeit gehorcht einer Poissonverteilung mit der konstanten mittleren Rate λ . Die kumulierte Wahrscheinlichkeit $P(x, \lambda)$ (Fig. 12) besagt, dass bei der mittleren Signalhäufigkeit λ im Intervall Δt weniger als x Ereignisse eintreten. Die Wahrscheinlichkeit, dass bei der Sonde S_i mindestens 1 Ereignis eintritt, ist $W_i = 1 - P(x=1, \lambda_i)$. Die Wahrscheinlichkeit, dass aus zwei Sonden mindestens je ein Ereignis im Zeitintervall Δt eintritt, ist $W = W_1 W_2$.

Für die Ergebnisse aus der Messanordnung II gilt:

	Magnet	freie Sonde
gemessene Rate:	800-900 Min. ⁻¹	150 Min. ⁻¹
Δt :	100 ms	100 ms
mittlere Rate λ (bezüglich Δt):	1,3-1,5	0,25
Wahrscheinlichkeit eines Ereignis während Δt :	0,4	0,02

Für eine Beobachtungszeit von 30 Sekunden sind 2,4 unabhängige Ereignisse aus beiden Sonden in einem Intervall von 100 ms zu erwarten. Da mehr gleichzeitige Ereignisse beobachtet worden sind, sind sie als nicht unabhängig anzusehen und stammen aus derselben Quelle. Zwischen der freien Sonde und der Sonde auf dem Magneten findet ein Uebersprechen statt.

10. BESCHREIBUNG DER AKUSTISCHEN EMISSION AUS EINEM SUPRALEITENDEN MAGNETEN MIT TRANSPORTSTROM

10.1 MESSPRINZIP, VORGEHEN

Es wird die bisherige Messanordnung (Fig. 20) mit den Sonden S1 und S2 auf dem oberen; S3 und S4 auf dem unteren Flansch des Labormagneten beibehalten. Der Transportstrom wird linear bis zu einem Wert I_{\max} hochgefahren. Er bleibt einige Minuten konstant und wird anschließend linear auf null zurückgefahren. Der maximale Strom I_{\max} bleibt für alle Messungen deutlich unterhalb des zu erwartenden Quench - Stromes (Training). Die akustische Emission wird bei zu- und bei abnehmendem Strom in Funktion der Zeit aufgezeichnet.

Messzyklen, Messphasen, Wärmezyklus (Fig. 37):

Das Hochfahren des Transportstromes bis I_{\max} und das Zurückfahren bis null wird als Messzyklus bezeichnet. Ein Messzyklus besteht aus verschiedenen Messphasen. Während der Messphasen werden Häufigkeitsverteilungen zwischen den Stromwerten I_i und $I_i + \Delta I$ aufgenommen, welche die Entwicklung der Schallemission während eines Messzyklus zeigen. Unmittelbar nach dem Abkühlen folgt der erste Messzyklus (Nr. 1). Nach dem n-ten Messzyklus wird der Magnet über Wärmeleitung durch die Stromzuführung und durch die Aufhängerstruktur aufgewärmt, bis er die Temperatur T_m erreicht hat. Anschließend wird er erneut abgekühlt. Nach diesem Wärmezyklus beginnen die Messungen wieder mit dem Zyklus Nr. 1. Ohne besonder Erwähnung ist die erreichte Temperatur T_m gleich der Raumtemperatur. Die AE einer nach einem Wärmezyklus erstmals durchlaufenen Messphase wird als Neukurve bezeichnet.

Empfindlichkeit der Messanordnung:

Für die Ereignisrate und für die Amplitudenverteilungen werden der Schwellwert des logarithmischen Kanales und

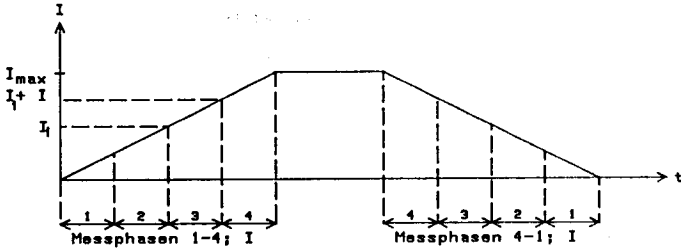


Fig. 37a: Transportstrom in Funktion der Zeit.
Messzyklus, bestehend aus vier Messphasen.

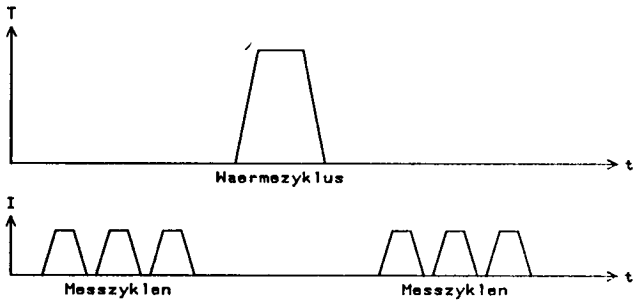


Fig. 37b: Verlauf von Temperatur und Transportstrom in
Funktion der Zeit. Begriffe: Messzyklus, Wärme-
zyklus.

die Stromänderungsrate so eingestellt, dass mit einer Wahrscheinlichkeit von $P > 95\%$ alle Ereignisse detektiert werden (vgl. Abschnitt 6.5). Die Totzeit zwischen zwei Ereignissen beträgt für alle Messungen 1 ms. Für die mit dem linearen Kanal aufgenommene Impulssumme entspricht der feste Schwellwert bei der gewählten Verstärkung demjenigen des logarithmischen Kanales gemäss (35), (Abschnitt 7.1.1).

10.2 EREIGNISRATE IN FUNKTION DES TRANSPORTSTROMES

Anhand der Ereignisrate in den Messzyklen Nr. 1 - n können folgende Erscheinungen festgestellt werden:

- Konditionierung der akustischen Emission während aufeinanderfolgenden Zyklen.
- Beruhigung der AE bei konstant gehaltenem Transportstrom.
- Erinnerungsvermögen des Magneten an den erreichten Maximalstrom.
- Abhängigkeit des Kurvenverlaufes der AE von der Platzierung der Sonde.
- Unterschiedliche Kurvenverläufe für zu- und für abnehmenden Strom.
- Abhängigkeiten von der Stromänderungsrate; keine Abhängigkeit von der Polarität.
- Einfluss des vom Magneten vor den Messungen durchlaufenen Wärmezyklus $4,2^{\circ} \text{K} - T_m - 4,2^{\circ} \text{K}$.

10.2.1 Konditionierung

Die Konditionierung des Magneten äussert sich beim Hochfahren des Stromes dreifach:

- Im ersten Messzyklus nach einem Wärmezyklus (Fig. 38a) setzt die akustische Emission bei einem Stromwert von $I_{\text{ein}} = 2\text{A}$ ein. Bei den folgenden Messzyklen wird erst ab $I_{\text{ein}} = 16\text{A}$ Schallemission festgestellt (Fig. 38b-d).
- Nach einem Wärmezyklus bis Raumtemperatur erreicht die Ereignisrate im ersten Messzyklus beim Hochfahren des

Stromes bis zu einem Wert I_{\max} 3-5 mal höhere Werte als in den folgenden Zyklen (Fig. 38a-d).

- Im zweiten Messzyklus steigt die Ereignisrate bei 90% des im ersten Zyklus erreichten Stromes I_{\max} deutlich an. Die Zunahme wird im Verlauf der nachfolgenden Zyklen kleiner und ist im konditionierten Zustand nicht mehr zu erkennen (Fig. 38b-d).

Der Konditionierungsvorgang erstreckt sich über die ersten paar Messzyklen. Er wird nicht mit dem Training des Magneten in Zusammenhang gebracht.

Die Kurvenformen sind bei Zurückfahren des Stromes für alle Messzyklen ähnlich. Während der Konditionierung nimmt die Ereignisrate über den ganzen Strombereich von I_{\max} bis null um ungefähr 10% ab (Fig. 39a,b).

10.2.2 Beruhigung der AE-Aktivität bei konstantem Strom

Wird der Strom während der Konditionierung nach einem Wärmezyklus bis Raumtemperatur angehalten, werden im ersten Messzyklus noch mehr als 60 Sekunden später akustische Ereignisse festgestellt (Fig. 40). Ihre Häufigkeit ist wesentlich kleiner als bei sich veränderndem Strom. Mit zunehmender Zykluszahl verschwindet die Nachemission. Im konditionierten Zustand treten nur noch ganz vereinzelt Bursts auf, wenn der Strom konstant gehalten wird.

10.2.3 Erinnerungsvermögen des Magneten an den bereits erreichten Maximalstrom

Während der Konditionierung geht die Ereignisrate nur im durchlaufenen Strombereich $0 - I_{\max}$ zurück. Wird I_{\max} im k-ten Messzyklus überschritten und der Strom bis zum neuen Maximalwert I'_{\max} hochgefahren, wird im Bereich $I_{\max} - I'_{\max}$ eine Neukurve mit der Ereignisrate eines ersten Messzyklus durchlaufen (Fig. 41a, b). Anhand der Ereignisrate kann deshalb festgestellt werden, bis zu welchem Strom

der Magnet betrieben worden ist, ohne dass er danach aufgewärmt wurde. In den Materialwissenschaften ist eine ähnliche Erscheinung unter dem Namen "Kaiser-Effekt" bekannt [8]. An einer Zugprobe werden nur akustische Signale gemessen, wenn die vorangegangene maximale mechanische Spannung überschritten wird. Diese spannungsirreversible Emission wird in Metallen auf plastische Verformung zurückgeführt. Beim Magneten kann diese Erklärung nicht direkt übernommen werden, sofern Effekte im Leiter selbst [11] ausgeschlossen werden.

10.2.4 Abhängigkeit von der Polarität und der Stromänderungsrate

Da die Lorentzkraft von der Stromrichtung in einer Wicklung unabhängig ist, wirkt sich eine Änderung der Polarität nicht auf die akustische Emission aus. Die Polarität spielt bei Messungen an Kurzproben im Fremdfeld eine Rolle, da Strom- und Feldrichtung unabhängig gewählt werden können.

Bei den Untersuchungen am Labormagneten wurde mit Ausnahme einer proportionalen Änderung der Ereignisrate kein Einfluss der Stromänderungsrate auf die Schallemission beobachtet. Die Stromänderungsrate wurde in einem Bereich zwischen 0,05 A/s und 1 A/s variiert. Der Verdoppelung der Stromänderungsrate entspricht auch eine Verdoppelung der Ereignisrate. Bei Messungen an einem anderen Magneten konnte jedoch eine Abhängigkeit der Impulssumme von der Stromanstiegszeit festgestellt werden (vgl. Abschnitt 10.5.2), die nicht messtechnisch zu begründen ist.

10.2.5 Abhängigkeit des Kurvenverlaufes von der Platzierung der Sonde

Der Verlauf der Messkurven der Ereignisrate aus den Sonden am oberen und unteren Flansch des Labormagneten für zunehmenden Strom ist verschieden. Eine messtechnische Ursache für die Unterschiede kann ausgeschlossen werden, da die Kurvenform für die benachbarten Sonden S1, S2 und

S3, S4 gleich ist (Fig. 42 a-d). Da eine Sonde nur einen Teil des Magneten überwachen kann (Dämpfung, Interferenzen der direkten und reflektierten Wellen), beschreiben die gemessenen Daten der oberen und der unteren Sonde primär die sich in ihrer Nähe abspielenden Vorgänge.

10.2.6 Beschreibung des Kurvenverlaufes der Ereignisrate

Die Ereignisrate steigt mit zunehmendem Strom linear bis zum Wert $I=I_g$ an (Fig. 42). Von diesem Zeitpunkt an nimmt die Rate nur noch gering zu oder bleibt im Mittel konstant. Die Stromwerte I_g sind bei den Sonden S1, S2 am oberen und S3, S4 am unteren Flansch verschieden:

S1, S2: $I_g = 55 \text{ A}$, (Fig. 42a, c);

S3, S4: $I_g = 30 \text{ A}$, (Fig. 42b, d).

Mit abnehmendem Strom steigt die Ereignisrate von null auf einen maximalen Wert beim Strom $I=I_m$, geht dann zurück und erreicht bei $I=0$ den Wert null (Fig. 43). Der Kurvenverlauf ist für die Sonden am oberen und am unteren Flansch gleich. I_m hängt vom erreichten maximalen Strom I_{\max} ab:

für $I_{\max} = 50 \text{ A}$ ist $I_m = 12 \text{ A}$, (Fig. 43 a);

für $I_{\max} = 80 \text{ A}$ ist $I_m = 18 \text{ A}$, (Fig. 43 b).

Der Stromwert, bei welchem die akustische Emission einsetzt, kann von der Empfindlichkeit der Messanordnung (Schwellwert) abhängig sein, da die Detektionswahrscheinlichkeit für ein Ereignis mit der Amplitude A mit zunehmendem Schwellwert abnimmt. Der tiefst mögliche Schwellwert von 24 dB liegt knapp über dem Rauschen. Bei einem grossen Teil der Messungen liegt der Schwellwert bei 40 dB. Fig. 44 zeigt, dass beim Labormagneten der AE-Einsatz vom Schwellwert unabhängig ist.

Die Gesamtzahl der Ereignisse ist beim Hoch- und beim Zurückfahren des Stromes nicht gleich gross: bei den Sonden am oberen Flansch (S1, S2) ist die Zahl grösser für zunehmenden, bei den Sonden am unteren Flansch (S3, S4) für abnehmenden Strom.

10.2.7 Einfluss eines Wärmezyklus auf die Konditionierung

Nach einer Erwärmung des Magneten bis Raumtemperatur und erneutem Abkühlen beginnt der Konditionierungsvorgang von neuem mit dem ersten Messzyklus wie beschrieben. Nach einer Erwärmung bis $T_m \sim 80^\circ\text{K}$ und anschliessendem Abkühlen kann ein abgeschwächter Konditionierungsvorgang beobachtet werden: Im ersten Messzyklus ist die Ereignisrate deutlich höher und sie setzt früher ein als im zweiten. Sie ist jedoch niedriger als im ersten Messzyklus nach einem Wärmezyklus bis Raumtemperatur (Fig. 45 a,b). Die Konditionierung in den folgenden Zyklen geht schneller vor sich (Fig. 45 b-d).

Wird der Magnet nur gerade soweit erwärmt, bis er normalleitend ist, setzt die akustische Emission nach dem Abkühlen wie nach einem Wärmezyklus bis Raumtemperatur im ersten Messzyklus bei einem tieferen Stromwert ein als in den folgenden Messzyklen. Im ersten Zyklus steigt die Ereignisrate an, bis sie den Wert des konditionierten Zustandes erreicht hat (Fig. 46). Von einem Konditionierungsvorgang ist sonst nichts zu erkennen. (Der langsame Uebergang des Magneten in den normalleitenden Zustand kann mit der elektrischen Spannung über der Wicklung festgestellt werden, welche gemessen wird, wenn die im eingefrorenen magnetischen Fluss gespeicherte Energie freigesetzt wird).

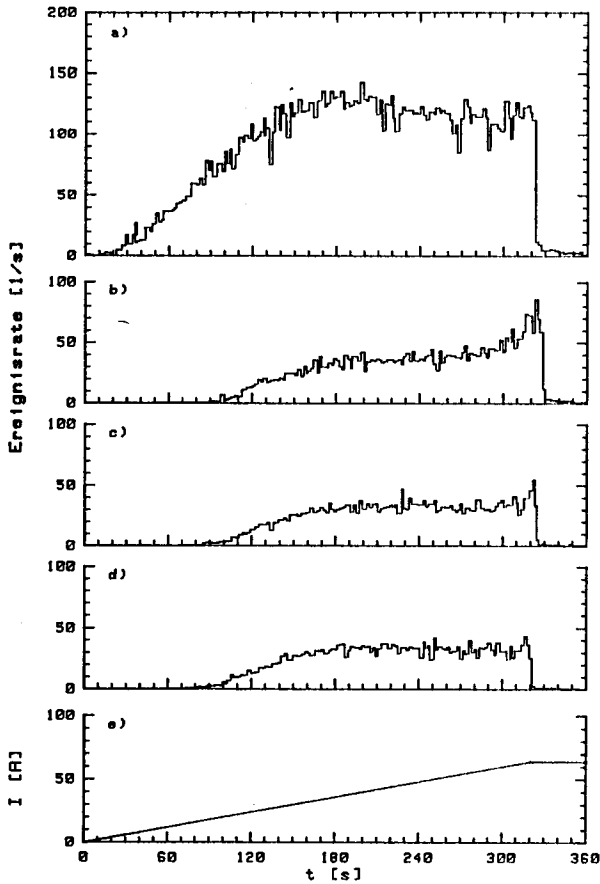


Fig. 38:

Konditionierung der Ereignisrate. Transportstrom zunehmend; erreichte Temperatur vor dem ersten Messzyklus: $T_m = 293^{\circ}\text{K}$.

a) 1. Messzyklus; b) 2. Messzyklus; c) 4. Messzyklus; d) 5. Messzyklus; e) Transportstrom:

$I_{\text{max}} = 64 \text{ A}$; $dI/dt = 0,2 \text{ A/s}$.

Messapparatur: Schwellwert: 40 dB; Ereignisrate aufgezeichnet pro $\Delta t = 2 \text{ s}$ (umgerechnet); Sonde S3.

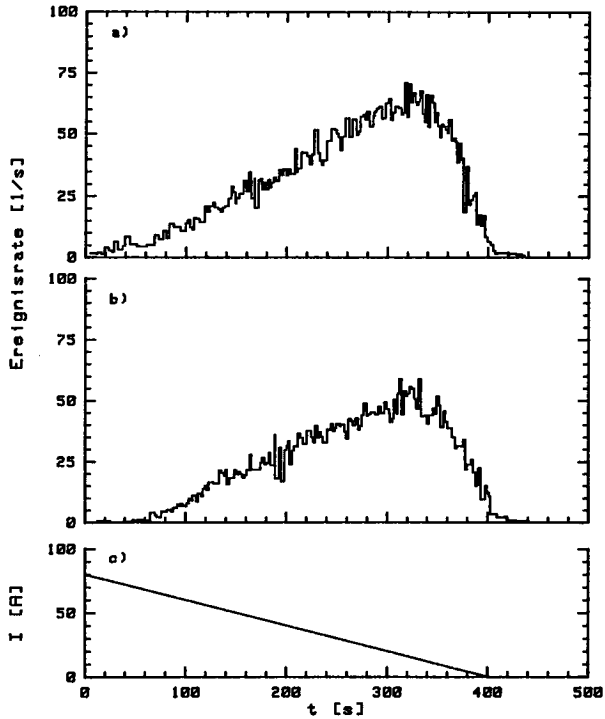


Fig. 39:

Konditionierung der Ereignisrate. Transportstrom abnehmend; erreichte Temperatur vor dem ersten Messzyklus: $T_m = 293^{\circ}\text{K}$.

a) 1. Messzyklus. b) 2. Messzyklus. Kein Unterschied zum 10. Messzyklus. c) Transportstrom: $I_{\max} = 80$ A; $dI/dt = -0,2$ A/s. Messapparatur: Schwellwert: 40 dB; Ereignisrate aufgezeichnet pro $\Delta t = 2$ s (umgerechnet); Sonde S3.

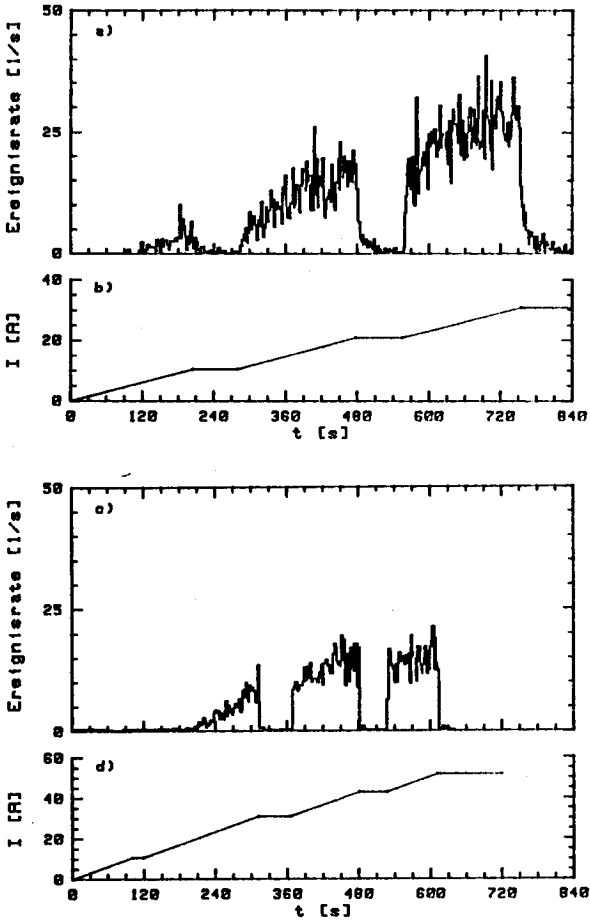


Fig. 40: Beruhigung der Ereignisrate bei konstant gehaltenem Transportstrom. Erreichte Temperatur vor dem ersten Messzyklus: $T_m = 293^{\circ}\text{K}$.
a) 1. Messzyklus. b) Stromverlauf. $dI/dt = 0,05 \text{ A/s}$.
c) 2. Messzyklus. d) Stromverlauf. $dI/dt = 0,1 \text{ A/s}$.
Messapparat: Schwellwert: 40 dB; Ereignisrate pro $\Delta t = 2 \text{ s}$ (umgerechnet); Sonde S3.

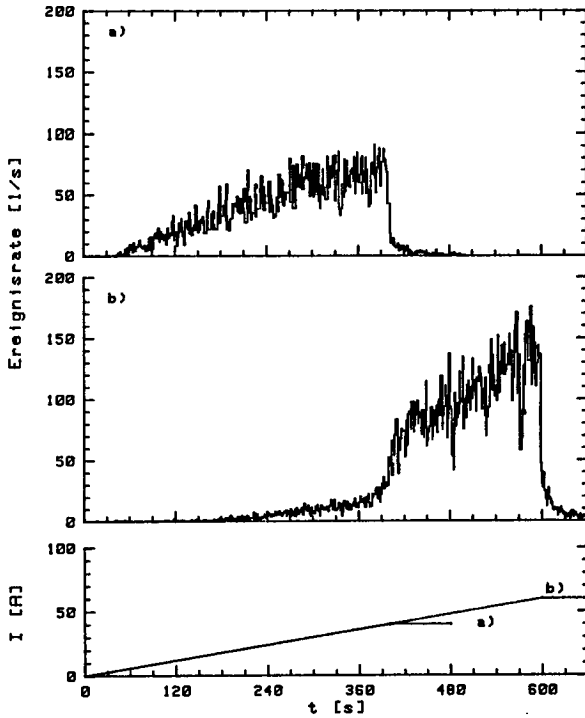


Fig. 41:

Erinnerungsvermögen an den bereits erreichten

Maximalstrom. Ereignisrate und Verlauf des

Stromes. Erreichte Temperatur vor dem ersten

Messzyklus: $T_m = 293^{\circ}\text{K}$.

a) 1. Messzyklus. $I_{\text{max}} = 40 \text{ A}$; $dI/dt = 0,1 \text{ A/s}$.

b) 2. Messzyklus. $I_{\text{max}} = 60 \text{ A}$; $dI/dt = 0,1 \text{ A/s}$.

Neukurve ab $I = 40 \text{ A}$.

Messapparatur: Schwellwert: 55 dB; Ereignisrate
pro $\Delta t = 1 \text{ s}$. Sonde Sl.

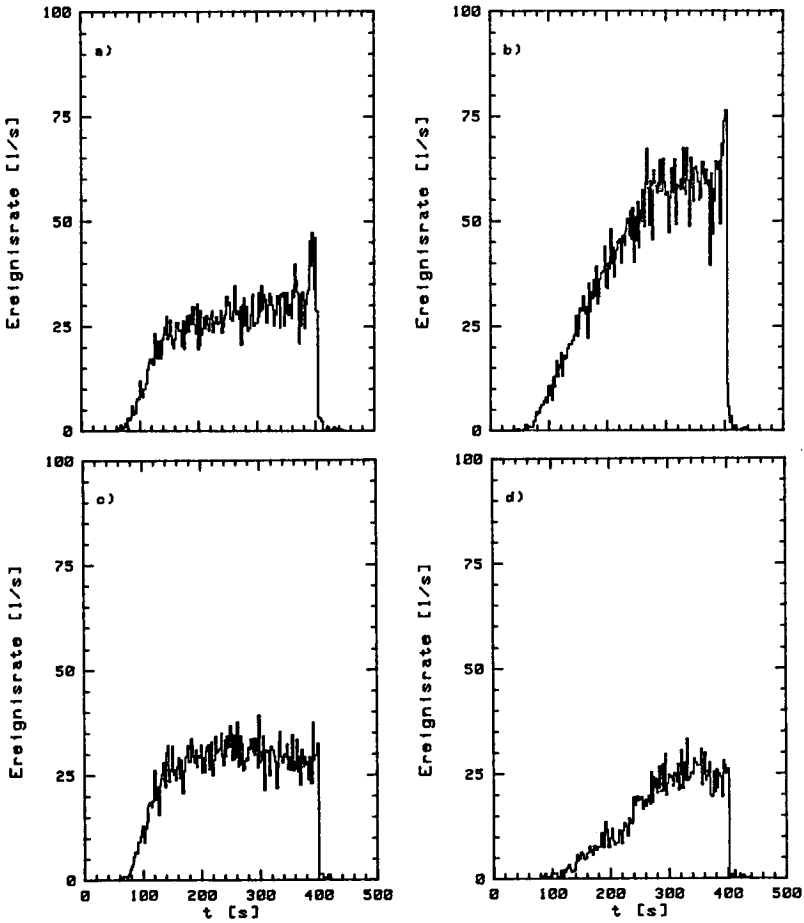


Fig. 42: Abhängigkeit des Kurvenverlaufes der Ereignisrate von der Platzierung der Sonde. Kurvenverlauf für zunehmenden Strom.

a) S3, 8. Messzyklus. b) S1, 9. Messzyklus.
c) S4, 10. Messzyklus. d) S2, 11. Messzyklus.
S1, S2: auf dem oberen Flansch des Magneten, benachbart.
S3, S4: auf dem unteren Flansch benachbart.

Messapparat: Schwellwert: 40 dB; Ereignisrate pro $\Delta t = 2$ s (umgerechnet). Transportstrom: $I_{\max} = 80$ A; $dI/dt = 0,2$ A/s.

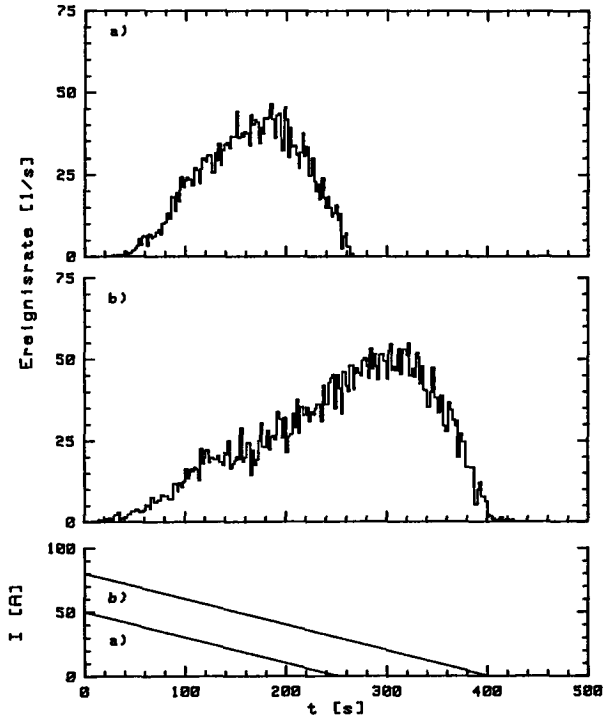


Fig. 43: Kurvenverlauf der Ereignisrate für abnehmenden Strom.

a) $I_{\max} = 50$ A, $dI/dt = -0,2$ A/s. Maximale Ereignisrate bei $I_m = 12$ A.

b) $I_{\max} = 80$ A; $dI/dt = -0,2$ A/s. Maximale Ereignisrate bei $I_m = 18$ A.

Messapparatur: Schwellwert: 40 dB. Ereignisrate aufgezeichnet pro $\Delta t = 2$ s (umgerechnet).

Sonde S3.

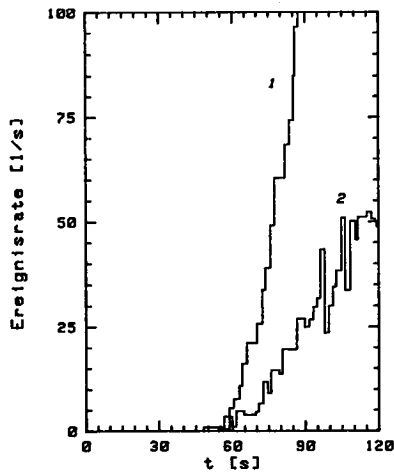


Fig. 44: Einsatz der akustischen Emission in Abhängigkeit vom Schwellwert. Kurve 1: Schwellwert = 24 dB. Kurve 2: Schwellwert = 40 dB. Strom: $dI/dt = 0,2 \text{ A/s}$. Messapparatur: Ereignisrate aufgezeichnet pro $\Delta t = 2 \text{ s}$ (umgerechnet). Sonde S3.

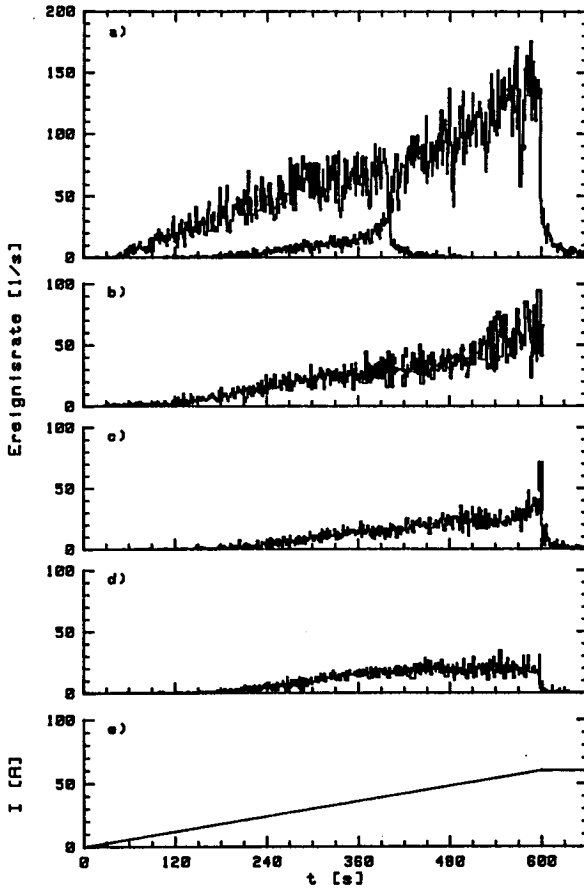


Fig. 45: Einfluss eines Wärmezyklus bis T_m auf die Konditionierung der Ereignisrate.

- a) 1. Messzyklus nach $T_m = 293^{\circ}\text{K}$ (Fig. 41a und 41b überlagert).
- b) 1. Messzyklus nach $T_m = 80^{\circ}\text{K}$.
- c) 2. Messzyklus nach $T_m = 80^{\circ}\text{K}$.
- d) 5. Messzyklus nach $T_m = 80^{\circ}\text{K}$.
- e) Verlauf des Transportstromes: $I_{\text{max}} = 60 \text{ A}$;
 $dI/dt = 0,1 \text{ A/s}$.
Messapparatur: Schwellwert: 55 dB; Ereignisrate aufgezeichnet pro $\Delta t = 1 \text{ s}$; Sonde Sl.

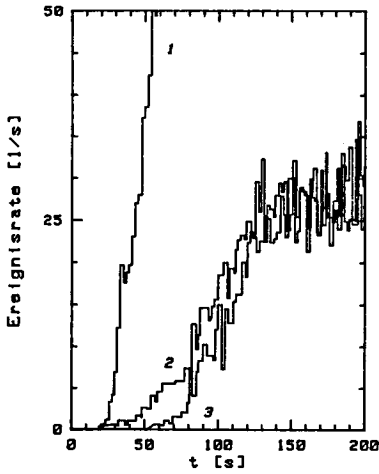


Fig. 46: Einfluss eines Wärmezyklus bis T_m auf die Konditionierung der Ereignisrate.
Kurve 1: $T_m = 293^\circ\text{K}$. 1. Messzyklus.
Kurve 2: $T_m \sim 20^\circ\text{K}$; 1. Messzyklus.
Kurve 3: $T_m \sim 20^\circ\text{K}$. 2. Messzyklus.
Strom: $dI/dt = 0,2 \text{ A/s}$.
Messapparat: Schwellwert: 40 dB; Ereignisrate aufgezeichnet pro $\Delta t = 2 \text{ s}$ (umgerechnet);
Sonde S3.

10.3 AMPLITUDENVERTEILUNGEN

Die Messzyklen werden in Messphasen unterteilt: Zwischen den Stromwerten I_i und $I_i + \Delta I$ wird die Summenhäufigkeit der maximalen Amplituden der detektierten Ereignisse aufgezeichnete. Damit soll die Entwicklung der Amplitudenverteilung während eines Messzyklus aufgezeigt werden. Die am Labormagneten gemessenen Verteilungen lassen sich durch eine Potenzfunktion (10) mit den Parametern b und a_{\max} annähern. Abweichungen können berücksichtigt werden, wenn die Messkurve mit zwei überlagerten Potenzfunktionen (16) mit den Parametern k , b_1 , b_2 , $a_{\max 1}$, $a_{\max 2}$ approximiert wird. Die aus den Messkurven bestimmten Parameter sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Es wird folgende Schreibweise für die Angabe der Amplituden in dB verwendet: a , a_{\max} beziehen sich auf den Schwellwert, A und A_{\max} beziehen sich auf 0,1 mV. Bei Hochfahren (Zurückfahren) des Transportstromes ist $\Delta I = 10 \text{ A}$ (-10 A).

Fig. 47a zeigt, wie sich die Amplitudenverteilung im ersten Messzyklus nach einem Wärmezyklus bis 293°K beim Hochfahren des Stromes verändert. Den Messkurven (Treppenkurven) sind die berechneten Kurven überlagert. Sie stellen im doppeltlogarithmischen Massstab gezeichnet Geraden dar: $A_{\max} \rightarrow \infty$. Mit zunehmendem Strom (grösser werdender Belastung) nimmt der b -Wert leicht ab (Fig. 47b). Im zweiten Messzyklus beim Hochfahren des Stromes ist das Bild verändert: Neben der kleineren Anzahl der pro Messphase detektierten Ereignisse (Konditionierung) fehlen Bursts mit hohen Amplituden, so dass die Messkurven abgebogen sind (Fig. 48a). Die Krümmung wird in den berechneten Kurven durch ein endliches A_{\max} berücksichtigt. Grössenordnungsmässig 1 % der Ereignisse pro Messphase weisen Amplituden auf, die grösser als a_{\max} sind. Die Auswertung (Fig. 48b) zeigt, dass sich die b -Werte gegenüber dem ersten Messzyklus (für zunehmenden Strom) kaum verändert haben. Die A_{\max} -Werte nehmen mit zunehmender Belastung zu. Die Messphase von 60 bis 70 A ist nach dem letzten Wärmezyklus noch nicht durchlaufen

worden. Der Verlauf der Verteilung entspricht daher dem des ersten Messzyklus. In Fig. 49a ist die Entwicklung der Amplitudenverteilung abgebildet, wie sie sich beim Zurückfahren des Stromes im zweiten Messzyklus ergibt. Der b -Wert nimmt ab, während die AE-Aktivität zunimmt; dann steigt er wieder leicht an (Fig. 49b). Die A_{\max} -Werte zeigen keine klare Veränderungstendenz. Verglichen mit den b -Werten, die beim Hochfahren des Stromes im zweiten Messzyklus bestimmt wurden, sind sie im achten Messzyklus für niedrige Stromwerte grösser geworden (Fig. 50a), während bei grösserem Strom keine deutliche Änderung zu erkennen ist. b nimmt mit zunehmendem Strom ab. A_{\max} ist weiter zurückgegangen. Beim Zurückfahren des Stromes (Fig. 50b) ist in der Veränderung der b - und A_{\max} -Werte keine bestimmte Tendenz zu sehen. Sie sind auch nicht mit den entsprechenden Werten des zweiten Messzyklus vergleichbar. In Fig. 51 sind die Amplitudenverteilungen aufgezeichnet, die zwischen null und I_{\max} bzw. zwischen I_{\max} und null in den ersten vier Messzyklen registriert worden sind. Beim Hochfahren des Stromes verändert sich der b -Wert für aufeinanderfolgende Zyklen ohne sichtbare Tendenz. Beim Zurückfahren bleibt er konstant. A_{\max} verschiebt sich mit zunehmender Zykluszahl zu niedrigeren Werten, wenn der Strom zunimmt und ändert sich wenig, wenn der Strom abnimmt. Mit wachsender Zykluszahl ist kaum noch ein Unterschied zwischen den Amplitudenverteilungen für zu- und abnehmenden Strom festzustellen. Die Verteilung des zehnten Messzyklus (Fig. 52 a,b) ergibt die Werte $b = 1,6$ und $A_{\max} = 63$ dB. Der Verlauf der Messkurve kann durch zwei überlagerte Potenzfunktionen etwas besser angenähert werden. Die fünf Parameter sind wie folgt bestimmt worden:

	Strom zunehmend (Fig. 52c)	Strom abnehmend (Fig. 52d)
k	0,5	0,42
b_1	1,58	1,58
$A_{\max 1}$	62 dB	60 dB
b_2	1,8	1,7
$A_{\max 2}$	75 dB	72 dB

Die fünf Parameter wurden auch für andere Amplitudenverteilungen bestimmt. Es war weder innerhalb eines Messzyklus für verschiedene Messphasen noch für verschiedene Messzyklen möglich, zu erkennen, in welcher Richtung sich die Parameter verändern, so dass das Modell mit zwei überlagerten Verteilungen nicht weiter verwendet wurde. Eine Potenzfunktion allein vermag die Messdaten entweder im Bereich kleiner oder im Bereich der grösseren Amplituden besser zu beschreiben. Je nachdem ob man den einen oder den anderen Werten grössere Bedeutung zumisst, ergeben sich andere b und A_{\max} . Die Häufigkeitsverteilungen zeigen, dass hohe Amplituden nicht nach einer Potenzfunktion verteilt sind. Der Amplitudenwert, bei welchem die Berechnung der Potenzfunktion einsetzt, beeinflusst auch die resultierenden numerischen Werte. Fig. 53 zeigt eine Amplitudenverteilung, welche mit einem Schwellwert von 24 dB knapp über dem Rauschen aufgenommen wurde. Beginnt die Berechnung der Potenzfunktion bei 24 dB, ergeben sich $b = 1,4$ und $A_{\max} = 46$ dB. Setzt die Berechnung jedoch bei 40 dB ein, wird $b = 2,2$ und $A_{\max} = 49$ dB. Wenn die Rechnung bei einem tieferen Amplitudenwert einsetzt, werden niedrige Amplituden schwächer gewichtet, da der resultierende b -Wert kleiner wird.

Die Entwicklung der Amplitudenverteilung im Lauf eines Messzyklus und während der Konditionierung lässt sich zusammengefasst wie folgt beschreiben:

a) Bei zunehmendem Strom:

Innerhalb eines Messzyklus nimmt der b -Wert mit zunehmendem Strom leicht ab: Die Wahrscheinlichkeit, dass die lokale Spannung die Festigkeit an den meist beanspruchten Stellen in der Wicklung überschreitet, nimmt zu. Die Spannungsverteilung wird homogener; zwischen zwei Ereignissen wird mehr Energie gespeichert: die Ereignisse werden stärker (vgl. Abschnitt 6.2.2.). Die Verschiebung von A_{\max} hin zu grösseren Werten zeigt, dass sich die beanspruchten Gebiete räumlich ausdehnen. Nur in einer erstmalig durchlaufenen Messphase nach einem Wärmezyklus bis 293°K wird die Kurvenform der Amplitudenverteilung nicht durch ein endliches A_{\max} beeinflusst.

b) Bei abnehmendem Strom:

Die Entwicklung der b - und A_{\max} -Werte lässt kein Muster erkennen.

b) Während der Konditionierung:

Eine geringe Abnahme des b -Wertes kann nur vermutet werden. Sie lässt auf eine Homogenisierung des mechanischen Spannungszustandes schliessen. Die Änderung in den A_{\max} -Werten ist unbestimmt.

Die Potenzfunktion als Modell für die Amplitudenverteilung kann die gemessenen Verteilungen näherungsweise beschreiben. Eine verbesserte Datenerfassung und -Auswertung, besonders die Bestimmung der Kurvenparameter durch eine optimierte Anpassung der gerechneten Kurven an die gemessenen Amplitudenverteilungen dürfte feinere Veränderungen sichtbar machen. Bei der gewählten Art der Auswertung liegen die Ungenauigkeiten beim Bestimmen von b und A_{\max} im selben Grössenbereich wie die beobachteten Veränderungen, so dass Tendenzen leicht maskiert werden.

TABELLE 5: Parameter der Amplitudenverteilungen

1. Messzyklus, zunehmender Strom (Fig. 47).

Strom [A]	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70
b	1,7	1,7	1,7	1,65	1,6	1,6	1,55
A_{\max}	→ ∞						

2. Messzyklus, zunehmender Strom (Fig. 48).

Strom [A]	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80
b	---	---	1,8	1,7	1,6	1,6	1,55	1,5
A_{\max} [dB]	---	---	52	59	64	66	70	

2. Messzyklus, abnehmender Strom (Fig. 49).

Strom [A]	80-70	70-60	60-50	50-40	40-30	30-20	20-10	10-0
b	2,1	2,1	1,7	1,4	1,3	1,4	1,55	1,65
A_{\max} [dB]	70	64	61	60	61	65	68	64

8. Messzyklus, zunehmender Strom (Fig. 50a).

Strom [A]	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80
b	---	2,7	2,65	1,8	1,6	1,55	1,5	1,5
A_{\max} [dB]	---	54	58	62	61	62	61	69

8. Messzyklus, abnehmender Strom (Fig. 50b)

Strom [A]	80-70	70-60	60-50	50-40	40-30	30-20	20-10	10-0
b	1,5	1,5	1,8	1,4	1,7	1,65	1,65	1,7
A_{\max} [dB]	52	48	57	58	60	60	60	64

	zunehmender Strom				abnehmender Strom (Fig. 51)			
Messzyklus	1	2	3	4	1	2	3	4
b	1,41	1,8	1,75	1,7	1,7	1,7	1,7	1,65
A_{\max} [dB]	72	72	64	63	64	64	64	63

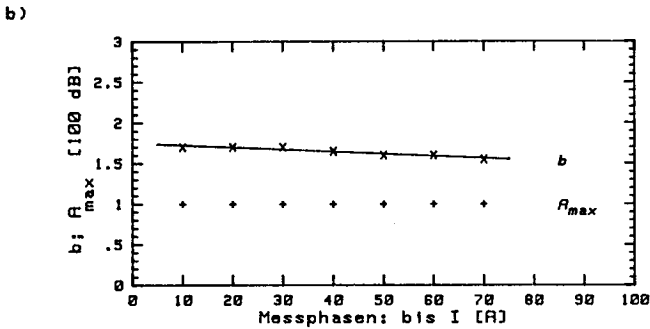
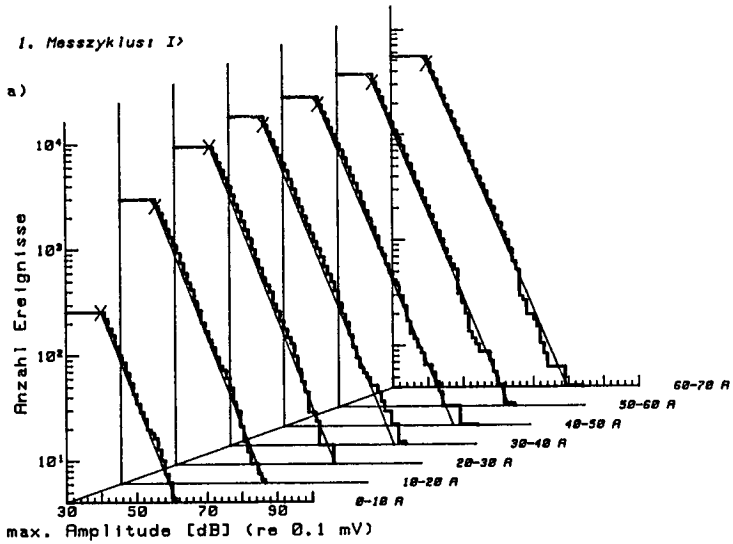


Fig. 47: Entwicklung der Amplitudenverteilung im ersten Messzyklus nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}\text{K}$ für zunehmender Strom. $I_{\max} = 80 \text{ A}$; $dI/dt = 0,05 \text{ A/s}$; Sonde S3.

a) Gemessene und berechnete Verteilungen für aufeinanderfolgende Messphasen.

b) Resultierende b - und A_{\max} -Werte.

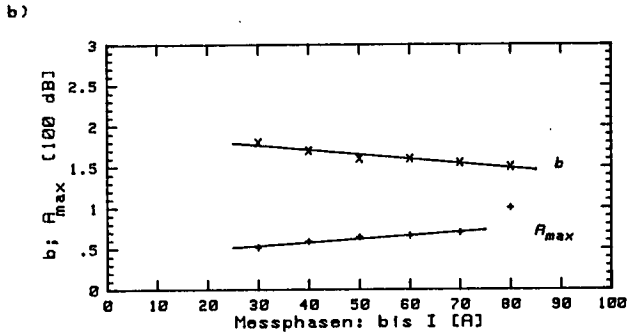
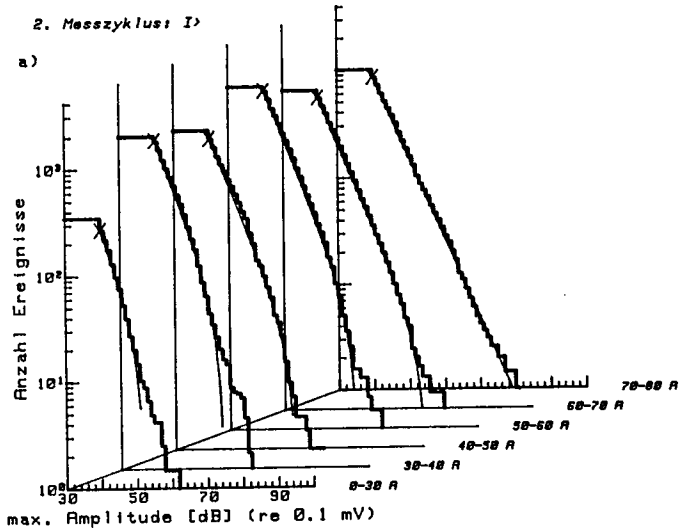
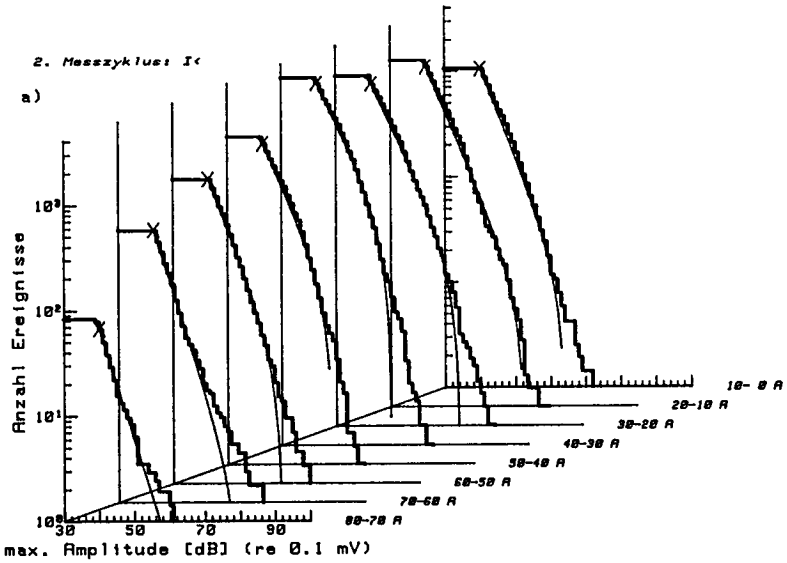


Fig. 48: Entwicklung der Amplitudenverteilung im zweiten Messzyklus nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}\text{K}$ für zunehmenden Strom. $I_{max} = 80 \text{ A}$; $dI/dt = 0,1 \text{ A/s}$; Sonde S3.

- a) Gemessene und berechnete Verteilungen für aufeinanderfolgende Messphasen.
- b) Resultierende b - und A_{max} -Werte.



b)

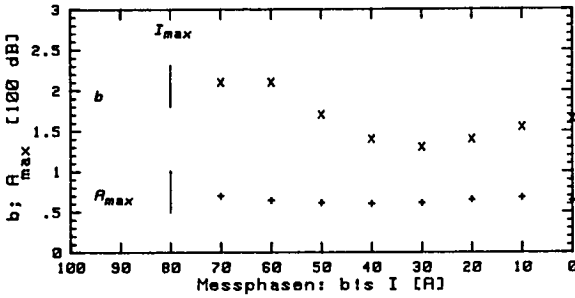


Fig. 49: Entwicklung der Amplitudenverteilung im zweiten Messzyklus nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}K$ für abnehmenden Strom. $I_{max} = 80$ A; $dI/dt = -0,1$ A/s; Sonde S3.

- a) Gemessene und berechnete Verteilungen für aufeinanderfolgende Messphasen.
- b) Resultierende b - und A_{max} -Werte.

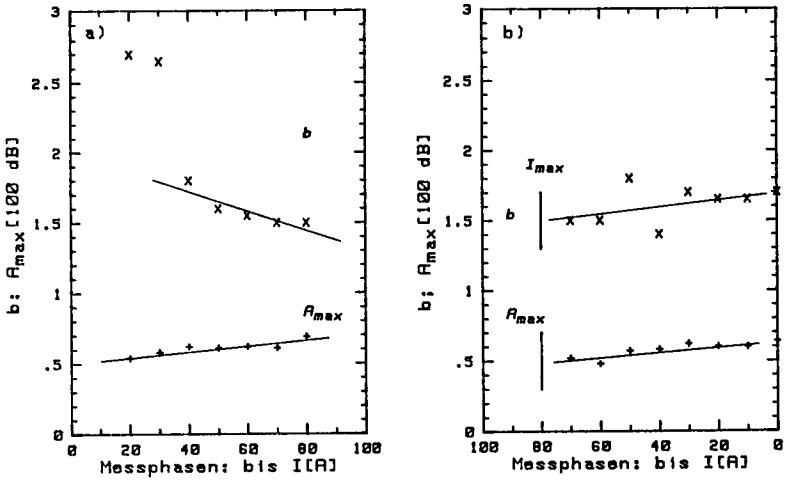


Fig. 50: Entwicklung der Amplitudenverteilung im achten Messzyklus nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}\text{K}$.
Schwellwert: 40 dB. $I_{max} = 80$ A;
 $dI/dt = \pm 0,2$ A/s; Sonde S3.

- a) Resultierende b - und A_{max} -Werte für zunehmenden Strom.
- b) Resultierende b - und A_{max} -Werte für abnehmenden Strom.

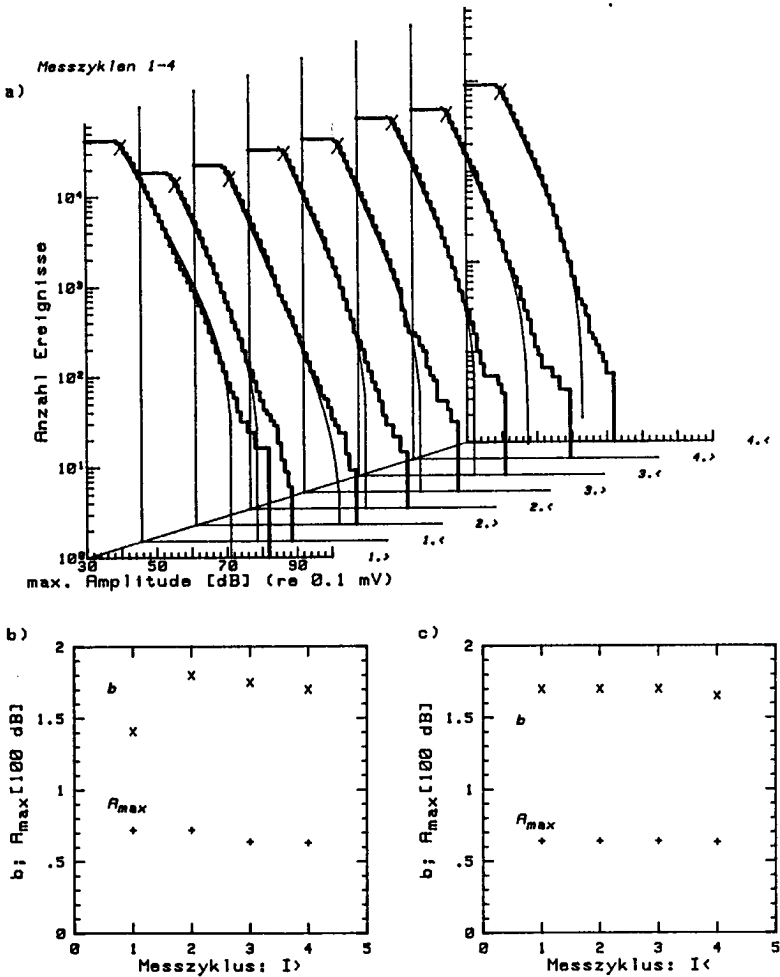


Fig. 51: Entwicklung der Amplitudenverteilung während der ersten vier Messzyklen nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}\text{K}$. $I_{\text{max}} = 80 \text{ A}$; $dI/dt = \pm 0,2 \text{ A/s}$; Sonde S3.

- a) Gemessene und berechnete Verteilungen für aufeinanderfolgende Messzyklen bei zu- und abnehmendem Strom.
- b), c) Resultierende b - und A_{max} -Werte für zu- ($I>$) bzw. abnehmenden Strom ($I<$).

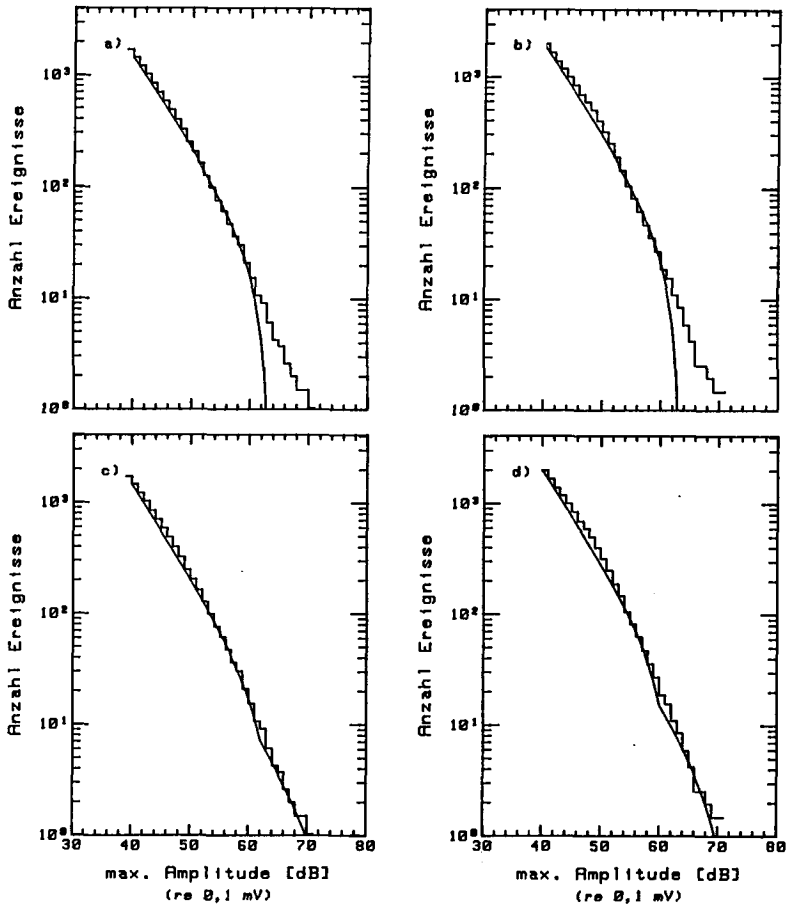


Fig. 52: Amplitudenverteilung des zehnten Messzyklus nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^\circ\text{K}$.
 $I_{\max} = 80 \text{ A}$; $dI/dt = +0,2 \text{ A/s}$; Sonde S3.
a), c) Verteilungen für zunehmenden Strom.
b), d) Verteilungen für abnehmenden Strom.
a), b) Beschreibung des Kurvenverlaufes durch eine Potenzfunktion (10).
c), d) Beschreibung des Kurvenverlaufes durch zwei überlagerte Potenzfunktionen (16).
Resultierende b - und A_{\max} bzw. k , b_1 , b_2 , $A_{\max 1}$ $A_{\max 2}$: vgl. Text.

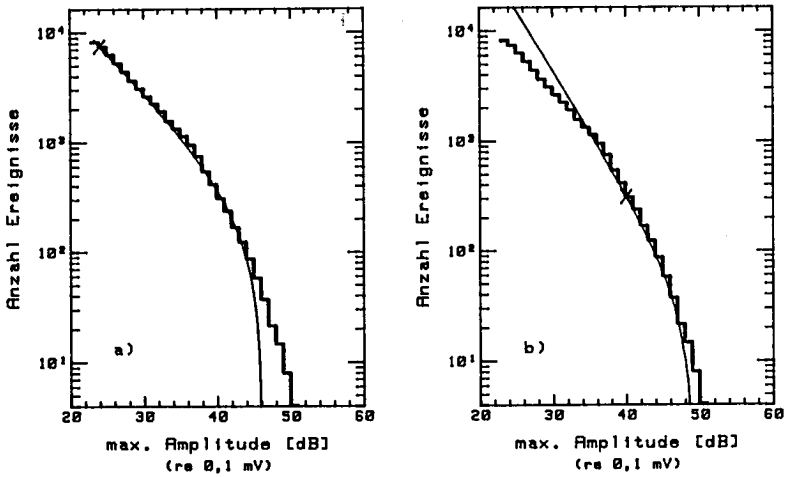


Fig. 53: Amplitudenverteilung des 17. Messzyklus nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}\text{K}$ für zunehmenden Strom.

$I_{\text{max}} = 80 \text{ A}$; $dI/dt = 0,2 \text{ A/s}$; Sonde S3.

- a) Fehleroptimierung für Amplituden $A > 24 \text{ dB}$.
- b) Fehleroptimierung für Amplituden $A > 40 \text{ dB}$.

10.4 WEITERE HÄUFIGKEITSVERTEILUNGEN

10.4.1. Häufigkeitsverteilung der Ereignisdauer

Gemessene Häufigkeitsverteilungen der Ereignisdauer werden mit dem theoretischen Kurvenverlauf verglichen. Der Kurvenverlauf (26) wurde für exponentiell gedämpfte Sinus-Schwingungen mit der einer Potenzfunktion gehorchenden Amplitudenverteilung bestimmt. Wird die berechnete Häufigkeit logarithmisch aufgetragen, ergibt sich eine Gerade mit der Steigung $-\frac{b}{\tau}$. Fig. 54 zeigt die mit der Sonde S1 mit einer Verstärkung von 25 dB gemessenen Verteilungen. Die Messkurven stammen von den beiden ersten Messzyklen nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}\text{K}$. Die Häufigkeitsverteilung beim ersten Messzyklus bei zunehmendem Strom unterscheidet sich von allen folgenden Aufzeichnungen, welche gleiche Verteilungen ergeben. Die Häufigkeitsverteilung verläuft im ersten Messzyklus flacher; damit ist die mittlere Pulsdauer grösser. Die Beschreibung des Kurvenverlaufs mit einer Geraden als grobe Näherung ist möglich. Wie Kapitel 8 gezeigt hat, ist das Modell der gedämpften Sinus-Schwingungen nur eine erste Näherung mit Abklingzeitkonstanten, welche sich mit der relativen Position von Signalquelle und Sonde verändern. Diese Änderungen beeinflussen die Steigung der Geraden stärker als die geringe Variation der b -Werte innerhalb eines Messzyklus. Im ersten Messzyklus erhält man mit zunehmendem Strom $\frac{b}{\tau} = 3,08$, woraus mit $b = 1,41$ (vgl. Fig. 51 und Tabelle 5) die Abklingzeitkonstante $\tau = 0,46$ resultiert. In den folgenden Zyklen ist $\frac{b}{\tau} = 3,78$. Mit $b = 1,7 \dots 1,8$ wird $\tau = 0,45 \dots 0,48$. Die Zeitkonstanten stimmen im Rahmen der erzielten Genauigkeit überein, was erwartet wird, da sie primär durch die Struktur des Magneten bestimmt werden. Der Erwartungswert der Ereignisdauer (27) liegt bei $E(t^*) = 0,32$ ms im ersten und bei $E(t^*) = 0,26$ ms in den folgenden Messzyklen. Mit Hilfe dieses Wertes wird die kritische (maximal erlaubte) mittlere Ereignisrate bestimmt, bei welcher noch 95% der Ereignisse detektiert werden, ohne dass sie sich überlappen. Bei einem Erwartungswert von $E(t^*) = 0,5$ ms und einer Totzeit von

1 ms zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen wird angenommen, dass maximal ein Ereignis pro 2 ms eintreten soll. Gemäss der kumulativen Wahrscheinlichkeit der Poissonverteilung (Fig. 12) beträgt die kritische Ereignisrate $\lambda = 0,34$ Ereignisse pro 2 ms oder 170 Ereignisse pro Sekunde. Die Signalverstärkung wird entsprechend eingestellt, so dass die Anzahl der Ereignisse kleiner ist, welche pro Sekunde den Schwellwert überschreiten.

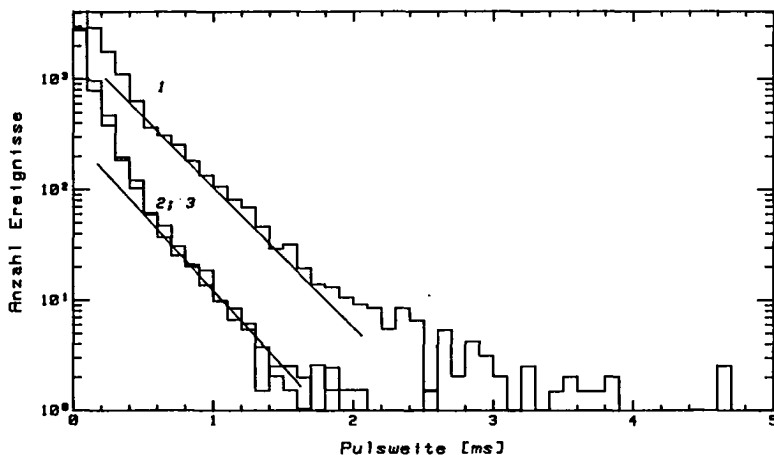


Fig. 54: Häufigkeitsverteilung der Ereignisdauer.
Kurve 1: 1. Messzyklus, zunehmender Strom.
Kurve 2: 1. Messzyklus, abnehmender Strom.
Kurve 3: 2. Messzyklus, zunehmender Strom.
Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}\text{K}$. Verstärkung: 25 dB; Totzeit: 1 ms; Sonde: Sl.

10.4.2 Häufigkeitsverteilung der Anzahl Schwingungen pro Ereignis

Gemessene Häufigkeitsverteilungen der Anzahl Schwingungen pro Ereignis sind in Fig. 55 für einen Messzyklus im konditionierten Zustand für zu- und abnehmenden Strom wiedergegeben. Die berechnete Verteilung für exponentiell gedämpfte Sinus-Schwingungen mit Amplituden, welche nach einer Potenzfunktion verteilt sind, stellt bei logarithmisch aufgetragener Häufigkeit eine Gerade mit der Steigung $-\frac{b}{f_0 \tau}$ dar. Die gemessenen Kurven entsprechen diesem Modell. Die Steigung der Geraden ist $\frac{b}{f_0 \tau} = 30,58 \cdot 10^{-3}$. Mit $b = 1,6 \dots 1,8$ (vgl. Abschnitt 10.3) resultiert $f_0 \tau = 52,32 \dots 58,86$. Daraus folgt $\tau = 0,40 \dots 0,45$ ms für die Resonanzfrequenz $f_0 = 130$ kHz (gem. Fig. 24). Der Erwartungswert der Anzahl Schwingungen (29) im konditionierten Zustand ist $E(n_T) = \frac{f_0 \tau}{b} = 33$ Schwingungen.

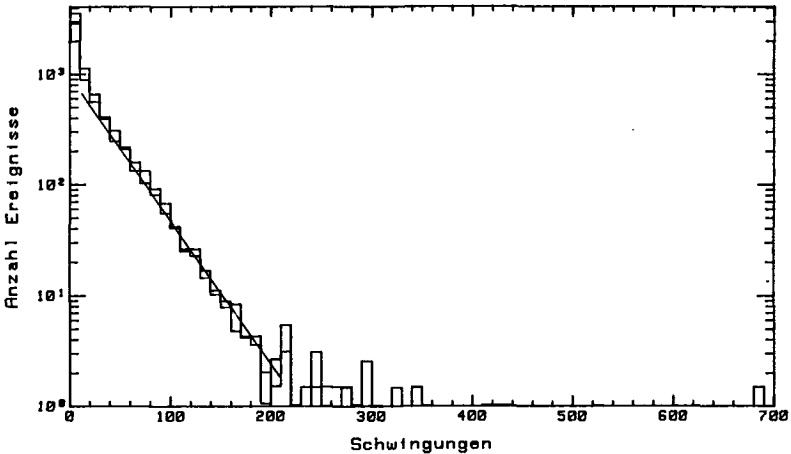


Fig. 55: Häufigkeitsverteilung der Anzahl Schwingungen pro Ereignis. 12. Messzyklus für zu- und abnehmenden Strom. Verstärkung: 40 dB; Totzeit: 1 ms; Sonde: S3

10.4.3 Diskussion

Die Abklingzeitkonstante der akustischen Bursts wurde auf drei Arten bestimmt: Mit Simulationsexperimenten (Abschnitt 8.2, Fig. 20, Tab. 4), über die Häufigkeitsverteilung der Ereignisdauer und über die Verteilung der Anzahl Schwingungen pro Ereignis. Die τ -Werte, die aus den Häufigkeitsverteilungen resultieren, sind kleiner als diejenigen aus den Simulationsexperimenten. Da die Amplitudenverteilungen in einer anderen Messserie aufgezeichnet wurden, besteht eine Unsicherheit im b -Wert, welche aber keine Abweichungen im beobachteten Mass zu erklären vermag. Eine plausible Begründung kann wie folgt gegeben werden: Bei den Simulationsmessungen wird pro Sender-Empfänger-Anordnung eine Signalform erzeugt und mit unterschiedlichen Empfänger-Verstärkungen verarbeitet. Die Abklingzeitkonstante des Signals hängt von der Qualität der Verbindungsstrecke ab: je besser die Verbindung ist, desto mehr Reflexionen werden von der Sonde aufgenommen und desto grösser wird die Zeitkonstante. Bei den Messungen in Funktion des Transportstromes werden die Qualitäten der Verbindungswege über den Magneten gemittelt. Die resultierende Zeitkonstante kann auch kleiner sein als diejenige der Simulationsexperimente mit den zufällig gewählten Sender-Empfänger-Positionen.

10.5 VERLAUF DER IMPULSSUMME IN FUNKTION DES TRANSPORTSTROMES

Die Impulssumme (Abschnitt 6.3) - die aufsummierte Zahl der einen festen Schwellwert überschreitenden Schwingungen der akustischen Bursts - ist die einfachste Darstellungsart der akustischen Emission. Im Unterschied zu der Anzahl der Ereignisse werden die Bursts mit einem von der Amplitudenverteilung abhängigen Gewichtsfaktor bewertet. Dasselbe gilt für die Energiesumme (Abschnitt 6.4), wo eine Bewertung mit anderen Gewichtsfaktoren vorgenommen wird. Bei den vorliegenden Messungen hat die Verarbeitung in Form der

Energiesumme keinen Vorteil gezeigt, so dass sie nicht weiter verfolgt wurde.

10.5.1 Messergebnisse vom Labormagneten

Der Verlauf der Impulssumme, der für zu- und abnehmenden Strom mit den Sonden S1 und S3 am Labormagneten registriert worden ist, ist in Fig. 56 für den 1., 2. und 12. Messzyklus nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}\text{K}$ in Funktion des Stromes dargestellt. Die Stromänderungsrate beträgt $dI/dt = 0,2 \text{ A/s}$. Der Kurvenverlauf gleicht demjenigen der veröffentlichten AE-Messkurven, welche bei Kurzporbenuntersuchungen [10, 12, 13, 17] und bei Magneten [17] registriert wurden. Wie bei der Ereignisrate (Abschnitt 10.2) kann ein Konditionierungsvorgang beobachtet werden:

- Im ersten Messzyklus bei zunehmendem Strom setzt die akustische Emission früher ein. Die Impulssumme beträgt beim maximal erreichten Strom ein vielfaches derjenigen des zweiten und zwölften Messzyklus (konditionierter Zustand), (Fig. 56a, b, d).
- Ein Vergleich des Impulssummenverlaufes des 2. und 12. Zyklus bei zunehmendem Strom zeigt die erhöhte Aktivität ab ca. 90% des vorgängig erreichten maximalen Stromes (Fig. 56b, d).
- Die Konditionierung bei abnehmendem Strom (Fig. 56 c, e) ist besser sichtbar als bei der Ereignisrate: Zuerst ist die Aktivität im ganzen Strombereich reduziert, dann deutlicher bei kleinen Stromwerten ($< 15 \text{ A}$). Die unterschiedliche Aktivität bei den Sonden S1 und S3 auf dem oberen respektive unteren Flansch kann ebenfalls gesehen werden. Da bei dieser Verarbeitungsmethode die Impulssumme für beide Sonden gleichzeitig aufgezeichnet werden konnte, lässt sich eine weitere Feststellung machen: Im ersten Messzyklus für zunehmenden Strom zeigt die Sonde S1 eine grössere Aktivität als S3. Für alle anderen Messzyklen ist umgekehrt die der Sonde S1 kleiner als bei S3. Diese Unterschiede können nicht auf verschiedene Empfindlichkeiten der Anordnung zurückgeführt werden.

Nicht von Bedeutung ist der Sprung im Verlauf der Messkurven bei 60 A (zunehmender Strom, Fig. 56 b, d) bzw. bei 40 A (abnehmender Strom, Fig. 56 c, e). Diese starken Signale wurden durch einen Bauteil im Kryostaten verursacht, der durch das Magnetfeld hin- und herbewegt wurde. Die Beruhigung der AE für konstanten Strom ist in der Darstellung der Fig. 56 nicht wiedergegeben.

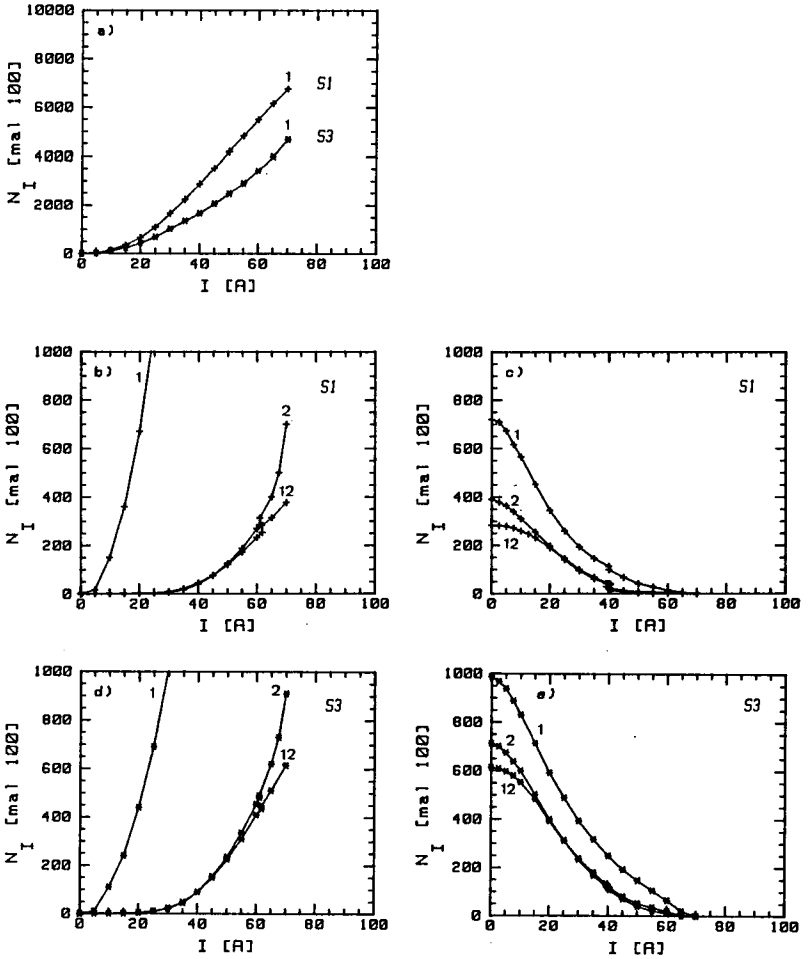


Fig. 56: Verlauf der Impulssumme beim Labormagneten in Funktion des Stromes nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^{\circ}\text{K}$.

- a) 1. Messzyklus, S1 und S3; zunehmender Strom.
- b), c) 1., 2., 12. Messzyklus; b): zu-, c): abnehmender Strom. Sonde S1.
- d), e) 1., 2., 12. Messzyklus; d): zu-, e): abnehmender Strom. Sonde S3.

Verstärkung: 25 dB; $dI/dt = \pm 0,2 \text{ A/s}$.

10.5.2 Vergleichende Messungen an einem anderen Magneten

Vergleichsmessungen wurden an einem supraleitenden Solenoid Magneten gemacht, der für nuklear-magneteische Resonanz (NMR) - Messungen verwendet wird. Die wachstergossene Wicklung hat folgende Abmessungen: Innendurchmesser: 86,4 mm; Aussendurchmesser: 132 mm; Länge: 320 mm. Betriebspunkt: 54,2A/5,87T. Induktivität: = 22H. Der Magnet wird im Heliumbad bei 4,2⁰K betrieben. Zwei AE-Sonden (S_o und S_u) vom Typ AET AC 175L wurden auf der Längsseite auf dem Aussendurchmesser der Wicklung an den Enden des Magneten oben (S_o) und unten (S_u) mit Glasband befestigt. Während der ersten sechs Messzyklen nach dem Abkühlen wurde die Impulssumme in Funktion des Transportstromes aufgezeichnet (Fig. 57). In den Messzyklen Nr. 1-3 und Nr. 6 wurde der Strom in 60 Minuten, in den Zyklen Nr. 4 und 5 in 5 Minuten hochgefahren. Das Zurückfahren des Stromes benötigte 30 Minuten. Die Stromänderungsrate wird mit zunehmendem Strom kleiner. Die Messresultate zeigen, dass die Konditionierung beim ersten Hochfahren nach dem Abkühlen am stärksten ist (Fig. 57 a, c). Der Unterschied in der Impulssumme zwischen den Zyklen Nr. 3, Nr. 6 und Nr. 4, Nr. 5 weist auf eine Abhängigkeit von der Stromänderungsrate hin, die beim Labormagneten nicht festgestellt werden konnte. Es besteht ein Unterschied zwischen der mit der oberen Sonde S_o und der mit der unteren Sonde S_u gemessenen Aktivität: Die obere Sonde zeigt eine grössere Impulssumme, der Einsatz der AE erfolgt jedoch bei tieferen Stromwerten. Die Empfindlichkeit der beiden Sondenanordnungen wurde mit einem in der Mitte zwischen beiden Sonden simulierten AE-Burst überprüft. Die Amplituden der beiden empfangenen Signale sind gleich, die Feinstruktur der Bursts ist stark unterschiedlich, was die Zahl der Schwingungen pro Ereignis beeinflusst. Beim Zurückfahren des Stromes ist die Konditionierung weniger deutlich sichtbar. Der Unterschied in der Impulssumme zwischen dem konditionierten Zustand und der Neukurve ist geringer als beim Labormagneten. Die Amplitudenverteilungen lassen sich ebenfalls durch eine Potenzfunktion beschreiben, doch ergaben sich bei den Messungen in einem Labor der Industrie

Schwierigkeiten durch starke elektromagnetische Interferenzen.

Die Messungen am NMR-Magneten bestätigen die wesentlichsten AE-Charakteristika, die beim Labormagneten gemessen wurden: Verlauf der Impulssumme in Funktion des Stromes, Konditionierung und ein Unterschied in der Aktivität bei Sonden, die an verschiedenen Stellen der Magnetoberfläche platziert sind.

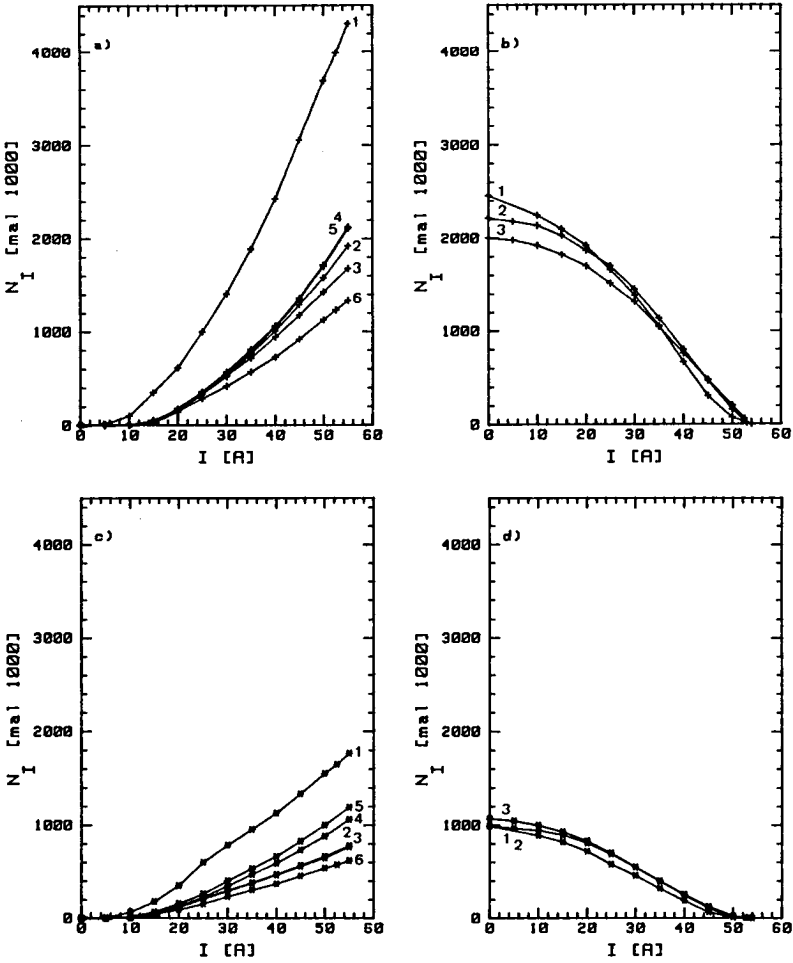


Fig. 57: Verlauf der Impulssumme beim NMR-Magneten in Funktion des Stromes nach dem Abkühlen von Raumtemperatur.

a), b) Sonde S_O : 1. - 6. Messzyklus. a): zu-, b) abnehmender Strom.

c), d) Sonde S_U : 1. - 6. Messzyklus. c): zu-, d) abnehmender Strom.

Verstärkung: 40 dB. $O-I_{max}$ in 60 Min.; Zyklen 4, 5 in 5 Min.. I_{max} - 0 in 30 Min.

10.5.3 Diskussion

Anhand der doppeltlogarithmischen Darstellung der Messergebnisse wird untersucht, wie sich die Impulssumme für zunehmenden Strom durch die Funktion $N_I \sim I^m$ annähern lässt. Es wird erwartet, dass sich die Ereignisrate dN/dt proportional zur Lorentzkraft oder proportional zur Kraftänderung verhält, woraus sich der Verlauf der Impulssumme (unter Vernachlässigung des Einflusses der Amplitudenverteilung) wie folgt ergibt:

$$\text{Lorentzkraft: } \frac{dN}{dt} \sim I^2 \rightarrow N_I \sim I^3 ,$$

$$\text{Lorentzkraftänderung: } \frac{dN}{dt} \sim \frac{d(I^2)}{dt} \sim I \rightarrow N_I \sim I^2 \text{ für } \frac{dI}{dt} = \text{konst.}$$

Die Darstellung der Ergebnisse vom Labormagneten (Fig. 58) zeigt im ersten Messzyklus für hohen Strom einen Exponenten $m = 1,49$ (Sonde S1) bzw. $m = 1,81$ (Sonde S3) und für den konditionierten Zustand $m = 1,81$ (S1), bzw. $m = 2,58$ (S3). Der Exponent nimmt mit zunehmendem Strom ab.

Aus den doppeltlogarithmisch dargestellten Messergebnissen vom NMR-Magneten (Fig. 59) ist ersichtlich, dass sich die Impulssumme im beobachteten Bereich für die Sonde S_O der Proportionalität $N_I \sim I^2$ und $N_I \sim I^{1,37}$ für die Sonde S_U annähert. Die Kurven verlaufen bei kleinerem Strom steiler ($m > 2$), wobei der Exponent bei tieferen Stromwerten bei den Messzyklen im konditionierten Zustand grösser ist als bei entsprechendem Strom im ersten Zyklus.

Die Ereignisrate nimmt in Abhängigkeit von der Sondenposition bei beiden Magneten proportional zur Änderung der Lorentzkraft oder geringer zu. Für die Beschreibung der sich im beobachteten Strombereich abspielenden Vorgänge bietet sich folgendes Modell an: Im ersten Messzyklus setzt die akustische Aktivität ein und nimmt zu, bis die Ereignisrate proportional ist zu I^{m_1} . Im konditionierten Zustand setzt die akustische Emission erst bei einem höheren Strom ein und nimmt schneller zu als beim ersten Messzyklus: $dN/dt \sim I^{m_2}$, $m_2 > m_1$. Für höhere Stromwerte entwickelt sich die Ereignisrate bis zur Proportionalität $dN/dt \sim I^{m_3}$, $m_3 > m_1$.

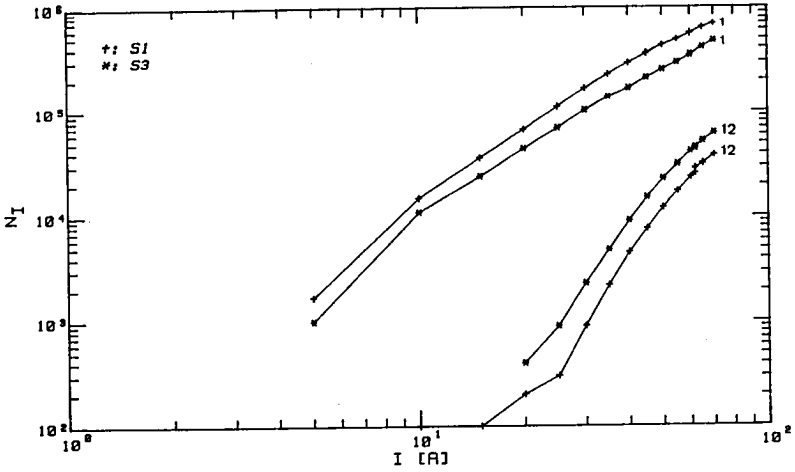


Fig. 58: Verlauf der Impulssumme beim Labormagneten. Sonden S1, S3: 1. und 12. Messzyklus. Vgl. Angaben Fig. 56.

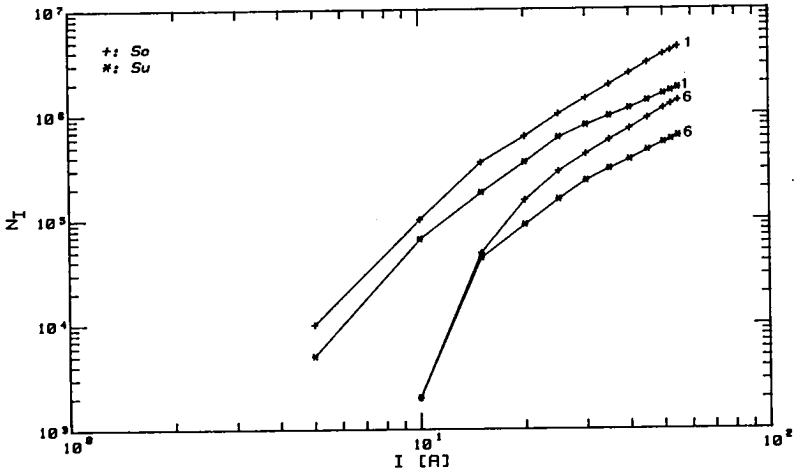


Fig. 59: Verlauf der Impulssumme beim NMR- Magneten. Sonden S_O, S_U: 1. und 6. Messzyklus. Vgl. Angaben Fig. 57.

10.5.4 Einfluss der Amplitudenverteilung auf den Verlauf der Impulssumme

Der Einfluss der Parameter der Amplitudenverteilung (b, a_{\max}) auf die Impulssumme wird mit Messergebnissen vom Labormagneten illustriert. Unter der Annahme exponentiell gedämpfter Sinus-Schwingungen mit einer Amplitudenhäufigkeit, die einer Potenzfunktion gehorcht, gilt der Zusammenhang zwischen Impulssumme N_I und der Anzahl der Ereignisse N , die im Messzyklus i registriert werden (21):

$$N_I(i) = N(i) f_{O\tau} f_I(i)$$

$f_I(i)$ ist der von den Parametern der Amplitudenverteilung abhängige Gewichtsfaktor. b und a_{\max} wurden für die ersten vier Messzyklen nach einem Wärmezyklus bis $T_m = 293^\circ\text{K}$ bestimmt, wobei a_{\max} (relativ zum Schwellwert) = $A_{\max} - A_1$ [dB re 0.1mV] mit dem Schwellwert $A_1 = 40$ dB. f_I kann aus Fig. 10 entnommen werden:

Messzyklus i	zunehmender Strom				abnehmender Strom			
	1	2	3	4	1	2	3	4
$b(i)$	1,41	1,8	1,75	1,7	1,7	1,7	1,7	1,65
$a_{\max}(i)$ [dB]	32	32	24	23	24	24	24	23
$f_I(i)$	0,69	0,55	0,55	0,56	0,56	0,56	0,56	0,57

Werden die Impulssummen verschiedener Messzyklen verglichen, ergeben sich Unterschiede zum Verhältnis der Ereignissumme:
Beispiel:

$$\frac{N_I(1)}{N_I(4)} = \frac{f_I(1)}{f_I(4)} \frac{N(1)}{N(4)} = 1,23 \frac{N(1)}{N(4)}$$

Der Unterschied zwischen den Impulssummen im ersten und vierten Messzyklus ist um 23% grösser als der Unterschied zwischen den Summen der Ereignisse. Er ist auf die veränderte Amplitudenverteilung zurückzuführen.

Der Einfluss der Gewichtsfaktoren f_I auf den Kurvenverlauf der Impulssumme im Vergleich zum Verlauf der Summe der Ereignisse innerhalb eines Messzyklus wird am Beispiel des 8. Messzyklus (Fig. 50, Tabelle 5) besprochen. Die Parameter der Amplitudenverteilung und die f_I -Werte sind:

zunehmender Strom,		Messphase i ; $((i-1) \cdot 10 \text{ A} < I < i \cdot 10 \text{ A})$:							
i		1	2	3	4	5	6	7	8
$b(i)$	-		2,7	2,65	1,8	1,6	1,55	1,5	1,5
$a_{\max}(i)$ [dB]	-		14	18	22	21	22	21	29
$f_I(i)$	-		0,35	0,37	0,53	0,57	0,59	0,60	0,64

abnehmender Strom,		Messphase i ; $(i \cdot 10 \text{ A} > I > (i-1) \cdot 10 \text{ A})$:							
i		8	7	6	5	4	3	2	1
$b(i)$		1,5	1,5	1,8	1,4	1,7	1,65	1,65	1,7
$a_{\max}(i)$ [dB]		12	8	17	18	22	20	20	24
$f_I(i)$		0,47	0,36	0,5	0,59	0,55	0,55	0,55	0,56

Der Einfluss der f_I -Faktoren ist umso stärker, je grösser die Differenz $f_I(i+1) - f_I(i)$ zwischen zwei Faktoren von aufeinanderfolgenden Messphasen ist: für zunehmenden Strom in der dritten (Fig. 60a), für abnehmenden Strom in der 7. und 6. Messphase (Fig. 60b).

Der Unterschied zwischen Impulssumme und Summe der Ereignisse muss dann berücksichtigt werden, wenn der gemessene Kurvenverlauf mit demjenigen verglichen werden soll, der aus einem Modell für die Entstehung der AE resultiert. Aus der Impulssumme allein geht nicht hervor, ob die Häufigkeit der AE-Bursts ändert, oder ob sich allein die Parameter der Amplitudenverteilungen verändern.

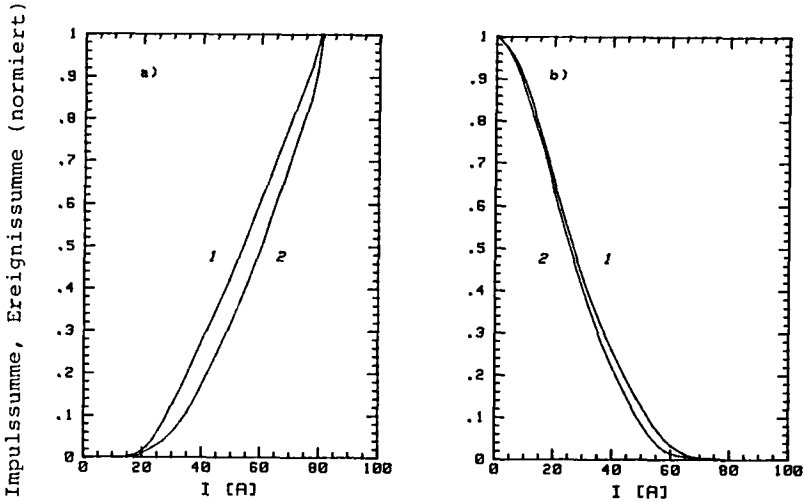


Fig. 60: Vergleich zwischen Impulssumme (Kurve 1) und Ereignissumme (Kurve 2).

- a) zunehmender Strom,
- b) abnehmender Strom.

Verstärkung für N_I : 40 dB; Schwellwert für N : 40 dB. dI/dt : $\pm 0,2$ A/s.

10.6 LINEARE ORTUNG BEIM LABORMAGNETEN

Die gemessene Laufzeit zwischen der Sonde S1 und der Sonde S3 beträgt $57 \mu\text{s} = 100\%$. Mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit in azimuthaler Richtung $c = 3,7 \text{ km/s}$ und einer (angenommenen) maximalen örtlichen Abweichung der Signalquellen von der Verbindungsgeraden S1-S3 von $7,5 \text{ cm}$ wird $\eta_0 = 35\%$ (vgl. Abschnitt 6.8). Die maximale Messgenauigkeit betrage $8 \mu\text{s}$ oder eine Wellenlänge: $\frac{\Delta q}{q} = 14\%$. Es werden nur Laufzeitdifferenzen berücksichtigt, die kleiner sind als $0,8 \cdot 57 \mu\text{s}$: $q = 0,8$. Der Fehler, der sich durch die dreidimensionale Anordnung ergibt, ist der Fehler, mit dem die Ebene bestimmt werden kann, in der die Signalquellen liegen. Bei $q = 0,8$ ist $f_\eta = 14\%$ (Fig. 15) und

$f_{\Delta q} = 1,9 \frac{\Delta q}{q} = 26,6\%$, so dass der gesamte Fehler $f_{\text{ges.}} = 40,6\%$ wird. Mit diesem Fehler kann aus einer gemessenen Häufigkeitsverteilung der Laufzeitdifferenzen keine sinnvolle Angabe über die örtliche Verteilung der Signalquellen gemacht werden. Ein Magnet von der Grösse des Labormagneten eignet sich nicht für lineare Ortung.

10.7 AE UND TRAINING

Bei einem supraleitenden Solenoid Magneten (Split Coil, Epoxidharz vergossen, Wicklungsinwenddurchmesser: 125 mm, Aussendurchmesser: 206 mm, Länge: 257 mm, Abstand zwischen den Spulenhälften: 37 mm, Kurzprobenwert: 5,2T/110A), welcher Training und degradiertes Verhalten zeigt (vgl. Fig. 1), wurden Schallemissionsmessungen durchgeführt. Die AE-Messresultate, die erzielt werden, wenn der Strom nicht bis zum Quench des Magneten erhöht wird, sind vergleichbar mit den Daten des Labormagneten und des NMR-Magneten: Ereignisrate und Impulssumme zeigen jedesmal nach dem Abkühlen den Konditionierungsvorgang; die Amplitudenverteilung lässt sich durch eine Potenzfunktion annähern. Wenn der Magnetstrom bis zum Quench erhöht wird, kann auch kurz vor dem Uebergang in den normalleitenden Zustand keine Veränderung in der Häufigkeit der akustischen Bursts festgestellt werden. Eine aussergewöhnliche Abweichung war auch in der Amplitudenverteilung nicht zu sehen. In der verrauschten elektrischen Spannung über dem Magneten waren keine Spannungsimpulse auszumachen, die Leiterbewegung zeigen. Der Verlauf der akustischen Emission im ersten Messzyklus nach einem Trainingsschritt zeigt keine signifikanten Abweichungen gegenüber vorher.

Da die Häufigkeit der akustischen Ereignisse gross ist, ist es unwahrscheinlich, dass anhand vereinzelter Ereignisse auf einen bevorstehenden Quench geschlossen werden kann. Es ist im weiteren sehr gut möglich, dass der Vorgang, der am meisten AE hervorruft und der Vorgang, der zum Quench führt, nicht identisch sind. Als mögliches Beispiel sei

erwähnt: Reibung zwischen Flansch und Wicklung als primäre Ursache für die akustische Emission, Rissbildung oder Leiterbewegung innerhalb der Wicklung als Ursache für das Training. Die beiden Vorgänge können nicht auseinandergehalten werden.

11. DISKUSSION DER MOEGLICHEN URSACHEN DER AKUSTISCHEN
EMISSION AUS DEN UNTERSUCHTEN MAGNETEN

Die Messresultate aus Kapitel 10 geben keine direkten Hinweise auf die verschiedenen Vorgänge, welche zu akustischer Emission führen können. Aus dem Verlauf der Ereignisrate in Funktion des Transportstromes können indirekt Schlüsse gezogen werden, welcher Effekt mit grösster Wahrscheinlichkeit die primäre Signalquelle bewirkt.

11.1 BEWEGUNG DES MAGNETISCHEN FLUSSES/FLUSSSPRUNGE

Der magnetische Fluss bewegt sich beim Eindringen in den Supraleiter infolge der Verankerung der Flusslinien diskontinuierlich in "mikroskopischen Flusssprüngen", die als Flussbewegung bezeichnet werden. Flussbewegungen gibt es bei einer Strom- oder Magnetfeldänderung. Als eigentlicher Flusssprung wird eine Instabilität bezeichnet, bei welcher sich ein grösserer Teil des Flussliniengitters von den Verankerungszentren löst und in den Supraleiter eindringt. Die veröffentlichten Berichte über Schallemissionsmessungen an mechanisch unbelasteten Supraleiter-Kurzproben zeigen, dass eine Ursache der akustischen Emission als Folge der Bewegung des magnetischen Flusses oder von Flusssprüngen zu sehen ist (vgl. Abschnitt 3.1). Die Aehnlichkeit der erhaltenen Messkurven mit dem an verschiedenen Magneten aufgezeichneten Verlauf der Impulssumme in Funktion des Stromes legt nahe, dass auch beim Magneten ein grosser Teil der AE auf die Bewegung des magnetischen Flusses zurückzuführen ist. Verschiedene experimentelle Ergebnisse weisen jedoch darauf hin, dass die Hauptursache der akustischen Emission nicht darin liegen kann.

- Um die akustische Emission beim mechanisch unbelasteten Leiter, der beim Baum des Labormagneten verwendet wurde, in Funktion des Transportstromes zu messen, wurde eine Kurzprobe in eine Halterung eingeklebt und eine AE-Sonde

gegen den Leiter gepresst. Der Schwellwert für die Messungen lag mit 24 dB (re 0,1 mV) nur wenig über dem Rauschen. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse kann aus der Zahl der am Labormagneten detektierten Bursts abgeschätzt werden. Bei einem Schwellwert von 40 dB werden beim Magneten 20'000 Ereignisse registriert. Mit einem b-Wert der Amplitudenverteilung von $b = 1,5$ ergeben sich beim Schwellwert von 24 dB nach (25) 320'000 Ereignisse. Unter der Annahme, dass die Sonde Signale aus der halben Wicklung empfangen kann, was einer Leiterlänge von 1000 m entspricht, werden aus der 10 cm langen Probe 32 Ereignisse erwartet. Bei zu- und bei abnehmendem Strom, ohne externes Magnetfeld, konnte keine akustische Emission empfangen werden.

- Die akustische Aktivität des Magneten bei sich veränderndem Strom wird durch den Wärmezyklus bis zu einer Temperatur T_m beeinflusst (Abschnitte 10.2, 10.5). Die Ereignisrate im ersten Messzyklus bei zunehmendem Strom und der Konditionierungsvorgang hängen von der Temperatur T_m ab und sind daher nicht von der Bewegung des Flusses oder von Flusssprüngen verursacht.
- Die akustische Emission, die in Funktion des Transportstromes aufgezeichnet wird, hängt von der Platzierung der Sonden auf der Magnetoberfläche ab. Da dieser Einfluss nicht auf die Empfindlichkeit der verschiedenen Sondenanordnungen zurückgeführt werden kann (Abschnitte 10.2, 10.5), handelt es sich um unterschiedlich ablaufende Vorgänge im Empfangsbereich der Sonden. Es muss angenommen werden, dass eine derartige Erscheinung nicht auf Flusseffekte zurückzuführen ist.
- Beim langsamen Aufwärmen des Magneten wird akustische Emission detektiert. Sie lässt sich zeitlich nicht mit dem langsamen Uebergang des Magneten in den normalleitenden Zustand korrelieren, obwohl AE einsetzt, wenn der Magnet eine Temperatur um T_c erreicht hat (Abschnitt 9.1.2).

Flussbewegung und Flusssprünge als Ursache für akustische Emission beim Magneten können damit zwar nicht ausgeschlossen werden, sie sind mit Sicherheit aber nicht die primäre Quelle bei den untersuchten Magneten.

11.2 REIBUNG

Reibung entsteht im Magneten unter der Wirkung der Lorentzkraft bei einer relativen Bewegung zwischen der Wicklung und den Flanschen, dem Wicklungsträger oder der Armierung; bei Leiterbewegung und bei der Bewegung zwischen Rissoberflächen im Material, welches die Position des Leiters fixiert (zum Beispiel Harz, Wachs). Im Zusammenhang mit der Entwicklung grosser Magnetsysteme sind verschiedene Veröffentlichungen erschienen [80-84], die die Reibung zwischen den im Magnetbau verwendeten Materialkombinationen behandeln. Auf die dabei erzielten Resultate wird in diesem Abschnitt zurückgegriffen. Die Wärmeleistung, die beim Reibungsvorgang entsteht, ist gleich der Reibungskraft mal der Gleitgeschwindigkeit. Die Grösse der Gleitgeschwindigkeit kann über mehrere, der Reibungskoeffizient über eine Grössenordnung variieren, weshalb die Gleitgeschwindigkeit für die Wärmebilanz des Magneten eine wichtige Rolle spielt [83]. Materialkombinationen werden durch den Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit der Gleitgeschwindigkeit charakterisiert. Der Reibungskoeffizient μ steigt mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit v an, überschreitet bei der kritischen Geschwindigkeit v_c ein Maximum (statischer Reibungskoeffizient μ_s) und nimmt asymptotisch gegen den dynamischen Reibungskoeffizient μ_d ab [81-85]. Wenn beim Reibungsvorgang die Geschwindigkeit unterhalb des kritischen Wertes bleibt, ergibt sich ein stabiles Gleitverhalten. Der Reibungskoeffizient zeigt unter diesen Bedingungen in Funktion der Gleitgeschwindigkeit immer eine positive Steigung. Materialkombinationen, bei welchen die kritische Geschwindigkeit v_c überschritten wird, weisen ein instabiles Verhalten auf: Es entsteht ein Kräfteungleichgewicht, wenn der statische in den dyna-

mischen Reibungskoeffizienten übergeht, und es kommt zur "stick-slip"-Bewegung. Damit die Reibungskraft ändern kann, muss eine kritische Distanz zurückgelegt werden [85]. Wird sie nicht überschritten, bleibt die Bewegung auch bei Geschwindigkeiten oberhalb der kritischen kontinuierlich. Für die Magnetkonstruktion müssen Materialkombinationen gefunden werden, deren kritische Gleitgeschwindigkeiten möglichst hoch liegen, oder die Gleitanordnung weist eine Steifigkeit auf, bei der der zurückgelegte Weg die kritische Distanz nicht überschreitet, so dass "stick-slip"-Bewegungen vermieden werden, bei welchen die Wärmeleistung infolge der hohen Gleitgeschwindigkeiten hoch wird.

Auch beim stabilen Gleiten ist die Bewegung mikroskopisch gesehen nicht kontinuierlich, sondern geht in kleinen Sprüngen vor sich, die als Mikroslips bezeichnet werden [84]. Die Kontaktfläche zwischen den beiden Materialien besteht aus einzelnen Punkten, die infolge der Reibungskraft (Tangentialkraft zur Trennfläche) elastisch und plastisch verformt werden. Bei der plastischen Verformung entsteht ein Mikroslip und gleichzeitig (so wird vermutet) entstehen die diskreten akustischen Signale, die bei der Reibung detektiert werden können. Mit zunehmender Tangentialkraft nimmt die Kontaktfläche (die Anzahl der Kontaktpunkte) und damit die Häufigkeit der Mikroslips und der akustischen Emissionen zu. Nimmt die Tangentialkraft ab, ändert die Kontaktfläche nicht, so dass bei aufeinanderfolgenden Kraftzyklen keine Mikroslips auftreten, bis die vorgängig erreichte maximale Kraft überschritten wird. Bei höherer Tangentialkraft setzen die Mikroslips ein, bevor die vorher erreichte Maximalkraft erreicht worden ist, was der Material-Eigenschaft des Kriechens zugeschrieben wird, die ab einer gewissen Scherbeanspruchung einsetzt. Das Gleiten hört nicht sofort auf, wenn die Tangentialkraft konstant bleibt. Das stabile Gleitverhalten wird dem Kriechvermögen der Materialkombinationen zugeschrieben. Für das stabile Gleiten ist eine geringe Kraftänderung nötig. Die Reibungskraft führt nicht nur zur Scherbeanspruchung der Kontaktpunkte zwischen den Mate-

rialien und damit zu den Mikroslips, es müssen auch Trümmer-
teilchen zwischen den Reibungsflächen beiseite geschoben
werden. Der ganze Gleit- oder Reibungsvorgang kann über
die Häufigkeit der akustischen Emission beobachtet werden.
Die Ereignisrate ist proportional der Gleitgeschwindigkeit [83].
Wie die publizierten Versuchsergebnisse gezeigt haben,
weisen verschiedene Materialkombinationen bei 4,2°K ein
stabiles Verhalten auf, wobei oft eine Konditionierung
durchlaufen werden muss: Sie sind bei den ersten paar Mess-
zyklen instabil, werden dann aber stabilisiert. Bei anderen
Kombinationen ist das Verhalten bei Raumtemperatur und
bei 4,2°K stabil, nicht aber bei 77°K, beispielsweise bei
der Kombination von G10 (Glasfaser verstärktes Epoxidharz)
und Kupfer [81].

Die Phänomene der Reibung können wie folgt zusammengefasst
werden:

- Bei Reibung zeigt sich ein stabiles oder ein instabiles
("stick-slip") Gleiten. Beim Magnetbau muss durch eine
geeignete Materialwahl das instabile Gleiten wegen der
dabei entstehenden höheren Wärmeleistung vermieden werden.
- Stabiles Gleiten kann bei verschiedenen Materialkombina-
tionen erst nach einem Konditionierungsvorgang erzielt
werden.
- Materialkombinationen können bei der einen Temperatur
ein stabiles, bei einer anderen ein instabiles Verhalten
aufweisen.
- Der Vorgang beim stabilen Gleiten läuft in der Form
von diskontinuierlichen Mikroslips ab, die auf die pla-
stische Verformung der Kontaktpunkte zwischen den Materia-
lien zurückzuführen ist. Gleichzeitig wird auch ein
akustischer Burst emittiert.
- Bei zunehmender Tangentialkraft nimmt die Häufigkeit
der Mikroslips zu.

- Bei der Reduktion der Tangentialkraft und bei der Wiederholung des Versuches entstehen keine oder weniger Mikroslips.
- Wird die Kraft konstant gehalten, kann ein Kriechen der Materialien beobachtet werden: die Gleitbewegung hört nur langsam auf.
- Bei stabilen Materialkombinationen bewirkt eine Kraftänderung kontinuierliches Gleiten. Bei konstanter Kraft hört das Gleiten langsam auf.

Der Verlauf der am Magneten beobachteten akustischen Emission stimmt qualitativ mit den Phänomenen des Reibungsvorganges überein:

- Der Unterschied im Kurvenverlauf zwischen Neukurve beim erstmaligen Zunehmen der Belastung und den Wiederholungen wird einer stärkeren Zunahme der Zahl der Kontaktpunkte im ersten Messzyklus und damit der grösseren Häufigkeit von Mikroslips zwischen den reibenden Oberflächen zugeschrieben (vgl. Abschnitt 10.2.1; Fig. 38).
- Der Konditionierungsvorgang der AE am Magneten wird auch durch den Konditionierungsvorgang, der sich zwischen den reibenden Materialien abspielen kann, beeinflusst.
- Im Gegensatz zum ersten Messzyklus bei zunehmendem Strom ändern beim abnehmendem Strom und bei wiederholten Messzyklen die Verhältnisse zwischen den Oberflächen weniger stark oder nicht mehr: Die Häufigkeit der akustischen Emission ist daher kleiner (Fig. 39).
- Beim Aufwärmen bis Raumtemperatur ergibt sich durch die veränderte Spannungsverteilung wieder ein Zustand zwischen den Reibungsflächen, der zu einer Neukurve führt (vgl. Abschnitt 10.2.7; Fig. 45).
- Die Beruhigung der akustischen Emission bei konstant gehaltenem Strom stellt eine Art von Kriechen dar (vgl. Abschnitt 10.2.2; Fig. 40).
- Die Abhängigkeit der akustischen Emission von der Platzierung der Sonden auf der Magnetoerfläche (Abschnitt 10.2.5; Fig. 42) kann durch einen Unterschied in der wirkenden Tangentialkraft hervorgerufen werden. Wenn

die Qualität von zwei Klebeverbindungen nicht gleich hoch ist, wird ein solcher Unterschied erwartet. Beim Labormagneten muss angenommen werden, dass das nachträgliche Verkleben der Wicklungshälften und der Flansche nicht überall gleich gut erfolgte. Die AE-Messungen (Abschnitt 10.2.5) scheinen dies zu bestätigen.

11.3 RISSBILDUNG IM EPOXIDHARZ, BZW. BOND-FEHLER

Bei Untersuchungen über die Rissbildung und über Bond-Fehler bei einer auf Scherung beanspruchten Epoxidharz-Klebeverbindung wurde zur Detektion die akustische Emission verwendet [86]. Rissbildung entsteht dort, wo Fehlstellen und Hohlräume infolge der Spannungsüberhöhung zur grössten Beanspruchung führen. Mit zunehmender Belastung wirken sich immer kleinere Fehlstellen aus. Bei einer zyklischen Belastung der Klebeverbindung wurde irreversible akustische Emission festgestellt, die mit dem Kaisereffekt vergleichbar ist (nach J. Kaiser [7]: bei einer wiederholten Belastung einer Zugprobe setzt akustische Emission erst dann ein, wenn die vorangegangene maximale Last überschritten wird). Bei der Klebestelle setzt AE bei aufeinanderfolgenden Messzyklen erst bei höherer Belastung und mit reduzierter Häufigkeit ein. Die Konditionierung ist qualitativ mit der am Magneten beobachteten Konditionierung vergleichbar (Abschnitt 10.2.3; Fig. 41). Es wird jedoch erwartet, dass mit zunehmender Zykluszahl die akustische Aktivität des Magneten langsam abnimmt, unabhängig von Temperaturzyklen, welche keinen Einfluss haben dürften, wenn Rissbildung und Bond-Fehler die Hauptursache für akustische Emission sind. Eine Abnahme in Funktion der Zykluszahl war während der über hundert Messzyklen nicht augenfällig, sie wird aber auch nicht ausgeschlossen. Entsprechende Messungen sind nicht durchgeführt worden und aus der Literatur nicht bekannt. Es wird weiter erwartet, dass die Häufigkeit der AE infolge Rissbildung mit der zunehmenden Lorentzkraft oder stärker zunimmt. Die Ereignisrate steigt jedoch proportional zur

Kraftänderung oder schwächer an (Abschnitt 10.5.3). Der Vorgang der Rissbildung und die Entwicklung von Bond-Fehlern kann nicht ausgeschlossen werden. Er vermag aber nicht die Neukurve der akustischen Emission nach einem Wärmezyklus zu erklären (Abschnitt 10.2.7; Fig. 45). Risse und Bond-Fehler führen aber auch zu Reibung zwischen den neu entstandenen Oberflächen.

Die Untersuchungen, die an Epoxidharz-Klebestellen durchgeführt worden sind, gelten sinngemäss auch für Wachsverbindungen.

11.4 INSTABILITÄTEN IN DER MIKROSTRUKTUR DES SUPRALEITERS

Beim Labormagneten liegen die azimutalen Spannungen bei einem Strom von 100 A unterhalb 30 MPa. Bei dieser mechanischen Spannung ist die auf Instabilitäten zurückzuführende Schallemission noch gering [10,11]. Bei den Magneten setzt die starke akustische Emission aber bereits viel früher ein ($I < 12A$, Fig. 44). Instabilitäten in der Mikrostruktur als Quelle können nicht ausgeschlossen werden, scheinen aber im Vergleich zur Reibung eine untergeordnete Rolle zu spielen.

Aus den Abschnitten 11.1 bis 11.4 geht hervor, dass die Reibung die wahrscheinlichste Quelle der akustischen Emission darstellt.

12. ZUSAMMENFASSUNG DER MESSERGEBNISSE UND SCHLUSSFOLGERUNGEN

Mit Hilfe der Schallemissionsanalyse soll mehr über die Natur der Vorgänge in einem supraleitenden Magneten erfahren werden, bei welchen ein Teil der gespeicherten Energie in transiente mechanische Spannungswellen umgewandelt wird. Es wird versucht, diese Messmethode weiter zu entwickeln, so dass mit ihrer Hilfe in Zukunft die Prozesse kontrolliert werden können, welche den sicheren Betrieb eines Magneten beeinträchtigen. Training und Degradation sollen beispielsweise frühzeitig erkannt und ihre Ursachen identifiziert werden können.

Angaben zur Auswertung der Messsignale:

Bei den untersuchten Magneten treten die akustischen Signale als diskrete Emission von der Form abklingender Schwingungen auf (Fig. 27). Ihre Frequenz wird im Wesentlichen durch die Resonanzfrequenz des piezoelektrischen Aufnehmers auf dem Magneten bestimmt; die Signalform ergibt sich aus der Ueberlagerung der in der Magnetstruktur an Grenzflächen reflektierten und gebrochenen Teilwellen (Abschnitt 6.1; Kapitel 8).

Das Auftreten der akustischen Ereignisse in Funktion der Belastung wird durch die Ausbreitungsbedingungen für die akustischen Wellen beeinflusst. Die Stärke (maximale Amplitude) eines Signales hängt von der relativen Position von Signalquelle und Empfängersonde im Magneten ab (Abschnitt 7.3.5; 10.5.2). Der Verlauf der Häufigkeitsverteilung der maximalen Amplituden aller Ereignisse, die während einer bestimmten Messphase detektiert worden sind, wird durch die Ausbreitungsbedingungen nicht maskiert (Abschnitt 6.2.4).

Aus der Ereignisrate und aus der Amplitudenverteilung können nur indirekt Aussagen über die Vorgänge gemacht werden, die zur Emission der Schallwellen führen. Falls direkte Hinweise über die Natur der Signalquellen vorhanden

sind, sind sie infolge der komplexen Ausbreitungsbedingungen verwischt, oder sie können nicht erkannt werden, weil die verschiedenen Prozessen zuzuordnenden AE-Häufigkeiten stark unterschiedlich sind.

Der Verlauf der Ereignisrate (Abschnitt 10.2) und die Entwicklung der Amplitudenverteilung in Funktion der Belastung (Abschnitt 10.3) werden erst teilweise verstanden. Es ist nicht möglich, bei einem Magneten einzelne Vorgänge zu unterdrücken und damit einen Teil der Schallquellen zu eliminieren. Es müssen daher Versuchsmodelle konzipiert werden, welche einen ähnlichen Verlauf der akustischen Emission zeigen, und bei welchen die verschiedenen möglichen Ursachen der AE unterdrückt werden können. Aus den Resultaten kann dann indirekt auf die sich im Magneten abspielenden Prozesse geschlossen werden.

Auf der Seite der Messtechnik sind weitere Aufwendungen nötig: Die verwendeten kommerziellen Sonden müssen mit reproduzierbaren Uebertragungsfunktionen bei kryogenen Temperaturen an den Prüfling angekoppelt werden können. Für die Auswertung der Messkurven wird eine verbesserte Methode benötigt, mit der Modellfunktionen an die Daten angepasst werden können, so dass auch geringe Veränderungen in den messbaren Grössen festgestellt werden können.

Die potentielle Möglichkeit, den Ursprungsort der akustischen Signale zu orten und mit einer Häufigkeitsverteilung von Laufzeitdifferenzen bei zwei Sonden feststellen zu können, wo die Mehrheit der Störstellen liegt, lässt sich bei Magneten von der Grösse, wie sie untersucht wurden, nicht durchführen, da der Fehler bei der linearen Ortung zu gross wird (vgl. Abschnitt 6.8).

Aussagen aus dem Verlauf der akustischen Emission:

Bei den vorliegenden Messresultaten wird die Entwicklung der Häufigkeit akustischer Emissionen und die Amplitudenverteilung mit Modellvorstellungen verglichen und daraus auf den wahrscheinlichsten Vorgang, der sich abspielt, geschlossen. Beim Abkühlen und beim Aufwärmen (Abschnitt

9.1.1) ist der Magnet die Hauptschallquelle, doch stammt auch ein Teil der Signale aus den umgebenden Installationen im Kryostaten. Ferner wird die Aktivität durch die Art der Kühlmethode und die Temperaturänderungsrate beeinflusst. Die einzelnen Quellen können nicht separiert werden. Die Entwicklung der Amplitudenverteilung zeigt, dass sich beim Abkühlen mechanische Spannungen abbauen (Fig. 34), beim Aufwärmen nehmen sie wieder zu (Fig. 36). Sie zeigt auch, dass die Spannungen zunehmen, wenn der Transportstrom zunimmt (Abschnitt 10.3). Aus der Amplitudenverteilung können keine quantitativen Angaben über die Spannungsverteilung herausgelesen werden. Der Verlauf der Ereignisrate in Funktion des Transportstromes zeigt eine Vielzahl von Erscheinungen: Mit mehreren, verschieden platzierten Sonden können lokale Unterschiede im mechanischen Verhalten des Magneten festgestellt werden (Fig. 42), die sich unter Umständen negativ auf dessen Eigenschaften auswirken. Jedesmal nach dem Abkühlen wird mittels der akustischen Emission im Verlauf von aufeinanderfolgenden Messzyklen ein mechanisches Konditionieren des Magneten beobachtet (Fig. 45,46). Die Konditionierung muss nicht mit dem Training des Magneten zusammenhängen, weil Training i.A. von Wärmezyklen unabhängig ist. Im Gegensatz zu einer Veröffentlichung [23] konnte Training anhand der AE-Ereignisrate nicht vorausgesehen werden. Damit dies möglich ist, müssen zuerst die "gefährlichen" akustischen Emissionen identifiziert und die "ungefährlichen" eliminiert werden können. Anhand der Amplitudenverteilung kann die Entwicklung der mechanischen Spannungsverteilung in der Wicklung qualitativ in Funktion des zu- und des abnehmenden Stromes beobachtet werden (Abschnitt 10.3). Die Veränderung zeigt sich jedoch nur schwach im Exponenten der Potenzfunktion, mit welcher die Amplitudenhäufigkeitsverteilung beschrieben werden kann. Ein zweiter Parameter der Amplitudenverteilung, welcher durch die grösstmögliche Amplitude bestimmt wird, zeigt keine klaren Veränderungstendenzen. Eine Veränderung in der Spannungsverteilung im Lauf der Konditionierung ist nicht ersichtlich.

Theoretische Ueberlegungen (Kapitel 11) zeigen, dass akustische Emission primär, mit grosser Wahrscheinlichkeit auf Reibungsvorgänge zurückzuführen ist. Andere Ursachen wie Flussbewegung, Rissbildung im Epoxidharz oder im Wachs, welches die Wicklung mechanisch stabilisiert, oder strukturelle Instabilitäten im Supraleiter sind weniger wahrscheinlich, sie können aber nicht ausgeschlossen werden.

Erfolgsaussichten bei der Anwendung der Schallemissionsanalyse bei supraleitenden Magneten

In der elektrischen Spannung über dem Magneten können bei zunehmendem Transportstrom Pulse festgestellt werden, die durch elektromagnetische Störungen hervorgerufen oder bei einer Bewegung des Leiters induziert werden ([25-28], Abschnitt 10.7). Da bei der Leiterbewegung infolge der Reibung auch akustische Signale entstehen, hilft eine Korrelation zwischen AE-Ereignis und Spannungspuls, die Leiterbewegung zu identifizieren und gegenüber der elektromagnetischen Störung abzugrenzen. Anhand der Laufzeit der akustischen Pulse zu verschiedenen Sonden ist eine Ortung der Fehlerstelle möglich. Bisher wurde nicht versucht, die Gesamtheit der akustischen Signale zu lokalisieren, was mit einer Häufigkeitsverteilung von Laufzeitdifferenzen zu zwei Sonden einfach erreicht werden kann, wenn es die Abmessungen des Magneten erlauben. Auf diese Weise können die Partien im Magneten erkannt werden, wo die mechanischen Vorgänge besonders häufig sind.

Da mit einem einzelnen Sensor oft nur ein Teil eines Magneten erfasst wird, empfiehlt es sich, eine grössere Anzahl von Sonden möglichst nahe der Wicklung anzubringen. Reibung ist mit grosser Wahrscheinlichkeit die hauptsächliche Ursache für die akustische Emission. Wenn von jeder Sonde die Ereignisrate in Funktion des Stromes aufgezeichnet wird, kann ein Vergleich zwischen den Kurvenverläufen auf lokale mechanische Unterschiede im Prüfling hinweisen (Abschnitt 10.2.5). Interessant kann auch die beobachtete, vom Wärmezyklus abhängige Konditionierung sein, welche nicht mit dem Training des Magneten zusammenhängen muss

(Abschnitt 10.2.7). Verschiedene Magnete können nur verglichen werden, wenn Aufzeichnungen aus verschiedenen Sonden vorliegen oder wenn die Kurvenverläufe aus allen Sonden gleich sind. Für quantitative Vergleiche der akustischen Aktivität ist eine reproduzierbare Sondenankoppelung notwendig, die bisher bei kryogenen Temperaturen noch nicht gemacht worden ist.

Das Aufzeichnen der Häufigkeits- oder Summenhäufigkeitsverteilung der maximalen Ereignis-Amplituden ist eine ergänzende Messung: Die Amplitudenverteilung bestimmt den Unterschied zwischen Ereignisrate und der mehr verbreiteten Impulsrate (Abschnitt 10.5.4). Die Amplitudenverteilung vermag qualitative Angaben über die Entwicklung des mechanischen Spannungszustandes im Prüfling zu liefern (Abschnitt 6.2.1).

Es ist heute nicht möglich, anhand der Aufzeichnung der akustischen Emission auf ihre Ursachen zu schliessen und damit die für das Betriebsverhalten eines Magneten wichtigen Vorgänge zu unterscheiden. Um dieses Ziel zu erreichen, sind Messungen an entsprechend konzipierten Modellen notwendig, bei welchen versucht wird, die Eigenschaften verschiedener akustischer Quellen zu verstehen. Erst in einem weiteren Schritt soll versucht werden, in der Gesamtheit der akustischen Signale aus einem Magneten diejenigen zu erkennen, welche von Vorgängen stammen, die für den Betrieb des Magneten von Bedeutung sind.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1 H. Brechna, P. Turowski: Training and Degradation Phenomena in Superconducting Magnets. 6th Conf. on Magnet Technology, Bratislava 1977, pp 597-611.
- 2 A. V. Tollestrup: Care and Training of Superconducting Magnets. IEEE Trans Mag-17 (1), 863-872, (1981).
- 3 S. L. Wipf: Stability and Degradation of Superconducting Current-Carrying Devices. Los Alamos Scientific Laboratory report LA 7275 (1978).
- 4 H. Fillunger, I. Horvath: Supraleitende Spulen für das Müonenkanal-System im SIN. Brown Boveri Mitt. 62 (10/11), 496-500, (1975).
- 5 H. Brechna et al.: Superconducting Magnets for High Energy Accelerators. IEEE Trans Mag-17(5), 2355-2365, (1981).
- 6 E. Bleser et al: Test Results from the First Six Full Length Cable Dipoles. Isabelle Project, Brookhaven Natinal Laboratory, Tech. Note No. 369, (1982); Upton, N.Y. 11973
- 7 J. Kaiser: Untersuchungen über das Auftreten von Geräuschen beim Zugversuch. Dissertation, T. H. München (1950).
- 8 A. E. Lord: Acoustic Emission. In W. P. Mason (editor): Physical Acoustics Vol. XI, Academic Press, New York, (1975)
- 9 T. F. Drouillard: Acoustic Emission - A Bibliography with Abstracts. Plenum Press, New York (1979).
- 10 G. Pasztor, C. Schmidt: Dynamic Stress Effects in Technical Superconductors and the "Training" Problem of Superconducting Magnets. J. Appl. Phys. 49 (2), 886, (1978).
- 11 G. Pasztor, C. Schmidt: Microstruktur Dependence and Origin of Local Energy Release in bcc Technical Superconductors During Strain. J. Mat. Sci. 16, 2154, (1981).
- 12 G. Pasztor, C. Schmidt: Acoustic Emission from NbTi Superconductors During Flux Jumps. Cryogenics 19, 608, (1979)
- 13 H. Nomura, M. N. L. Sinclair, Y. Iwasa: Acoustic Emission in a Composite Copper NbTi Conductor. Cryogenics 20, 283, (1980).

- 14 H. Nomura, M. Watanabe, M. Umeda: An Acoustic Monitoring Method for Superconducting Magnet. Int. Cryogenic Engineering Conference, Kobe, Japan, 1982.
- 15 Y. Iwasa, M. W. Sinclair: Acoustic Emission in Superconductors and Superconducting Magnets and its Diagnostic potential. ASME Symposium on Mechanics of Superconducting Magnets, Chicago 1980.
- 16 M. W. Sinclair, O. Tsukamoto, Y. Iwasa: Acoustic Emission from Superconducting Magnets and Superconductors. IEEE Trans Mag-17 (1), 1064, (1981).
- 17 O. Tsukamoto, M. W. Sinclair, M. F. Steinhoff, Y. Iwasa: Origins of Acoustic Emission in Superconducting Wires. Appl. Phys. Lett. 38, 718, (1981).
- 18 G. Pasztor, C. Schmidt: On Recent Studies about Sources of Acoustic Emission in Technical Superconductors. J. Appl. Phys. 53 (5), 3918, (1982).
- 19 O. Tsukamoto, J. F. Maguire, E. S. Bobrov, Y. Iwasa: Identification of Quench Origins in a Superconductor With Acoustic Emission and Voltage Measurements. Appl. Phys. Lett. 39, 172-174, (1981).
- 20 O. Tsukamoto, H. Maeda, Y. Iwasa: Microslip - Induced Degradation in a Braided Superconductor. Appl. Phys. Lett. 39, 918-920, (1981).
- 21 O. Tsukamoto, Y. Iwasa: Mechanical Disturbances in Rutherford-Type and Braid Conductors. Applied Superconductivity Conference, Knoxville, 1982.
- 22 P. Turowski: Acoustic Emission and Flux Jump Phenomena during the Training of Superconducting Magnets. Proc. 6th Int. Conf. Magnet Technology, Bratislava 1978, pp. 648-653.
- 23 H. Nomura, K. Takahisa, K. Koyama, T. Sakai: Acoustic Emission from Superconducting Magnets. Cryogenics 17, 471, (1977).
- 24 S. Nishijima, K. Shibata, T. Okada: An Attempt to Reduce Training Using Filled Epoxy as an Impregnating Material. Applied Superconductivity Conference, Knoxville, 1982.
- 25 O. Tsukamoto, Y. Iwasa: An Acoustic Emission Technique to Localize Mechanical Disturbances in Superconducting Magnets - a Review. Workshop on the Stability of Superconductors in He I and He II, Saclay (France) 1981. (Int. Inst. of Refrigeration, Paris, 1981).
- 26 O. Tsukamoto, M. F. Steinhoff, Y. Iwasa: Acoustic Emission Triangulation of Disturbances and Quenches

- in a Superconductor and a Superconducting Magnet. Appl. Phys. Lett. 40, 538, (1982).
- 27 J. Lore et al.: Acoustic Emission Data from the MFTF Magnets. Applied Superconductivity Conference, Knoxville 1982.
- 28 S. Caspi, W. V. Hassenzahl: The Source Origin and Propagation of Quenches Measured in Superconducting Dipole Magnets. Applied Superconductivity Conference, Knoxville, 1982.
- 29 S. P. Timoshenko, J. N. Goodier: Theory of Elasticity. McGraw-Hill, New York, (1970).
- 30 J. Krautkrämer, H. Krautkrämer: Werkstoffprüfung mit Ultraschall, 4.ed. Springer-Verlag, Berlin, (1980).
- 31 L. Bergmann: Der Ultraschall. Hirzel Verlag, Zürich, (1949).
- 32 A. E. Lord: Acoustic Emission - An Update. In W. P. Mason: Physical Acoustic Vol. XV. Academic Press, New York, (1981).
- 33 E. v. K. Hill, D. M. Egle: Response of a Rectangular Parralelepiped to a Simulated Acoustic Emission Burst. J. Acoust. Soc. Am. 71(4), 891, (1982).
- 34 P. M. Morse: Vibration and Sound, 2nd ed., pp 304-395. McGraw-Hill, New York, (1948).
- 35 J. H. Speake: An Absolute Method of Calibrating Ultrasonic Transducers Using Laser Interferometry. Conf. on the Evaluation of Ultrasonic Transducers, London, (1977). IPC Science & Technology Press, (1978).
- 36 D. A. Berlincourt: Piezoelectric Crystals and Ceramics. In O. E. Mattiat: Ultrasonic Transducer Materials. Plenum Press, New York, (1971)
- 37 D. A. Berlincourt, D. R. Curran, H. Jaffe: Piezoelectric and Piezomagnetic Materials and their Functions in Transducers. In W. P. Mason: Physical Acoustics Vol. IA. Academic Press, New York, (1964).
- 38 Landolt Boernstein, Neue Serie: Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik. Gr. 3, Band 16: Ferroelektrika und verwandte Substanzen. Springer-Verlag Berlin, (1981).
- 39 B. Jaffe, W. R. Cook, H. Jaffe: Piezoelectric Ceramics. Academic Press New York, (1971).
- 40 D. A. Berlincourt: Piezoelectric Ceramics: Characteristics and Applications. J. Acoust. Soc. Am. 70 (6), 1586-1595, (1981).

- 41 W. P. Mason: Electromechanical Transducers and Wave Filters. D. van Nostrand Company, New York, (1948).
- 42 M. Redwood: Experiments with the Electrical Analog of a Piezoelectric Transducer. J. Acoust. Soc. Am. 26(10), 1872-1880, (1964).
- 43 D. Bogoy, D. K-K. Miu: Transient Voltage Across Axisymmetrically Loaded Piezoelectric Disks with Electroded Faces. J. Acoust. Soc. Am. 71 (2), 487, (1982).
- 44 R. Hill, S. M. A. El-Dardiry: A Theory for Optimization in the Use of Acoustic Emission Transducers. J. Acoust. Soc. Am. 67(2), 673, (1980).
- 45 R. Hill, S. M. A. El-Dardiry: Variables in the Use and Design of Acoustic Emission Transducers. Ultrasonics, 19, 9, (1981).
- 46 B. K. Christoffersen, T. R. Licht: Acoustic Emission Transducers: Evaluation of Construction Principles. Ultrasonics International, Conf. Proc. Brighton (UK), IPC Science and Technology Press, (1977), pp. 161-170.
- 47 G. Kossoff: The Effects of Backing and Matching on the Performance of Piezoelectric Ceramic Transducers. IEEE Trans. SU-13, 20, (1966).
- 48 N. N. Hsu, F. R. Breckenridge: Characterization and Calibration of Acoustic Emission Sensors. Mat. Eval. 39, 60, (1981).
- 49 Ching Feng, R. M. Whittier: Acoustic Emission Transducer Calibration Using Transient Surface Waves and Signal Analysis. Dunegan/Endevco Technical Report DE 79-1. San Juan Capistrano (Ca. USA), (1979).
- 50 W. C. Leschek: Acoustic Emission Transducer Calibrator. Mat. Eval. 32 (2), 41-48, (1975).
- 51 E. v. K. Hill, D. M. Egle: A Reciprocity Technique for Estimating the Diffuse-Field Sensitivity of Piezoelectric Transducers. J. Acoust. Soc. Am. 67(2), 666-672, (1980).
- 52 J. E. Michaels, T. E. Michaels, W. Sachse: Applications of Deconvolution to Acoustic Emission Signal Analysis. Mat. Eval. 39(11), 1032, (1981).
- 53 C. C. Feng: Acoustic Emission Transducer Calibration - Spark Impulse Calibration Method. Dunegan/Endevco Engineering Report 74-7-C, San Juan Capistrano (Ca. USA), (1974).

- 54 S. L. McBride, T. S., Hutchison: Helium Gas Jet Spectral Calibration of Acoustic Emission Transducers and Systems. *Can. J. Phys.* 54, 1824, (1976).
- 55 G. A. Green, P. Dingwall: The Use of the Helium Gas Jet in the Analysis of Acoustic Emission. *NDT International* 11, 175, (1978).
- 56 E. V. Nesmashnyi, B. V. Skiba, V. N. Sosedov: Wideband Piezoelectric Receiver for the Investigation of Acoustic Emission Signals. *Sov. J. of Nondestructive Testing* 11, 631, (1975).
- 57 R. Hill, R. W. B. Stephens: Simple Theory of Acoustic Emission - A Consideration of Measurement Parameters. *Acustica* 31, 224, (1974).
- 58 D. M. Egle: A Stochastic Model for Transient Acoustic Emission Signals. *J. Acoust. Soc. Am.* 65(5), 1198, (1979).
- 59 A. A. Pollock: Acoustic Emission Amplitudes. *NDT* 6, 264, (1973).
- 60 A. A. Pollock: Acoustic Emission Amplitude Distributions: International Advances in Nondestructive Testing, Vol. 7, (1980). Ed. W. J. McGonagle.
- 61 H. Nakasa: Quantitative Evaluation on Acoustic Emission Activities Using Peak Amplitude Distributions. The Fourth Acoustic Emission Symposium (High Pressure Institute of Japan, (1978), P4-1.
- 62 D. D. Dilipkumar, V. S. R. Gudimetla, W. E. Wood: Amplitude-Distribution Analysis of Acoustic Emission. *Experimental Mechanics* 19, 438, (1979).
- 63 A. A. Pollock: Physical Interpretation of AE/MA Signal Processing. 2nd Conf. on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials. Pennsylvania State University (1978). Trans Tech Publications, Clausthal, Germany (1980).
- 64 C. H. Scholz: The Frequency-Magnitude Relation of Micro-Fracturing in Rock and its Relation to Earthquakes. *Bull. Seismological Soc. Am.* 58 (1), 399, (1968).
- 65 K. Mogi: Study of Elastic Shocks Caused by the Fracture of Heterogeneous Materials. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 40, 125, (1962).
- 66 M. Abramowitz, I. A. Stegun (ed.): Handbook of Mathematical Functions. Dover Publications, New York, (1970).
- 67 A. A. Pollock. Acoustic Emission. A Review of Recent Progress and Technical Aspects. *Acoustic and Vibration Progress Vol. I.* ed. R. W. B. Stephens. Chapman and Hall, London, (1974).

- 68 D. O. Harris, R. L. Bell: The Measurement and Significance of Energy in Acoustic Emission Testing. Dunegan/-Endevco Technical Report DE-74-3, San Juan Capistrano (Ca. USA), (1974).
- 69 G. J. Hahn, S. S. Shapiro: Statistical Models in Engineering. J. Wiley, New York, (1976).
- 70 H. J. Rindorf: Acoustic Emission Source Location in Theory and Practice. Brüel & Kjaer Technical Review No. 2, (1981).
- 71 EWGAE: Code for Acoustic Emission Examination -Location of Sources of Discrete Acoustic Events. NDT International 14, 181, (1981).
- 72 Int. Copper Research Association: Cryogenic Properties of Copper. Prepared by R. L. Powell, F. R. Fickett, NBS, Boulder, Colo., (1981).
- 73 Micafil AG, Zürich.
- 74 Brown Boveri & Cie, Baden, Schweiz.
- 75 J. R. Benzinger: Manufacturing Capabilities of CR-Grade Laminates. In A. F. Clark, R. P. Reed: Advances in Cryogenic Engineering Materials, Vol 26, Plenum Press, New York, (1980), p. 252.
- 76 R. D. McCarty: Thermophysical Properties of Helium 4 From 2 to 1500 K With Pressures to 1000 Atmospheres. NBS-Tech. Note 631, Boulder, Colo. 80302, (1972).
- 77 G. K. White: Experimental Techniques in Low-Temperature Physics. 3rd ed. Clarendon Press, Oxford, (1979).
- 78 M. N. Ozisik: Boundary Value Problems of Heat Conduction. Scranton Pa. Int. Textbook Co. (1968).
- 79 H. Brechna: Superconducting Magnet Systems. Springer-Verlag Berlin (1973).
- 80 Y. Iwasa, R. S. Kensley, J. E. C. Williams: Frictional Properties of Metal-Insulator Interfaces. IEEE Trans Mag-15(1), 36, (1979).
- 81 R. S. Kensley, Y. Iwasa: Frictional Properties of Metal Insulator Surfaces at Cryogenic Temperatures. Cryogenics 20, 25-36, (1980).
- 82 R. S. Kensley, H. Maeda, Y. Iwasa: Frictional Disturbances in Superconducting Magnets. IEEE Trans Mag-17(1), 1068, (1981).

- 83 R. S. Kensley, H. Maeda, Y. Iwasa: Transient Slip Behaviour of Metal/Insulator Pairs at 4.2 K. *Cryogenics* 21, 479-489, (1981).
- 84 H. Maeda, O. Tsukamoto, Y. Iwasa: The Mechanism of Frictional Motion and its Effects at 4.2 K in Superconducting Magnet Winding Models. *Cryogenics* 22, 287-295, (1982).
- 85 E. Rabinowicz: Friction and Wear of Materials. Wiley, New York, (1965).
- 86 H. Maeda, Y. Iwasa: Heat Generation from Epoxy Cracks and Bond Failures. *Cryogenics* 22, 473-476, (1982).

LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE

A	Amplitude des AE-Burst
A_1	Schwellwert
A_{\max}	Maximal mögliche Amplitude (vom Modell her gesehen)
a, a_{\max}	A, A_{\max} , bezogen auf A_1
b	Exponent der Potenzfunktion-Amplitudenverteilung
f	Frequenz
f_0	Resonanzfrequenz der AE-Sonde
f_E	vgl. Definition Gleichung (24)
f_I	vgl. Definition Gleichung (21)
f_S	vgl. Definition Gleichung (25)
I	Strom
I_{\max}	Maximal erreichter Strom, kleiner als der Wert des erwarteten Quench-Stromes
LHe	flüssiges Helium; 4,2 ⁰ K
n(x)	Häufigkeit der Grösse x
N(x)	Summenhäufigkeit der Grösse x
n(a)	Häufigkeit der rel. Amplituden der AE-Bursts
N(a)	Summenhäufigkeit der rel. Amplituden der Bursts; Amplitudenverteilung
n_E	Zahlengrösse, proportional zum Energieinhalt eines Burst
N_E	Energiesumme; Summe der n_E aller Bursts
n_I	Anzahl der Schwingungen über dem Schwellwert, pro Burst
N_I	Impulssumme; Gesamtzahl der Schwingungen aller Bursts
N_1	Zahl der detektierten Ereignisse über dem Schwellwert
p(x)	Wahrscheinlichkeitsdichte der Grösse x
t	Zeit
t*	Dauer eines Burst über dem Schwellwert
T	Temperatur; Zeitintervall
T_m	Maximale Temperatur bei einem Wärmezyklus

λ	Wellenlänge; konstante mittlere Rate bei der Poissonverteilung
τ	Abklingzeitkonstante des AE-Burst
ω	Kreisfrequenz
c	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle
E	Elastizitätsmodul
J	Schallintensität
p	Schalldruck
R	Reflexionsfaktor der Amplituden der Schallwelle
T	Uebertragungsfaktor der Amplituden der Schallwelle
Z	Schallimpedanz
Index l	longitudinal
Index t	transversal
ρ	Dichte
ν	Poisson Zahl; Querkontraktionszahl
σ	mechanische Spannung

LEBENS LAUF

6. Januar 1950 geboren in Langenthal / BE
- 1956 - 1965 Besuch der Primar und Sekundarschule in Langenthal.
- 1956 - 1968 Besuch des Gymnasiums Langenthal.
Abschluss mit Matura Typus B.
- 1968 - 1974 Studium der Elektrotechnik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich. Abschluss als Dipl. El. Ing. ETH
4 Semester Studienunterbruch für Militärdienst und Industriepraktika.
- 1975 Gastaufenthalt (6 Monate) am Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Experimentelle Kernphysik.
- ab 1.1.1976 Assistent und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für El. Energieübertragung und Hochspannungstechnik der ETH Zürich, Fachgruppe Hochspannungstechnik (Prof. Dr. W. Zaengl) /Forschungsgruppe für Angewandte Supraleitung (PD Dr. H. Brechna)