

GEOFORSCHUNGSZENTRUM POTSDAM
STIFTUNG DES ÖFFENTLICHEN RECHTS

Arno Zang

Akustische Emissionen beim Sprödbbruch von Gestein

Scientific Technical Report STR97/19

Impressum

GeoForschungsZentrum Potsdam
Telegrafenberg A17
D-14473 Potsdam

e-mail: postmaster@gfz-potsdam.de
www: <http://www.gfz-potsdam.de>

Gedruckt in Potsdam
Dezember 1997

A. 2.9.3

Akustische Welle
Mikroverzerrbarkeit
Gestein
Sprödigkeit

Arno Zang

Akustische Emissionen beim Spröbruch von Gestein

Genehmigte Habilitationsschrift
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor rerum naturalium habitatus (Dr. rer. nat. habil.)
in der Wissenschaftsdisziplin Geophysik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam
Februar 1997

26. MRZ 1998



Scientific Technical Report STR97/19

It is safe to say that at present there is no rigorous theory for the actual internal mechanism of acoustic emissions in any material (Lord 1975)*.

*) Trotz zwei Dekaden intensiver AE Forschung beim Bruch von Gestein (1975-1995) ist dieses Problem bis heute (1996) nicht zufriedenstellend gelöst worden.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	8
1.1 Historie der "Akustischen Emission (AE)"	8
1.2 Anlaß, Umfang und Ziel der Arbeit	10
2. Natur der AE beim Spröbruch von Gestein	12
2.1 Herdmechanismen	13
2.2 Quellmodelle	14
2.3 Klassifikation von AE	18
2.3.1 Ereignissumme	18
2.3.2 Signaldauer und Frequenz	20
2.3.3 Amplitude	21
2.3.4 Energieinhalt	22
2.4 Signalverformung	22
3. Bruchexperimente an Gestein mit AE-Messung	24
3.1 Versuchsaufbau	24
3.1.1 MTS-Pressen	24
3.1.2 AE-Sensoren und Kalibrierung	26
3.1.3 Meßwerterfassungssystem	32
3.2 Gesteinsproben	34
3.2.1 Flechtinger Bausandstein	34
3.2.2 Erzgebirgsgranite	35
3.2.3 Präparation	37
3.3 Druckbelastung	38
3.3.1 Symmetrische Uniaxialkraft	39
3.3.2 Asymmetrische Last	41
3.4 Rißinspektion	43
4. Resultate	44
4.1 Mechanische Daten	45
4.1.1 Bruchspannung, Bruchdehnung und Elastizitätsmodul	45
4.1.2 Amplitude und Geschwindigkeit der Kompressionswelle	50
4.1.3 Deformationsenergie	53
4.2 Akustische Emissionen	55
4.2.1 Hypozentren in Raum und Zeit: Korrelationsintegral, Kumulativ-Koordinaten und Seismolap	57

4.2.2 Amplituden und ihre Häufigkeitsverteilung	75
4.2.3 Energieäquivalent und Frequenz	82
4.2.4 Rißtypen und Herdprozeß	88
4.3 Beobachtete Rißmuster	96
4.3.1 Makrobrüche im Röntgen-Computer-Tomograph	97
4.3.2 Mikrorisse im Licht- und Rasterelektronen-Mikroskop	104
4.4 Sprödbbruchmodell für heterogene Mineralaggregate	107
4.4.1 Zementiertes Mehrkornsystem mit Poren	107
4.4.2 Stochastisches Versagensmodell	108
5. Diskussion	111
5.1 Einflußfaktoren des Sprödbbruchs im AE-Kontext	111
5.1.1 Fluide	111
5.1.2 Korngefüge und Mineralbestand	112
5.1.3 Spannungsfeld	114
5.2 Mikromechanik der Bruchentwicklung	116
5.3 Bedeutung der Labordaten für Erdkrustenbrüche	118
5.3.1 Makrobruchvorhersage in Mikrobebenregion	118
5.3.2 Skalierungsproblem	121
5.4 Kritische Schlußbemerkung	122
6. Thesen	123
7. Literaturverzeichnis	127
8. Anhang	135
8.0 Ergebnis der Literaturrecherche	135
8.1 bis 8.4 Publikation 1 bis 4	136
8.5 Nomenklatur	137
9. Erklärung	140

Vorwort

Schloß Ringberg, Trutzburg am Tegernsee und "Tagungskleinod der Max-Planck-Gesellschaft", war Anfang Oktober 1996 der Ort einer internationalen Konferenz mit dem Titel "Material Research With Advanced Acoustic Emission Techniques". Vierzig "führende Köpfe" aus Geo- und Materialwissenschaft diskutierten über den aktuellen Stand der akustischen Emissionsforschung sowie deren Zukunft. Ein Kerngedanke der Veranstaltung war, daß die Messung akustischer Emissionen quantitative Aussagen über physikalische Prozesse in einem Material liefern kann. Die Entwicklung von einer empirischen zu einer mehr und mehr quantitativen Disziplin wurde durch der Bau von HiFi-Sensoren, schnellen Speicheroszilloskopen und Mikrocomputern beschleunigt. Als Hauptkritikpunkt wurde geäußert, daß trotz der sechs Jahrzehnte intensiver Schallemissionsforschung unser Wissen um die Einsatzmöglichkeit und die Aussagekraft der Methode beschränkt ist. Dieser Sachverhalt resultiert aus den unterschiedlichen Definitionen beim Umgang mit akustischen Signalen in den verschiedenen Forschungsgebieten, auf stark unterschiedlichen Kenndaten der untersuchten Werkstoffe (Metall, Keramik, Gestein, Verbundstoffe, Biomaterialien), sowie auf unzureichend kalibrierten Sensoren oder Versuchsaufbauten. In der vorliegenden Arbeit wird versucht, anhand eines sprödbrechenden Materials (Gestein) unter definiertem Druckspannungsfeld mit kalibriertem Sensor die mikrophysikalischen Bruchprozesse mittels Schallemissionsmessung verstehen zu lernen. Zur Bewältigung dieser Aufgabe der Emissionsforschung wurde ich von vielen Seiten unterstützt.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. G. Dresen (Projektbereichsleiter, PB 3.2 GFZ*) für die Anregung und intensive Betreuung der vorliegenden Habilitationsschrift. Besonderer Dank gebührt Herrn Dr. F.C. Wagner (Mitarbeiter, PB 3.2 GFZ) für die gemeinsame Durchführung der Experimente und fachliche Diskussionen zur Theorie und Praxis der Schallemissionsmessung an Gestein. Herrn Dr. S. Stanchits (Gastwissenschaftler, Ioffe St. Petersburg) danke ich für Diskussionen im Bereich der Ortungsalgorithmen und Polaritätsanalysen. Bei der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. J. Zschau (Aufgabenbereichsleiter, AB 2 GFZ) bedanke ich mich für die Seismolap-Analyse akustischer Emissionen von druckbelastetem Granit sowie Diskussionen zur raum-zeitlichen Clusterung von Erdbeben. Herrn Prof. Dr. J. Negendank (Aufgabenbereichsleiter, AB 3 GFZ) danke ich für Literaturhinweise zum Skalierungsproblem.

Für Bruchstrukturanalysen an deformierten Gesteinskernen mit röntgenographischen Methoden bedanke ich mich bei Herrn PD Dr. D. Banzer (Leiter Radiologie, Behring-Krankenhaus Berlin-Zehlendorf) und Herrn Dr. R. Andresen. Bei Herrn Dipl.-Ing. M. Haidekker (MeVis gGmbH, Bremen) und Herrn P. Morin (Department of Geology and

*) GeoForschungsZentrum Potsdam

Geophysics, University of Minnesota, Minneapolis) bedanke ich mich für die Unterstützung bei der Visualisierung von dreidimensionalen Bruchmustern aus zweidimensionalen Schnitten im Röntgen-Computer-Tomograph.

Zwei Abschlußbemerkungen seien mir gestattet. Die fachgebietsübergreifende Forschung, z.B. der in dieser Arbeit genutzte Einsatz konventioneller medizinischer Röntgentechnik im Bereich der Gesteins- bzw. Bruchphysik, sollte nicht als Gratwanderung zwischen zwei Gebieten, sondern als zukunftssträchtiger Forschungsstandard gesehen werden. Das Medium der Zukunft, die dreidimensionale Videoanimation, wird auch im Bereich der Geowissenschaft in Kürze unentbehrlich werden. Insbesondere bei dynamischen Prozessen wie Rißwachstum leisten die erzeugten Computertrickfilme Aufklärungsarbeit oder geben überhaupt den ersten Einblick in einen komplexen physikalischen Vorgang.

Berlin, im Dezember 1996

Arno Zang

1. Einleitung

Als akustische Emission (kurz AE) wird ein elastischer Wellenzug definiert, der durch abrupte Freisetzung kinetischer Energie in einem deformierten Material erzeugt wurde. Der Terminus AE wird trotz des Adjektivs "akustisch" für alle Signalfrequenzen vom Hörschall (15 Hz bis 15 kHz) bis zum Ultraschall (100 kHz bis MHz) in den Gebieten Geo- und Materialwissenschaft verwandt (Hardy 1972). Äquivalente Bezeichnungen zu AE in der Werkstoffkunde sind Spannungswelle, Schallpuls und elastischer Schock. Als Synonym für AE in der Geowissenschaft wurden Begriffe wie Mikroseismizität, Gesteinsgeräusche und seismoakustische Aktivität geprägt. AE-Signale, die beim Sprödbbruch von druckbelasteten Gesteinskörpern ausgesandt werden (Frequenzbereich etwa von 10 kHz bis 1 MHz), sind Untersuchungsgegenstand der vorliegenden Arbeit. Unter Sprödbbruch versteht man hierbei einen Fragmentierungsprozeß, der keine bleibenden Änderungen im Gestein zuläßt, außer seine Teilung in Stücke (Brace 1964).

Dieses erste Kapitel beinhaltet einen historischen Abriß der "Erforschung des Sprödbruchs von Gestein mittels akustischer Emissionen". Zum Zweiten werden Anlaß, Umfang und Ziel der Arbeit abgesteckt.

1.1 Historie der "Akustischen Emission"

Die erste publizierte materialwissenschaftliche AE-Arbeit beschäftigte sich mit "Knackgeräuschen" beobachtet beim Phasenübergang in Stahl (Forster & Scheil 1936). Die erste AE-Arbeit in der Geowissenschaft nutzte Gesteinsgeräusche, um den Steinschlag in Minen vorherzusagen (Obert 1941). Die wesentlichen Ergebnisse der drei frühen Dekaden der AE-Forschung (40er, 50er und 60er Jahre) sind in vier klassischen Übersichtsartikeln (Knill et al. 1968, Liptai et al. 1971, Hardy 1972, Lord 1975) zusammengefaßt, wobei im letzten Artikel die breiteste Materialpalette (Eis, Gestein, Holz, Keramik, Metall, Zement) analysiert wurde. Ausschließlich mit Gestein befassen sich die Artikel von Knill et al. (1968) und Hardy (1972), während Liptai et al. (1971) Metalle und Verbundwerkstoffe behandeln. Als relevante AE-Parameter schälen sich bereits in diesen vier Pionierarbeiten die aufsummierte Ereigniszahl, die Emissionsrate, die Maximalamplitude, die Emissionsenergie approximiert durch das Amplitudenquadrat (Hardy 1972), sowie der Frequenzgehalt, die Amplitudenverteilung und der wahre Energieinhalt bestimmt durch Amplitudenintegration über die Zeit (Knill et al. 1968) heraus. Die jüngsten drei Dekaden der AE-Forschung (70er, 80er und 90er Jahre) werden verläßlich in fünf Konferenz-Berichtsbänden dokumentiert (Hardy & Leighton 1977, Hardy & Leighton 1980, Hardy & Leighton 1984, Hardy 1989, Hardy 1995). Die Tagungsreihe wurde an der Pennsylvania State University (USA) abgehalten zum Thema "Acoustic Emission and Microseismic Activity in Geologic

Structures and Materials". Zwei jüngere Kompendien der AE-Forschung, das erste aus der Sicht eines Materialwissenschaftlers (Scott 1991) und das zweite aus der eines Geowissenschaftlers (Lockner 1993) seien abschließend genannt, bevor die Beschränkung auf AE beim Gesteinsbruch erfolgt.

Basierend auf dem Inhalt der bearbeiteten Publikationen zum Thema "AE beim Sprödbbruch von Gestein" (vgl. Anhang 8.0) lassen sich fünf Forschungsschwerpunkte katalogisieren. Der erste Forschungsschwerpunkt lebt von Analogieschlüssen zwischen Mikrobruchvorgängen in Laborgestein (Maßstab ≈ 1 m) mit verformtem Fels im Tunnelbau, Minen und radioaktiven Endlagern (Maßstab ≈ 1 km) einerseits und deformiertem Krustengestein bei Erdbeben (Maßstab ≈ 100 km) andererseits. Kernfragen der Seismoakustik in Minen bei Gebirgsschlägen (Aki 1979, Kuhnt et al. 1987, Kaye 1994), der Ribbildung in Salzendlagern (Eisenblätter 1988, Manthei & Eisenblätter 1993), der Herdmechanik von Erdbeben (Kasahara 1981, Berckhemer 1989, Scholz 1990) und der im Labor bis zum Bruch verformten Gesteine (Mogi 1962a, Mogi 1962b, Scholz 1968) sind ähnlich; entsprechend können Verfahren und Methoden der verschiedenen Gebiete bereichsübergreifend eingesetzt werden. Da die Modellvorstellungen von Erdbeben die gleichen sind wie die für Ribwachstum in Laborgestein, lassen sich auch Schlußfolgerungen bezüglich der Wellenabstrahlung von der Seismologie auf die Mikroakustik übertragen (Eisenblätter 1980). Besonderes Augenmerk muß jedoch der Übertragbarkeit der Resultate vom Laborgestein über den Fels zum Erdkrustenmaterial (Skalierungsproblem) gelten, da die beobachteten Phänomene bandlimitiert sein können (Lei et al. 1993, Scott 1996).

Der zweite Forschungsschwerpunkt umfaßt die Ortung einer Ereignisverteilung (z.B. Labormikrobrüche, Gebirgsschläge, thermische Risse in Granit-, Salz- und Tuffstollen, Erdbeben) sowie das Studium ihrer raum-zeitlichen Veränderung. Pionierarbeit zum Thema "Automatisierte Ortung" wurde in der Seismologie von Allen (1978) und in der Gesteinsphysik von Mogi (1962a, 1968), Lockner & Byerlee (1977a, 1980) und Sondergeld & Estey (1981) geleistet. Ereignisabfolgen in Raum und Zeit wurden für trocken deformiertes Gestein (Lockner & Byerlee 1980, Sondergeld 1981, Sondergeld & Estey 1981, Nishizawa et al. 1985, Hirata et al. 1987, Nishizawa & Noro 1990, Lockner et al. 1991, Lockner et al. 1992, Rao & Kusunose 1995, Crawford et al. 1995, Meglis et al. 1995), für hydraulisch durch Fluide aufgesprengtes Gestein (Byerlee & Lockner 1977, Lockner & Byerlee 1977b, Keppler et al. 1988, Kranz et al. 1990, Masuda et al. 1990, Falls et al. 1992, Masuda et al. 1993, Masuda et al. 1995, Read et al. 1995) und für thermisch behandeltes Gestein (Jansen et al. 1993, Young 1993) durchgeführt.

Der dritte AE-Forschungsschwerpunkt erörtert Vorläuferphänomene beim Sprödbbruch von Gestein im Labor- und Krustenmaßstab (Main et al. 1989, Sammonds et al.

1989, Oda et al. 1989, Meredith et al. 1990, Main 1991, Henderson et al. 1992, Main 1992, Main et al. 1992, Sammonds et al. 1992, Cox & Meredith 1993, Hatton et al. 1993, Liakopoulou-Morris et al. 1994, Lockner & Byerlee 1995, Hori & Maro 1995). Zentrale Untersuchungsthema sind Häufigkeitsverteilungen von Ereignisamplitude und Pulsenergie, sowie ihre zeitliche Änderung.

Der vierte Forschungsschwerpunkt widmet sich der Analyse von Quellmechanismen (Maeda 1981, Sondergeld & Estey 1982, Yanagidani et al. 1985, Kuwahara et al. 1985, Satoh et al. 1990, Ohtsu 1991, Glaser & Nelson 1992, Lei et al. 1992, Manthei et al. 1992, Shah & Labuz 1995). Die Physik des Herdprozesses bei Erdbeben bzw. AE ist bisher nur unzureichend verstanden (vgl. Motto der Arbeit, Seite III).

Im fünften, rein theoretischen Schwerpunkt werden Versagensmodelle (damage models) entwickelt mit dem Ziel, die Mechanik des Übergangs vom stabilen Mikrorißwachstum zum makroskopischen Gesteinsbruch zu quantifizieren (Holcomb & Costin 1986, Holcomb et al. 1990, Main et al. 1990, Zou & Miller 1991, Lockner & Madden 1991a+b, Holcomb 1992, Voyiadjis & Abu-Lebdeh 1993, Chelidze 1993, Reches & Lockner, 1994, Tomilin et al. 1994, Main et al. 1994, Henderson et al. 1994, Damaskinskay & Tomilin 1995, Malan & Napier 1995, Silberschmidt 1996).

Der folgende Abschnitt erläutert, in welchem Umfang und zu welchem Teilgebiet der AE-Forschung die vorliegende Arbeit einen kleinen Beitrag leisten will.

1.2 Anlaß, Umfang und Ziel der Arbeit

Der Bruchprozeß ist eines der am wenigsten verstandenen (Sahimi 1992, Rieger 1994, Marder & Fineberg 1996) und meist untersuchtesten (Brace 1964, Rummel 1974, Germanovich & Dyskin 1988, Riedel 1993) Phänomene der Geowissenschaft und Technik. Der Skalenbereich, in dem Bruchbildung von Bedeutung ist, erstreckt sich etwa von 10^{-5} bis 10^5 m über zehn Zehnerpotenzen. Der Sprödbbruch scheint ähnlichen physikalischen Gesetzen zu gehorchen, von der Mikrorißbildung im Subkornbereich (10 bis 100 μm) eines Laborgranulats bis hin zu Bruchflächen von Krustenbeben (10 bis 100 km), wie Hanks (1992) konstatiert. Die Verteilung von AE-Amplituden im Labor ähnelt der von Erdbebenmagnituden in der Natur. Auch bei der zeitlichen Abfolge von Vor- und Nachbebenstätigkeit eines großen Einzelereignisses sowie beim Studium des Herdprozesses gibt es vergleichbare Gesetzmäßigkeiten bei Labormikrobeben und Erdbeben.

Grundziel der AE-Forschung im Labor ist deshalb, den Bruchprozeß in Gestein mit seinen verschiedenen mikrophysikalischen Stadien verstehen zu lernen. Fernziel der Laborarbeit ist die Identifikation von signifikanten Bruchvorläuferphänomenen, mittels derer möglicherweise ein Erdbeben vorhersagbar ist. Unter Vorhersage versteht man das Nennen von Ort, Zeit und Stärke eines zukünftigen Ereignisses basierend auf

Datensätzen der Vergangenheit. Obwohl Fortschritte auf dem Gebiet der Erdbebenvorhersageforschung erzielt wurden, wird das Zentralziel, die eigentliche Vorhersage, bei den meisten Publikationen zum Thema geschickt umgangen (Lockner 1993).

In der oberen Erdkruste sind Gesteine dem lithostatischen Druck und regional-spezifischen, tektonischen Spannungen unterworfen. Durch Druckbelastung von Gesteinskernen im Labor als Analogexperiment kann sowohl der Jungfernbruch (Erstentstehung einer Verwerfung) als auch die Reaktivierung vorhandener Bruchsysteme modellhaft nachvollzogen werden. Während die meisten Erdbeben der Kruste an bereits vorhandenen Verwerfungssystemen stattfinden (Rummel et al. 1978, Scholz 1990), wird die Mehrzahl von AE-Messungen im Labor an intaktem Gestein durchgeführt. Drei Gründe rechtfertigen diese Vorgehensweise: der Heilungsprozeß von aufgebrochenen Verwerfungen (Blanpied et al. 1992), Rauigkeiten natürlicher Verwerfungsflächen (Das & Aki 1977) und die Analogie in der Mikromechanik von Reibungsgleiten auf Verwerfungsflächen und Initialbruch (Lockner & Byerlee 1993). Neben Arbeiten, die sich ausschließlich mit dem Reibungsgleiten auf präexistenten Rißüfern befassen (Brace & Byerlee 1966, Rummel et al. 1978, Ohnaka 1992, Kato et al. 1994), gibt es in der jüngeren Literatur auch erste Pilotprojekte, die die Kombination von Jungfernbruchbildung und subsequenter Reibungsgleitphase erforschen (Liakopoulou-Morris et al. 1994, vorliegende Arbeit).

Die Arbeit verfolgt zwei Hauptziele. Erstens soll die Mikromechanik der Bruchentwicklung in Gestein unter Druck mittels der Emissionsanalyse erörtert werden. Hierbei wird neben dem Emissionsort (Rißlokalisierung) ebenfalls die Stärke (Amplitude, Energie) und Abstrahlcharakteristik der Emission zur Identifikation der Quelle benutzt. Rißinitiierung, das Wechselwirken von Mikrorissen und das Versagen des Gesteins können beobachtet und quantifiziert werden. Das zweite Hauptziel der Arbeit besteht darin, raum-zeitliche Ereigniskorrelation und ausgewählte Wellenzugparameter auf ihre Vorläufertauglichkeit eines Makrobruchs zu prüfen. Das Skalierungsproblem beim Übertrag der Ergebnisse vom Laborgestein zum Erdkrustenmaßstab (Kap. 1.1, Zavyalov & Sobolev 1988, Lei et al. 1993, Scholz 1996) wird weitgehend ausgeklammert, auch wenn Kapitel 5.3.2 die zu nehmenden Hürden ausweist.

In Kapitel 2 der Arbeit werden zunächst die Natur der AE erörtert und Möglichkeiten zur Klassifikation von AE gegeben. Hypothetische bruchmechanische und realistische mikrophysikalische Quellmodelle werden diskutiert, sowie relevante Wellenzugparameter für die Auswertung der Signale in Kapitel 4 bereit gestellt. Auf mögliche Veränderungen des Herdpulses auf dem Weg von der Quelle zum Empfänger wird hingewiesen.

Kapitel 3 beschreibt den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten AE-Versuchsstand am GFZ, die getesteten Gesteinsproben und die im Labor kontrollierbaren Umgebungs-

bedingungen. Neben Druckexperimenten mit symmetrischer Uniaxialkraft wird ebenfalls der Bruch im hoch anisotropen Spannungsfeld mit asymmetrischer Last behandelt. Ein Sedimentgestein (Flechtlinger Bausandstein, Sachsen-Anhalt) und zwei Granittypen (Aue und Blauenthal, Sachsen) werden den unterschiedlichen Lastszenarien ausgesetzt.

Kapitel 4 umfaßt Beiträge zu den Forschungsschwerpunkten zwei bis fünf (vgl. Kap. 1.1). Mechanische Bruchparameter und AE-Quellparameter in Raum und Zeit werden auf ihre Vorläufertauglichkeit im Labormaßstab an trockenen und nassen Proben geprüft. Die nach der Deformation beobachteten Rißmuster dienen als Prüfstein für AE-Quellmodelle und Raum-Zeit-Clusteralgorithmen. Abschließend werden zwei mikromechanische Versagensmodelle für Mehrkomponentensysteme vorgestellt.

In der Diskussion von Kapitel 5 werden die Einflußfaktoren des Sprödbruchs in Gestein bewertet und die Bedeutung der Resultate für die Mikromechanik der Bruchentwicklung unterstrichen. Abschließend wird die Bedeutung der Laborergebnisse für bruchhafte Prozesse in der oberen Erdkruste (Erdbeben) erörtert. Eine kompakte Kurzanleitung wird gegeben, mittels derer ein Seismologe die erarbeiteten Labormethoden auf Erdbebenkataloge übertragen kann.

Zum Abschluß der Einleitung sei erwähnt, daß AE-Forschung im Labor bei der Suche nach einem übergeordneten Bruchgesetz hilfreich sein kann. Fünf führende AE-Forschungszentren, die sich den in Kapitel 1.1 genannten Gebieten widmen, seien hier stellvertretend genannt. Experimentierstände, analog zu dem in Kapitel 3 beschriebenen, gibt es beim United States Geological Survey in Menlo Park, CA (Lockner 1995), in Tsukuba, Japan (Kusunose 1995), am University College London, GB (Sammonds et al. 1992), an der University of Edinburgh, GB (Main et al. 1992) und der Universität von Oviedo in Spanien (Montoto et al. 1984).

2. Natur der AE beim Sprödbruch von Gestein

Der Leser weiß bisher, daß eine AE durch Energiefreisetzung in deformiertem Material ausgelöst wird. Die freigesetzte Energie wird teilweise in eine elastische Spannungswelle umgesetzt, deren Quellpunkt (Herd) mit dem lokalen Umbau der Stoffstruktur bzw. der lokalen Umlagerung des Spannungsfeldes in der Probe identisch ist. Mikrostrukturelle Änderungen im Mineralverband eines Gesteins können ein breites Spektrum von Materialantworten zur Folge haben. Wandernde Kristallgitterdefekte bei plastischer Verformung liefern andere AE als das Aufplatzen einzelner Mineralkörner bei Sprödbruchbildung. In jeder aufgezeichneten AE-Wellenform steckt somit Information über den jeweiligen Herdmechanismus. In diesem Kapitel wird gezeigt, wie man AE-Signaturen zu "lesen" versucht. Herdmechanismen, Quellmodelle und

Klassifikationsmöglichkeiten basierend auf relevanten Wellenzugparametern werden diskutiert.

2.1 Herdmechanismen

In dem für diese Arbeit relevanten Frequenzbereich (10 kHz - 1 MHz) gibt es vier physikalische Gründe für das Auftreten von Schallemissionen. Dazu zählt die plastische Verformung (Versetzungsmigration, Zwillingsbildung), die spontane Phasenumwandlung, die Rißbildung oder der Rißfortschritt, sowie die Reibung an vorhandenen Rißufern. Die Phasenumwandlung in Stahl wurde als erster Herdmechanismus entdeckt (Kap. 1.1, Forster & Scheil 1936). Kaiser (1953) gab eine andere Erklärung für das Auftreten von AE in Metall. Bedingt durch die äußere Last sind Bewegungen an Korngrenzen der Grund für AE in polykristallinem Material. Schofield (1961) macht die Bewegung von Dislokationen (eindimensionale Kristallgitterdefekte) verantwortlich für AE in Metall. Der AE-Quellmechanismus "Rißbildung" wird von Mogi (1962 a,b) und Scholz (1968) in die Gesteinsphysik eingeführt. Scholz (1968) unterscheidet bei seinen Druckversuchen zwei AE-Typen beim Gesteinsbruch. Bei niedriger Last (unterhalb der halben Bruchspannung) macht er Reibungsgleiten an vorhandenen Rissen für das Auftreten von AE verantwortlich. Bei Lasten oberhalb der halben Bruchspannung nennt er die Erzeugung neuer Risse als Ursache für Emissionsquellen. Lord (1975) hält in seinem Übersichtsartikel fest, daß Emissionsquellen material-spezifisch sind; er ordnet Dislokationsbewegungen den Metallen, Zwischenkornbewegungen den Böden und Faserbruch den Verbundwerkstoffen als Quellmechanismus zu.

Zur Erklärung von AE bei Gesteinsdeformationsexperimenten bei Raumtemperatur werden Rißbildung und Rißfortschritt als dominante Quellmechanismen angesehen. Aus optischen Rißanalysen nach uniaxialen Bruchversuchen schließt Maeda (1981), daß AE durch Trennbrüche im Mineralverband des untersuchten Granits entstehen. Neben optischer Rißinspektion birgt auch das abgestrahlte Wellenfeld einer AE Information über den Bruchherd. Grundsätzlich stehen zwei Methoden zur Auswahl. Die Polaritätsanalyse benützt nur das Vorzeichen des Erstausschlags der detektierten AE-Wellenzüge, um über Zug- oder Scherbruchanteil zu entscheiden (Sondergeld & Estey 1982, Yanagidani et al. 1985, Kuwahara 1985, Satoh et al. 1990, Lei et al. 1992, Meglis et al. 1995). Bei der ausgefeilteren Momententensoranalyse werden neben der Kenntnis von Aufnehmerposition, Quellort und Wellengeschwindigkeit im untersuchten Medium auch die Erstampplituden der Wellenzüge benötigt (Ohtsu 1989, Manthei & Eisenblätter 1993, Shah & Labuz 1995). Darüber hinaus muß das verwandte Herdmodell für die AE zutreffen und die Greenfunktion des Mediums bekannt sein.

Die Aussagen über Bruchtypen basierend auf Wellenfeldanalysen sind kontrovers. In ihrer Polaritätsstudie haben Sondergeld und Estey (1982) darauf aufmerksam gemacht, daß eine Doppeldipol-Abstrahlcharakteristik (siehe Kap. 2.2) ihre experimentellen

Beobachtungen am besten beschreibt, d.h. daß Scherbrüche verantwortlich sind für die gemessenen AE im deformierten Granit. Die Erklärung von präexistenten axialen Zugrissen kombiniert mit subsequentem Schergleitvorgängen ist für das Auftreten von AE sowohl für Uniaxial- (Yanagidani et al. 1985) als auch Triaxialexperimente mit 40 MPa Manteldruck an Granit (Satoh et al. 1990) gegeben worden. Kuwahara et al. (1985) hingegen sprachen sich für reine Scherrisse in Granit unter Uni- und Biaxiallast bis 100 MPa aus nach Polaritätsanalyse der Ersteinsätze. Lei et al. (1992) machen mit ihrer Polaritätsstudie an Graniten bis 50 MPa Manteldruck darauf aufmerksam, daß der Bruchtyp von der Korngröße sowie der aufgetragenen Last abhängt. Grobkörniges Material neigt zu reiner Scherrißbildung, während beim feinkörnigen Granit die Laststufe entscheidet, welcher Bruchtyp aktiv ist. Bei niedriger Last sind dies Implosionsquellen, bei kleiner als 80% der Bruchlast Zugbrüche und oberhalb 80% der Bruchlast Scherrisse.

Mithilfe der Momententensoranalyse zeigte Ohtsu (1991) auf, daß beim hydraulischen Aufsprengen von Gestein in situ zunächst Zugrisse entstehen, an denen nachfolgend Scherrisse auftreten. Ebenfalls mit der Momententensormethode fanden Manthei und Eisenblätter (1993), daß Scherrisse den hydraulischen Aufsprengvorgang in Salz begleiten. Shah und Labuz (1995) demonstrierten mit der Methode, daß Scherrisse in uniaxial belastetem Granit dominieren.

Einen ganz anderen Weg beschreiten Glaser und Nelson (1992), die getrennt ein Zugbruch- und ein Scherbruchexperiment bei Atmosphärendruck durchführten, um die dabei emittierten AE-Signale zu analysieren. Ihr Fazit ist, daß die neu gebildete Rißfläche unabhängig vom Experimenttyp durch Zugrißbildung im Material erfolgt.

2.2 Quellmodelle

Mit den im vorherigen Kapitel beschriebenen Herdmechanismen ist man in der Lage, Quellmodelle für den AE-Herd zu entwickeln. Damit verschafft man sich ein Bild vom Abstrahlmuster der elastischen Wellenenergie, die beim Mikrobeben freigesetzt wird. Armstrong (1969) legt seinem AE-Herdmodell die Energiefreisetzungsrates eines Griffith-Risses (Griffith 1920) zugrunde. Die mögliche AE-Signalfrequenz errechnet sich aus der Rißlänge. Für einen zweidimensionalen Riß gilt: $f \sim v_c/2c$, wobei f die dominierende AE-Frequenz, v_c die Bruchausbreitungsgeschwindigkeit und $2c$ die Rißlänge sind. Die mit diesem Quellmodell gewonnenen Signalfrequenzen von etwa 100 kHz liegen an der Untergrenze der AE-Frequenzen, die im Labor bei druckbelastetem Gestein gemessen werden (Scholz 1968).

Das Quellmodell von Liptai et al. (1971) basiert auf Resonanzschwingungen von Mineralkörnern. Bedingt durch äußere Kräfte wird die obere Hälfte eines als Kugel approximierten Kornes gegenüber der unteren Hälfte abgeschert. Für Korndurchmesser

von 0.1 mm erhält man Resonanzfrequenzen von 2 MHz, was der Obergrenze von AE-Frequenzen im Druckbruchexperiment von Gestein entspricht (Ohnaka & Mogi 1982).

Heute unterscheidet man beim Spröbruch von Gestein drei klassische Herdmodelle, die eng verknüpft sind mit den drei Hauptmoden der Rioffnung, die aus der Bruchmechanik bekannt sind (Jaeger & Cook 1979, Hahn 1976). Die Grundhypothese der Bruchherdmodelle von Abb. 2.1 (links) ist, daß eine AE genau dann entsteht, wenn aufgestaute elastische Energie durch eine abrupte Verschiebung entlang einer ausgezeichneten Störfläche im Material erfolgt. Je nach Lage des Verschiebungsvektors \underline{b} zur Bruchfläche (Abb. 2.1, schraffierte Ebene) und Bruchausbreitungsrichtung (Abb. 2.1, dicker schwarzer Pfeil) lassen sich drei Fälle unterscheiden. Beim Zugbruch steht \underline{b} senkrecht auf der Bruchebene (Abb. 2.1, Bruchmode I). Beim Scherbruch liegt \underline{b} in der Bruchebene, wobei man differenziert je nachdem, ob \underline{b} in Riausbreitungsrichtung (Mode II) oder senkrecht dazu liegt (Mode III).

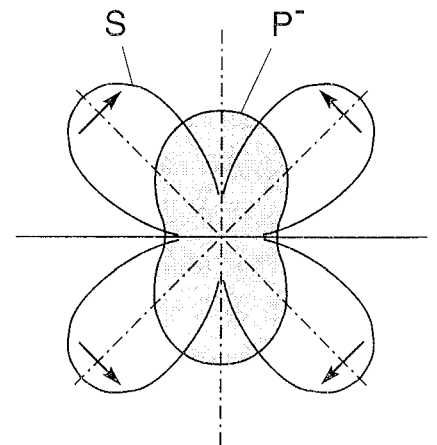
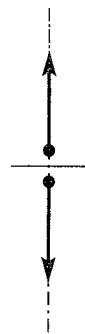
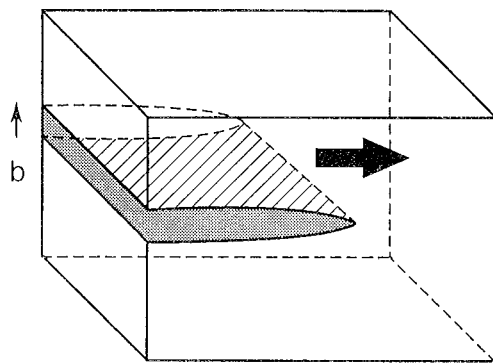
Als Kraftäquivalent für Risse vom Typ Mode I kann ein momentenfreier Dipol, für Mode II ein Kraftdipol mit Moment und für Mode III ein Doppeldipol ohne Moment (double couple) angesetzt werden. Die geometrische Anordnung der quivalenten Punktkrfte zeigt die mittlere Spalte von Abbildung 2.1.

Das abgestrahlte seismische Wellenfeld für Bruchherdmodelle kann mithilfe der Elastizitätstheorie berechnet werden. Die Grundgleichungen wurden bei der Beschreibung von Erdbebenherdmechanismen erarbeitet und von Love (1904) und Nakano (1923) bereitgestellt. Schematisch läßt sich das elastische Verschiebungsfeld darstellen als

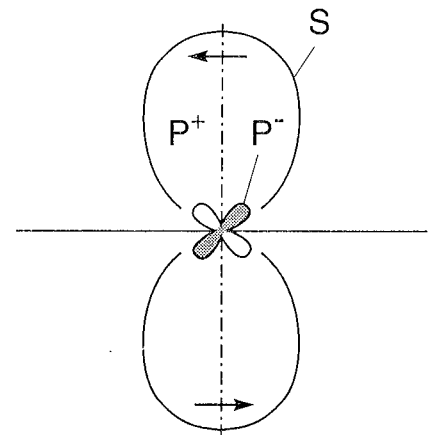
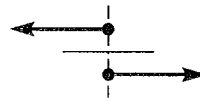
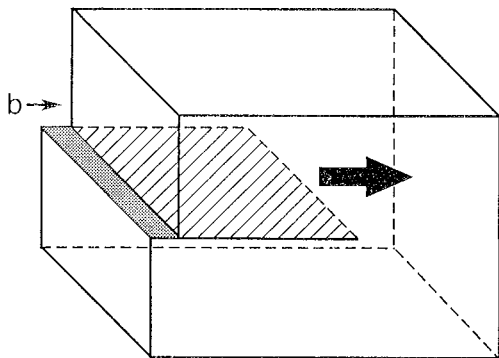
$$(2-1) \quad u = Q(t-r/v) F(r) G(\varphi, \theta),$$

und gilt in dieser allgemeinen Form für Kompressions- (Primär- (P)) und Transversalwellen (Sekundär- (S)). Der Term $Q(t-r/v)$ enthält den Zeitverlauf der Anregungskraft oder des Moments, wobei v die Schallgeschwindigkeit im Medium ist. Der Term $F(r)$ beschreibt die Abhängigkeit vom Abstand r der Quelle zum Meßpunkt und trägt dem Amplituden- und Laufzeitverhalten der Signalausbreitung Rechnung. Der dritte Term $G(\varphi, \theta)$ gibt die räumliche Richtcharakteristik der Wellenabstrahlung (Abstrahlcharakteristik) wieder. In Fernfeldnäherung sind die Abstrahlcharakteristiken der drei beschriebenen Punktkraftszenarien in Abbildung 2.1 (rechts) dargestellt. Auf eine Herleitung der Fernfeldverschiebung aus der Wellengleichung wird verzichtet. Man findet sie in Standardwerken der Seismologie (Aki & Richards 1980). Wichtig festzuhalten bleibt, daß Fernfeldverschiebungen die Form des anregenden Kraft-Zeit-Gesetzes beinhalten und mit $1/r$ vom Quellpunkt abfallen.

Mode I



Mode II



Mode III

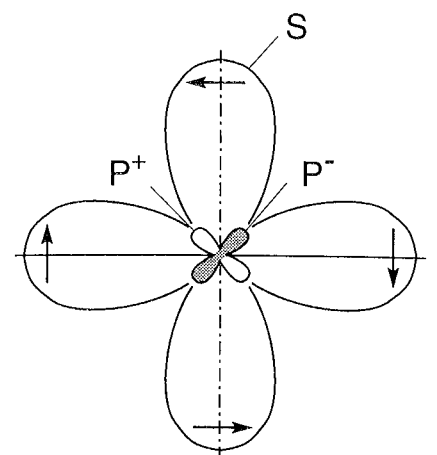
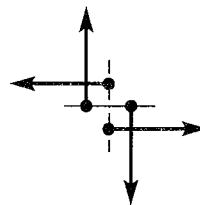
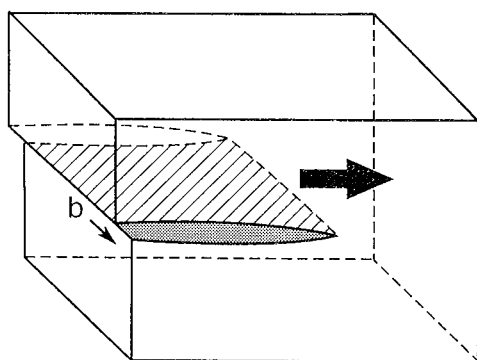


Abb. 2.1: Bruchherdmodelle für AE (links), Punktkraftäquivalent (mitte) und Abstrahlcharakteristik der P- und S-Wellen in Fernfeldnäherung (rechts).

Die Polarität, definiert als Richtung des Erstausschlags, ist für die P-Welle mit positivem Vorzeichen in Zugrichtung (Dilatation, P^+) und negativem Vorzeichen in Druckrichtung (Kompression, P^-) gezeigt. Die Polarisierung der S-Welle ist durch Pfeile am äußeren Ende der Abstrahlkeulen markiert. Man beachte, daß Abbildung 2.1 zweidimensionale Schnitte durch dreidimensionale Abstrahlmuster zeigt. Für die Polarisationsstudien in Kapitel 4 ist wichtig, daß nur Scherbruchquellen positive wie negative Ersteinsätze der P-Welle liefern. Andere als die in Abbildung 2.1 gezeigten Punktkraftsysteme sind denkbar; aus Erdbebendaten bestätigt wurde jedoch nur der momentenfreie (Doppel-) Dipol als Quellmodell.

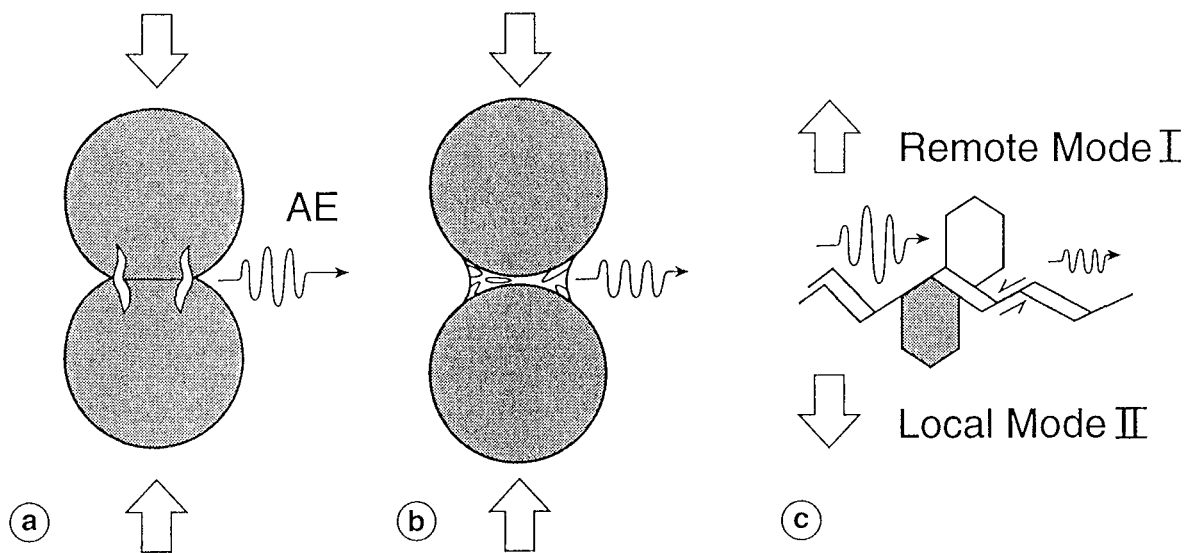


Abb. 2.2: Mikrophysikalische Bruchherdmodelle für Gestein: (a) Hertz-Brüche (Zhang et al. 1990), (b) Zement-Risse (Dvorkin & Yin 1995, Zang & Wong 1995) und (c) Mischrisse (Steffler et al. 1992).

Neben den mathematisch faßbaren Bruchherdmodellen müssen ebenfalls realistische, mikromechanische Modelle angeboten werden, deren Abstrahlcharakteristiken aufgrund der Komplexität der Einzelquellen oder ihrer Wechselwirkung nicht mehr bekannt sind. Drei dieser mikrophysikalischen Herdmodelle für polykristallines, heterogenes Material (Gestein) zeigt Abbildung 2.2. Die Modelle wurden zur Interpretation von AE beim Bruch granularer Medien entwickelt. Hertz-Brüche (Abb. 2.2a) können in jedem granularen Material auftreten, in dem es zu Korn-Korn-Kontakten bei Belastung kommt. Die Spannungskonzentration an den Kontaktpunkten ist ausschlaggebend für die lokale Zugrißbildung unter Druck (Zhang et al. 1990, Yingzhi & Hills 1991). Beim Zement-Rißmodell (Abb. 2.2b) treten in einem Zweistoffsystem (z.B. diagenetisch verfestigter Sandstein) in der weichen Komponente (hier: Zement) Risse

auf (Dvorkin & Yin 1995, Zang & Wong 1995), die zum Aussenden von AE führen können. Die harten Körner bleiben im Gegensatz zum Hertz-Modell intakt. Bei Zementrisen werden andere Amplituden und Abstrahldiagramme erwartet als bei den aufplatzenden Körnern (Hertz-Risse). Mögliche Literaturzitate zu diesem Thema sind rar. Schmidt-Mumm (1991) hat z.B. versucht, thermisch stimulierte intragranulare von intergranularen Rissen in Quarz mittels AE zu trennen. In Realgestein sind ebenfalls Mischrißtypen denkbar (Abb. 2.2c). Dabei können die Rißufer der an Korngrenzen angelegten Trennbrüche (Mode I) beim weiteren Rißwachstum lokal abscheren (Mode II). Die zu erwartende Abstrahlcharakteristik, eine Kombination aus Trennbruch- und Scherbruchquelle, ist nicht bekannt. Man beachte, daß in verschiedenen Stadien der Sprödbrechdeformation von Gestein unterschiedliche Mikromechanismen aktiv sein können. Zur Erklärung von Bruchstrukturen bei der Triaxialbelastung von Sandstein nennt Menendez et al. (1996) Zementrisse als aktiv bei niedriger Last im Vorbruchbereich, Hertz-Brüche als dominant bei Maximallast und die Entwicklung eines Makroscherbruchs entscheidend im Nachbruchbereich bei Lastabfall.

2.3 Klassifikation von AE

Die in Kapitel 1.1 genannten Signalparameter können zur Klassifikation von AE bei Sprödbrechversuchen herangezogen werden. Die Ereignissumme (ΣN) und die Emissionsrate (Ereignisse N pro Zeit t , dN/dt) hängen hierbei von der Sensitivität des Detektorsystems und dem Signal-Rausch-Verhältnis ab. Die Wellenzugparameter Amplitude (A), Frequenz (f), Energie (E) oder Energierate (dE/dt) hängen neben Sensitivität und Signal-Rausch-Verhältnis aber auch noch von der Frequenzantwort des Gesamtmeßsystems (Aufnehmer, Verstärker, elektrischer Schaltkreis) ab. Bemerkungen zur Impulsverformung vom Quellpunkt zum Aufnehmer finden sich in Kapitel 2.4. Wellentheoretische Aspekte zur Dekonvolution, Dämpfung und Spektralanalyse der Signale behandelt Scott (1991, Kapitel 4).

2.3.1 Ereignissumme

Gemäß der schematischen Abbildung 2.3 versteht man unter einem AE-Ereignis einen detektierten Wellenzug, der zum Zeitpunkt t_a mit seiner Amplitude A den vorher fixierten Signal-Triggerlevel übersteigt. Mithilfe des Wellenzugendpunkts t_e , ab dem das Signal den Triggerlevel nicht mehr übersteigt, wird die Signaldauer bestimmt ($T=t_e-t_a$). Entsprechend dieser Definition würden in dem Zeitintervall von Abbildung 2.3 zwei Emissionsereignisse gezählt (AE_1 und AE_2).

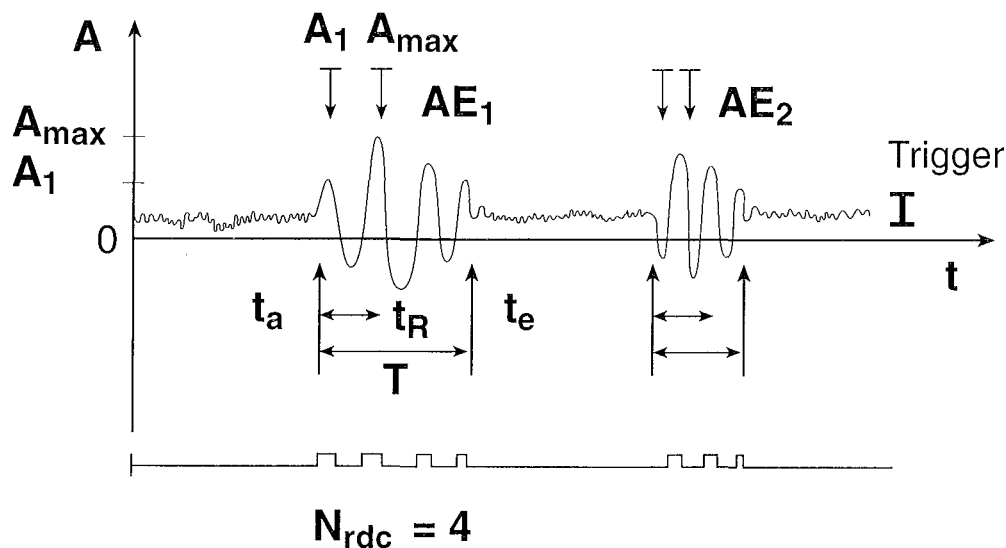


Abb. 2.3: Relevante Wellenzugparameter einer akustischen Emission.

Um sich einen ersten Eindruck von der Ereignisaktivität einer Gesteinsprobe unter Druck zu verschaffen, zeichnet man meist die Summenkurve der AE als Funktion der äußeren Last. Nach Lord und Körner (1983) birgt eine vollständige Summenkurve (Abb. 2.4a) vier Emissionsklassen. Rißschließprozesse und Reibung an vorhandenen Rissen sind der Grund für die AE in Bereich I bei niedriger Last. In der schematischen Spannungs-Dehnungs-Kurve (kurz: σ - ϵ -Kurve) eines Gesteins (Abb. 2.4b) äußert sich dies in der Anfangskrümmung. Wenig AE werden im linear-elastischen Bereich einer mechanisch verformten Probe detektiert (Abb. 2.4a: AE-Plateau im Bereich II; Abb. 2.4b: linearer σ - ϵ -Bereich). Stabiles Rißwachstum ist verantwortlich für den Anstieg der Emissionsaktivität im Bereich III (Abb. 2.4a). Irreversible Änderungen in der Struktur beim stabilen Rißwachstum erzeugen Abweichungen vom linearen σ - ϵ -Verhalten oberhalb der Spannung σ_e (Abb. 2.4b). Instabiles Rißwachstum wird dokumentiert in dem exponentiellen Anstieg der Summenkurve im Bereich IV (Abb. 2.4a). Dieses beschleunigte Rißwachstum korreliert mit der Überschreitung der kritischen Bruchspannung σ_p und Annäherung an die maximale Bruchspannung σ_{max} in Abb. 2.4b. Die angeführten bruchmechanischen Begründungen für die vier Bereiche der Emissionssummenkurve wurden historisch gesehen zuerst zur Interpretation der Spannungs-Dehnungs-Kurven von Gestein (Abb. 2.4b) entwickelt. Kernarbeiten der Sprödbuchforschung in Gestein sind Brace (1964), Bieniawski (1967), Hoek (1968), Mogi (1972), Bombolakis (1973), Rummel (1974), Ashby & Hallam (1986), Lajtai et al. (1990), Sahimi (1992), Germanovich et al. (1994) und Lockner (1995).

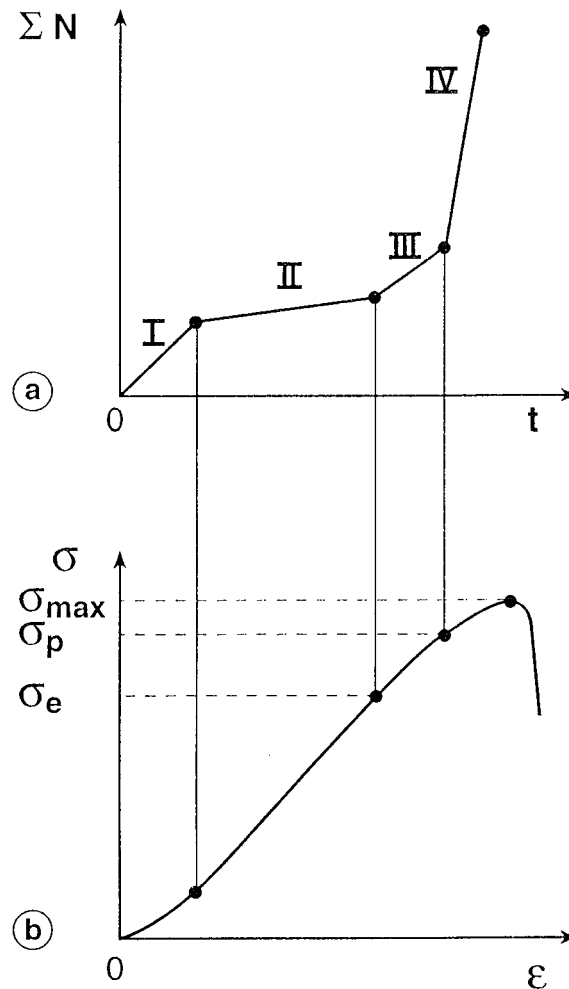


Abb. 2.4: Schema einer Ereignissummenkurve gegen Versuchszeit (a) und Spannungs-Dehnungs-Kurve eines Gesteins (b), wobei σ_e die Spannung bei Beginn der inelastischen Verformung, σ_p die kritische Bruchspannung und σ_{max} die maximale Bruchspannung bezeichnet.

2.3.2 Signaldauer und Frequenz

Als kontinuierliche Emission bezeichnet man ineinander übergehende Einzelereignisse geringer Energie, die z.B. durch Reibungsvorgänge an Bruchflächen erklärbar sind (Heyse 1983). Im Gegensatz hierzu steht der AE-Burst (Bersten, Krachen, Bruch), der als rupturales Einzelereignis mit kurzer Signaldauer ($T = 0.1$ bis 10 ms) definiert ist. Burst-Signale zeichnen sich durch höhere Energie gegenüber den kontinuierlichen Emissionen ab. Die zwei in Abbildung 2.3 gezeigten Signale gehören zum Typ "Burst".

Wie in Kapitel 2.2 erläutert, gibt die Frequenz eines AE-Signals Aufschluß über die Dimension des Bruchherds. Als Maß für die Frequenz in Wellendetektorsystemen kann die Anzahl der Überschwingungen (N_{rdc}), d.h. Schwingungen mit Amplituden größer als der Triggerlevel (ring down counts), pro Dauer des Signals herangezogen werden (Abb. 2.3, $f = N_{rdc}/T$). Frequenzspektren sowie Frequenzhistogramme zu verschiedenen Laststufen sind für Betrachtungen zum Herdmechanismus unabdingbar.

Ohnaka und Mogi (1982) nehmen AE beim uniaxialen Druckbruchversuch von Andesit und Granit nach Bandpaßfilterung in vier Frequenzfenstern auf (20-400 kHz, 100-300 kHz, 300-400 kHz, 1-1.5 MHz). Die Emissionsrate, detektiert vom Niederfrequenzfenster (20-400 kHz), stieg relativ stärker an als die aufgezeichnet in den höherfrequenten Fenstern. Das Ergebnis ist konsistent mit der Tatsache, daß die relative Anzahl von großen Ereignissen vor dem Versagen des Gesteins anwächst (vgl. Kap. 2.3.3). Fazit der Arbeit ist die Hypothese, daß große Risse AE-Signale generieren mit großen Amplituden und niedrigen Frequenzen. Entsprechend sollten hochfrequente Signale durch Mikrorißbildung im Korngrößenbereich des Gesteins erzeugt werden.

Die Ursache der nieder- und hochfrequenten AE-Klasse in druckbelasteten Gesteinen ist keinesfalls als allgemeingültig anzusehen. Nach der Theorie von Zaslavskiy (1989) sollen niederfrequente AE durch Trennbrüche und hochfrequente Ereignisse durch Abscheren von Barrieren auf reaktivierten Bruchflächen entstehen. Livshitz et al. (1991) interpretieren ihre niederfrequenten AE (10 Hz - 10 kHz) detektiert bei uniaxialen Druckbruchversuchen an Granit durch Energiedissipation an Scherbrüchen und ihre hochfrequenten Ereignisse (10 kHz - 1 MHz) durch Zugbrüche entlang der Spaltflächen von Mineralen.

2.3.3 Amplitude

Im Rahmen der Amplituden-Analyse eines AE-Signals bietet sich die Erstamplitude (A_I) und die Maximalamplitude (A_{max}) an (Abb. 2.3). Die Anstiegszeit t_R (rise time) wird hierbei definiert als Zeitraum zwischen Ankunftszeit (t_a) und Erreichen der Maximalamplitude des transienten AE-Signals. Alle Ereignisse, die eine bestimmte Minimalamplitude (Triggerlevel) überschreiten, können bei der statistischen Verteilung der Amplituden berücksichtigt werden. Amplituden-Häufigkeitsverteilungen zu bestimmten Laststufen geben Aufschluß über den jeweils aktiven Mechanismus der Verformung in der Gesteinsprobe. Sowohl Amplituden-Häufigkeitsverteilungen von Mikrobrüchen im Labor als auch Magnituden-Häufigkeitsverteilungen von Beben in der Erdkruste gehorchen (in gewissen Grenzen) dem Gutenberg-Richter-Gesetz. Danach berechnet sich die Anzahl der Ereignisse N mit Magnitude M oder größer aus

$$(2-2) \quad \log N = a - bM,$$

wobei a und b Konstanten sind. Bei Mikrobrüchen im Laborgestein ersetzt man M üblicherweise durch die logarithmische Maximalamplitude ($M = \log A_{max}$) der gemessenen AE (Scholz 1968, Oda et al. 1989, Main et al. 1989, Cox & Meredith 1993). Der b -Wert in (2-2) ergibt sich als negative Steigung aus einem halblogarithmischen Plot der Anzahl von Erdbeben gegen die Magnitude oder einem doppellogarith-

mischen Diagramm der Anzahl von AE gegen ihre Amplitude. Veränderungen im b -Wert werden in der Seismologie bzw. der AE-Forschung im Labor als möglicher Vorläufer des Bruchs diskutiert (Main et al. 1992, Sammonds et al. 1992). Mithilfe des b -Werts von AE-Amplituden-Häufigkeitsverteilungen separierte Scholz (1968) verschiedene Mikrobruch-Mechanismen sowie sprödes von duktilem Gesteinsversagen. Man beachte, daß der b -Wert im Labor vom Triggerlevel der Signalamplituden abhängt. Durch geeignete Wahl dieser Meßsystem-Empfindlichkeitsstufe kann der Labor- b -Wert entsprechend dem seismischen b -Wert skaliert werden (Liakopoulou-Morris et al. 1994).

2.3.4 Energieinhalt

Als letzter Klassifikationsfaktor von AE soll als integrales Maß für den Wellenzug der Energieinhalt herangezogen werden. Diese historisch gesehen jüngste Größe der Einteilung ist deshalb interessant, weil hierin eine Möglichkeit zur direkten Bestimmung der vor dem Bruch geleisteten Arbeit gesehen wird. Eine Absolutmessung der Energie setzt die Rekonstruktion des mechanischen Spannungspulses im ursprünglichen Herd voraus. Annahmen über Herdmechanismus, Energieverlust bei Signalausbreitung und Übertragungseigenschaften des Sensor-Meßsystems machen das absolute Energiemaß im AE-Versuch zu einem mit großen Fehlern behafteten Parameter (vgl. Kap. 2.4). Die Energiebewertung von AE-Signalen findet deshalb meist als Relativmessung statt. Mithilfe vergleichender Burst-Energie-Histogramme konnten Santos et al. 1994 unterschiedliche Bruchtypen beim Verformen von Metallen separieren. Analog zu Amplituden- können Energie-Häufigkeitsverteilungen erstellt und im Hinblick auf den aktiven Bruchmechanismus diskutiert werden.

Mithilfe von Benioff-Graphen, berechnet aus der Ereignisenergie, wird die raumzeitliche Energiefreisetzung bei Steinschlägen in Minen quantifiziert und zur Vorhersage des Felsverhaltens herangezogen. Neben dem klassischen Benioff-Graph, der die summierte "Energiewurzel" der Ereignisse ($\Sigma\sqrt{E}$) als Funktion der Zeit beschreibt, werden ebenfalls seine zeitlichen Ableitungen diskutiert (Holub 1995). Auch numerische Modelle zur Erdbebenvorhersage nutzen die Energiebetrachtung zur Trennung von verschiedenen Ereignisklassen aus (Silberschmidt 1996).

2.4 Signalverformung

Zur Aufnahme von Schallemissionen empfehlen sich piezokeramische Wandler. Für die Impulszählung (Kap. 2.3.1) oder die Ortung der Schallquelle (Kap. 4.2.1) genügen schmalbandige, resonante Aufnehmer mit Eigenfrequenzen von 50 bis 500 kHz. Zur Herdanalyse (Kap. 2.1) sollten besser breitbandige (10 kHz bis 1 MHz), gedämpfte

Piezokristalle eingesetzt werden. Breitbandsensoren erfassen das Frequenzspektrum zwar soweit als möglich, allerdings machen sich Störeinflüsse auch stärker bemerkbar als bei den schmalbandigen Sensoren.

Zu beachten ist, daß die Form eines Signals keineswegs ausschließlich vom Herdimpuls abhängt, da der Aufnehmer in einer gewissen Entfernung vom Quellpunkt sitzt. Der Herdpuls erfährt auf seinem Weg durch das Material Dämpfung, Reflexion und gelangt erst dann zum Empfänger, dessen Bandbreite und Resonanzverhalten abermals das Signal verändert. Schließlich wird der Puls elektrisch verstärkt und gefiltert. Die verschiedenen Stadien der Pulsverformung vom Quellpunkt zum Aufnehmer sind schematisch in Abbildung 2.5 zusammengefaßt.

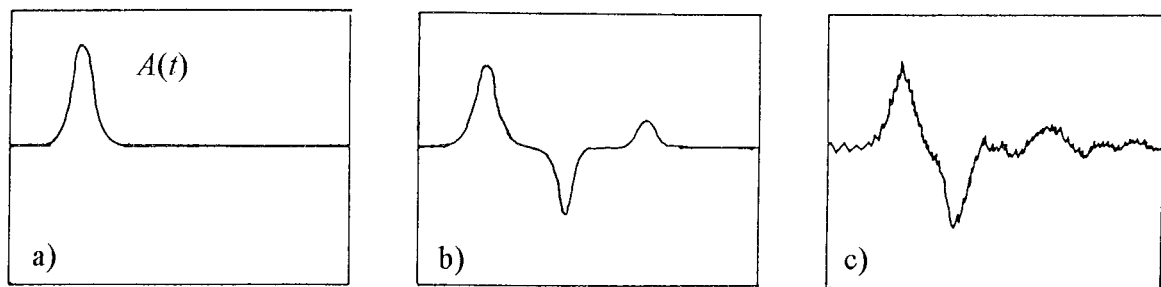


Abb. 2.5: Verformung des Herdimpulses einer AE (a) durch Reflexion und Dämpfung (b) sowie elektrisches Rauschen (c).

Jede Herdimpulsmodifikation kann mathematisch gesehen durch einen Filteroperator ersetzt werden. Bei Verwendung einer linearen Filterkette ist das Gesamtsystem durch seine Übertragungsfunktion eindeutig bestimmt. Es gilt:

$$(2-3) \quad F(\omega) = \frac{Y(\omega)}{X(\omega)}$$

Aus dem Filterausgang $Y(\omega)$ und der Übertragungsfunktion $F(\omega)$ kann mit (2-3) der Filtereingang $X(\omega)$ berechnet werden. Die Berechnung erfolgt im Frequenzbereich und liefert über eine Fouriertransformation das Eingangssignal $X(t)$ im Zeitbereich. Werden mehrere Filteroperationen (1, 2, ..., n) hintereinander ausgeführt, so erhält man das Eingangssignal über:

$$(2-4) \quad X(\omega) = \frac{Y(\omega)}{F_{tot}(\omega)} \quad \text{mit} \quad F_{tot}(\omega) = \prod_{i=1}^n F_i(\omega) ,$$

wobei $F_{tot}(\omega)$ das Produkt der Übertragungsfunktionen der Einzelfilteroperationen darstellt. Bei der Messung von Schallimpulsen im Experiment sind allerdings immer Teile der Filterkette $F_{tot}(\omega)$ unbekannt. Deshalb sind absolute Aussagen über das Reflexions- und Dämpfungsverhalten *einer* Probe äußerst schwierig. Soll in der Praxis der Filtereingang eines Systems bestimmt werden, so sind neben dem Ausgangssignal die Kenngrößen aller Filter und die des Quellsignals nötig. Berechnete Filtereingänge sind allerdings falsch, sobald eine Filtereigenschaft (z.B. das Rauschen) nicht vollständig bekannt ist.

3. Bruchexperimente an Gestein mit AE-Messung

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird der AE-Versuchsstand beschrieben, der im Rahmen dieser Arbeit am GFZ Potsdam aufgebaut wurde. Petrophysikalische Ansprache und Bemerkungen zur Präparation der untersuchten Gesteine werden im zweiten Abschnitt gegeben. Im dritten Abschnitt wird das im Gestein durch die Presse induzierte Spannungsfeld quantifiziert und im vierten Abschnitt die Bruchmuster nach der Gesteinsdeformation analysiert. In Laborexperimenten sind im Gegensatz zur Natur die Testbedingungen (Deformationsrate, Spannungsfeld) und die Eigenschaften des Testkörpers (Initialrisse, Mineralbestand, Wassersättigung) genau kontrollierbar.

3.1 Versuchsaufbau

Der AE-Versuchsstand im GFZ besteht aus einer servogesteuerten Presse der Firma Material Test Systems Corporation (MTS, Minneapolis MI USA), einem Set von zwölf AE-Sensoren sowie einem rechnergestützten Datenerfassungssystem. Ein Übersichtsbild des Gesamtsystems zeigt Abbildung 3.1. Man erkennt den Digital-Kontroller mit Rechner (links vorne), den Pressenrahmen mit Gesteinsprobe zwischen den Stahlstempeln (mitte) und das AE-Datenerfassungssystem im Rollschrank (rechts). Herzstück der Wellenzugfassung ist der zwölfkanalige Transientenrekorder PSO 9070 (Eckelmann Industrieautomation, Wiesbaden) im untersten Einschub des Rollschanks.

3.1.1 MTS-Pressen

Systemkomponenten der verwandten MTS-Pressen (Modell: 815-315-03) sind der Lastrahmen mit einer möglichen Maximalkraft von 4600 kN, ein Öl-Hydraulik-Aggregat zur Druckerzeugung und ein Digital-Kontroller mit Steuer-Software "TestStar" unter dem Betriebssystem OS/2 (MTS 1994). Ein hochsensibles Servoventil mit einer Abtastrate von 5 kHz erlaubt die Untersuchung des Nachbruch-Verhaltens (Post-Failure) auch von äußerst sprödem Material. Die Presse wird für uniaxiale

Druckbruchversuche an Sandstein-Zylindern (Durchmesser $\varnothing=50$ mm, Länge $L=100$ mm) und an Granit-Zylindern ($(\varnothing, L)=(30,75), (52,78), (52,100), (52,120)$ mm) eingesetzt. Als Servo-Kontrollparameter dient die Vertikalverschiebung mit konstantem Vorschub. Eine Steuerprozedur für den Controller wird geschrieben, die, von einem elektronischen Startpuls getriggert, die Verschiebungsrampe von 0.02 mm/min bis zum Bruch des Gesteins fährt und alle fünf Sekunden die Versuchszeit, den Vertikalweg und die Vertikalkraft registriert. Das Standard-Experiment wird erst nach dem Spannungsabfall in der stabilen Reibungsgleitphase des gebrochenen Zylinders beendet. Der gewählte Verschiebungsvorschub entspricht einer Deformationsrate von etwa 10^{-5} 1/s. Die Pressensteifigkeit beträgt laut Hersteller 1.1×10^{10} N/m.

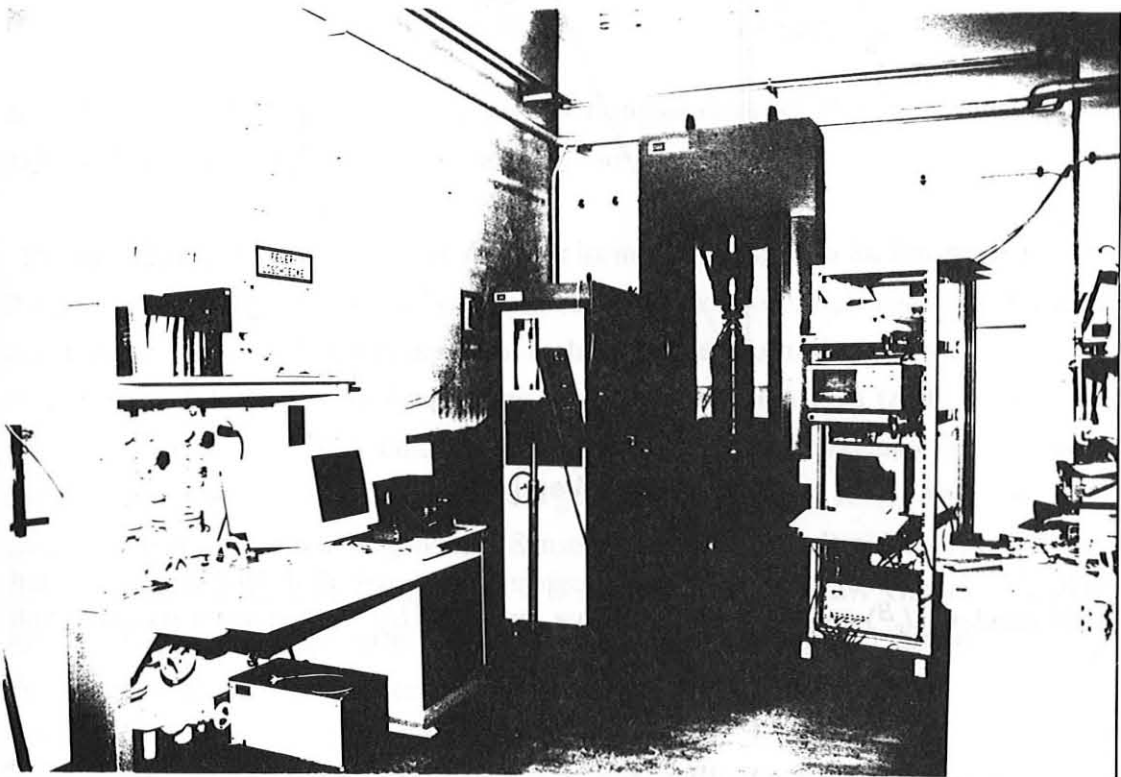


Abb. 3.1: Übersichtsfoto des aufgebauten AE-Versuchsstands im GFZ Potsdam.

Zur Bestimmung der "wahren" Gesteinsdeformation wird ein Kalibrierversuch mit einem Stahlzylinder ($(\varnothing, L)=(110,100)$ mm) gefahren. Der Stahlzylinder und fünf Stahl-Distanzhalter (Standard-Versuchsaufbau, Abb. 3.1 mitte) werden zwischen den Stempeln der MTS-Pressen komprimiert. In Abbildung 3.2 ist die Vertikalverschiebung dieses Systems mit U_z^B bezeichnet und als Funktion der äußeren Vertikalkraft aufgetragen. Die Gerade U_z^A wird aus der Steifigkeit des Stahl-Zylinders theoretisch berechnet. Die Kurven in Abbildung 3.2 werden zur Korrektur der Kraft-Weg-Kurven aller Druckbruchversuche an Gestein herangezogen. Hierzu wird die gemessene vertikale Verschiebung um den Betrag der Differenzkurve ($U_z^B - U_z^A$) vermindert. Die

in Kapitel 4 berechneten Spannungs-Dehnungs-Diagramme des Gesteins sind somit frei von Einflüssen des Distanzhalter-Systems (Systemsteifigkeit).

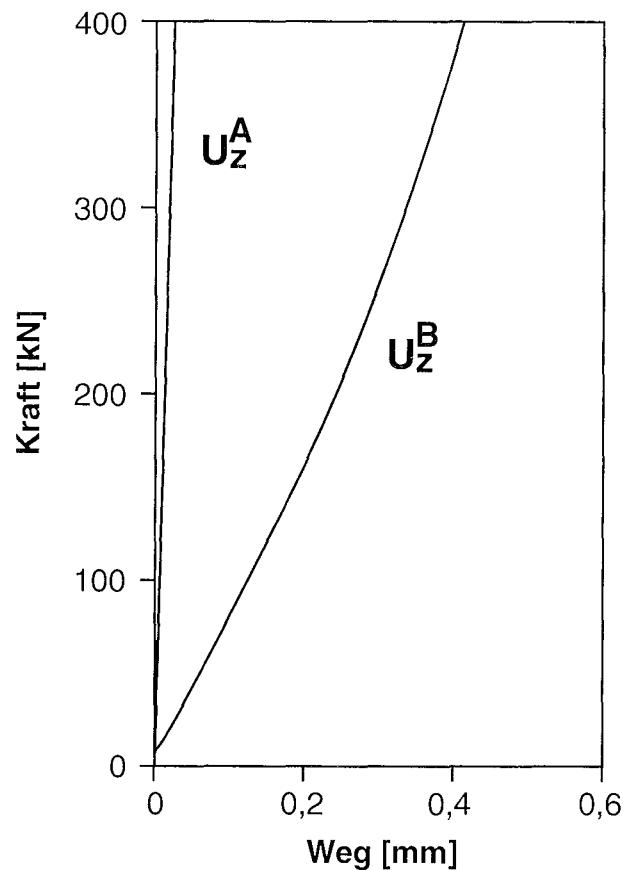


Abb. 3.2: Kraft-Weg-Eichkurve des Pressenrahmens mit fünf Distanzstücken und Stahlzylinder (U_z^B) und theoretische Kurve für Stahl (U_z^A) mit Elastizitätsmodul von 200 GPa.

3.1.2 AE-Sensoren und Kalibrierung

Zur Ortung der Mikrobrüche im druckbelasteten Gesteinszylinder werden anfangs (1994) acht und heute (1996) zwölf piezokeramische Dickenschwinger ($\varnothing=5$ mm, Dicke 2 mm, Resonanzfrequenz $f_0=1$ MHz) eingesetzt. Der piezokeramische Kristall (kurz: Piezokristall) der Firma Marco GmbH (Hermsdorf, Thüringen) wird in einen selbstgefertigten Messingtopf gesetzt und mit einer Schraube fixiert (Abb. 3.3). Der Messingtopf ist an einem Ende an den Krümmungsradius des Gesteinszylinders angepaßt. Die Ankopplung des Sensors erfolgt mit Maschinenfett. Der Grund für die begrenzte Ankopplungsfläche (Abb. 3.3) ist, daß eine quasi-punktuelle Ortung der AE angestrebt wird.

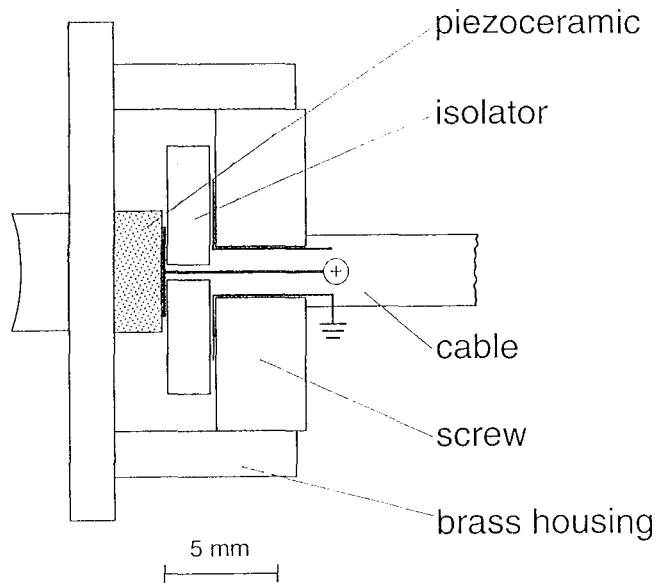


Abb. 3.3: Schnittbild eines selbstgebauten Ortungssensors im Messinggehäuse angepaßt an den Krümmungsradius der Gesteinskerne (Wagner).

Die Anordnung des Zwölf-Sensor-Aufbaus ist in Abbildung 3.4a im Einsatz unter der Presse und in Abbildung 3.4b schematisch mit Wahl des Koordinatensystems (x, y, z) zur Ortung zu sehen. Ursprung des rechtshändigen Koordinatensystems ist das Zentrum des Zylinderbodens. Drei Ringe mit jeweils vier Sensoren (Abb. 3.4b, $z=30, 50, 70$ mm) werden über Stahlfedern zusammengehalten und während des Versuchs auf die Mantelfläche des Gesteinszylinders gepreßt. Im mittleren Ring (Abb. 3.4, $z=50$ mm) ist neben den drei selbstgebauten Sensoren zusätzlich ein Breitbandsensor (WD, Sensor 9) im Einsatz. Der breitbandige WD-Sensor der Firma FPW GmbH (Kisslegg, Allgäu) besitzt eine kalibrierte Übertragungsfunktion, die auf ± 5 dB stabil ist im Frequenzbereich der zu erwartenden AE-Signale (0.2 bis 1 MHz).

Zur Ankopplung der Sensoren werden verschiedene Medien mithilfe der Puls-transmissionsmethode (Birch, 1960) getestet. Mit einem Signalgenerator wird hierzu ein Ultraschallpuls von hier 400 Volt mit einer Dauer von etwa $10 \mu\text{s}$ auf Sensor 1 gegeben und nach horizontalem Durchlauf einer Sandsteinprobe (Fb3zz) mit Sensor 3 detektiert (vgl. Abb. 3.4b). Die mittlere Erstampplitude des Signals am Detektions-sensor zeigt Abbildung 3.5 für verschiedene Kopplungsmedien. Als Fehler wird eine Standardabweichung der jeweils zehnwertigen Meßreihen angegeben. Die mittlere Amplitude steigt von 2 mV beim Versuch ohne Ankopplung zwischen Aufnehmer und Gestein (Abb. 3.5, no) auf 22 mV bei Kopplung mit Maschinenfett (Abb. 3.5, MF) an. Als weitere Kopplungsmedien werden Vakuumpfett (Abb. 3.5, VF) und Hochvakuum-fett (Abb. 3.5, HVF), sowie verschiedene Klebwachstypen (Abb. 3.5, KWgelb, KWgrün, Supradent) vom Dentallabor Wandler (Berlin-Wedding) getestet. Trotz

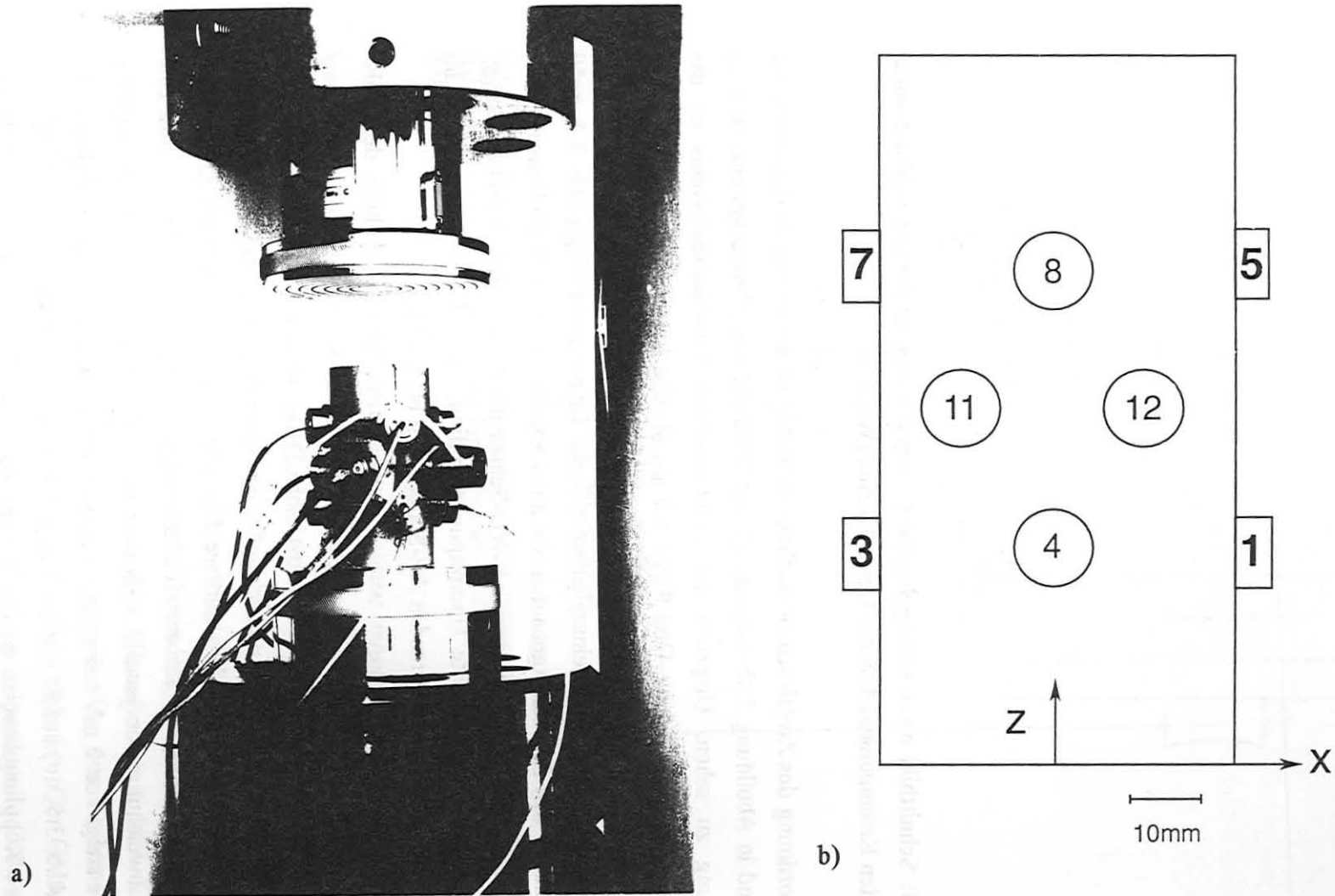


Abb. 3.4: Anordnung der AE-Sensoren (a) auf dem Gesteinszylinder zwischen den Stahlstempeln der MTS-Pressen und (b) schematisch mit Wahl des Koordinatensystems zur Ereignisortung.

bester Amplitudenausbeute mit Supradent wird Fett beim Experiment mit Gestein bevorzugt, da eine Verkipfung des Aufnehmers gegenüber des Zylindermantels beim Erhitzen und Wiedererstarren des Klebwaxes nicht ausgeschlossen werden kann. Sobald eine Verkipfung auftritt, liegen die Amplituden weit unter den Werten der Fettkopplung. Ein weiterer Pluspunkt der Verbindung Fettkopplung mit Stahlfedern ist, daß auch nach dem Spröbruch der Kontakt zwischen Sensor und Probe aufrechterhalten wird. Damit ist eine Signalaufnahme auch im Nachbruchbereich möglich, was bei Klebverbindungen durch vermeintliches Abplatzen der Sensoren unter Druck vereitelt wird.

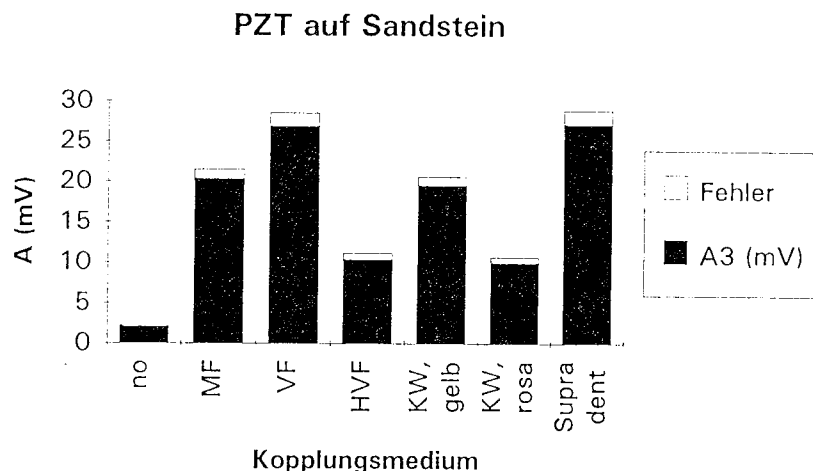


Abb. 3.5: Mittlere Erstamplitude beim Puls-Durchschallungsexperiment an Sandstein in Abhängigkeit vom Ankopplungsmedium (no=keine Kopplung, MF= Maschinenfett, VF= Vakuumfett, HVF= Hochvakuumfett, KW= Klebwachs).

Zwei Experimente zur Kalibrierung der Sensitivität und Polarität der AE-Sensoren werden durchgeführt (Abb. 3.6). Im Minenbruchversuch (Abb. 3.6a) wird gemäß Scott (1991, Seite 54) auf dem Aufnehmer eine 3 mm lange HB 0.5 Bleistiftmine abgebrochen und das dabei entstandene "Bruchsignal" aufgezeichnet. Die mittlere Erst- und Zweitamplitude der Signale von acht Sensoren zeigt Abbildung 3.7a. Der Maximalwert ist bei allen Sensoren positiv und entspricht gemäß der Logik in Skizze Abbildung 3.6a einem Zug an der Piezooberfläche (Dilatationspuls) nach Bruch der durchgebogenen Bleistiftmine.

Im Kugel-Experiment fällt eine Stahlkugel ($\varnothing = 1.5$ mm) aus 40 mm Höhe auf den Aufnehmer (Abb. 3.6b). Die Ergebnisse der aufgenommenen Signalamplituden in Abbildung 3.7b zeigen, daß alle Erstausschläge der acht Sensoren negativ sind. Gemäß der Skizze in Abbildung 3.6b entspricht ein negativer Erstausschlag am Sensor einem Kompressionsimpuls. Nach Abschluß der Kalibrierexperimente werden die Piezo-

kristalle von Sensor 1 und 7 durch neue Schwinger ersetzt, um die Unterschiede in den Sensor-Sensitivitäten (vgl. Abb. 3.7) auszugleichen.

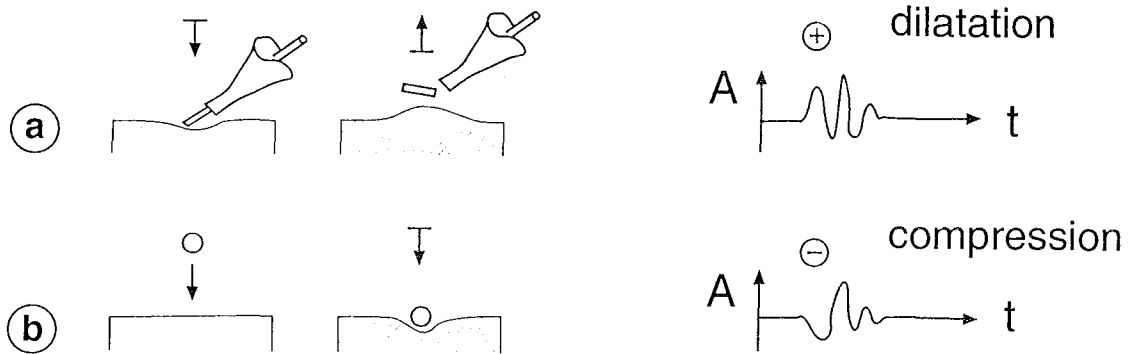


Abb. 3.6: Kalibrierexperimente **Minenbruch (a)** und **freier Kugelfall (b)** liefern die Beziehung zwischen Erstausschlagsrichtung des detektierten Wellenzugs (+,-) und dem zugehörigen Quellmechanismus (Zug, Druck).

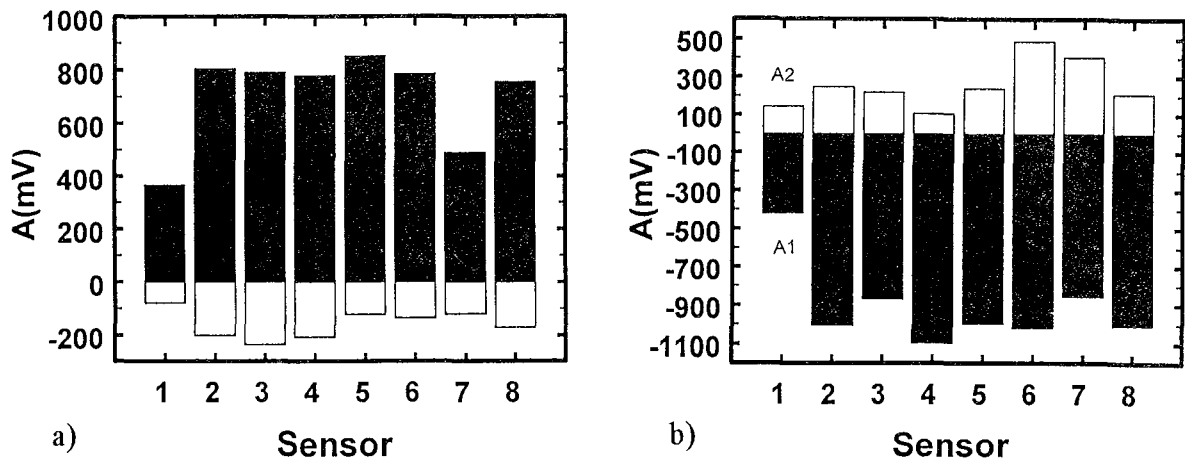


Abb. 3.7: Mittlere Erst- und Zweitamplituden von Signalen induziert durch (a) **Minenbruch** und (b) **Kugelfall** für acht Ortungssensoren.

Trotz Wissen um die Problematik der Absolutmessung von AE-Energie (vgl. Kap. 2.3.4) wird mithilfe des Breitbandsensors eine Energiekalibrierung durchgeführt. Gemäß Abbildung 3.6b fällt nun eine Stahlkugel ($\varnothing = 2 \text{ mm}$) aus 46 mm Höhe auf den Breitbandsensor, einen Stahlzylinder, eine trockene und eine nasse Sandsteinprobe. In den letzten drei Fällen sitzt der Breitbandsensor zur Detektion auf der Mantelfläche in der Mitte des Zylinders. Die Sensorsignale werden mit 40 dB vorverstärkt und mithilfe der Schallemissionskarte SEK 3243 (siehe Kap. 3.1.3) ausgewertet. Relevanter Parameter ist hierbei das Puls-Energieäquivalent

$$(3-1) \quad E^* = \int_{t_a}^{t_e} \text{abs}(A(t)) dt \quad ,$$

definiert als Amplitudenbetragsintegral vom ersten zum letzten Zeitpunkt der Triggerüberschreitung (vgl. Abb. 2.3). Aufgetragen ist in Abbildung 3.8a das kumulative Energieäquivalent für zehn Kugelfallversuche auf den Stahlzylinder als Funktion der Zeit. Man beachte, daß auch die Energie von Mehrfachsprüngen der Stahlkugel auf dem Stahlzylinder detektiert werden. Das mittlere Energieäquivalent pro Fall wird aus zwanzig Falltests auf den Stahlzylinder ermittelt zu $E^*=3.07\pm 0.42$ mVs. In Abbildung 3.8b ist das mittlere Energieäquivalent pro Fall auf verschiedene Materialien (WD, Stahl, Sandstein) im Vergleich zu sehen.

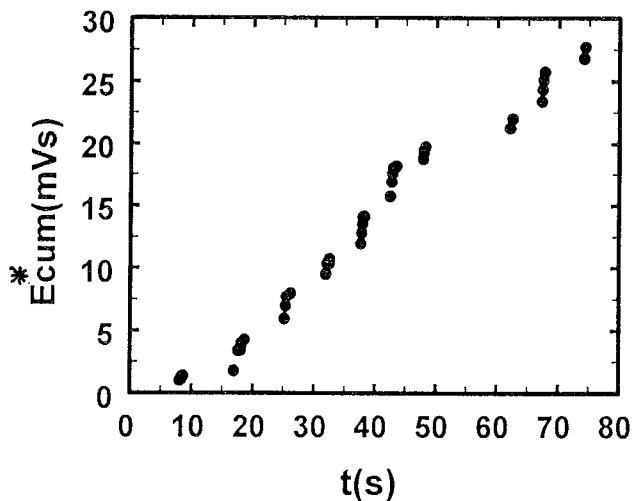


Abb. 3.8a: Kumulatives Puls-Energieäquivalent als Funktion der Versuchszeit für zehn Fallversuche einer Stahlkugel auf einen Stahlzylinder mit Breitbandsensor als Signaldetektor auf Mittenhöhe des Zylinders.

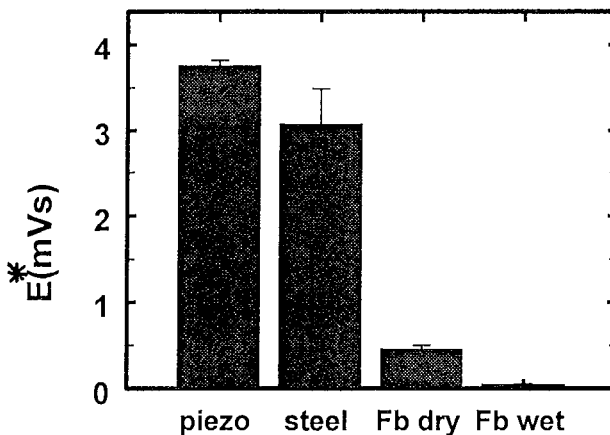
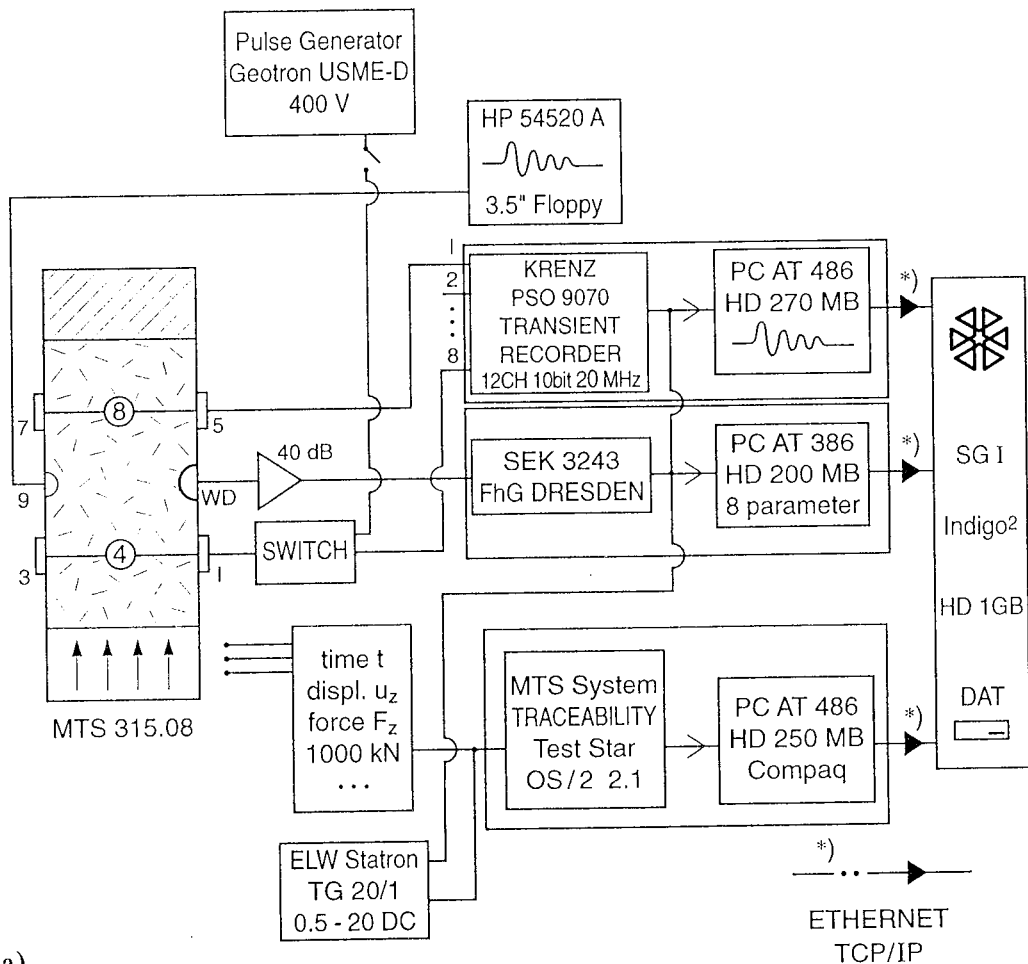


Abb. 3.8b: Puls-Energieäquivalent pro Kugelfall auf Breitbandsensor direkt, auf Stahlzylinder, auf trockenem und auf nassen Sandsteinzylinder mit WD in Mittenhöhe des Zylinders.

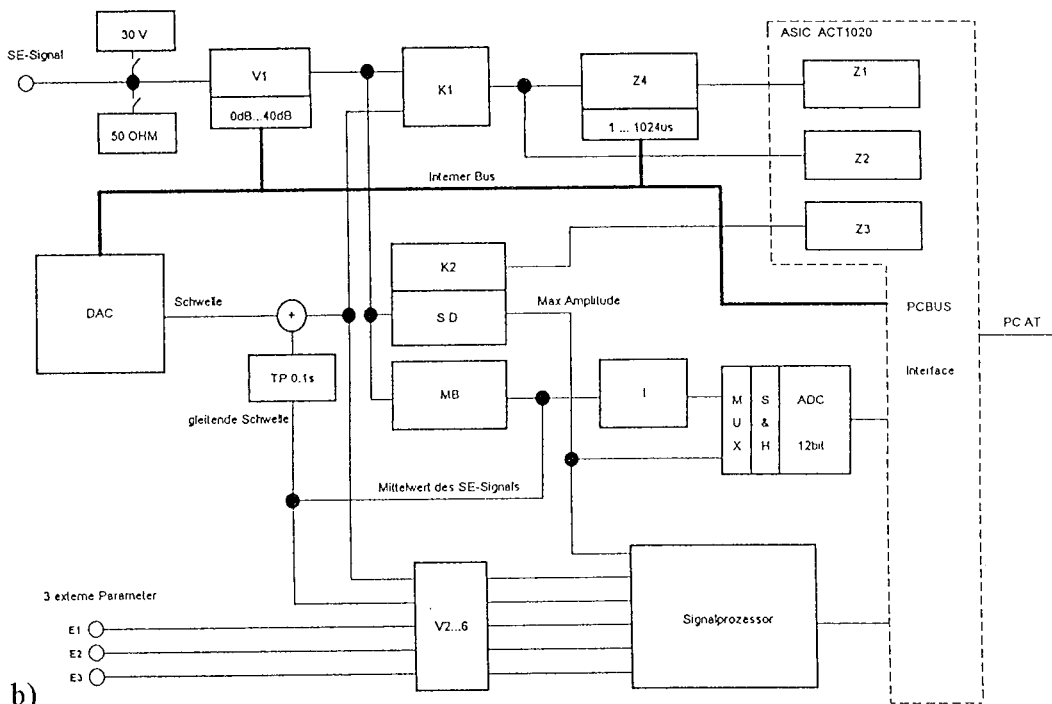
Zur Absolutkalibrierung wird die potentielle Energie der Stahlkugel (Dichte 7800 kg/m³) berechnet zu 1.48×10^{-5} Nm, d.h. etwa 15 μ J. Mit den Daten von Abbildung 3.8b erhält man die Absolutenergie-Kalibrierung für den Stahlzylinder (1 mVs gemessen mit SEK 3243 entspricht 4.89 μ J), für den trockenen Sandstein (1 mVs \Rightarrow 33.3 μ J) und für den nassen Sandstein (1 mVs \Rightarrow 3.3 μ J). Analog kann das Energieäquivalent der Granite aus Fallexperimenten bestimmt werden (roter Granit: 1 mVs \Rightarrow 32.6 μ J; weißer Granit: 1 mVs \Rightarrow 37.5 μ J). Hierbei wird stillschweigend vorausgesetzt, daß die gesamte potentielle Energie in Wellenenergie umgesetzt wird, womit auch diese "Absolutkalibrierung" mit einem systematischen Fehler behaftet ist. Die Effekte von Energiedissipation und Impulsverformung (vgl. Kap. 2.4) sind nicht berücksichtigt.

3.1.3 Meßwerterfassungssystem

Ein schematisches Diagramm des Datenerfassungssystems zeigt Abbildung 3.9a. AE-Signale emittiert von der druckbelasteten Gesteinsprobe (links), werden von den Sensoren 1 bis 9 und dem Breitbandsensor WD detektiert. Zur späteren Mikrobruchortung dienen die Daten der Sensoren 1 bis 8. Zur *online*-Darstellung des Signals auf dem Oszilloskop HP 54520A während des Experiments werden die Daten von Sensor 9 benutzt. Zur kontinuierlichen Speicherung charakteristischer Wellenzugparameter werden die Daten des WD-Sensors verwandt. Zusätzlich wird Sensor 1 zur Einspeisung eines 400 Volt Pulses in die Probe eingesetzt, um Amplituden- und Wellengeschwindigkeitsuntersuchungen durchzuführen, da sich beide Größen unter Belastung ändern. Das Schaltbild im Mittenbereich von Abbildung 3.9a besteht aus drei Blöcken, von denen jeder durch einen Rechner (Personal Computer, PC) gesteuert wird. Die drei PC werden über einen Startpuls (ELW Statron) synchronisiert. Der oberste Block besteht aus dem Transientenrekorder PSO 9070 mit maximal zwölf einsatzfähigen Kanälen. Der Rekorder besitzt eine 10 bit Vertikalauflösung und eine Abtastrate von 20 MHz. Sein Schnellspeicher kann bis zu 100 AE pro Sekunde aufnehmen und das mit 512 byte Speichertiefe pro Wellenzug und Kanal. Das Umspeichern von 999 AE bei vollem Schnellspeicher auf die Festplatte des PC AT 486 benötigt allerdings beim Einsatz von acht Kanälen etwa 30 bis 40 Sekunden. In dieser Zeit können die auftretenden AE nur über die kontinuierlich registrierende SEK-Karte detektiert werden. Eine Festplattenkapazität von 200 Mbyte erlaubt das Speichern von maximal 22000 AE-Wellenzügen mit 512 byte Länge auf acht Kanälen. Wird der Zwölf-Sensor-Aufbau eingesetzt, reduziert sich die maximale Zahl der aufnehmbaren Wellenzüge auf etwa 15000 bei 200 Mbyte Speicherplatz. Der Triggerlevel aller acht Kanäle wird bei Bruchversuchen an Gestein auf 4.8 mV gesetzt und nur bei asymmetrisch belasteten



a)



b)

Abb. 3.9: Schematisches Diagramm des Meßwerterfassungssystems (a) und Blockschaltbild der Schallemissionskarte SEK 3243 (b) mit TP= Tiefpaß, V= Verstärker, K= Kompensator, SD= Spitzenwertdetektor, MB= Mittelwertbildner, I= Integrator und Z1 bis Z4 als Zähler.

Graniten zwecks Datenreduktion auf 10.4 bzw. 15.2 mV hochgesetzt. Der Level von 4.8 mV wird so gewählt, daß Pressengeräusche und Umgebungslärm keine Signale triggern.

Signale detektiert über den Breitbandsensor in Zylindermittte werden mit 40 dB vorverstärkt dem Eingang der Schallemissionskarte SEK 3243 (Fraunhofer-Institut für zerstörungsfreie Prüfverfahren, Dresden) zugeführt. Die Triggerschwelle ist 500 mV nach der 100-fachen Vorverstärkung. Damit ist die Triggerschwelle des Breitbandsensors vor der Verstärkung (5 mV) vergleichbar mit der der Ortungssensoren (4.8 mV). Die Totzeit wird auf 0.5 ms eingestellt. In dieser Zeit nach einem detektierten AE ist die Karte nicht bereit zur Signalaufnahme. Acht relevante Wellenzugparameter (vgl. Abb. 2.3) werden mit der PC-Einsteckkarte SEK 3243 registriert. Dazu gehören (1) die Anzahl der Ereignisse N (32 bit Auflösung), (2) die Zeit der ersten Triggerüberschreitung t_a (32 bit), (3) die Signaldauer T (32 bit), (4) die Differenzzeit zwischen zwei Signalen Δt (32 bit) entsprechend der reziproken Emissionrate, (5) die Überschwingungen N_{rdc} (16 bit), (6) die Anstiegszeit t_R bis zur Maximalamplitude (16 bit), (7) die Maximalamplitude A_{max} (Analogpeak-Detektor) und (8) das Puls-Energieäquivalent E^* (vgl. (3-1)) mit 12 bit Auflösung. Das Blockschaltbild der SEK 3243 in Abbildung 3.9b zeigt die Aufteilung der Karte in analoge Baugruppen zur Signalvorbehandlung, die Zählerbaugruppe zur Analyse des transienten AE-Signals und den Signalprozessor zur Verarbeitung der kontinuierlichen Signale.

Versuchszeit, Vertikalverformung und Vertikalkraft der Gesteinsproben werden von der MTS-Software TestStar erfaßt (Abb. 3.9a: unterster Block). Abschließend werden die transienten Wellenzugdaten des Transientenrekorders, die acht Wellenparameter der Schallemissionskarte und die mechanischen Daten des Bruchversuchs über einen Ethernet-Anschluß auf eine Silicon Graphics Workstation zur Auswertung transferiert.

3.2 Gesteinsproben

Als Untersuchungsmaterial werden ein Rotliegend-Sandstein der Flechtinger Scholle (Bebertal, Sachsen-Anhalt) und zwei Granite aus dem Erzgebirge (Aue und Blauenthal, Sachsen) ausgewählt. Beide Gesteinstypen weisen eine homogene Struktur auf, zeigen keine Verwitterungseinflüsse und sind leicht in großer Zahl für die AE-Experimentierreihen gewinnbar. Vom druckbelasteten Sediment werden andere Emissionssignaturen erwartet als vom kompakteren Kristallinkern unter Last.

3.2.1 Flechtinger Bausandstein

Nach Ellenberg et al. (1976) hat die Flechtinger Scholle mit Unterperm-Sedimenten eine mittlere Gesteinsmächtigkeit von etwa 330 m, wovon der eigentliche Flechtinger Bausandstein (kurz: Fb) etwa 40 m in Anspruch nimmt. In Bebertal, einem Ort etwa 20

km nordwestlich von Magdeburg, streicht der Rotliegend-Sandstein an der Erdoberfläche aus. Im Steinbruch Akler etwa 2 km südwestlich von Bebertal wird ein unverwitterter Sandsteinblock gewonnen, aus dem das gesamte Fb-Material für AE-Versuche erbohrt wird. Die mineralogische Zusammensetzung des Sandsteins wird im Dünnschliff über ein Lichtmikroskop (Abb. 3.10a) und durch Röntgendiffraktometrie an Pulvertabletten (Masse 3g) ermittelt (Tab. 3.1). Die schlecht gerundeten Quarzkörner nehmen etwa 65% bis 70%, das diagenetische Bindemittel (Illite (9%), Kalzit (3%), Dolomit) etwa 15% des Gesteinsvolumens ein (Abb. 3.10a). Der Korndurchmesser variiert von 0.1 bis 0.5 mm; der Mittelwert ist 0.18 mm. Die totale Initialporosität liegt zwischen 5.8 und 8.3%. Die Feststoffdichte des Materials ist 2670 kg/m³. Petrographisch gesehen ist der Fb eine tonarme Grauwacke.

Mineral [Vol%]	Sandstein Fb	Granit Agr	Granit Agw
Quarz (Qtz)	65	30	30
Plagioklas (Plg)	6	40	35
Kalifeldspat (Kfs)	7	20	25
Zement (Cem)	15	---	---
Glimmer (Gli)	---	10	5

Cem=Illite, Kalzit, Dolomit; Gli=Muskowit und Biotit;
Agr=roter Granit (Blauenthal); Agw=weißer Granit (Aue);
Fb=Flechtlinger Bausandstein.

Tab. 3.1: Mineralogische Zusammensetzung der Gesteine für AE-Bruchversuche.

3.2.2 Erzgebirgsgranite

Die variszischen Granite des westerzgebirgischen Teilplutons werden in zwei Gruppen eingeteilt (Dahm et al. 1985, Tischendorf et al. 1987). Der ältere (330-325 Ma), "weiße" Biotit-Monzogranit besitzt ein hypidiomorph-körniges Gefüge mit meist idiomorphen weißen Feldspäten und xenomorphem Quarz. Häufig tritt Serizitisierung, teilweise auch Kaolinisierung auf. Der jüngere (305-295 Ma), "rote" Syeno-Monzogranit ist ein Erzlagerstättenbildner. Umwandlungen der Feldspäte wie Kaolinisierung, Serizitisierung, Albitisierung und Muskowitisierung sind häufig.

Oberflächennahe, nicht-verwitterte Proben des weißen Granits (kurz: Agw) werden einem Steinbruch nahe der Ortschaft Aue (etwa 30 km südwestlich von Chemnitz) entnommen. Der rote Granit (kurz: Agr) wird einem Steinbruch nahe der Ortschaft Blauenthal (etwa 10 km südwestlich von Aue) erbohrt. Das Granitwerk Blauenthal liefert 30 Kerne Agw und 30 Kerne Agr mit Durchmesser 52 mm und variablen Längen zwischen 110 und 130 mm.

a)



b)



Abb. 3.10: Dünnschliffbilder von (a) Flechtinger Bausandstein (mittlerer Korndurchmesser 0.18 mm) und (b) rotem Erzgebirgsgranit (mittlerer Korndurchmesser 1.35 mm). Beide Proben sind undeformiert.

Die mineralogische Zusammensetzung der beiden Granite wird analog zum Sandstein bestimmt und ist Tabelle 3.1 zu entnehmen. Der weiße Granit hat einen Quarzanteil von 30%. Die Quarzkörner sind teilweise rekristallisiert. Die Plagioklase nehmen 35% ein. Kalifeldspäte zeigen perthitische Entmischung. Der Glimmeranteil beträgt 5%. Biotit ist randlich in Chlorit umgewandelt. Ein Dünnschliffbild des roten Granits zeigt Abbildung 3.10b. Der rote Granit besitzt den gleichen Quarzanteil, jedoch zeigen die Körner undulöse Auslöschung und sind stärker fragmentiert. Die Initialfragmentierung der Quarzkörner wird durch Dünnschliffaufnahmen an undeformierten Proben belegt (Abb. 3.10b). Die Plagioklase nehmen 40% des Volumens ein. Der Glimmergehalt beträgt 10%.

Eine Korngrößenanalyse wird an Dünnschliffen der undeformierten Granite durchgeführt. Das Ergebnis zeigt Tabelle 3.2 differenziert nach Feldspäten (Fsp= Kfs+Plg), Quarz und Glimmer. Bei Agw werden 91, bei Agr 99 Einzelkörner hinsichtlich Langachse (*La*) und Kurzachse (*Lb*) ausgemessen. Die mittleren Korndurchmesser der gesteinsbildenden Minerale entnimmt man der Spalte ($d=(La+Lb)/2$). Berechnet man die mittlere Korngröße der Granite mithilfe der Volumenanteile der Minerale von Tabelle 3.1, so erhält man für Agw $\langle 1.61 \text{ mm} \rangle$ und für Agr $\langle 1.35 \text{ mm} \rangle$. Der rote Granit ist folglich feinkörniger als der weiße, auch wenn er die größerem Schichtsilikate besitzt.

Granit	Mineral	Kornzahl	<i>La</i> [mm]	<i>Lb</i> [mm]	<i>d</i> [mm]	<i>La/Lb</i>
Agr	Fsp	43	1.79	0.87	1.33	2.05
	Qtz	38	1.67	1.19	1.43	1.40
	Gli	18	1.43	0.95	1.19	2.51
Agw	Fsp	34	2.62	1.14	1.88	2.30
	Qtz	24	1.87	1.11	1.49	1.69
	Gli	33	1.05	0.46	0.76	2.29

Fsp=Kalifeldspat + Plagioklas, Qtz= Quarz, Gli= Muskowit + Biotit.
Agr=roter Granit (Blauenthal), Agw=weißer Granit (Aue).
La=Kornlangachse, *Lb*=Kornkurzachse, $d=(La+Lb)/2$.

Tab. 3.2: Korngrößenanalyse des weißen (Agw) und roten Erzgebirgsgranits (Agr).

3.2.3 Präparation

Aus dem Sandsteinblock werden zylindrische Kerne ($\varnothing=50 \text{ mm}$) in verschiedenen Richtungen gebohrt. Die z-Achse wird senkrecht, die y-Achse im Streichen und die x-Achse im Fallen der Schichtungsebene des Sandsteins gewählt. In einem Kern mit der Bezeichnung Fbzz liegt die Schichtungsebene senkrecht zur Kernachse, in einem Kern Fbxy liegt sie parallel zur Kernachse und in den Kernen Fbxz und Fbyz nimmt sie einen

Winkel von 45 Grad mit der Kernachse ein (vgl. auch Abb. 4.2). Zylinder ohne Zusatzbezeichnung neben der Kernnummer sind als Fbzz-Kerne anzusehen.

Sowohl die Granitkerne ($\varnothing=52$ mm) als auch die Sandsteinkerne werden planparallel an den Stirnflächen auf Länge 100 mm geschnitten. Ausnahme bilden die drei Granite Ag10r ($(\varnothing, L)=(52,120)$ mm), Ag11r ($(\varnothing, L)=(52,78)$ mm) und Ag12r ($(\varnothing, L)=(30,75)$ mm), mithilfe derer die Abhängigkeit der Bruchspannung von der Probengeometrie quantifiziert wird. Die Stirnflächen der Probenzylinder werden auf Siliziumkarbid-Naßschleifpapier mit Körnung 2400 behandelt, so daß sich eine resultierende Oberflächenrauigkeit von weniger als 10 μm ergibt. Die ASTM-Probenstandards für Uniaxial-Druckversuche werden eingehalten (ASTM D4543, 1991).

Die geschliffenen Gesteinszylinder werden nach Brechen der Ober- und Unterkante bei Raumbedingungen einen Monat lang getrocknet. Trockene Proben werden drei Tage vor dem AE-Experiment im Trockenschrank bei 40 °C gelagert. Nasse Proben werden je nach Versuchstyp für ein, drei oder vierzehn Tage in destilliertes Wasser im Vakuumgefäß eingelegt. Die nassen Sandsteinkerne werden mit Kunstharz versiegelt, um einer Austrocknung während des Deformationsexperiments vorzubeugen. Der Trocknungseffekt spielt bei den Graniten mit Porositäten von etwa 1% keine entscheidende Rolle, weshalb auf die Kunstharzummantelung verzichtet wurde.

3.3 Druckbelastung

Ohne die Kenntnis der Spannungsverteilung in einer druckbelasteten Gesteinsprobe gibt es keine bruchtheoretische Grundlage, Rißbildung und Rißfortschritt in einem spröd-elastischen Material vorherzusagen. Klassische Bruchkriterien wie Coulomb und Griffith versagen in diesem Fall. Bereits Anfang des Jahrhunderts (Filon 1902) wird von Experimentatoren erkannt, daß der Kontakt von Gesteinsprobe zu Pressenstempel entscheidend ist für das sich in der Probe ausbildende Spannungsfeld. Systematische Untersuchungen zur Kraftereinleitung in Chelmsford Granitzylindern haben Peng und Johnson (1972) durchgeführt. Sie erzeugen ein homogenes Druckspannungsfeld in der Gesteinsprobe durch das Einsetzen von zwei Stahldistanzringen am oberen und unteren Probenende mit gleichem Durchmesser wie die Granite. Alle übrigen Uniaxial-Druckversuche (Direkt-, Teflon-, Neoprenkontakt) liefern Spannungskonzentrationen insbesondere an den Probenendflächen. Zwei Gründe für das Entstehen eines nicht-homogenen Spannungsfeldes im Innern der Gesteinszylinder werden genannt: Reibung und Materialkontrast zwischen Gesteinsprobe und Stahlstempel. Als Fazit halten Peng und Johnson (1972) fest, daß jeder Uniaxialversuch mit direktem Kontakt Stein-Stahl ein Spannungsfeld im Gestein zur Folge hat, das dem eines Triaxialversuchs entspricht.

In der vorliegenden Arbeit wird versucht, den Bruchprozeß in nicht-homogenen aber bekannten Spannungsfeldern zu studieren. Im ersten Belastungsszenario (Abb. 3.11a)

wird ein Uniaxialversuch mit Direktkontakt Gestein-Stahlstempel gefahren, der zur Ausbildung von sogenannten Bruchkonen im Gesteinszylinder führt. Bei asymmetrischer Belastung (Abb. 3.11b) erfolgt die Krafteinleitung nur über einen Teil (etwa 80%) der oberen Stirnfläche des Gesteinszylinders. Die künstlich erzeugte asymmetrische Spannungskonzentration erzeugt einen Einzelriß als Makrovorbruch. Wichtig bei beiden Szenarien der Krafteinleitung ist, daß die resultierenden Spannungsfelder im Gestein bis zum Vorbruch im Rahmen des Modells genau berechnet werden konnten. Mithilfe der Uniaxialversuche kann somit das Verhalten von AE-Clustern in einem begrenzten, anisotrop vorgespannten Raum als Funktion der Kraft bzw. Zeit untersucht werden.

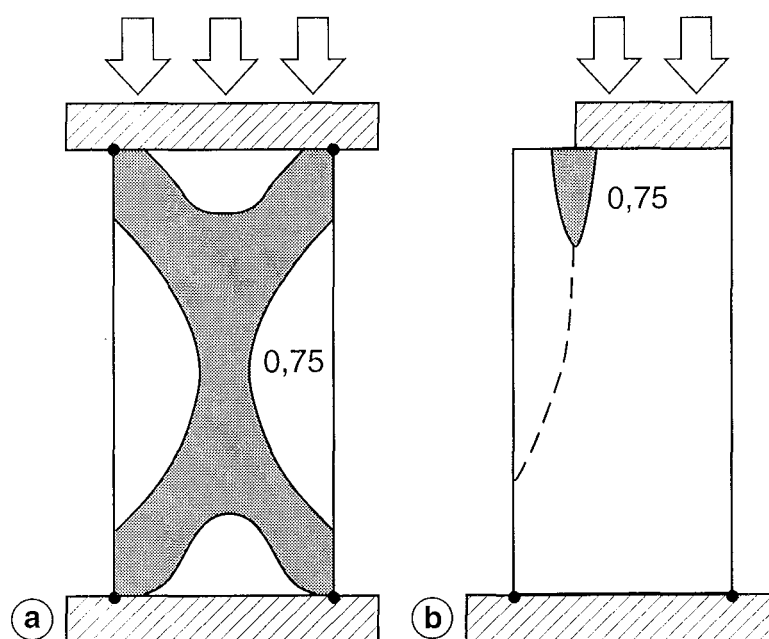


Abb. 3.11: Vertikalschnitt der symmetrischen (a) und asymmetrischen Lasteinleitung (b) mit resultierender Spannungskonzentration im Gesteinszylinder.

3.3.1 Symmetrische Uniaxialkraft

Zur Quantifizierung des Spannungsfeldes im Sandstein bei symmetrischer Uniaxiallast wird eine Rechnung mit finiten Elementen (FE) durchgeführt. Hierzu wird das Software-Paket "MARC" mit Pre- und Postprocessing "MENTAT" (MARC Software Deutschland GmbH, Aschheim bei München) benutzt. Aus Symmetriegründen (vgl. Abb. 3.11) genügt die Simulation der Druckbelastung eines Probenviertels. Im ebenen Verzerrungszustand wird der Sandstein als homogen elastischer Körper modelliert mit einem Elastizitätsmodul (E) von 16 GPa und einer Poisson-Zahl (ν) von 0.1. Der E -Modul wird aus der Spannungs-Dehnungs-Kurve eines Realexperiments (vgl. Kap. 4, Fb21) berechnet, die Poisson-Zahl dynamisch über P- und S-Wellengeschwindigkeiten bestimmt. Anstatt einer Vertikallast wird eine konstante, vorgeschriebene Verschie-

bung vorgegeben, die der experimentell ermittelten kritischen Deformation beim Hauptbruch ($\varepsilon_c \equiv \varepsilon_{max} = 0.57\%$) von Probe Fb21 entspricht (vgl. Tab. 4.1). Die Stirnflächenendpunkte des Steins werden über Randbedingungen fixiert. Hierzu werden die Verschiebungskomponenten der Stirnknoten in beiden Richtungen Null gesetzt.

Das Resultat der FE-Rechnung zeigt Abbildung 3.12 in Form von auf den Maximalwert normierten Spannungsisolinien. Dargestellt ist die minimale (Abb. 3.12a) und die maximale Hauptdruckspannung (Abb. 3.12b) im linken unteren Viertel der deformierten Sandsteinprobe. Absolut gesehen variiert die minimale Hauptspannung von -126 bis -94 MPa, die maximale Hauptspannung von -113 bis -7 MPa bei 0.57% Vertikaldeformation mit fixiertem Probenboden. Druckspannungen sind negativ definiert. Die höchste Spannungskonzentration (Abb. 3.12: Normierungsfaktor 1) tritt am Ende des fixierten Gesteinsbodens auf. Bänder mit relativ hohen Spannungsbeträgen (Abb. 3.12a: Faktor 0.75, Abb. 3.12b: Faktor 0.23) bilden sich jedoch auch im zentralen Innern des Sandsteins aus. Man beachte hierbei, daß nur das Symmetrieviertel der Probe in Abbildung 3.12 zu sehen ist.

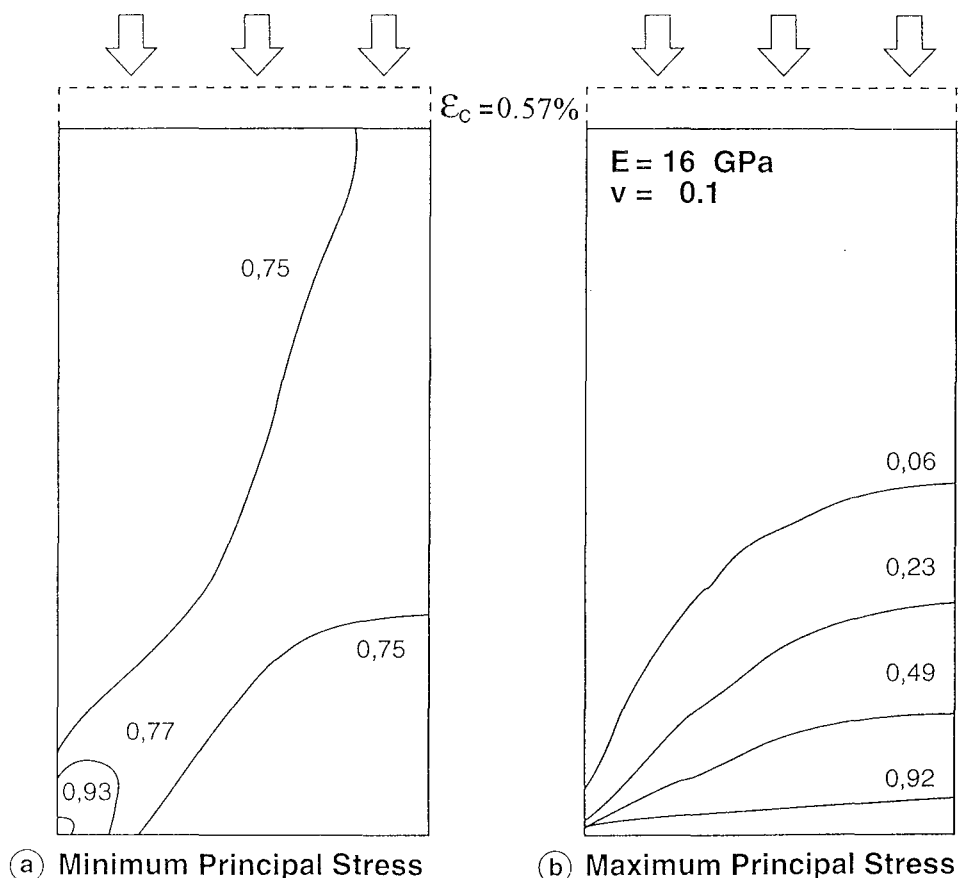


Abb. 3.12 Isolinien der normierten minimalen (a) und maximalen Hauptspannungen (b) im Sandsteinzylinder mit fixierten Endflächen bei einer Vertikaldeformation von 0.57%. Aus Symmetriegründen ist nur das untere linke Probenviertel zu sehen.

3.3.2 Asymmetrische Last

Im Vertikalschnitt von Abbildung 3.11 ist die asymmetrische Belastung im Vergleich zur symmetrischen Last mit fixierten Endflächen aus dem Vorkapitel zu sehen. Die asymmetrische Belastung der Granite erfolgt mittels einer 5 mm dicken, zunächst kreisförmigen Stahlplatte mit 52 mm Durchmesser, von der am linken Ende ein 15 mm breites Kreissegment abgetrennt wird. Durch Auflegen des Stahlkreissegments auf die obere Stirnseite des Granitzylinders (Abb. 3.11b) erfolgt die Krafteinleitung am oberen Pressenstempel nur noch über eine Fläche von 1691 mm² gegenüber 2124 mm² bei symmetrischer Belastung (d.h. 20% der oberen Granit-Stirnfläche bleiben unbelastet).

Analog zum Vorkapitel wird eine FE-Rechnung mit dem Software-Paket MARC durchgeführt. Im Gegensatz zur ersten Rechnung muß bei der asymmetrischen Last bedingt durch Symmetrieverlust ein Vollzylinder modelliert werden. Zwei Granit-Real-experimente (vgl. Tab. 4.1b: Ag1r, Ag5w) werden simuliert, wobei imfolgenden eine Beschränkung auf die Resultate, gewonnen am weißen Granit, erfolgt. Für die dreidimensionale FE-Rechnung wird der Granit ebenfalls als homogen-elastischer Körper mit den experimentell ermittelten Konstanten $E=63$ GPa und $\nu=0.16$ modelliert. Die Kraft wird über 80% der oberen Stirnfläche des Vollzylinders eingeleitet mit konstanter Vertikalverschiebung ($-U_z= 0.288$ mm) entsprechend der gemessenen kritischen Deformation von Probe Ag5w beim erzwungenen Vorbruch. Analog zum ersten Experiment wird der Boden des Vollzylinders über Randbedingungen fixiert.

Als Resultat zeigt Abb. 3.13 die Hauptspannungen im Granitzylinder bei Belastung bis zur Vorbruchspannung der Probe Ag5w. Die minimale Hauptspannung (Abb. 3.13a) ist in Form von Isoflächen dargestellt, wobei die Extremwerte von -562 MPa Druck bis 9 MPa Zug variieren. Links im Bild erkennt man die "gelben Zungen" mit Zugspannung (9 MPa) bzw. geringer Druckspannung (-54 MPa). Entlang einer dieser favorisierten Zungen wird der Vorbruch im asymmetrisch belasteten Gesteinszylinder erwartet. Materialinhomogenitäten sind für die endgültige Lage und Form der Vorbruchfläche, d.h. das Abplatzen der nicht-belasteten oberen Zylinderecke, im Realgestein mit verantwortlich.

Die maximale Hauptspannung (Abb 3.13b) zeigt Spannungswerte von -38 bis 91 MPa, wobei Bereiche konstanter Spannung mit unterschiedlichen Farben markiert sind. Die höchsten Druckspannungen (blau) treten am Zylinderboden und am belasteten Ende des Krafteinleitungssegments am Zylinderdeckel auf. Die höchste Zugspannung (gelb) entsteht am unbelasteten Teil des Zylinderdeckels, direkt neben der Druckspannungskonzentration. Gemäß dieser Spannungsverteilung wird sich der Vorbruch beginnend von der Linie der Zugspannungskonzentration am Zylinderdeckel (Abb. 3.13b) zungenförmig (Abb. 3.13a) in das Probeninnere ausbreiten.

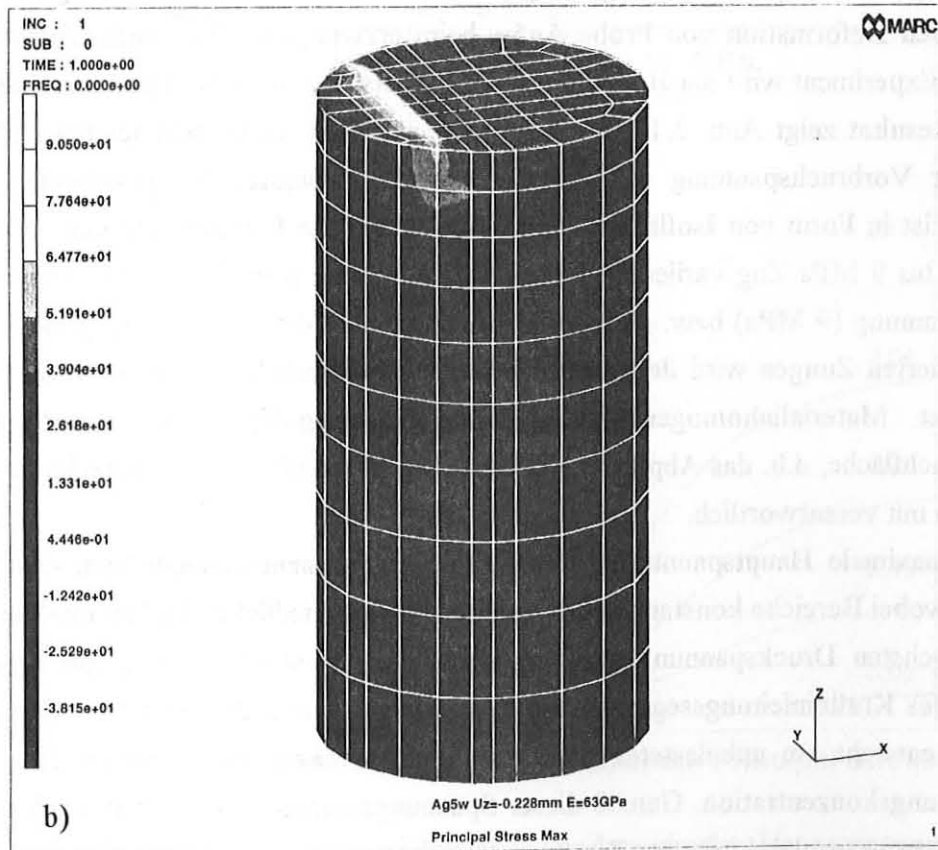
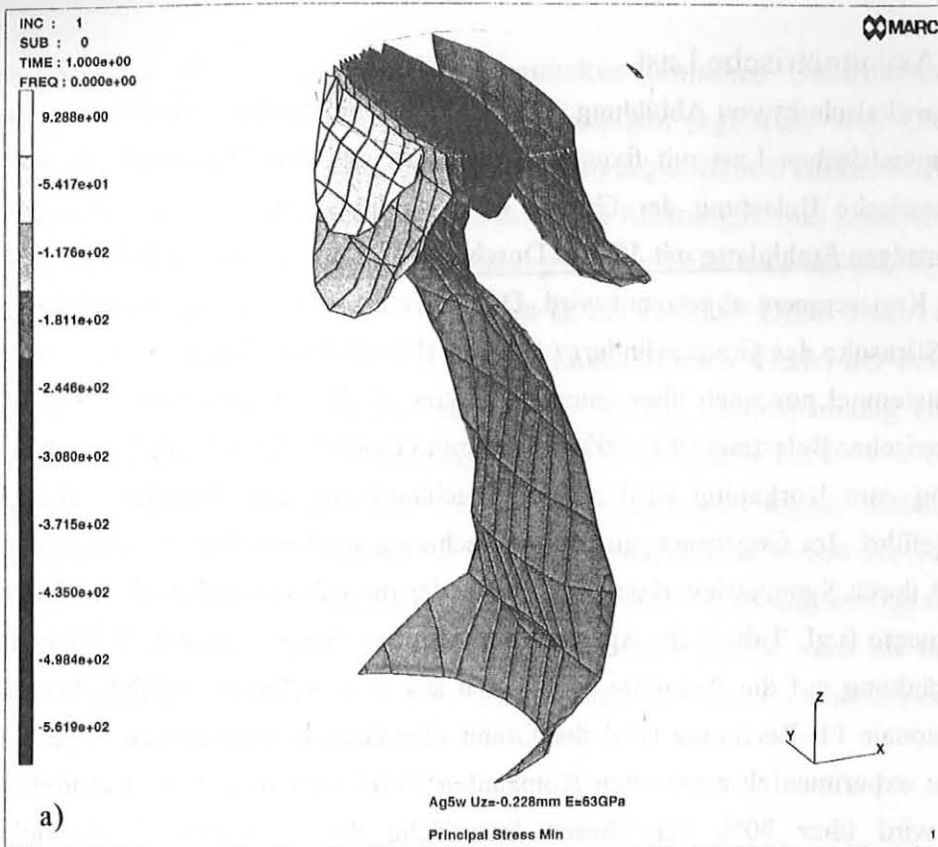


Abb. 3.13: Isoflächen konstanter minimaler Hauptspannung (a) und Isobereiche konstanter maximaler Hauptspannung (b) im asymmetrisch belasteten Granit-Vollzylinder.

Als Fazit dieses Abschnitts sollte der Leser die schematisierten Spannungsbilder von Figur 3.11 mitnehmen. Dargestellt im gepunkteten Bereich sind Konzentrationen der minimalen Hauptspannung mit Konzentrationsfaktoren ≥ 0.75 . Zusätzlich ist im Falle der asymmetrischen Krafteinleitung die mögliche Spur der Rißfläche des Vorbruchs gestrichelt gekennzeichnet (Abb. 3.11b). Im Fall der symmetrischen Last mit fixiertem Zylinderboden ergibt sich ein symmetrisches Muster der Spannungsisolinien (Abb. 3.11a).

3.4 Rißinspektion

Nach den Druckbruchexperimenten mit AE-Messung werden die Gesteinszylinder wieder entlastet. Ein Teil der Proben (4 Granite und 19 Sandsteine) nimmt ein "Kunstharz-Bad", so daß das jeweilige Deformationsbruchmuster nach Aushärtung des Harzes im Gesteinskern konserviert ist. Anschließend werden die Zylinder axial in zwei gleichgroße Hälften geteilt und das sichtbare Makrobruchmuster analysiert. Ein zweiter Satz von Proben (8 Granite und 2 Sandsteine) wird einer Röntgenanalyse unterzogen. Hierzu werden die Vollkerne nach der Deformation in die Abteilung Radiologie des Behring-Krankenhauses (Leiter: PD Dr. D. Banzer) Berlin-Zehlendorf gebracht. Im ersten Schritt erfolgt eine konventionelle Röntgendurchstrahlung der Vollkerne (Abb. 3.14). Anschließend wird eine hochauflösende (0.2 mm) Computertomographie (HR-CT) der Kerne mittels eines Siemens Somatom DRH durchgeführt. In drei orthogonalen Schnittebenen wird der Gesteinszylinder mit 2 mm Schichtdicke und Schichtabstand "gescannt". Aus den zweidimensionalen Schnittbildern läßt sich das dreidimensionale Bruchmuster im Vollkern (Frakturbaum) rekonstruieren.

Zur Analyse der Risse im Korngrößenbereich (Mikrorisse) werden aus dem Zentrum der harzlacksaturierten Halbzylinder Dünnschliffe (Dicke 30 μm) und Anschliffe (Dicke 3 mm) hergestellt. Die Auswertung der Dünnschliffe (Standardschliff: 25x45 mm²; großer Schliff: 50x100 mm² Analyseflche) erfolgt im Lichtmikroskop, wobei Länge, Öffnungsweite, Orientierung und Typ der Risse bei einer Vergrößerung von 200x quantifiziert werden. Ein orthogonales Testliniennetz wird zur Untersuchung der Standard-Schliffe benutzt, um die kumulative Rißlänge pro Flächeneinheit (L_A) und die Rißfläche pro Volumeneinheit (S_V) gemäß Underwood (1970) zu bestimmen. Die Anschliffe mit einer Fläche von 20x45 mm² werden im Rasterelektronenmikroskop bei Vergrößerungen bis 700x inspiziert. Für die Mikrorianalysen werden neun Sandsteine mit unterschiedlichem Wassersättigungsgrad und unterschiedlichem Schädigungsgrad ausgewählt.

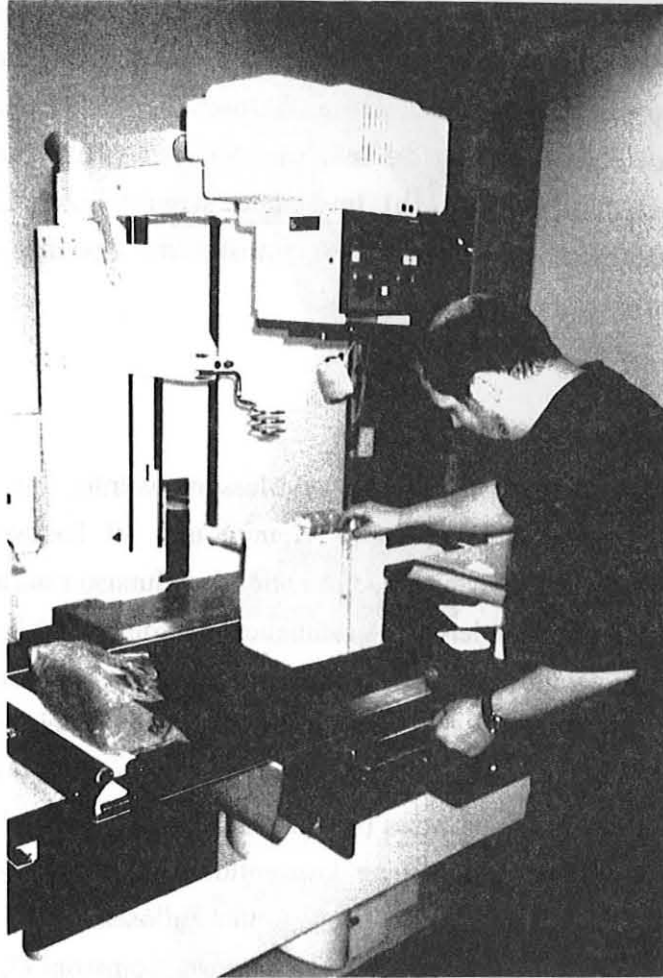


Abb. 3.14: Konventionelle Röntgendurchstrahlung eines unkonventionellen Patienten (asymmetrisch belasteter Granitkern Ag5w) durch Dr. R. Andresen in der Radiologie des Behring-Krankenhauses in Berlin-Zehlendorf.

4. Resultate

Im Kernkapitel der Arbeit werden zuerst die mechanischen Grunddaten der fünfzig Druckversuche an Sandstein und Granit vorgestellt (Kap. 4.1). Mechanische Parameter werden in Abhängigkeit vom Wassersättigungsgrad der Gesteine quantifiziert. Für Granite wird zusätzlich der Einfluß der Probengeometrie auf die Bruchspannung geklärt. Im zweiten Abschnitt des Kapitels werden AE-Ortungsergebnisse vorgestellt und die Wellenzugparameter der Einzelsignale diskutiert (Kap. 4.2). Die Bildung von Emissions-Clustern und ihre Wanderung in Raum und Zeit (Mikrorißwachstum) vor, während und nach dem Sprödbbruch wird mit drei verschiedenen Verfahren analysiert. Die Verteilung von Amplitude, Frequenz und Energie der AE erlaubt den Einblick in verschiedene Stadien des Bruchprozesses. Polaritätsanalysen der AE-Ersteinsätze

liefern Aussagen über den jeweils dominierenden Herdmechanismus. Im dritten Abschnitt werden die Resultate der Bruchmusteranalyse von deformierten Gesteinskernen vorgestellt (Kap. 4.3). Makrobruchmuster werden im Röntgen-Computer-Tomograph, Mikrorisse im Licht- und Rasterelektronenmikroskop inspiziert. Die Rißbeobachtungen dienen zur Prüfung der hypothetischen Quellmodelle und helfen die Entwicklung der Makrobruchfläche zu entschlüsseln. Abschließend werden zwei Sprödbbruchmodelle vorgestellt, die dem Bruch in einem heterogenen Mineralaggregat Rechnung tragen (Kap. 4.4).

Wichtiger Begleiter für das vorliegende Kapitel ist Tabelle 4.1, in der mechanische Primärdaten und AE-Charakteristika des Flechtinger Bausandsteins (Tab. 4.1a) sowie der beiden Erzgebirgsgranite (Tab. 4.1b) in kompakter Form dargestellt sind. Die Bruchstrukturanalysen, durchgeführt an ausgewähltem Kernmaterial, sind nicht in die Tabelle mit eingebunden. Die ersten drei Spalten von Tabelle 4.1 dienen zur Probenklassifikation, die Spalten vier bis neun zeigen mechanische Grunddaten und die Spalten zehn bis vierzehn Resultate der Emissionsmessung. Die Spalte Null dient als Zählindex. Die Spaltenparameter werden in den relevanten Unterkapiteln erläutert.

4.1 Mechanische Daten

Als mechanische Daten einer Probe gelten Bruchspannung, Bruchdehnung, Modul, Wellengeschwindigkeit und Deformationsenergie. Bis auf den letzten Parameter sind die Einzeldaten Tabelle 4.1 zu entnehmen. Jedes Experiment besitzt als Kennnummer das Versuchsdatum in der ersten Spalte. Die Probenbezeichnung folgt in der zweiten Spalte. Die dritte Spalte von Tabelle 4.1a hält den Sättigungsgrad der Sandsteinproben in Prozent fest. Aufgrund der geringen Granitporosität (etwa 1%) wird in der dritten Spalte von Tabelle 4.1b nur der Zustand trocken (dry) und naß (wet) unterschieden. Der Sättigungsgrad mit destilliertem Wasser wird über den Masseverlust der Gesteine nach partieller Austrocknung der voll gesättigten Probe im Vakuumgefäß ermittelt. Chronologisch bedingt werden zuerst die Sandsteindaten vorgestellt.

4.1.1 Bruchspannung, Bruchdehnung und Elastizitätsmodul

Grundlage für die Betrachtungen in diesem Abschnitt bilden die Spannungs-Dehnungs-Kurven der Gesteine (vgl. Abb. 2.4b). Abbildung 4.1 zeigt zwei Meßkurven, eine für trockenen (Fb2) und eine für nassen Sandstein (Fb6). Die Deformationswerte werden mit der Kalibrierkurve von Kapitel 3.1.1 korrigiert. Die Punkte *A-D* im Lastpfad jeder Probe (vgl. Tab. 4.1: Spalte 4) sind ein Maß für den induzierten Schädigungsgrad. Punkt *A* ist im linear elastischen Bereich der σ - ε -Kurve gewählt. In *A* wird der Elastizitätsmodul ermittelt (Tab. 4.1: *E*). Punkt *B* wird definiert durch die maximale Bruchspannung (Tab. 4.1: σ_{max}) und zugehörige kritische Dehnung (Tab.

Table 4.1a: Flechtinger Bausandstein

#	Experiment	Probe	Sat (%)	Last-pfad	σ_{max} (MPa)	ϵ_{max} (%)	ϵ_{fin} (%)	E (GPa)	Vp (km/s)	AE-PZT PSO rec loc	AE-WD SEK rec E* T (mVs) (ms)
01	940601	Fb1yy	0	A-D	65	0.52	0.77	14	3.80	3996 2424	- - -
02	940629	Fb10	0	A-D	80	0.54	1.00	20	3.70	2997 441	- - -
03	940706	Fb2xy	0	A-D	76	0.54	1.38	19	3.1-3.3	3250 917	- - -
04	940711	Fb9	100	A-D	56	0.65	1.33	12	3.36	1731 342	- - -
05	940720	Fb1	0	A-C	106	0.46	0.62	23	3.70	3126 1736	- - -
06	940721	Fb2	0	A-D	104	0.47	0.96	25	3.93	3737 2201	- - -
07	940726	Fb3	0	A-B	106	0.45	0.45	24	3.95	999 239	- - -
08	940729	Fb4	0	A	-	-	0.32	16	3.03	- -	- - -
09	940801	Fb6	100	A-D	50	0.47	0.92	12	3.18	1530 67	- - -
10	940915	Fb3zz	8	A-D	69	0.53	0.91	18	3.40	1998 222	1576 1.2 12
11	940916	Fb3yz	100	A-D	77	0.42	0.69	24	4.46	1317 265	1317 0.3 8
12	941006	Fb27	28	A-D	70	0.42	0.73	19	3.79	1238 159	737 2.4 35
13	941007	Fb24	24	A	-	-	0.25	13	3.97	83	- - -
14	941010	Fb26	34	A-C	57	0.44	0.62	14	3.47	1871 413	1316 4.0 6
15	941012	Fb25	29	A-B	62	0.45	0.47	15	3.68	419 118	684 0.9 1
16	941013	Fb28	27	A-D	79	0.41	0.65	21	4.30	1177 481	1655 2.5 20
17	941014	Fb23	32	A-D	72	0.40	0.64	20	4.17	1255 343	2981 3.8 20
18	941017	Fb21	0	A-D	78	0.57	0.88	16	3.47	2944 923	2085 2.5 60
19	941018	Fb20	10	A-D	77	0.43	0.65	20	4.03	1225 218	2031 1.2 24
20	950112	Fb29	100	A-D	58	0.32	0.54	19	4.72	- -	1919 5.8 20
21	950116	Fb22	0	A-D	88	0.55	0.79	17	3.47	1217 639	1340 6.2 28
22	950314	Fb31	0	A-B-O	107	0.42	0.42	29	-	- -	- - -
23	950314	Fb30	100	A-B-O	73	0.36	0.36	22	-	- -	- - -
24	960626	Fb2xz	0	A-D	95	0.39	0.75	29	4.17	2448 703	2828
25	960913	Fb31	0	A-D	87	0.43	0.69	27	-	4995 1856	3 Rampen

Sat= Sättigung mit destilliertem Wasser; A-D siehe Abbildung 4.1; σ_{max} = maximale Druckbruchspannung; ϵ_{max} = Dehnung bei σ_{max} ; ϵ_{fin} =Enddehnung; E= Elastizitätsmodul; Vp= horizontale P-Wellengeschwindigkeit; PZT= Piezokeramischer Sensor; WD= Breitband-Sensor; Energieäquivalent: $E^* = \int |A(t)| dt$ (mVs) integriert vom ersten (ta) zum letzten Zeitpunkt (te) der Triggerüberschreitung; A(t)= Amplitude (mV), T=te-ta Signaldauer (ms)

Tabelle 4.1b: Erzgebirgsgranite

#	Experiment	Probe	Sat	Last-pfad	σ_{max} [MPa]	ϵ_{max} [%]	E E _o [GPa]	Vp [km/s]	AE-PZT PSO rec loc	AE-WD SEK rec E* T [mVs] [ms]	Bemerkungen Tr= 4.8 mV für PZT
01	940804	Ag1r	dry	A-D	asym	-	- -	3.84	3601 2622	- -	Tr=10.4, FE
02	941019	Ag2r	dry	A-D	136	0.37	55 13	3.97	1937 782	5214 6.2 43	Tr=10.4, 1chdef, PT
03	941129	Ag1w	dry	A-D	203	0.29	81 31	4.80	4826 2776	8859 25 62	B-Force, 3D,FE,SL
04	941201	Ag3r	dry	A-C	143	0.39	41 21	-	-	-	mts v=0.18
05	941202	Ag3w	dry	A-C	199	0.36	56 25	-	-	-	mts v=0.09
06	950130	Ag4r	dry	A-D	123	0.33	49 20	3.94	3591 1561	6734 3 45	3 Ramp
07	950131	Ag4w	dry	A-D	asym	-	- -	5.40	10989 6883	22143 25 60	3 Ramp
08	950523	Ag5w	dry	A-D	asym	-	- -	4.63	5971 3323	2652 20 60	Tr=15.2,3D,CT
09	950712	Ag6w	wet	A-D	175	0.29	76 36	5.90	3256 1272	1684 5 30	CT
10	950713	Ag6r	wet	A-D	106	0.29	45 20	4.33	3391 1236	3903 0.3 11	CT
11	950717	Ag7w	dry	A-D	154	0.32	62 31	4.91	8517 5513	10725 10 21	CT
12	950718	Ag5r	dry	A-D	129	0.35	52 18	4.14	4599 1681	3496 1 16	CT
13	950725	Ag8w	dry	A-D	138	0.28	63 23	4.91	8682 3708	7584 11 53	
14	960122	Ag7r	wet	A-D	90	0.34	37 8	4.41	5719 1407	3918 0.3 3	10 wk wet
15	960229	Ag10r	dry	A-D	84	0.32	33 14	3.88	12987 5709	12664 235 52	L=120 mm
16	960301	Ag8r	dry	A-D	93	0.40	34 12	3.97	2000 1360	10880 4 15	PZT1 defekt
17	960312	Ag9w	dry	A-D	150	0.31	64 18	5.17	10989 5036	5502 25 60	b-wert, SL
18	960322	Ag11r	dry	A-D	131	0.33	63 17	3.82	5695 2227	3366 3 8	(L,Ø)=(75,30) mm
19	960323	Ag12r	dry	A-D	120	0.46	46 0	-	-	-	(L,Ø)=(78,52) mm
20	960621	Ag11w	dry	A-D	180	0.28	78 24	5.31	1059 540	3964 4 32	Tr=15.2 mV
21	960719	Ag9r	dry	A-D	135	0.33	53 11	3.82	5347 1611	-	US 1,3,9,10
22	960729	Ag10w	dry	A-D	190	0.31	83 20	5.20	11639	-	US9, 3ram
23	960801	Ag13r	dry	A-D	140	0.37	50 14	3.77	2997 1046	3765 0.6 26	10 Sens, US9
24	960906	Ag13w	dry	A-D	197	0.32	85 29	5.10	4995 2258	-	12 Sens, 3 Ramp
25	961025	Ag14r	dry	A-B-O	127	0.27	- -	-	-	-	Kugelfall
	961025	Ag14w	dry	A-B-O	147	0.24	- -	-	-	-	Kugelfall

Ag=roter Agw=weisser Granit; Sat= dry (trocken) und wet (naß); A-D siehe Abbildung 4.1; asym= asymmetrische Last; σ_{max} = maximale Druckbruchspannung; ϵ_{max} = Dehnung bei σ_{max} ; E= Elastizitätsmodul; E_o= Elastizitätsmodul bei Deformationsbeginn; Vp= P-Wellengeschwindigkeit; PZT= Piezokeramischer Sensor (rec= aufgezeichnete AE, loc= geortete AE) und WD= Breitband-Sensor; Energieäquivalent: $E^* = \int |A(t)| dt$ (mVs) integriert vom ersten (ta) zum letzten Zeitpunkt (te) der Triggerüberschreitung; A(t)= Amplitude (mV), T=te-ta Signaldauer (ms); L=Länge und Ø=Durchmesser der Gesteinszylinder. CT= X-Ray Computer Tomography; Tr=Triggerlevel für PZT; mts= Versuch mit Umfangsdehnung; PT= Pulse Transmission vp and A vs (K/Ko); Dynamische Moduln E=43.8GPa v=0.16; 3D= Dreidimensionale Kugel-Animation; FE= Finite Element Calculation; SL=Seismolap.

Tab. 4.1: Mechanische Daten (Spalten 4-9) und AE-Charakteristika (Spalten 10-14) der Druckbruchversuche an Flechtinger Bausandstein (a) und Erzgebirgsgranit (b).

4.1: ε_{max}) in der σ - ε -Kurve. Punkt *C* ist im Nachbruchbereich des Gesteins gewählt, dort, wo die Spannung auf die Hälfte von σ_{max} abgefallen ist. Der Punkt *D* ist im konstanten Restspannungsniveau der Probe gewählt, wo Reibungsgleiten an vorhandenen Makrobruchflächen stattfindet und die Spannungswerte unterhalb von 15% des σ_{max} -Wertes liegen. Durch die Belastungsstufen *A*, *A-B*, *A-C* und *A-D* sind gemäß der Überlegungen zu Abbildung 2.4 unterschiedliche Schädigungsgrade in den Kernen "eingefroren". Bedingt durch die Entlastung werden sich druckinduzierte Risse im Lastpfad *A-B* teilweise schließen und den Schädigungsgrad verfälschen. Dies ist nicht der Fall für die anderen Laststufen. Die Bruchmuster der Nachbruchstufen *A-C* und *A-D* sind irreversible; im Bereich *A* entstehen nur wenige Risse (vgl. Tab. 4.1a: AE-Zahl in Spalte 10).

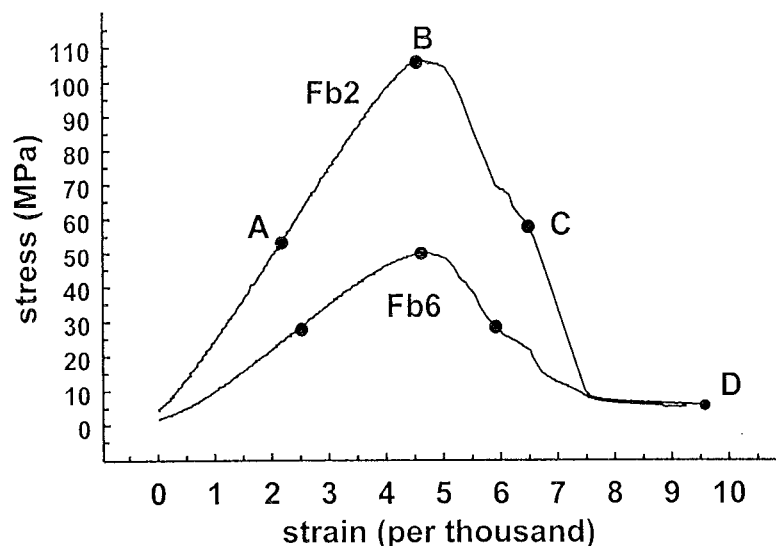


Abb. 4.1: Spannungs-Dehnungs-Kurve für einen trockenen (Fb2) und einen nassen Flechtinger Bausandstein (Fb6).

Aus Abbildung 4.1 ergibt sich die maximale Druckbruchspannung der trockenen Probe zu 104 MPa, die der nassen zu 50 MPa. Der *E*-Modul beträgt 25 GPa für die trockene und 12 GPa für die nasse Probe. Als mechanische Kenndaten aller Sandsteinversuche sind in Tabelle 4.1a σ_{max} , ε_{max} , ε_{fin} und *E* aufgelistet, wobei ε_{fin} die Finaldeformation am Ende des Experiments angibt. Sie ist wichtig für Rißanalysen von Proben im Lastpfad *A-D*.

Zur Berechnung der mittleren Gesteinseigenschaften werden die Sandsteinversuche nach Belastung senkrecht und schräg zur Schichtung getrennt (Abb. 4.2). Für die 20 Kerne, belastet senkrecht zur Schichtung (Abb. 4.2: Fall 0°), lassen sich in Tabelle 4.1 grob drei Sättigungsgrade unterscheiden: trocken ($sat \approx 0\%$), partiell naß ($8\% < sat < 34\%$) und naß ($sat \approx 100\%$). Die uniaxiale Druckbruchspannung nimmt im Mittel von 96 ± 13 MPa für trockenen Sandstein, über 69 ± 8 MPa für teilgesättigte, zu 59 ± 10 MPa

für voll gesättigte Proben ab. Entsprechend erfolgt eine Reduktion im E -Modul von 21 ± 5 GPa über 17 ± 3 GPa zu 14 ± 4 GPa, je nachdem, ob der Sandstein trocken, partiell oder voll gesättigt ist mit destilliertem Wasser. Gemäß Tabelle 4.1a werden zwei Proben schräg (Abb. 4.2: Fall 45°) und zwei Kerne parallel zur Schichtung belastet (Abb. 4.2: Fall 90°), wobei nur die Extremfälle trocken und voll gesättigt untersucht werden. Für trockene und nasse Sandsteinproben fällt die Bruchspannung mit größerem Einfallswinkel der Schichtung gegenüber der Belastungsrichtung ab. Bei senkrecht stehender Schichtung (Abb. 4.2: Fall 90°) beträgt die trockene Bruchspannung nur noch 73% von der Bruchspannung ermittelt bei horizontaler Schichtung (Abb. 4.2: Fall 0°). Beachten sollte man allerdings, daß voll gesättigte Proben mit horizontaler Schichtung nur 61% der trockenen Bruchkraft mit horizontaler Schichtung aufweisen. Der Wassereinfluß überwiegt den Einfluß der zur Vertikalkraft geneigten Schichtung auf die Druckspannung.

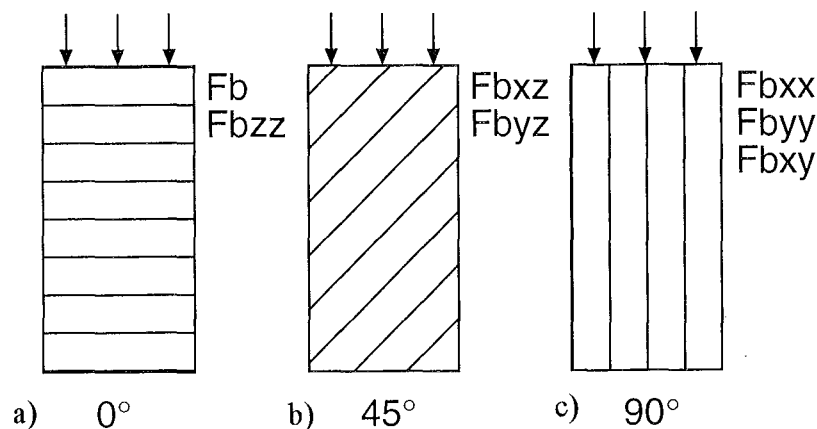


Abb. 4.2: Sandsteinbelastung (a) senkrecht, (b) im 45° -Winkel und (c) parallel zur Schichtungsebene.

Im Gegensatz zu den Sandsteinen werden alle Granitexperimente bis zum Bruch gefahren (Tab. 4.1b: Lastpfade $A-C$, $A-D$) mit Ausnahme der zyklischen Belastung $A-B-O$. Die Bestimmung der mechanischen Parameter (Tab. 4.1b: σ_{max} , ϵ_{max} , E) erfolgt aus Diagrammen analog zu Abbildung 4.1. Der Initialmodul E_o wird bestimmt aus der Tangente an die Spannungs-Dehnungs-Kurve für kleine Lasten unterhalb 10 kN (Tab. 4.1b: E_o). Das Verhältnis E_o/E kann Informationen über die Initialrisse in den Graniten bergen. Im trockenen Zustand erhält man $E_o/E=0.37$ für den weißen und $E_o/E=0.29$ für den roten Granit.

In Tabelle 4.2 sind die mittleren mechanischen Gesteinseigenschaften der Granite im Vergleich zu denen des Sandsteins aufgelistet und zwar in absteigender Ordnung der Bruchspannung. Die Werte sind mit einer Standardabweichung als Fehler versehen außer für den weißen nassen Granit, für den nur ein Versuch gefahren wird. Gemäß Tabelle 4.2 besitzt der weiße Granit die höchste Bruchspannung mit 173 ± 26 MPa,

unabhängig vom Sättigungsgrad. Die geringe Porosität von 0.3%, bestimmt aus Masseverlust im Trockenversuch, kann ein wesentlicher Grund hierfür sein. Der rote Granit mit 1.3% Porosität besitzt eine trockene Bruchspannung von 134 ± 7 MPa, die auf 101 ± 7 MPa im nassen Zustand abfällt. Als Referenz dienen in den beiden letzten Spalten von Tabelle 4.2 die mittleren Bruchspannungswerte des trockenen und voll gesättigten Sandsteins. Der Festigkeitswert des trockenen Sandsteins ist durchaus vergleichbar mit dem für den nassen roten Granit. Je nach Gesteinstyp und Sättigungsgrad variiert die Bruchspannung der untersuchten Proben zwischen 59 und 175 MPa.

	Agw		Agr		Fb	
	dry	wet	dry	wet	dry	wet
σ_{max} [MPa]	173 ± 26	175	134 ± 7	101 ± 7	96 ± 13	59 ± 10
ε_{max} [%]	0.31 ± 0.03	0.29	0.35 ± 0.02	0.31 ± 0.03	0.50 ± 0.06	0.45 ± 0.16
E [GPa]	70 ± 11	76	48 ± 8	41 ± 6	21 ± 5	14 ± 4
ϕ [%]	0.3	0.3	1.3	1.3	5.8 bis 8.3	
v_p [km/s]	5.04 ± 0.27	5.90	3.91 ± 0.11	4.37 ± 0.06	3.50	4.50
A_I [mV]	18 ± 11	28	13 ± 7	8 ± 2	25 ± 4	2 ± 0.5
dv/v_o [%]	13	-	13	-	7	10
dA/A_o [%]	16	-	52	-	28	28
W_{inel}/W	0.15	-	0.27	-	0.42	0.42

σ_{max} = Bruchspannung, ε_{max} = Bruchdehnung, E = Elastizitätsmodul, ϕ = Porosität

v_p = P-Wellengeschwindigkeit, A_I = Erstamplitude der P-Welle

dv/v_o = relative Geschwindigkeits- und dA/A_o = relative Amplitudenänderung bei $0.95\sigma_{max}$

W_{inel}/W =Verhältnis der inelastischen zur Gesamt-Deformationsenergie

Agr=roter Granit (Blauenthal), Agw=weißer Granit (Aue), Fb= Flechtinger Bausandstein.

Tab. 4.2: Mittlere mechanische Gesteinseigenschaften.

Analog zur Bruchspannung hat der mittlere Elastizitätsmodul des Kristallingesteins höhere Werte als der Modul des Sediments (Tab. 4.2). Der mittlere E -Modul der trockenen Proben sinkt von 70 GPa für den weißen Granit über 48 GPa für den roten Granit auf 21 GPa für den Sandstein. Die Modulreduktion durch Wasser ist beim Sandstein mit 33% am größten. Für Granite mit asymmetrischer Lasteinleitung werden keine Spannungen, Dehnungen oder Moduln ermittelt (Tab. 4.1b).

Mithilfe der Granitproben Ag10r, Ag11r und Ag12r wird die Abhängigkeit der Bruchspannung von der Zylindergeometrie ermittelt. Gemäß Abbildung 4.3 nimmt die Festigkeit mit größerem Länge-Durchmesser-Verhältnis (L/\varnothing -Wert) des Zylinders ab. Nach Paterson (1978, Seite 37) stagniert diese Abnahme für L/\varnothing -Werte größer als etwa 2.5. Die Standardexperimente an Sandstein wurden mit $L/\varnothing=2$ und die an Granit mit $L/\varnothing=1.92$ gefahren und können mit Eichkurven analog zu Abbildung 4.3 auf Bruchwerte für die Geometrie $L/\varnothing=2.5$ korrigiert werden. Der Hauptgrund für die L/\varnothing -Abhängigkeit der Bruchspannung liegt in der Perturbation des sogenannten homo-

genen Spannungsfeldes im Zylinder durch Randeffekte (Hawkes & Mellor 1970, Peng & Johnson 1972). Wichtig in diesem Kontext ist die Tatsache, daß das Spannungsfeld im Innern der hier belasteten Gesteinszylinder (symmetrisch und asymmetrisch) gemäß Kapitel 3.3 bekannt ist.

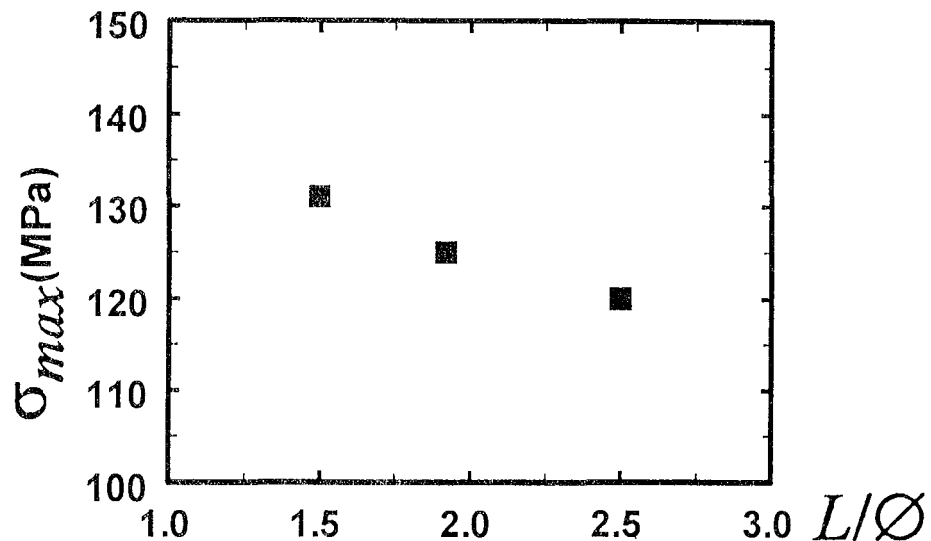


Abb. 4.3: Bruchspannung (σ_{max}) in Abhängigkeit vom Verhältnis Länge zu Durchmesser (L/\varnothing) der Granitzylinder (Agr).

4.1.2 Amplitude und Geschwindigkeit der Kompressionswelle

Wellengeschwindigkeitsanalysen werden mit der Pulstransmissionsmethode durchgeführt, die bereits in Kapitel 3.1.2 vorgestellt und zur Kalibrierung der Sensoren angewandt wurde. Als Ultraschallgeber wird der Piezokristall 1 oder 10 eingesetzt (Abb. 3.4: Sensor 1 mit $(x,y,z)=(25,0,30)$ mm; Sensor 10 mit $(-25,25,50)$ mm). Die übrigen Sensoren dienen als Empfänger. Die Pulstransmission erfolgt an undeformierten Proben und während der Belastung im Druckbruchversuch.

Die P-Wellengeschwindigkeit einer undeformierten Sandsteinprobe ist in Abbildung 4.4 als Funktion des Wassersättigungsgrades zu sehen. Hierzu wird der vollgesättigte Kern Fb10 bei Raumbedingungen ausgetrocknet, während die diametrale Laufzeit der P-Welle von Geber 1 zu Empfänger 3 gemessen wird (Abb. 3.4). Beim Sättigungsgrad 100% ist der Porenraum (hier 5.5% Volumenanteil) der Probe voll mit destilliertem Wasser gefüllt. Die P-Wellengeschwindigkeit der voll gesättigten Probe von 4.8 km/s fällt auf etwa 4 km/s für den raumtrockenen Kern. Die Geschwindigkeit der Probe aus dem Trockenschrank (zwei Wochen bei 40 °C) liegt bei etwa 4.4 km/s. Der Anstieg der P-Wellengeschwindigkeit mit dem Sättigungsgrad ist konsistent mit klassischen Studien über fluidgesättigte poröse Medien (Wyllie et al. 1956, O'Connell & Budianski 1974). Das komplexe Verhalten der vakuumgetrockneten Proben wird auch von

anderen Autoren beobachtet (Wulff 1995, Seite 83) und kann möglicherweise durch partielles Rißschließen, bedingt durch den chemischen Einfluß des Wassers, erklärt werden.

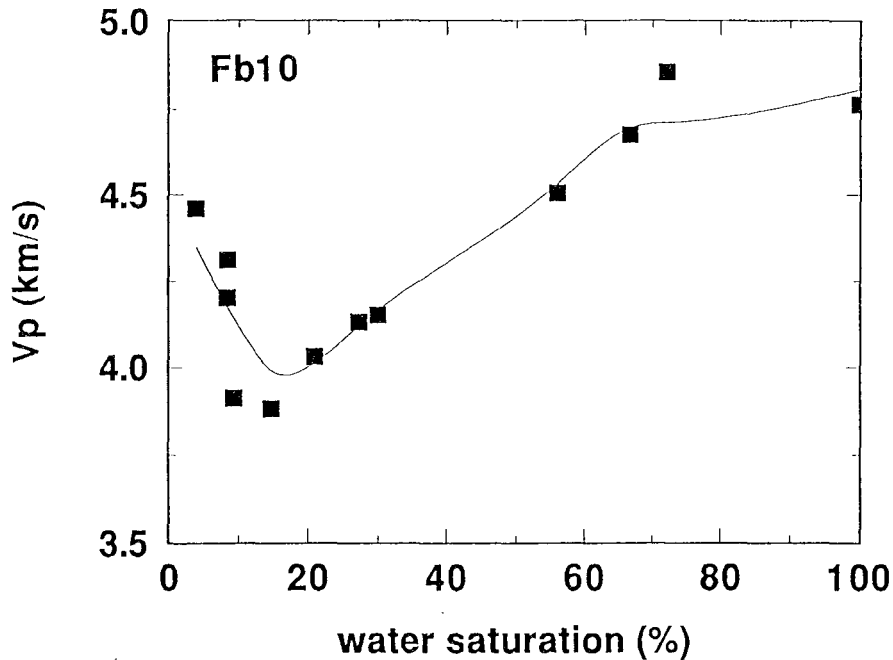


Abb. 4.4: Horizontale Kompressionswellengeschwindigkeit des Sandsteins gegen den Wassersättigungsgrad für die undeformierte Probe Fb10.

Die Geschwindigkeitswerte aller untersuchten Einzelkerne im undeformierten Zustand sind in Tabelle 4.1a Spalte 9 aufgelistet. Die Geschwindigkeitsanisotropie des Sandsteins gemessen an Kleinzylindern ($L=\varnothing=30$ mm) mittels der "Wave Velocity Analysis" Methode (WVA, Zang & Berckheimer 1993) liegt, unabhängig von der Kernorientierung, bei Werten unterhalb von 6%.

Die horizontale Geschwindigkeits- und Amplitudenänderung der P-Welle während eines Bruchversuchs ist in Abbildung 4.5 festgehalten. Exemplarisch dargestellt für zwei Sandsteinkerne mit unterschiedlichen Sättigungsgraden (Fb21, Fb23) ist die Variation der absoluten P-Wellengeschwindigkeit (v_p -Werte) gegen die Kraft K (Abb. 4.5a) und die relative Änderung dv/v_0 der v_p -Werte gegen die Deformation (Abb. 4.5b). Nach anfänglicher Zunahme ist eine klare Abnahme der v_p -Werte mit Annäherung an die Bruchkraft bzw. die Bruchdeformation zu erkennen. Die Abnahme liegt unabhängig vom Sättigungsgrad bei Werten unterhalb von 10%. Nasse Proben erfahren, bedingt durch die niedrigere Bruchspannung, die Abnahme der Wellengeschwindigkeit bei niedrigerer Deformation (Abb. 4.5b). Wesentlich sensibler auf den Bruch- und Wassersättigungsprozeß reagieren die Amplituden der P-Welle. Aufgetragen in Abbildung 4.5c ist für vier Sättigungsgrade die Abnahme der P-Wellen-Erstamplitude (A_1) als Funktion der Kraft im Deformationsversuch. In den fluid-

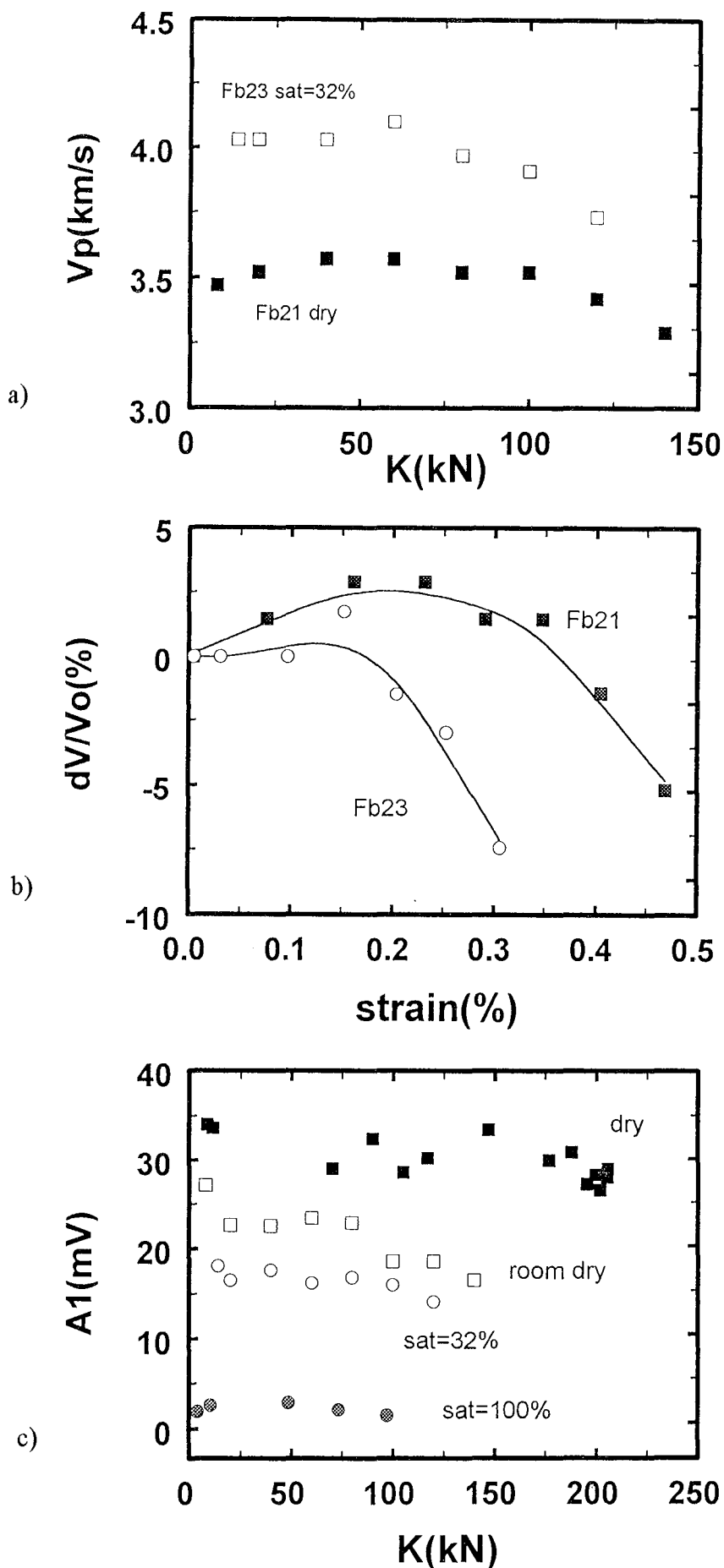


Abb. 4.5: Absolute P-Wellengeschwindigkeit (a) als Funktion der Kraft, relative P-Wellenschwindigkeit (b) gegen Deformation und Erstamplituden der P-Welle (c) gegen Kraft für Sandsteinproben unterschiedlicher Wassersättigung.

haltigen Sandsteinen erfährt der Absolutwert der Erstamplitude eine drastische Reduktion von 35 mV für ofentrockene auf 3 mV für voll gesättigte Proben. Grund hierfür ist vermutlich die größere Dämpfung der Ultraschallwellen im nassen Kern bedingt durch reduzierte Reibungskoeffizienten entlang der auseinanderklaffenden Mikrorißufer oder Korngrenzen. Die relative Amplitudenänderung vor dem Bruch des Sandsteins liegt bei 28% (Tab. 4.2).

Die undeformierten Granite besitzen eine mittlere P-Wellengeschwindigkeit von 3.91 ± 0.11 km/s (Agr) und 5.04 ± 0.27 km/s (Agw) im trockenen Zustand, die auf 4.37 ± 0.06 km/s (Agr) und 5.90 km/s (Agw) im nassen Zustand ansteigt (Tab. 4.2: v_p). An zwei weißen und zwei roten trockenen Graniten (Tab. 4.1b: Ag10w, Ag13w, Ag2r, Ag13r) werden Durchschallungsexperimente beim Bruchversuch durchgeführt. In der Mittenebene des Zylinders unter Druck wird die horizontale Laufzeitänderung und die Amplitudenvariation der P-Welle bestimmt (Abb 3.4: Sensor 10 und 12). Die relative Geschwindigkeitsabnahme beträgt im Mittel 13% für den Granit bei 95% der Bruchkraft (Tab. 4.2: dv/v_o). Die Reduktion der Amplituden liegt bei 16% für den weißen und 52% für den roten Granit (Tab. 4.2: dA/A_o). Absolut-Erstamplituden liegen bei 18 bis 28 mV für den weißen und 8 bis 13 mV für den roten Granit. Nasse Granite unter Druck werden nicht durchschallt.

Der interessierte Leser sollte von diesem Abschnitt mitnehmen, daß Absolutwerte von Amplituden und Geschwindigkeiten der Kompressionswellen durch Bruchdeformation drastisch reduziert werden. Amplitudenwerte reagieren wesentlich sensibler auf unterschiedliche Schädigungsgrade in den untersuchten Gesteinen als die Geschwindigkeiten selbst (Tab. 4.2). Wasser hat keinen meßbaren Einfluß auf die relative Abnahme von Amplituden- oder Geschwindigkeitswerten vor dem Bruch. Die Kristallkerne zeigen gegenüber dem Sediment stärkere relative Änderungen in Amplitude und Geschwindigkeit. Grund hierfür dürften aufplatzende parallel zur Druckrichtung orientierte Rißpopulationen im Granit sein, während sich der Sandstein bei Kompaktion zunächst durch isotropen Porenkollaps und Kornreorientierung verformt.

4.1.3 Deformationsenergie

Aus den gespeicherten Kraft-Weg-Daten kann die Deformationsenergie W der Gesteinszylinder berechnet werden. Es gilt:

$$(4-1) \quad W = \int K ds ,$$

wobei K die Vertikalkraft und s die nach Kapitel 3.1.1 korrigierte Vertikalverschiebung der Probe sind. Abbildung 4.6 zeigt die Deformationsenergie als Funktion der Verformung für die zwei Sandsteinproben von Abbildung 4.1. Man erkennt, daß die trockene Probe etwa doppelt so viel mechanische Arbeit speichert wie die nasse während des gesamten Experiments. Man beachte, daß in Abbildung 4.6 die Summe der elastischen und inelastischen Energie aufgetragen ist. Mithilfe der zyklisch belasteten Proben (Tab. 4.1a: Lastpfad $A-B-O$) kann eine Trennung der beiden Energiebeiträge erfolgen. Die Restenergie der zyklisch belasteten Proben nach Entlastung beträgt 42% von der Energie im Punkt B der Lastkurve und zwar unabhängig vom Sättigungsgrad (Tab. 4.2: W_{inela}/W).

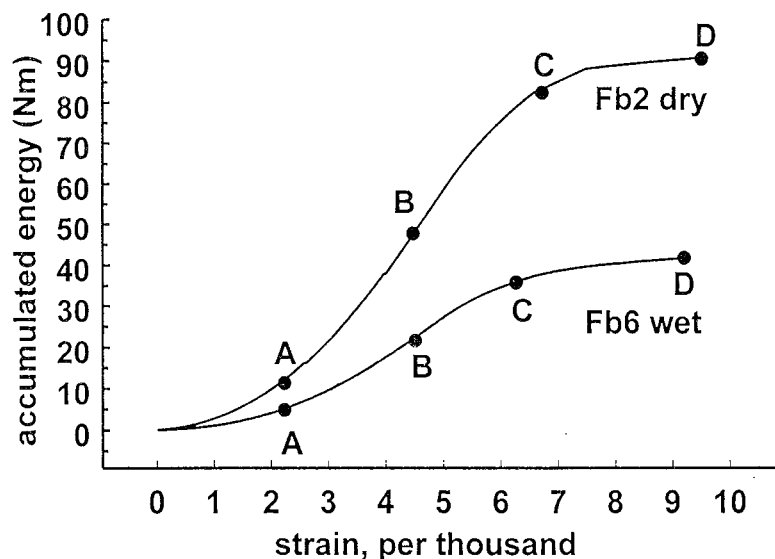


Abb. 4.6: Akkumulierte Deformationsenergie (elastisch plus inelastisch) im Lastpfade $A-D$ als Funktion der Deformation für trockenen (Fb2) und nassen (Fb6) Sandstein (Wagner, Zang).

In Abbildung 4.7 ist die kritische Deformationsenergie im Punkt B des Lastpfads (W_c) als Funktion der Bruchdeformation aufgetragen und zwar für unterschiedliche Sättigungsgrade. Voll gesättigte Proben zeichnen sich durch niedrige Energiewerte bei niedrigen Bruchdeformationswerten ($W_c, \epsilon_c \equiv \epsilon_{max}$) = (20 Nm, 0.32%) gegenüber den trockenen Sandsteinen (55 Nm, 0.58%) aus.

Deformationsenergien der Granite werden analog zu Abbildung 4.6 analysiert. Absolutwerte der Deformationsenergie im Punkt D des Lastpfads variieren von 60 Nm für den roten nassen bis 120 Nm für den weißen trockenen Granit. Damit sind sie vergleichbar mit den entsprechenden Werten für Sandstein (vgl. Abb. 4.6). Einen vorgegebenen Energiewert erreichen die Granite allerdings bei etwa 20% niedrigeren Deformationswerten im Vergleich zum Sandstein. Die Residualenergie der Granite ist geringer als die der Sandsteine (Tab. 4.2). Die Residualenergie steigt mit zunehmender

Initialporosität des Gesteins an. Als Fazit kann festgehalten werden, daß sich der Granit durch höhere Bruchspannung bei niedrigerer Bruchdehnung gegenüber dem Sandstein auszeichnet. Die gespeicherte elastische Deformationsenergie ist im Kristallingestein höher als im Sediment. Wasserzusatz erniedrigt die Gesamtenergie, verändert aber nicht das Verhältnis von elastischer zu inelastischer Energie.

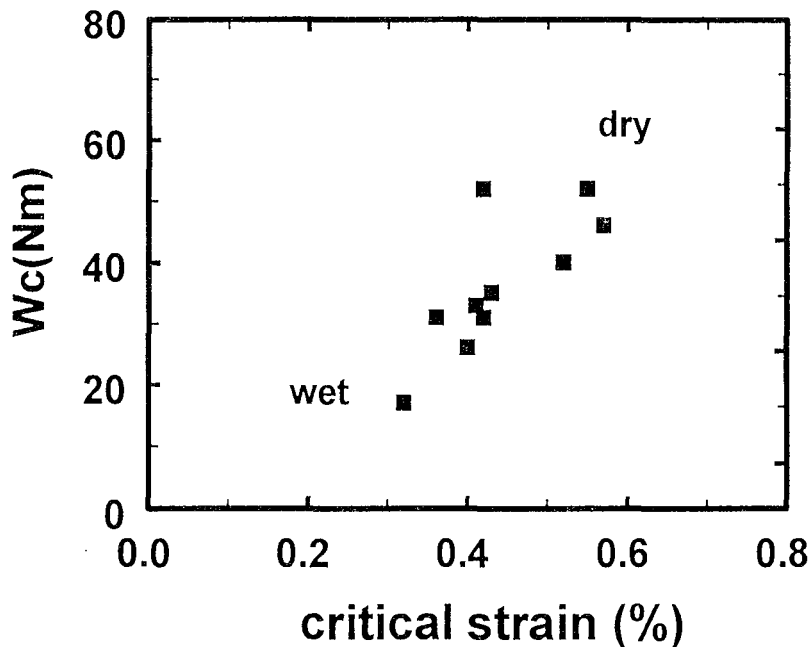


Abb. 4.7: Kritische Deformationsenergie W_c im Lastpfadpunkt B als Funktion der Bruchdeformation für Sandsteine unterschiedlicher Sättigungsgrade.

4.2 Akustische Emissionen

Zur Charakterisierung der Emissionsfreudigkeit der getesteten Gesteine unter Druck bietet sich gemäß Kapitel 2.3.1 zuerst die Emissionssummenkurve an. In Abbildung 4.8 sind exemplarisch sechs dieser Kurven für unterschiedliche Gesteinstypen und Wassersättigungsgrade zu sehen. Neben der AE-Summe ist die Druckspannung als Funktion der Versuchszeit zu sehen. Der ofentrockene Sandstein emittiert kumulativ etwa 4000 AE während des gesamten Bruchexperiments (Abb. 4.8a). In der voll gesättigten Sandsteinprobe sinkt die Zahl der detektierten AE auf 1731 (Abb. 4.8b). Bezogen auf die Bruchspannung emittieren die nassen Kerne allerdings früher als die trockenen. Als AE-Beginn wird der Spannungswert definiert, bei dem die kumulative AE-Zahl den Wert 50 erreicht. Beim normierten AE-Beginn wird dieser Spannungswert durch den Wert der maximalen Bruchspannung geteilt. Als Mittelwert aller Sandsteinexperimente mit Druck senkrecht zur Schichtung erhält man den normierten AE-Beginn bei 0.91 ± 0.15 für trockene und bei 0.84 ± 0.12 für nasse ($8\% \leq \text{sat} \leq 100\%$) Kerne. Man beachte beim Vergleich von Abbildung 4.8a mit 4.8b, daß der Bereich der

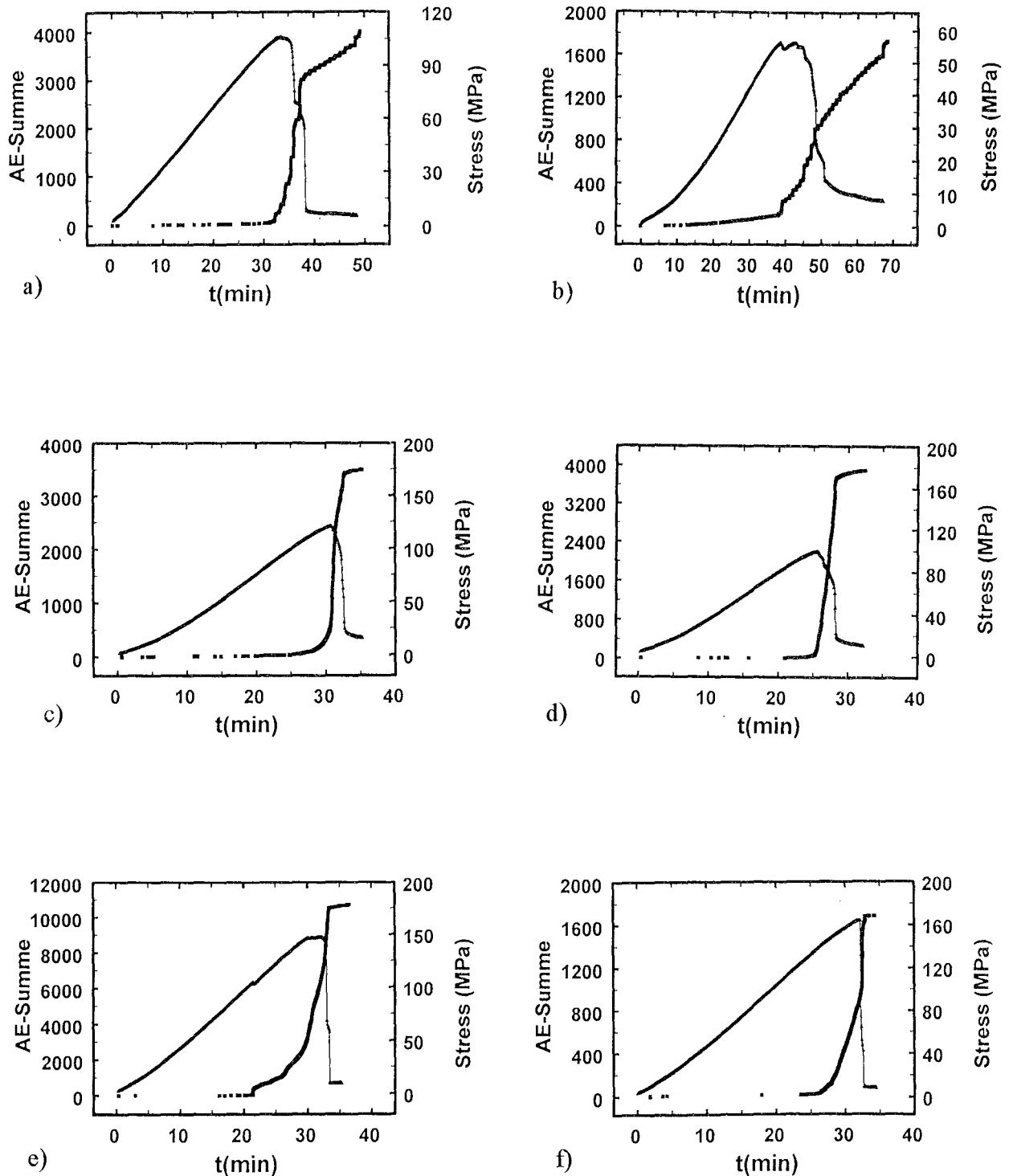


Abb. 4.8: AE-Summenkurven für trockenen (a), nassen Sandstein (b), trockenen roten (c), nassen roten (d), trockenen weißen (e) und nassen weißen Granit (f) als Funktion der Zeit. (a-b) ist mit acht PZT- und (c-f) mit einem WD-Sensor getriggert. Als Referenz ist die Kraft-Zeit-Kurve mit eingezeichnet.

maximalen Bruchspannung und des sich anschließenden Spannungsabfalls bei nassen Proben in einem breiteren Zeitfenster (15 min) stattfindet als bei trockenen Proben (5 min). Die übrigen Diagramme in Abbildung 4.8 zeigen zwei Summenkurven des roten Granits (Abb. 4.8c: trocken; Abb. 4.8d: naß) und zwei des weißen Granits (Abb. 4.8e: trocken; Abb. 4.8f: naß). Im Gegensatz zu den Sandstein-Ergebnissen sind hier die Daten des kontinuierlich registrierenden Breitbandsensors zu sehen. Während sich beim roten Granit die kumulative Emissionszahl beim Übergang von trockener zu nasser Probe wenig ändert, sinkt die Anzahl der AE von 10725 für den trockenen weißen Granit (Abb. 4.8e) auf 1684 für den nassen weißen Granit (Abb. 4.8f). Der AE-Wert des nassen weißen Granits ist ein Einzelmeßwert und bleibt zu prüfen. Berechnet man den mittleren normierten AE-Beginn mit Daten aus Tabelle 4.1b, so erhält man für den roten Granit 0.85 ± 0.06 im trockenen und 0.83 ± 0.01 im nassen Zustand. Beim weißen Granit lauten die entsprechenden Werte 0.68 ± 0.08 für trockene und 0.86 für nasse Proben. Vergleicht man die gemessenen Summenkurven von Abbildung 4.8 mit der idealisierten Kurve von Abbildung 2.4a, so stellt man fest, daß alle Bereiche außer I in den experimentellen Kurven vertreten sind. Folglich spielen Reißschließprozesse bei den deformierten Gesteinskernen keine Rolle, oder die zugehörigen AE-Amplituden liegen unterhalb des eingestellten Triggerlevels von 4.8 mV.

4.2.1 Hypozentren in Raum und Zeit: Korrelationsintegral, Kumulativ-Koordinaten und "Seismic Overlapping (Seismolap)".

Zur Ortung der Bruchherde (im folgenden auch Mikrobeben genannt) werden seit 1994 acht und ab 1996 zwölf Sensoren eingesetzt. Die Ortungsgeometrie mit acht Sensoren ist schematisch in Abbildung 4.9 dargestellt. Ausgehend vom Bruchherd (Abb. 4.9: AE) breiten sich elastische Wellen nach Maßgabe der Abstrahlcharakteristik des Risses (Abb. 2.1) aus und werden von den Ortungssensoren (Abb. 4.9: 1 bis 8) detektiert.

Sobald an einem der Ortungssensoren der Triggerlevel von 4.8 mV überschritten wird, erfolgt rückwirkend ($-40 \mu\text{s}$) eine Aufzeichnung der AE-Wellenzüge auf neun Spuren im Transientenrekorder. Die AE-Wellenzüge für ein einzelnes Bruchereignis in Granit zeigt Abbildung 4.10. Neben den acht Spuren der Ortungssensoren (Abb. 4.10, Ch1 bis Ch8) ist auf Spur neun der vom Breitbandsensor detektierte Wellenzug zu sehen (Abb. 4.10, Ch9). Jeder gespeicherte Wellenzug besitzt eine Amplitudenauflösung von 0.2 mV zwischen den Maximalwerten -51.2 und 51.2 mV (10 bit), sowie eine Zeitauflösung von $0.2 \mu\text{s}$ zwischen Null und $102.4 \mu\text{s}$ (512 Punkte).

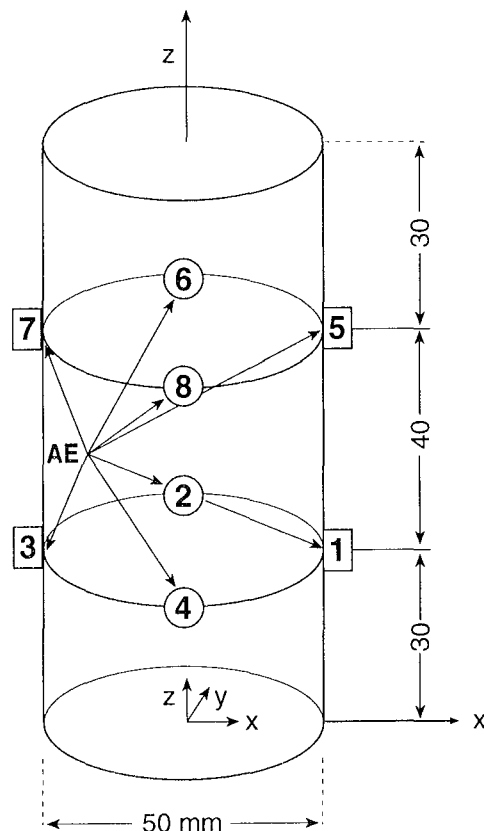


Abb. 4.9: Geometrie zur Ortung von Mikrobeben (AE) im Innern des Gesteinszylinders mithilfe von acht Sensoren.

Zur Berechnung der Herdkoordinaten aus den Wellenzügen von Abbildung 4.10 sind drei Einzelschritte, nämlich (1) die Bestimmung der Ersteinsatzzeiten (Abb. 4.10: senkrecht eng gestrichelte Linien), (2) die Ortung mit iterativem Rechenalgorithmus, sowie (3) die Visualisierung der AE-Zentren, nötig. Im ersten Schritt wird spurweise ein gleitendes Langzeitmittel (30 Punkte) der Amplitudenwerte gebildet (Nullniveau). Vor diesem Langzeitmittel wird ein gleitendes Kurzzeitmittel (3 Punkte) der Amplitudenwerte "hergeschoben", das bei einer Amplitudenabweichung A_s (Ersteinsatzschwelle) vom Nullniveau die Zeit des Ersteinsatzes festlegt. Verschiedene A_s -Werte werden getestet. Bei der automatisierten Standard-Ersteinsatzbestimmung wird mit einem A_s -Wert von 0.8 mV gearbeitet, der um den Faktor 6 unter der Triggerschwelle liegt. Für das "Ersteinsatzpicken" wird ein TurboPascal-Programm geschrieben (Wagner, 1994). Daneben ist seit 1996 alternativ ein zweites "Pickprogramm" im Einsatz, das mit variablem Schwellwert A_s -Wert arbeitet, der proportional zur Maximalamplitude der Wellenzugenveloppe ist (Stanchits).

Mit den Ersteinsatzzeiten wird das Mikrobeben im Gesteinszylinder geortet. Zwei Methoden sind im Einsatz. Der iterative Gauß-Algorithmus basiert auf der Abweichung der kleinsten Fehlerquadrate von hypothetischem AE-Ort und wirklichem

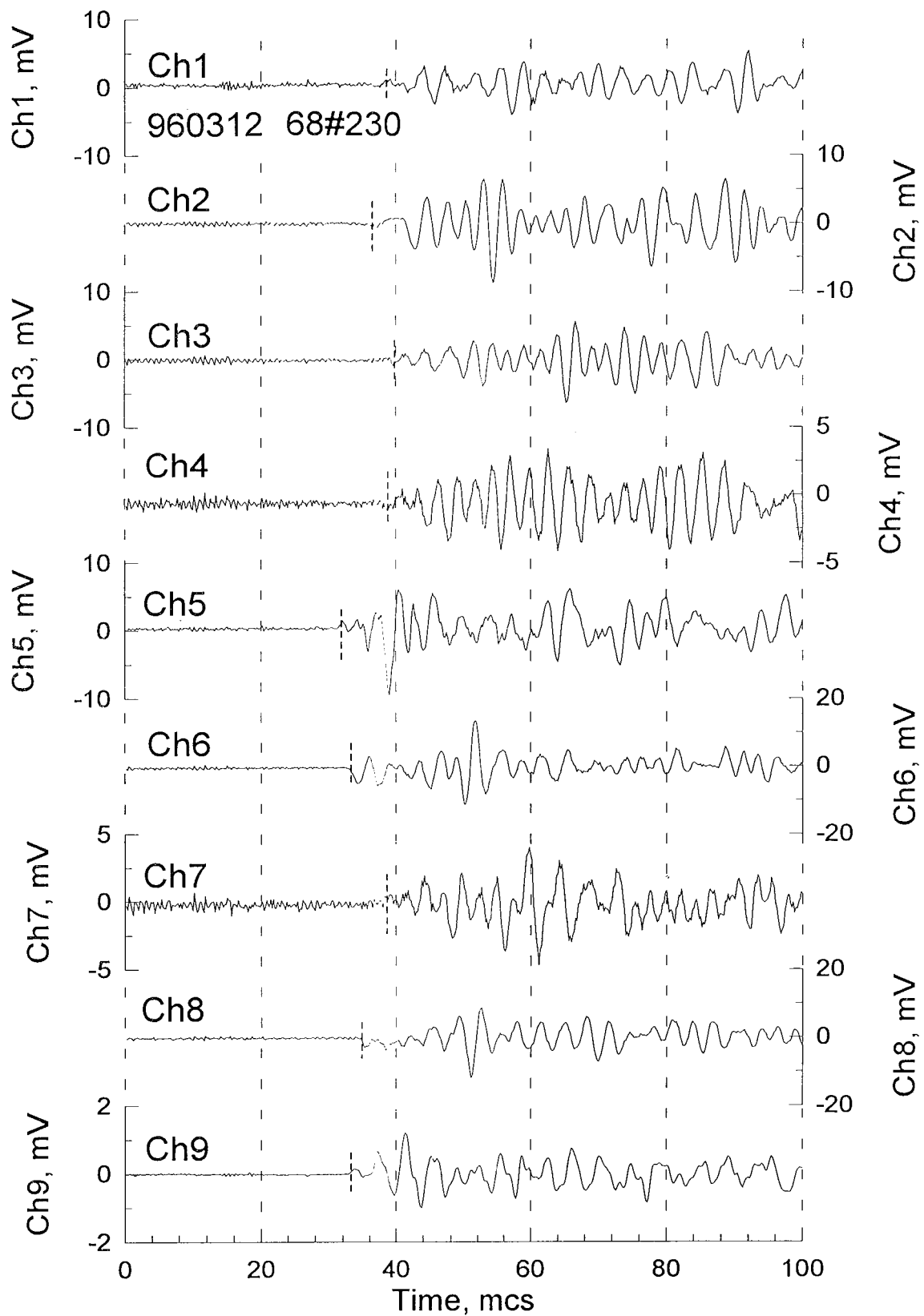


Abb. 4.10: AE-Wellenformen von einem Einzelereignis in Granit detektiert mit acht Ortungssensoren (Ch1 bis Ch8) und einem Breitbandsensor (Ch9).

AE-Hypozenrum (Lockner et al. 1992). Der Algorithmus von Lockner et al. 1992 wird zur Erhöhung der Signalausbeute am GFZ mit zwei Änderungen versehen. Erstens wird im lokal ersten Minimum der Iteration ein Abbruchkriterium eingebaut und zweitens wird der Modell-Korrekturvektor (Lockner et al. 1992) nur in abgeschwächter Form (10 bis 20%) eingesetzt (Wagner et al. 1995, Zang et al. 1996). Die Anzahl der mit den Eigenbau-Sensoren 1-8 registrierten AE ist in Spalte 10, die Zahl der davon mit dem modifizierten Gauß-Algorithmus georteten AE ist in Spalte 11 von Tabelle 4.1 gelistet. Breitbandsensordaten finden sich in den Spalten 12 bis 14. Als zweiter Ortungsalgorithmus wird die "Downhill Simplex-Methode" (Press et al. 1987, Seite 289) angewandt, die das absolute Minimum des Iterationsprozesses sucht. Der Simplex-Algorithmus wird in Boreland Pascal programmiert (Stanchits).

Im dritten Schritt erfolgt die Darstellung der AE-Hypozenren in zwei-dimensionalen Projektionen (Wagner, Stanchits) und als dreidimensionale Animation im Gesteinszylinder (Zang).

Im folgenden werden drei Ortungsbeispiele besprochen, die zum einen Aufschluß geben über die Resultate der beiden Ortungsmethoden sowie die zugehörigen Ortungsfehler. Zum zweiten werden drei verschiedene Verfahren diskutiert, mithilfe derer das raum-zeitliche Clusterverhalten der Mikrobeben im Gesteinskern quantifiziert werden kann (modifiziertes Korrelationsintegral (Current cluster analysis), Kumulativ-Koordinaten und seismische Überlappung (Seismic overlapping \equiv Seismolap; Zschau 1996)).

Beispiel 1: symmetrische Drucklast auf Gesteinszylinder

Als erstes Beispiel wird die raum-zeitliche Variation der AE-Orte beim Bruch von Sandstein und Granit unter symmetrischer Drucklast behandelt (vgl. Abb. 3.11a). Im Experiment 940720 erfährt die Sandsteinprobe Fb1 eine Belastung bis in den Nachbruchbereich (Tab. 4.1a: Lastpfad A-C), wobei 3126 AE auf jeweils acht Kanälen des Transientenrekorders gesichert werden. Abbildung 4.11 zeigt das Spannungs-Dehnungs-Diagramm des Versuchs, wobei drei unterschiedliche Bereiche markiert sind (Abb. 4.12: a, b, c), in denen jeweils 999 AE (vgl. Kap. 3.1.3, Dateikapazität des Schnellspeichers) detektiert werden. Beide Ortungsalgorithmen werden zur Berechnung der AE-Herde aus den Primärdaten des Transientenrekorders herangezogen.

Mithilfe des modifizierten Gauß-Algorithmus (kurz: Gauß-Methode) werden 1736 Emissionen, d.h. 56% der aufgezeichneten, "erfolgreich" geortet. Voraussetzungen für eine erfolgreiche Ortung sind mindestens vier bestimmbare Ersteinsatzzeiten. Des weiteren muß die zu ortende Emission nach Abbruch im lokal ersten Minimum und Einsatz des Abschwächungsvektors im Zylinderinnenraum liegen. Dabei wird eine homogene Geschwindigkeitsverteilung im Kern vorausgesetzt (Tab. 4.1a: $v_p=3.70$ km/s für Fb1) und der Korrekturvektor des Iterationsalgorithmus auf 20% der

möglichen Maximalkorrektur fixiert (Standard-Gauß-Ortung). Abbildung 4.12 zeigt das Ortungsergebnis für die drei Spannungsregime von Abbildung 4.11. Während im Bereich bis zur maximalen Bruchspannung (Abb. 4.11: Sektion *a*) zwei Emissions-Cluster dominieren (Abb. 4.12a), ist nach dem Spannungsabfall im Nachbruchbereich (Abb. 4.11: Sektionen *b* und *c*) nur noch eine weniger lokalisierte, diffuse AE-Wolke vorhanden (Abb. 4.12 b,c). Die Zahl der georteten Emissionen sinkt von 828 über 470 auf 420 für die Sektionen *a*, *b*, *c*. Dies kann durch den höheren Schädigungsgrad der Probe im Nachbruchbereich erklärt werden. Offene Dilatanzrisse dienen als Streuzentren für die ausgesandten elastischen Wellen.

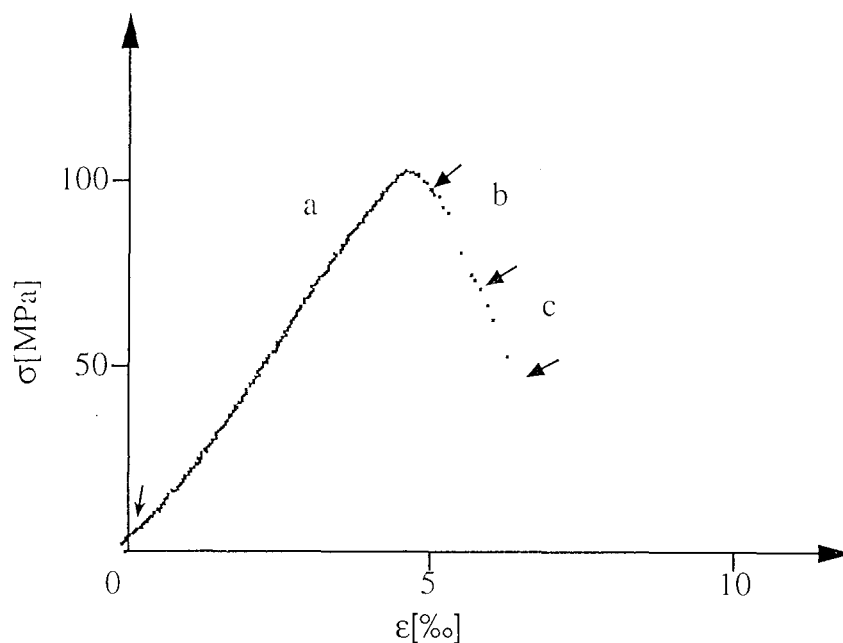


Abb. 4.11: Spannungs-Dehnungs-Diagramm von Sandstein Fb1 mit drei markierten Sektionen *a*, *b* und *c*, in denen jeweils 999 AE detektiert werden.

Vergleicht man die postulierte Spannungsverteilung im Gesteinskern vor dem Hauptbruch (Abb. 3.11a) mit den georteten Emissionen für diesen Bereich (Abb. 4.12a), so stellt man fest, daß die AE-Haufen an Orten erhöhter Spannungswerte auftreten. Das Doppelcluster-Phänomen untermauert folglich die Ausbildung zweier Bruchkonen im Gesteinskern bedingt durch Endflächenreibung und Materialkontrast (vgl. Kap. 3.3.1). Das Fehlen von AE am oberen und unteren Probenrand kann zwei Ursachen haben. Zum einen zeigt die Spannungsfeldanalyse von Kapitel 3.3.1, daß solche Emissionen durch lokale Druckspannungsgradienten am Probenrand unterdrückt werden. Zum zweiten haben Wellen, ausgehend von Emissionsherden am Probenrand, längere Laufwege zum Empfänger, so daß Streueffekte eine stärkere Abschwächung der Amplituden zur Folge haben.

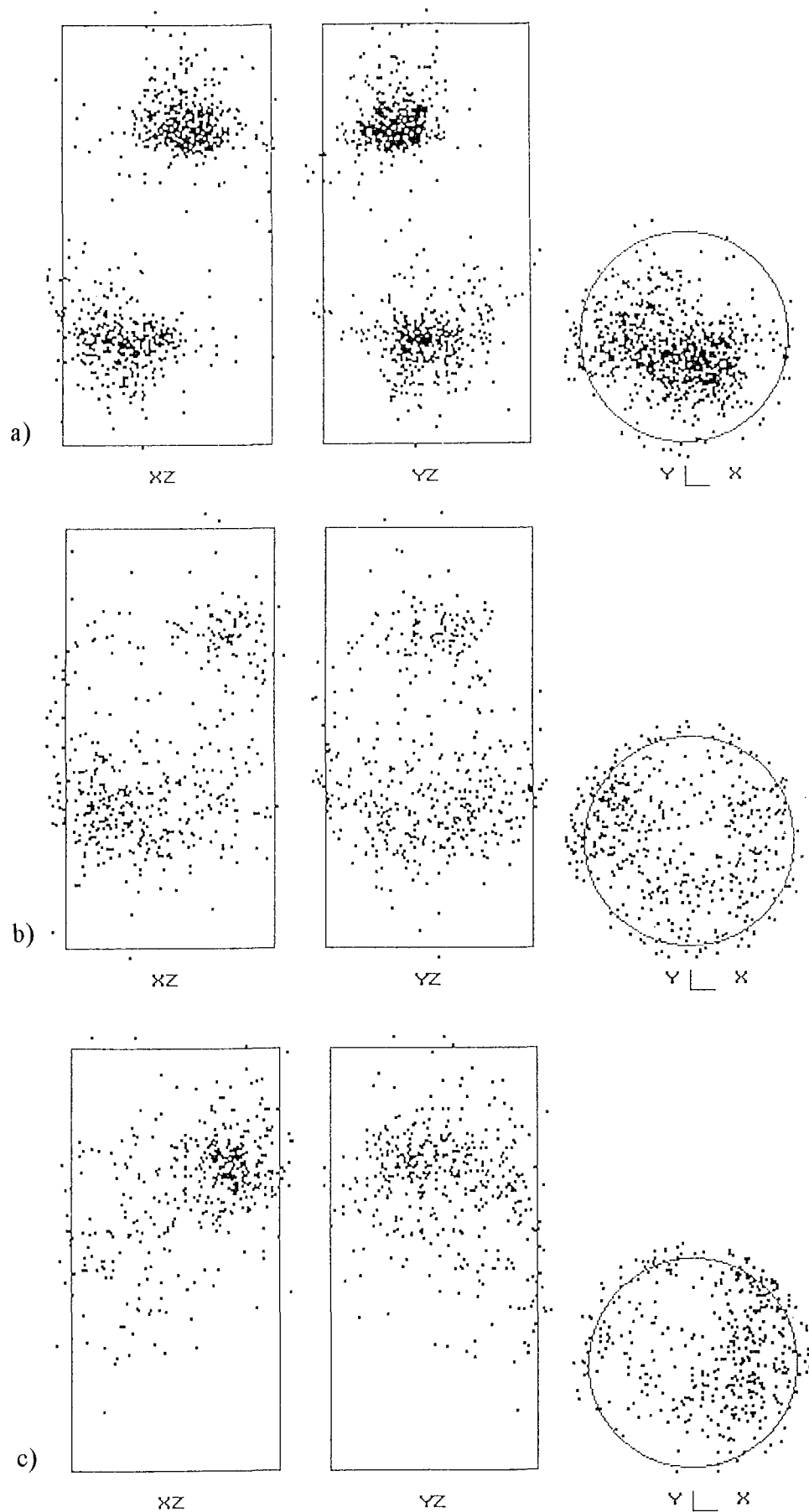


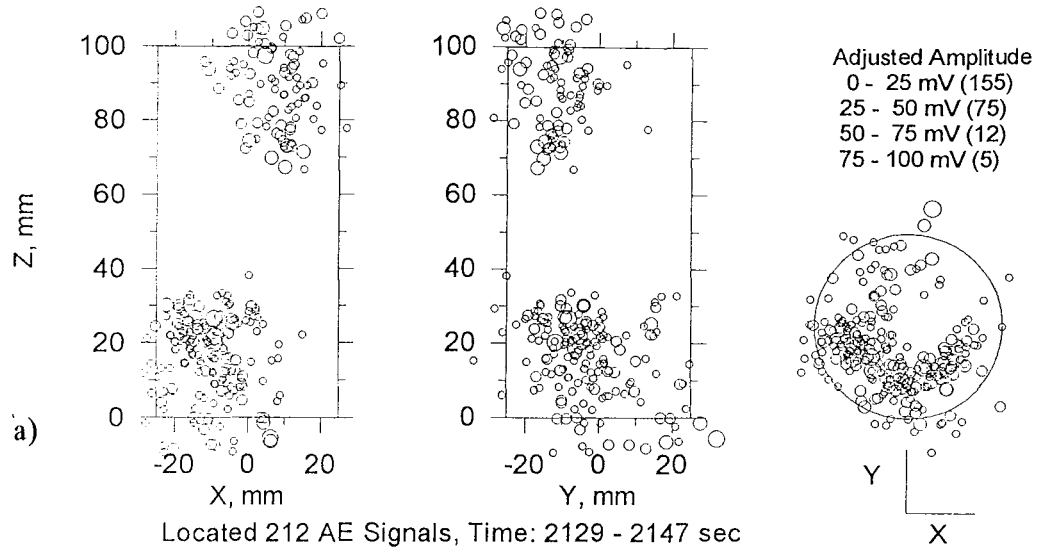
Abb. 4.12: AE-Hypozentren im symmetrisch belasteten Sandsteinzylinder Fb1 für die drei markierten Sektionen a , b und c von Abbildung 4.11. Die drei zweidimensionalen Projektionen der AE-Zentren (xz , yz , xy) ergeben sich aus den Daten der modifizierten Gauß-Methode (Wagner, Zang).

Zum Vergleich zeigt für dieses Beispiel Abbildung 4.13 die AE-Positionen berechnet mit der Simplex-Methode. Zwei Unterschiede sind evident. Erstens werden im Mittel nur 24% der detektierten AE mit der Simplex-Methode geortet. Zweitens ist die mittlere Lage der AE-Doppelcluster unterschiedlich. Zwar liefern beide Methoden den Übergang vom Doppelcluster zur diffusen AE-Wolke im Nachbruchbereich, das Doppelcluster, bestimmt mit der Simplex-Methode, liegt allerdings näher an den Probenrändern als das resultierend aus der Gauß-Methode (Abb. 4.12a und 4.13a). Eine Erklärung, abgesehen von Kontaktreibungsgleiten, steht für diese oberflächennahen AE noch aus. Neben der Ortsprojektion (Abb. 4.13: Kreiszentrum) wird auch die Stärke des Mikrobebens dargestellt (Abb. 4.13: Kreisdurchmesser). Als Bebenstärke wird die über acht Kanäle gemittelte normierte Herdampplitude A_0 benutzt (siehe Kap. 4.2.2). Die Mehrzahl der Amplitudenwerte bewegt sich im Intervall zwischen Null und 25 mV unabhängig vom Spannungsregime. Als Zusatzinformation in Abbildung 4.13 ist das Zeitintervall angegeben, innerhalb dessen jeweils 999 AE detektiert werden (Abb. 4.13 a: 1778 s, b: 18 s, c: 16s). Im Nachbruchbereich des Sandsteins liegt die AE-Rate folglich bei Werten über 60 AE pro Sekunde.

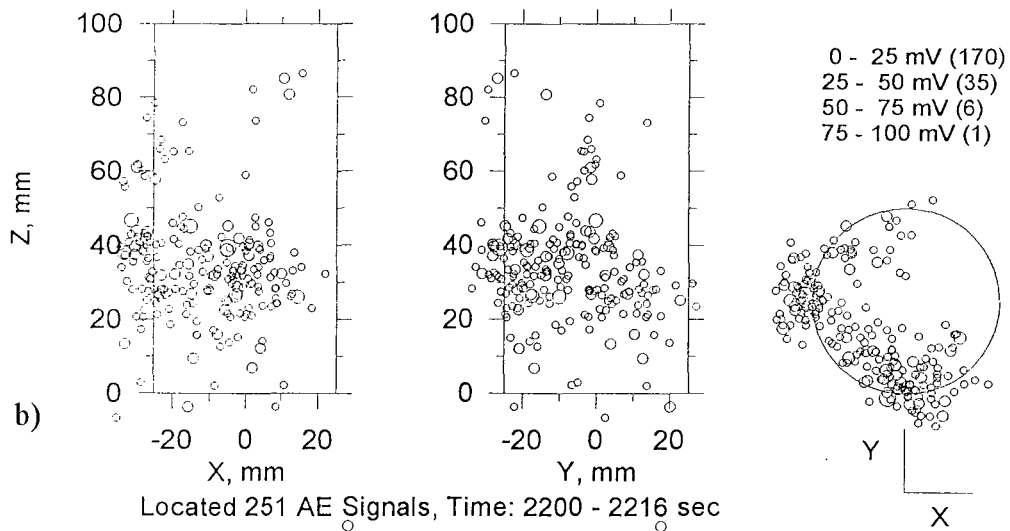
Als wichtig festzuhalten bleibt, daß beide Lokalisationsalgorithmen die Grobstruktur der Mikrobebenverteilung in Raum und Zeit (Doppelcluster mit subsequenter diffuser AE-Einzelwolke) erfassen, wobei die Emissionsausbeute bei der modifizierten Gauß-Methode mehr als doppelt so groß ist wie bei der Simplex-Methode. Der absolute Ortungsfehler eines 400 V Ultraschallpulses auf Sensor 1 liegt methodenunabhängig bei 3 mm. Reduziert man die Eingangsamplitude des Pulses mittels Schiebewiderstand (1 M Ω bis 1 k Ω), so ergeben sich bei der niedrigsten Eingangsamplitude Fehlortungen bis 15 mm. Mit solchen Fehlern ist bei der Ortung im Nachbruchbereich zu rechnen, wenn die vorhandenen Dilatanzbrüche die Erstamplituden der Schallwellen im Rauschpegel verschwinden lassen. Die Verteilung der AE-Orte unter Druck in Raum und Zeit ist identisch für Proben unterschiedlicher Wassersättigungsgrade (Zang et al. 1996). Mit der Gauß-Ortung sinkt im Mittel das Verhältnis von georteten zu detektierten AE in Sandstein, deformiert im Lastpfad *A-D*, von 0.37 für trockene, über 0.21 für partiell nasse, zu 0.13 für voll gesättigte Proben (Tab. 4.1a).

Zum Vergleich wird im Rahmen des Ortungsbeispiels 1 auch ein Granit behandelt. Wie aus Abbildung 4.8 ersichtlich, sind die Granite wesentlich emissionsfreudiger (da spröder) und bieten somit eine größere Datenbasis für Mikrobebenstudien in Raum und Zeit. Neben der AE-Standardortung wie im Fall des Sandsteins wird exemplarisch für den symmetrisch belasteten Granit Ag9w das Maß der AE-Korrelation quantifiziert. Gemäß Tabelle 4.1b stehen von den 10989 im Lastpfad *A-D* registrierten AE-Signalen hierzu 5036 zur Verfügung, die mit dem Gauß-Algorithmus erfolgreich geortet

Located 247 AE Signals of 999 (TRSDAT12 - 940720)
 Velocity 3.7 km/sec, Channels 1 - 8, Time: 298 - 2076 sec



Located 212 AE Signals, Time: 2129 - 2147 sec



Located 251 AE Signals, Time: 2200 - 2216 sec

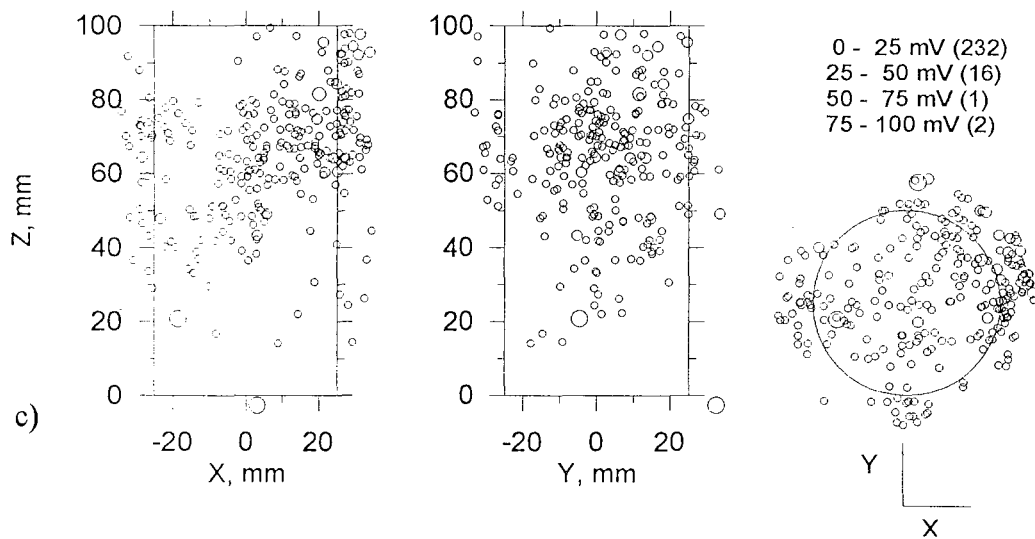


Abb. 4.13: Projektionen der AE-Hypozentren im druckbelasteten Sandsteinzylinder Fb1 berechnet mit der Simplex-Methode für die drei Sektionen a, b, c von Abbildung 4.11. Der Kreisdurchmesser, proportional zur normierten Herdampplitude, ist ein Maß für die Stärke des Mikrobebens (Stanchits).

wurden. Die erste Möglichkeit, die räumliche Bebenverteilung zu quantifizieren, bietet das Korrelationsintegral $C(r)$ definiert von Hirata et al. 1987 als

$$(4-2) \quad C(r) = \frac{2}{N(N-1)} N(R < r) \quad ,$$

wobei N die Anzahl der Hypozentren (p_1, p_2, \dots, p_N) ist. $N(R < r)$ steht für die Zahl der Bebenpaare (p_i, p_k), die weniger als einen Abstand r auseinanderliegen. Bedingt durch den Lokalisationsfehler und die Probengröße kann r zwischen 3 und 100 mm variieren. Für eine selbstähnliche Bebenverteilung ist $C(r)$ proportional zu r^D , wobei D als fraktale Dimension bezeichnet wird (Lei et al. 1992). Hohe $C(r)$ -Werte bedeuten hohe Korrelation von AE-Paaren in einer Kugel mit Radius $R < r$, wohingegen niedrige $C(r)$ -Werte für niedrige Korrelation im entsprechenden AE-Cluster sprechen. Um neben den Raumkoordinaten auch die Zeit mit in die Cluster-Analyse mit einzubinden, wird in (4-2) der Kugelradius auf $r=10$ mm fixiert und das Korrelationsintegral $C(r=10 \text{ mm})$ als Funktion der Zeit berechnet, wobei ein gleitendes Fenster von 50 AE über den Lokalisationsdatensatz "geschoben" wird (Begründung für $r=10$ mm siehe unten). Das Ergebnis dieser "Laufenden Cluster Analyse (current cluster analysis)" im Falle des symmetrisch belasteten Granits ist in Abbildung 4.14a zu sehen. Die höchsten Korrelationskoeffizienten ($C(r=10 \text{ mm})=0.25$) treten vor dem 5 MPa-Spannungsabfall bei 1050 s (17.5 min) auf. Dieser Vorbruch im weißen Granit wird auf Materialheterogenitäten zurückgeführt, die als Spannungskonzentratoren fungieren. Der maximale C -Wert vor dem eigentlichem Hauptbruch der Probe bei 1905 s (31.7 min), verbunden mit einem Spannungsabfall von 120 MPa, liegt bei 0.17. Im Nachbruchbereich fällt der C -Wert unter 0.05, womit analog zu den Sandsteinen die Entwicklung der diffusen AE-Wolke bestätigt wird. Die relative Variation der C -Werte unter Druck ist unabhängig vom Wassergehalt der Granite.

Die Korrelationsanalyse wird für alle Kerne von Tabelle 4.1 durchgeführt. Eingangs erfolgt eine Prüfung der $C(r)$ -Sensitivität hinsichtlich der verwandten AE-Zahl im gleitenden Fenster ($N=25, 50, 100$) und hinsichtlich der Korrelationskugelradien ($r=5, 10, 20$ mm). Als Standard wird der Fall $C(r=10 \text{ mm})$ mit 50 AE gewählt, da hier das Clustervolumen hinreichend klein ($\approx 2\%$) im Vergleich zum Objektvolumen (Gesteinszylinder) ist und der berechnete C -Wert in beide Richtungen ($C \rightarrow 0$ keine, $C \rightarrow 1$ maximale Korrelation) hinreichend Entfaltungsmöglichkeiten besitzt. Mittelwerte des maximalen Standard-Korrelationskoeffizienten ($C(r=10 \text{ mm})$ mit 50 AE) sind 0.25 ± 0.01 für den trockenen sowie 0.18 ± 0.02 für den nassen roten und weißen Granit. Die exemplarische Clusteranalyse für den symmetrisch belasteten Sandstein Fb2 in Abbildung 4.14b zeigt ebenfalls einen deutlichen Abfall der C -Werte von 0.17 auf unter

0.05 im Nachbruchbereich. Die Delokalisierung der AE in diesem Bereich ist somit unabhängig vom Gesteinstyp. Gemittelt erhält man für Sandstein unter symmetrischer Last senkrecht zur Schichtung einen maximalen Korrelationskoeffizienten von 0.23 ± 0.08 für trockene, 0.16 ± 0.04 für partiell nasse und 0.06 ± 0.01 für voll gesättigte Kerne.

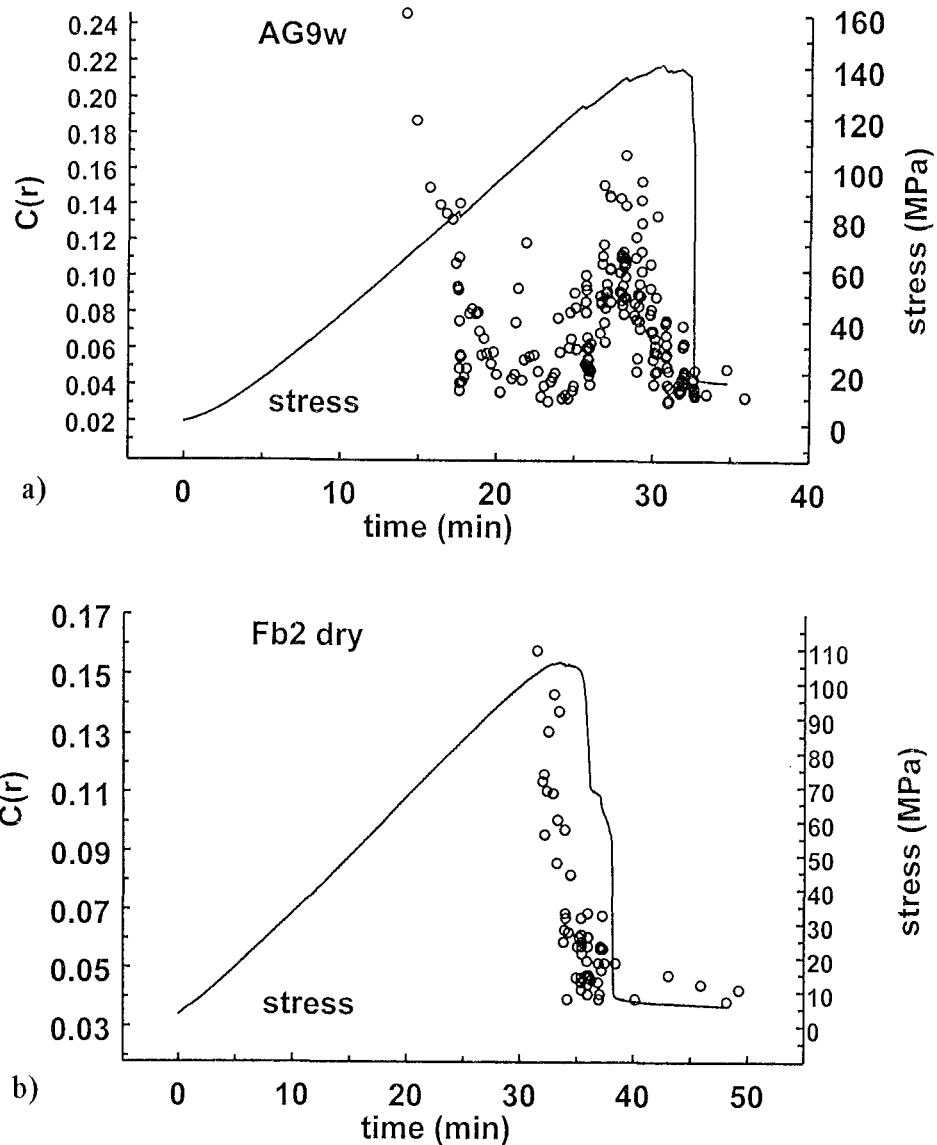


Abb. 4.14: Wert des modifizierten Korrelationsintegrals $C(r=10 \text{ mm})$ als Funktion der Zeit im Vergleich zur Spannungs-Zeit-Kurve für (a) den symmetrisch belasteten Granit Ag9w und (b) den symmetrisch belasteten Sandstein Fb2 (Wagner, Zang).

Als zweite Methode zur Bebenortsanalyse werden Kumulativ-Koordinaten eingesetzt. Hierbei summiert man die Ortskoordinaten aller Mikrobeben bezogen auf das Zylinderzentrum und trägt sie in einem Ortsquader als Funktion der Zeit auf $(x_{cum}, y_{cum}, z_{cum}, t)$. In Abbildung 4.15 ist für den Granit Ag9w die Spur der kumulativen Koordinaten für die Versuchszeit $t=0$ (Ursprung) bis zur Zeit $t=1075 \text{ s}$ zu sehen. In diesem Zeitfenster findet der Vorbruch statt (vgl. Abb. 4.14a: $t=17.5 \text{ min}=1050 \text{ s}$). Die

Spur der Kumulativ-Koordinaten weist an dieser Stelle einen markanten Wendepunkt auf. Hieraus lassen sich Schlüsse ziehen über das Wandern der Emissions-Cluster als Funktion der Zeit. Im Beispiel Ag9w wandern die AE beim Vorbruch der Probe von der oberen Zylinderhälfte in die untere Zylinderhälfte und zwar vom ersten in den vierten Quadranten der xy-Ebene. Der Raum in Abbildung 4.15 ist ein abstrakter vierdimensionaler (x_{cum} , y_{cum} , z_{cum} , t); er ist nicht gleichzusetzen mit dem Realraum "Gesteinszylinder" und der darin enthaltenen AE-Positionen (vgl. Abb. 4.12 und 4.13).

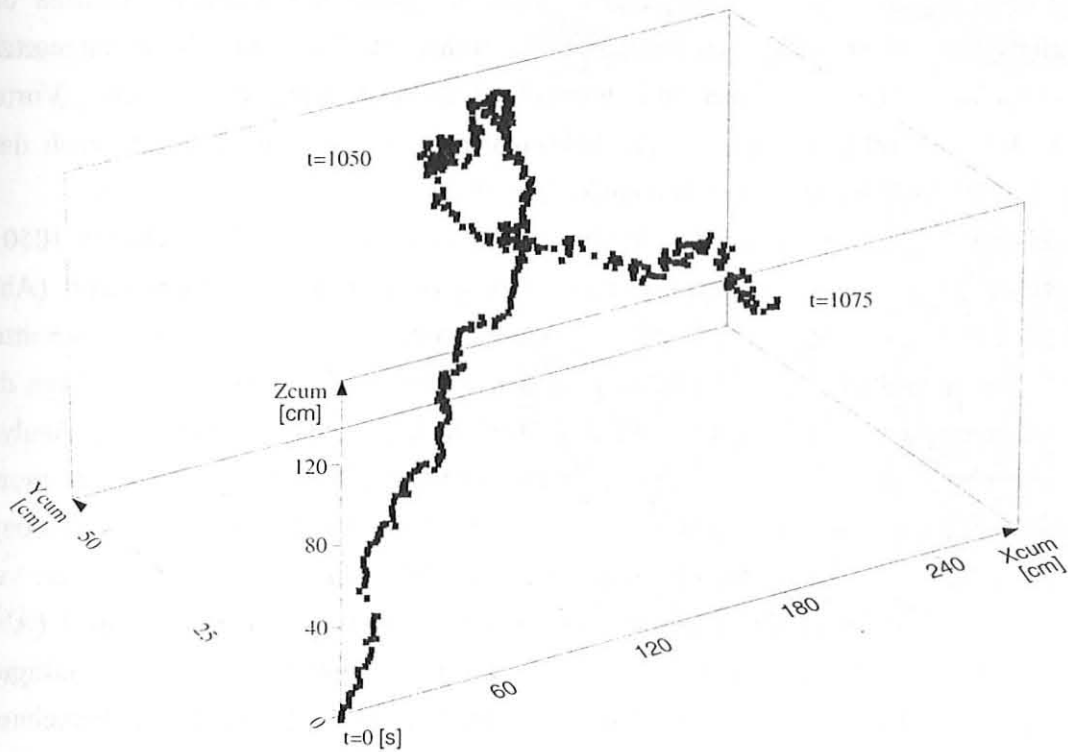


Abb. 4.15: Kumulative AE-Ortskoordinaten der druckbelasteten Granitprobe Ag9w von der Zeit $t=0$ s bis zu $t=1075$ s, wobei sich der Vorbruch bei $t=1050$ s durch einen markanten Wendepunkt auszeichnet.

Als dritte Methode zur Analyse der Mikrobebenverteilung wird das "Seismolap-Verfahren" (Zschau 1996) eingesetzt. Der Seismolap-Parameter quantifiziert die räumliche Konzentration der Mikrobeben über ein künstlich eingeführtes Überlappvolumen. Jedes Beben erhält ein Würfelvolumen, das sich mit dem benachbarter Beben überlappen kann (Überlappvolumen). Clusterbildung von Beben äußert sich in großen Überlappvolumina (\equiv Seismolap 1); homogen verteilte Beben sorgen für niedrige Seismolap-Werte (ähnlich den Korrelationswerten der ersten Methode). Durch Superposition von vierdimensionalen "Zeit-Kuben" wird neben der räumlichen ebenfalls die zeitliche Häufung der Beben im Seismolap-Algorithmus mit berücksichtigt (\equiv Seismolap 2). Mikrobeben, die räumlich nahe beieinander liegen und zeitlich in kurzen Abständen aufeinanderfolgen sorgen für die höchsten Seismolap-Werte; entsprechend

liefern weit voneinander entfernte Beben mit niedriger Wiederholffrequenz einen niedrigen Wert. Ein starker Anstieg im Seismolap-Wert eines Referenzpunktes im Beobachtungsgebiet wird als möglicher Vorläufer von großen Ereignissen gedeutet (Zschau 1996).

Die Seismolap-Arbeitsgruppe von Prof. Dr. J. Zschau (GFZ-Projektbereich 2.2) erhält zur Analyse den Mikrobebenkatalog der modifizierten Gauß-Ortung von Versuch 960312. Neben Zeit und Ort des Bebens wird ebenfalls ein Magnitudenmaß mitgeliefert. Als Magnitudenäquivalent wird die gemittelte Maximalamplitude der Ereignisse benutzt (vgl. Kap. 4.2.2). Die bisher im Krustenmaßstab eingesetzte Seismolap-Methode wird hier im Labormaßstab an Gesteinszylindern getestet. Vorteil ist, daß die Frakturmuster, die die Mikrobeben im Gestein zurücklassen, nach dem Experiment zur Verfügung stehen (siehe Kap. 4.3).

In drei Zeitintervallen um den Vorbruch des Granits bei der Versuchszeit 1050 s werden die georteten AE-Hyozentren (Abb. 4.16 a-c) dem Seismolap-Wert (Abb. 4.16 d-f) gegenübergestellt. Wie zu erwarten, korreliert in den *xy*- und *xz*-Schnitten des Gesteinszylinders hohes Überlappvolumen (Abb. 4.16 d-f: rot) mit der Lage der Emissionszentren in den jeweiligen Zeitintervallen. Die "Kunst" der Seismolap-Analyse besteht nun darin, aus den Abbildungen 4.16d-f die Region der stärksten raumzeitlichen Variation herauszufiltern. Dies ist gemäß W. Welle (mündliche Mitteilung) der Punkt $P(-20,-5,65)$ mm im Gesteinszylinder. Für diesen Ort wird der Wert von Seismolap 1 (Abb. 4.17a: Überlappvolumen) und der Wert von Seismolap 2 (Abb. 4.17b: Maß für die zeitliche Korrelation der Beben) als Funktion der Zeit aufgetragen. Etwa 50 Sekunden vor dem Vorbruch im Granit ($t=1000$ s) erreicht das berechnete Überlappvolumen (Abb. 4.17a) einen Minimalwert und die seismische Ruhe einen Maximalwert (Abb. 4.17b). Das Überlappvolumen wächst kurzfristig vor dem Bruch bei $t=1050$ s an (Abb. 4.17a), während sich das Phänomen der seismischen Ruhe bereits längerfristig (50 s im Labormaßstab) vor dem Bruch ausbildet (Abb. 4.17b). Der mit Seismolap vorausgesagte Ort des Bruchs ist folglich $P(-20,-5,65)$ mm und die zugehörige Versuchszeit 1050 s. Magnitudenvorhersagen sind bisher nicht möglich. Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.17c die Emissionsrate der detektierten AE. Die Maximalrate von 26 AE pro Sekunde liegt bei $t=1060$ s. Die in diesem Abschnitt getroffenen Bruchvorhersagen werden in Kapitel 4.3 mit den beobachteten Rißmustern im Granitkern verglichen.

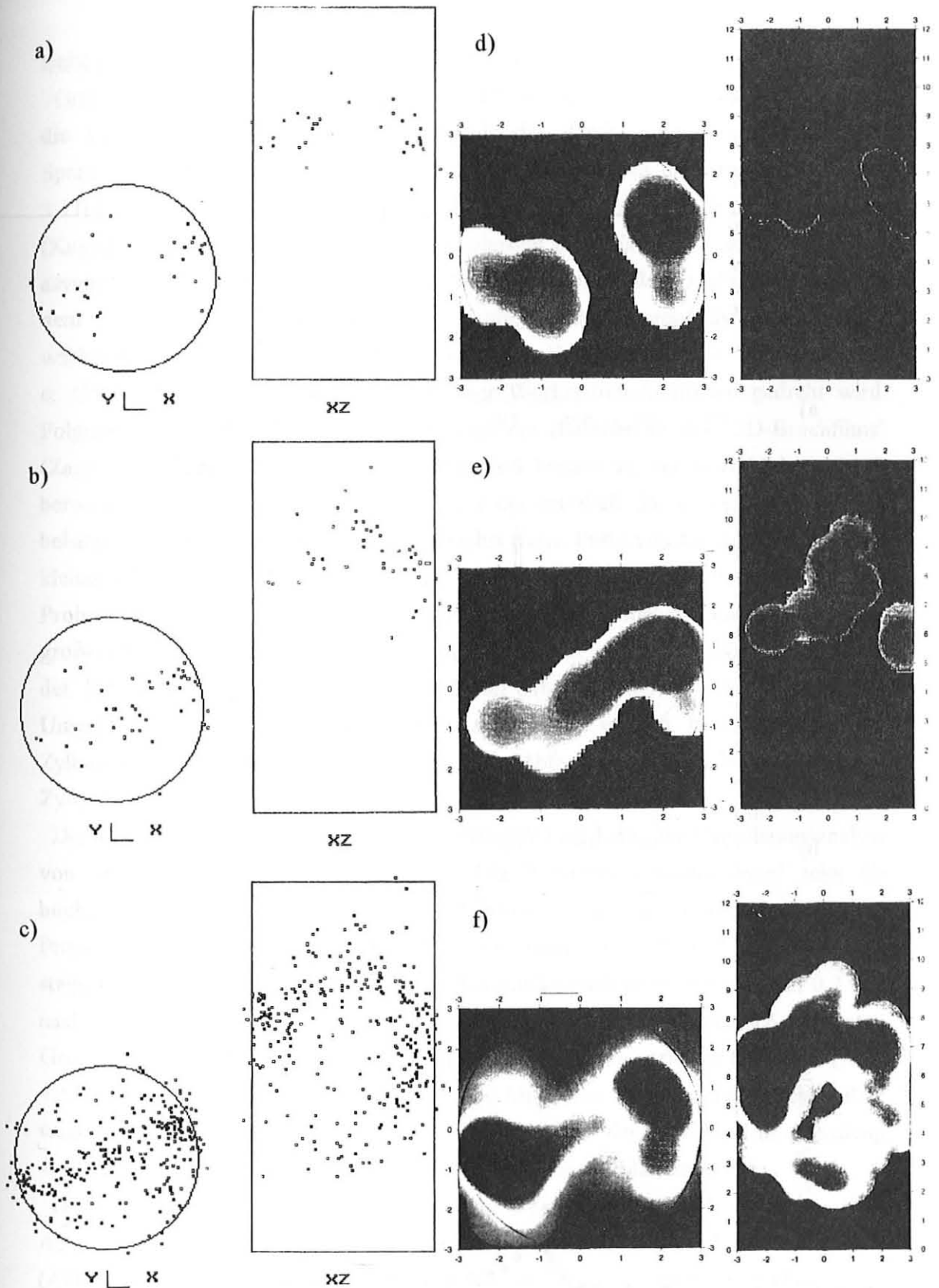


Abb. 4.16: Emissionshypozentren in einem symmetrisch druckbelasteten Granitzylinder (Wagner, Zang) für drei Zeitintervalle (a) $890 < t \leq 950$ s, (b) $940 < t \leq 1000$ s und (c) $1000 < t \leq 1060$ s im Vergleich zum Seismolap-Wert (Welle, Zschau) für dieselben drei Zeitintervalle (d,e,f).

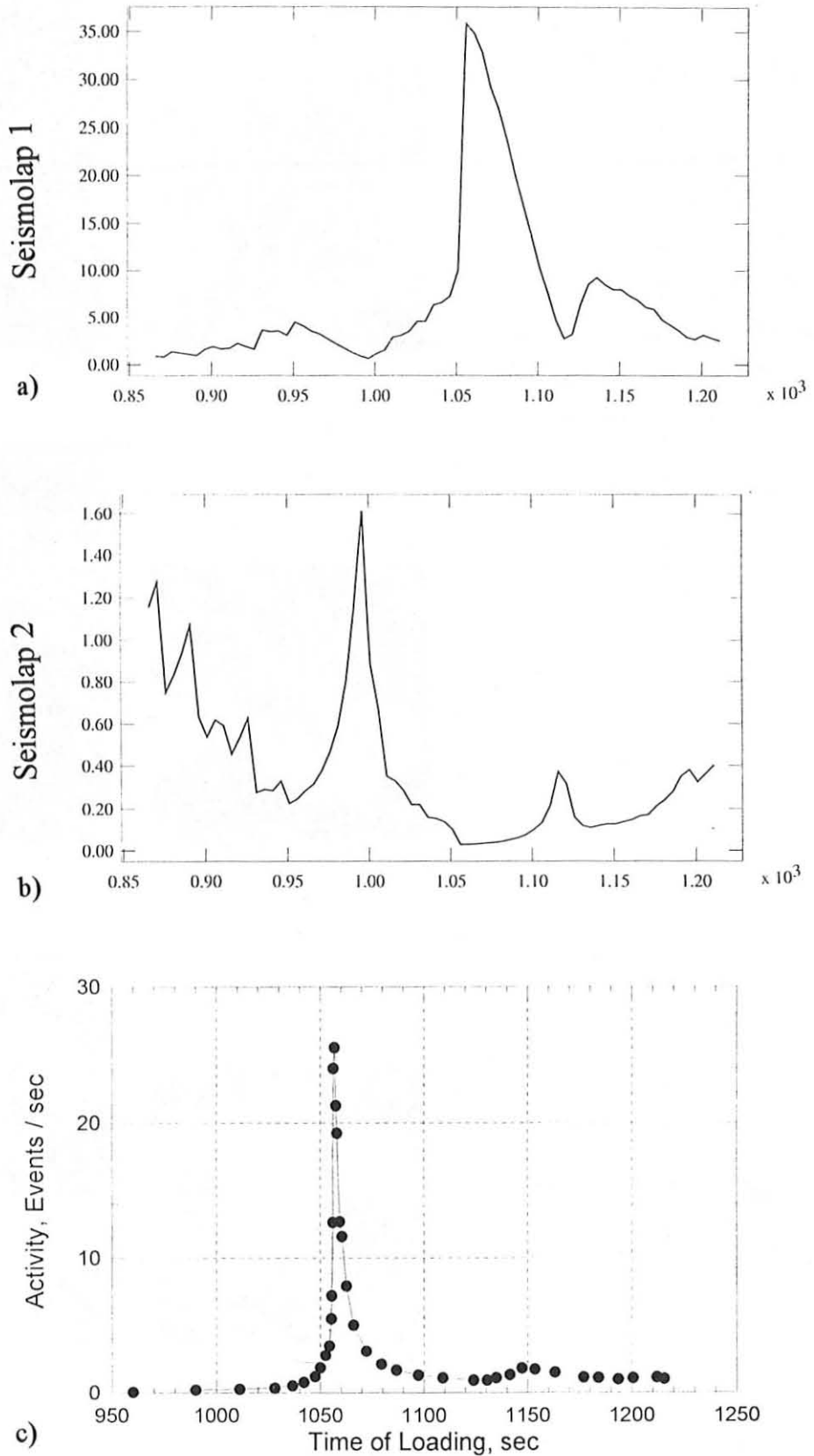


Abb. 4.17: Werte von Seismolap 1 (a) und Seismolap 2 (b) im Punkt P(-20,-5,65) mm des Gesteinszylinders im Vergleich zur Emissionsrate (c) als Funktion der Zeit im Granit-Bruchexperiment.

Beispiel 2: asymmetrische Last auf Granitzylinder

Grund für den Test der Lokalisationsalgorithmen bei asymmetrischer Drucklast auf die Granitzylinder ist die genaue Kenntnis des damit verbundenen anisotropen Spannungsfeldes (Abb. 3.13) und der zu erwartende Verlauf des Primärrisses (Abb. 3.11b). Analog zum ersten Ortungsbeispiel sind in Abbildung 4.18 die Mikrobebenorte (Kugelposition) und die Bebenstärke (Kugelgröße bzw. Farbe) für drei Stadien des asymmetrischen Rißwachstums zu sehen. Die Visualisierung der Ergebnisse erfolgt mit dem Datensatz der modifizierten Gauß-Ortung, wobei zwecks dynamischer Rißwachstumsstudie die Zahl der AE kontinuierlich erhöht (Abb. 4.18a: $N=150$, b: $N=250$, c: $N=500$) und der Gesteinszylinder in einer Workstation-Animation gedreht wird. Folgende Schlußfolgerungen lassen sich nach der Betrachtung des "3D-Bruchfilms" (Zang 1995, Maus 1996) ziehen. Der Primärriß beginnt an der in Abbildung 3.11b berechneten Spannungskonzentration etwa 2 cm unterhalb der oberen asymmetrisch belasteten Zylinderfläche zu wachsen. Zunächst treten Pulks von Emissionszentren mit kleinen Amplituden (<10 mV) auf (Abb. 4.18a). Den Ultraschallpuls in der unteren Probenhälfte ausgenommen, folgen im Zentrum von Mikrobeben-Clustern Ereignisse großer (50 mV) Amplitude (Abb. 4.18b,c). Übertragen auf den physikalischen Prozeß der Rißbildung heißt dies, daß große Risse durch Wolken kleiner Risse in der Umgebung des zukünftigen großen Risses angekündigt werden. Nach Abspalten der Zylinderecke durch den Primärriß (Abb. 3.11b, Abb. 4.18c), treten im verbleibenden Zylinderstumpf verstärkt AE auf.

Der gesamte Bruchprozeß unter asymmetrischer Last kann der Korrelationsanalyse von Abbildung 4.19 entnommen werden. Die "Laufende Clusteranalyse" zeigt die höchsten Korrelationswerte ($C(r=10\text{mm})=0.34$) beim Abplatzen der Ecke während des Primärbruchs ($t=855$ s = 14.25 min). Vor dem Hauptbruch ($t=1635$ s = 27.25 min) steigt der C -Wert auf 0.3 an und fällt im Postbruchbereich in zwei Stufen auf 0.2 und nachfolgend 0.1 ab. Man beachte, daß die C -Werte beim asymmetrisch belasteten Granit absolut gesehen höher liegen als beim Granit mit symmetrischer Drucklast (Abb. 4.14a), was mit der höheren Korrelation der Mikrorisse beim asymmetrischen Rißwachstum zu begründen ist. Ebenfalls unterscheidet sich der Kraftabfall in Abbildung 4.19 (zweistufig) von dem Spannungsabfall in Abbildung 4.14a (einstufig).

Die kumulativen Koordinaten von 999 AE, die den Primärbruch enthalten, zeigt Abbildung 4.20. Sowohl die Gauß-Lösung (Abb. 4.20a) als auch das Simplex-Ergebnis (Abb. 4.20b) zeigen zunächst eine Häufung von AE im zweiten und dritten Quadranten der oberen Zylinderhälfte ($x_{cum} < 0$, $y_{cum} < 0$, $z_{cum} > 0$, $t < 855$ s) genau dort, wo die Spannungskonzentration auftritt. Nachfolgend migriert die Mehrzahl der Emissionsorte nach unten (Primärbruchwachstum), um sich nach der Rißbildung wieder in der oberen Zylinderstumpfhälfte zu sammeln. Beide Lokalisationsalgorithmen erfassen auch im

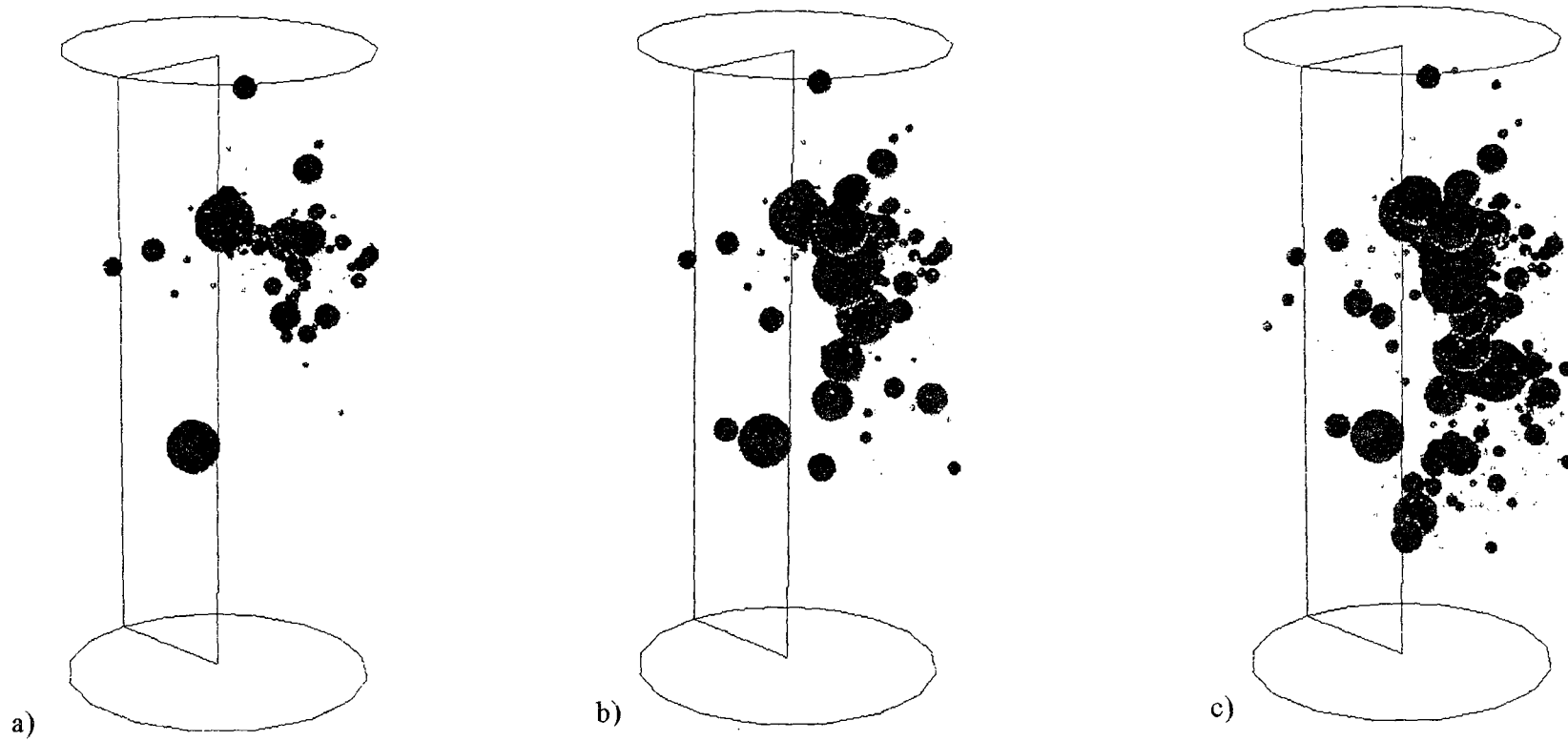


Abb. 4.18: Visualisierung der AE-Orte (Kugelposition) und AE-Stärke (Kugelgröße bzw. Farbe) bei der asymmetrischen Belastung des Granits Ag5w für drei Zeitschnitte mit (a) 150, (b) 250 und (c) 500 AE.

Fall der asymmetrischen Last die wesentlichen Merkmale des Bruchprozesses.

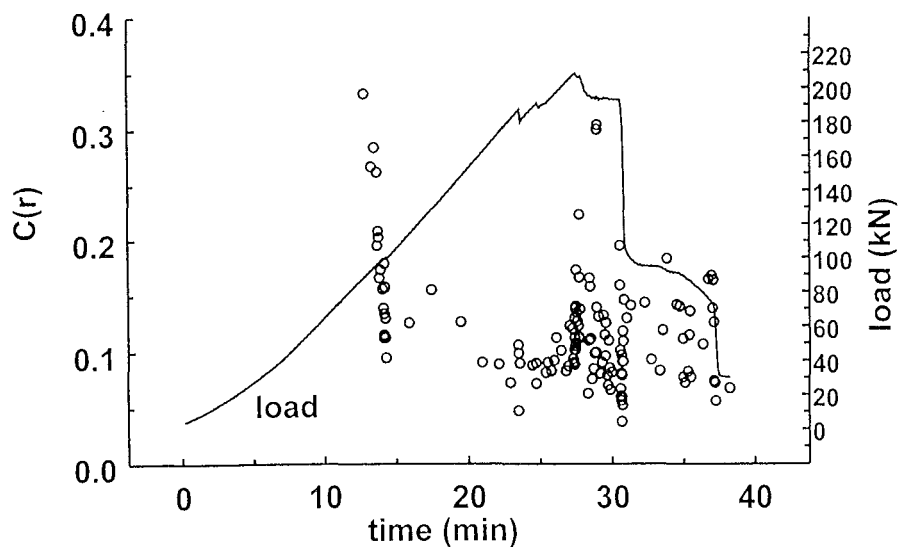


Abb. 4.19: Wert des Korrelationsintegrals ($C(r=10 \text{ mm})$ bei 50 AE) und der Kraft als Funktion der Zeit für den asymmetrisch belasteten Granit Ag5w.

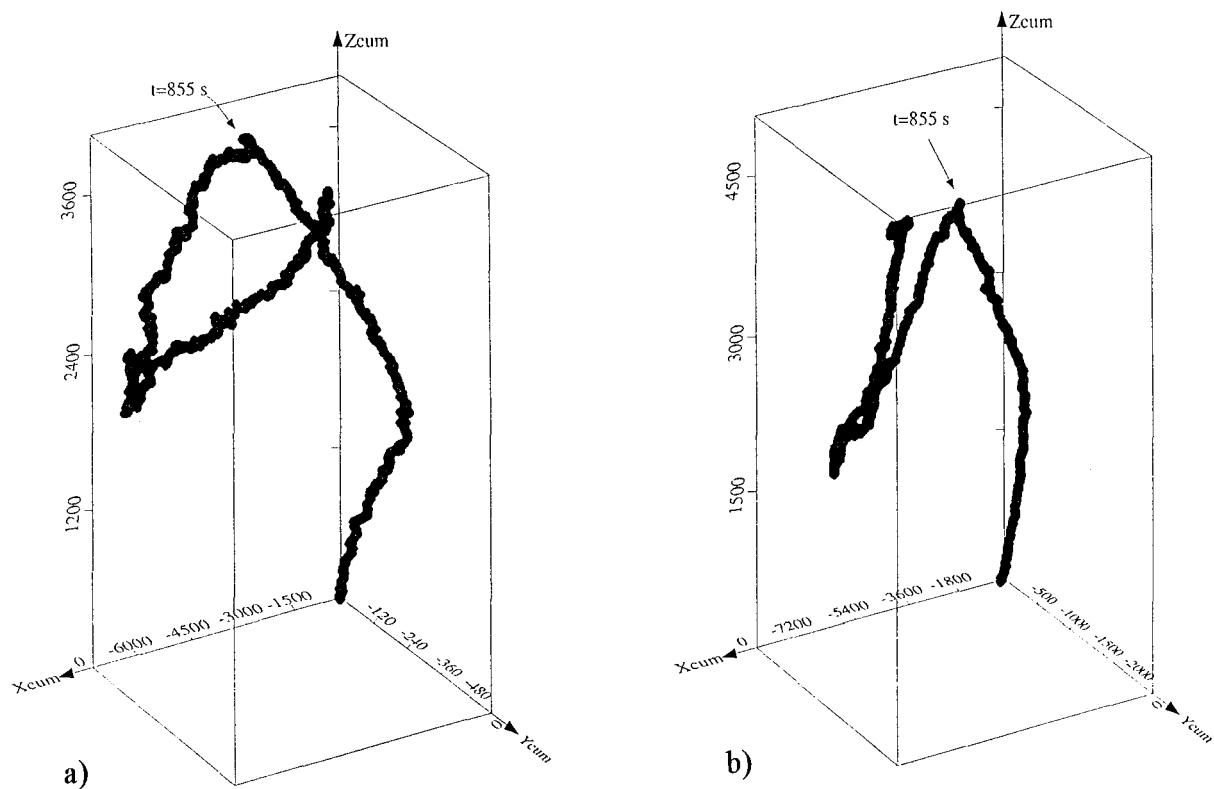


Abb. 4.20: Kumulative AE-Ortskoordinaten der asymmetrisch belasteten Granitprobe Ag5w berechnet aus dem Datensatz der Gauß-Methode (a) und dem der Simplex-Methode (b). Die Zeit beim Beginn des Primärbruchs ist mit einem Pfeil markiert.

Für beide Datensätze in Abbildung 4.20 sind in Abbildung 4.21 die Ortungsresiduen in Abhängigkeit von der maximalen Emissionsamplitude aufgetragen. Beide Größen, das Zeitresiduum der Gauß-Ortung (Abb. 4.21a) und das Simplex-Ortsresiduum (Abb. 4.21b) zeigen größere Werte bei niedrigen AE-Amplituden. Bei einer Geschwindigkeit von 5 km/s entspricht ein Ortsresiduum von 5 mm einem Zeitresiduum von 1 μ s. Als Zeitresiduum (analog Ortsresiduum) wird die Restlaufzeit bezeichnet, die bei der letzten Iteration des Gauß-Algorithmus übrig bleibt. Das Zeitresiduum ist somit die Laufzeitdifferenz der aus den Meßdaten gepickten Ersteinsätze und der berechneten Laufzeit der Welle vom mutmaßlichen AE-Ort zum Empfänger auf acht Kanälen. Orts- oder Zeitresiduen (Abb. 4.21) sind folglich nicht direkt zu vergleichen mit dem oben erwähnten absoluten Ortungsfehler z.B. von 3 mm beim 400 V Ultraschallpuls. Ortsresiduen von 100 mm in Abbildung 4.21b können durchaus absolute Ortungsfehler unterhalb von 3 mm besitzen.

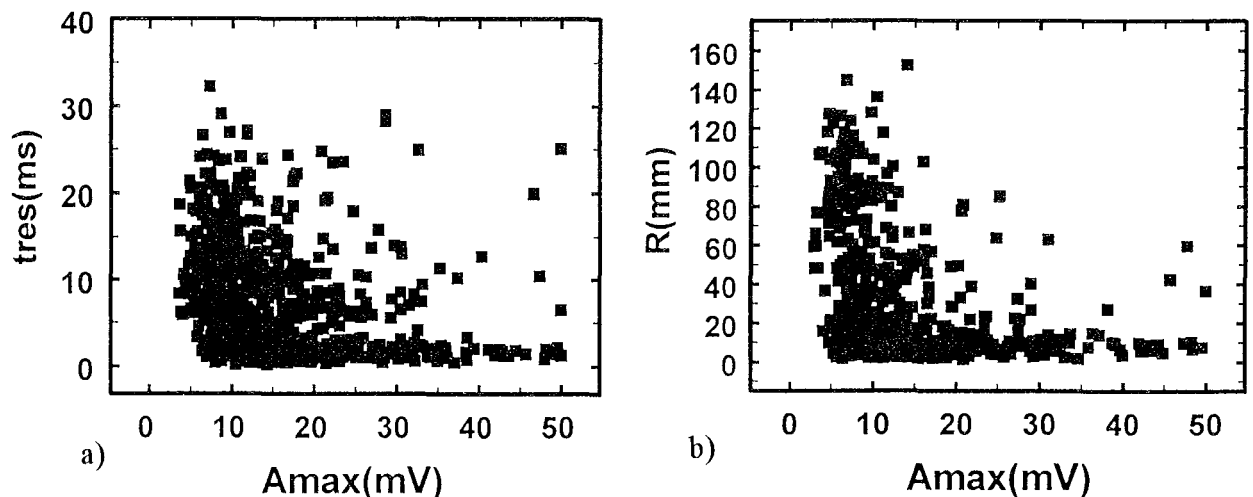


Abb. 4.21: Gauß-Zeitresiduen (a) und Simplex-Ortsresiduen (b) als Funktion der AE-Maximalamplituden für die 999 AE von Abbildung 4.20.

Beispiel 3: symmetrische Last bei geneigter Sandsteinschichtung

Mit dem letzten Ortungsbeispiel (Abb. 4.2: 45°-Fall) wird demonstriert, wie bei Unkenntnis des Spannungsfeldes die Mikrobebenverteilung im Gesteinszylinder Aussagen über die Bruchinitiierung und -ausbreitung liefern kann. Hierzu zeigt Abbildung 4.22 die ersten 268 Emissionsorte bei Belastung des Sandsteins Fb2xz. In den Schnittbildern xz und yz erkennt man eine Konzentration von AE-Zentren längs belasteter Schichtebenen des Sandsteins. Das primäre AE-Cluster am linken oberen Probenende deutet auf eine Bruchinitiierung hin, und zwar dort, wo die seismisch aktive Schichtebene den Zylindermantel schneidet. Das sekundäre AE-Cluster deutet auf die Aktivierung einer zweiten benachbarten Schichtebene unter Last hin. Der Bruch von Fb2xz wird mithilfe der Mikrobebenanalyse folglich als Vielfach-Scherprozeß auf

mehreren geneigten Schichtbahnen erkannt, wobei jede Einzelschichtscherung mit Emissionsbursts von 10 bis 20 AE pro Sekunde begleitet wird. Mittels der Clusteranalyse von Abbildung 4.22 kann folglich der Spannungszustand in der Probe vor, während und nach den Schichtscherungen nachgezeichnet werden. Man beachte, daß AE nur bruchhafte Verformung im Gestein nachzeichnen. Bei einer anisotropen Probe ist der Schritt von aufgebrachter Spannung zu interner Verformungslokalisierung nicht trivial.

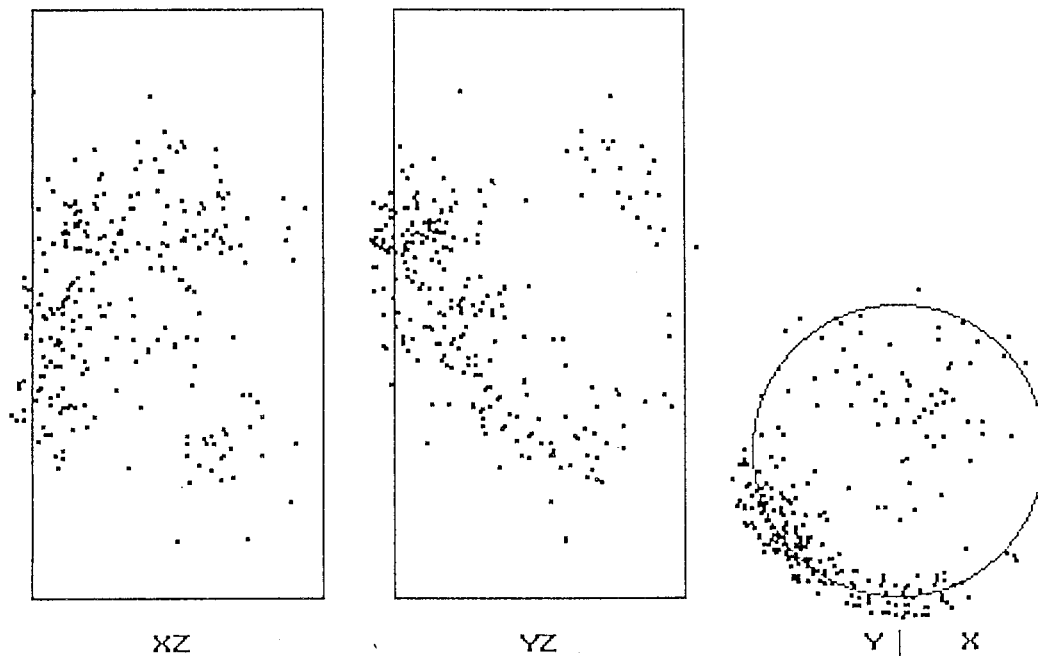


Abb. 4.22: Orte von 268 AE beim Bruch eines symmetrisch belasteten Sandsteins, dessen Schichtflächen 45 Grad zur Vertikallast geneigt sind.

4.2.2 Amplituden und ihre Häufigkeitsverteilung

Neben der in Kapitel 2 eingeführten Erstamplitude A_I und Maximalamplitude A_{max} (vgl. Abb. 2.3), werden in diesem Abschnitt die Mittelwerte \bar{A}_I und \bar{A}_{max} benutzt. Die Mittelung erfolgt über alle Signalamplituden eines einzelnen AE-Ereignisses. Damit wird jedem Einzelereignis eine Mikrobebenstärke (Magnitudenäquivalent) zugeordnet. Als drittes Stärkemaß der Beben wird die normierte Herdamplitude A_o betrachtet. Zur Berechnung der mittleren normierten Herdamplitude \bar{A}_o wird gemäß Abbildung 4.23 auf der Referenzkugel (Radius 10 mm) um den AE-Herd die laufwegkorrigierte Maximalamplitude aller zur Ortung benutzten Kanäle addiert und auf die Kanalanzahl k bezogen. Es gilt (Stanchits):

$$(4-3) \quad \bar{A}_o := \sqrt{\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \left(\frac{r_i}{10} A_{max}^i \right)^2}; \quad r_i \text{ [mm]}$$

wobei r_i der Abstand von der Quelle zum i -ten Sensor ist. Für das Ortungsbeispiel 2 von Kapitel 4.2.1 sind in Abbildung 4.24 die drei unterschiedlichen Amplitudenmittelwerte \bar{A}_I , \bar{A}_{max} und \bar{A}_O als Funktion der Zeit gemeinsam mit der Kraft aufgetragen, wobei eine Beschränkung auf die ersten 999 AE erfolgt. Deutlich zu erkennen ist der Amplitudenanstieg beim ersten ($t=855$ s) und zweiten Vorbruch ($t=1405$ s) unabhängig vom gewählten Amplitudenmaß. Betrachtet man die maximale Herdampplitude (250 mV) als Referenzwert, so ist der entsprechende \bar{A}_{max} -Wert um den Faktor 5 und der entsprechende \bar{A}_I -Wert um den Faktor 15 kleiner. Am aussagekräftigsten für den Herdprozeß sind \bar{A}_I und \bar{A}_O . \bar{A}_I stellt eine "Jungfernamplitude" dar, die frei von Probenrandreflexionen ist. In \bar{A}_O wird der laufwegbedingten Amplitudenabnahme (siehe $F(r)$ in (2-1)) Rechnung getragen.

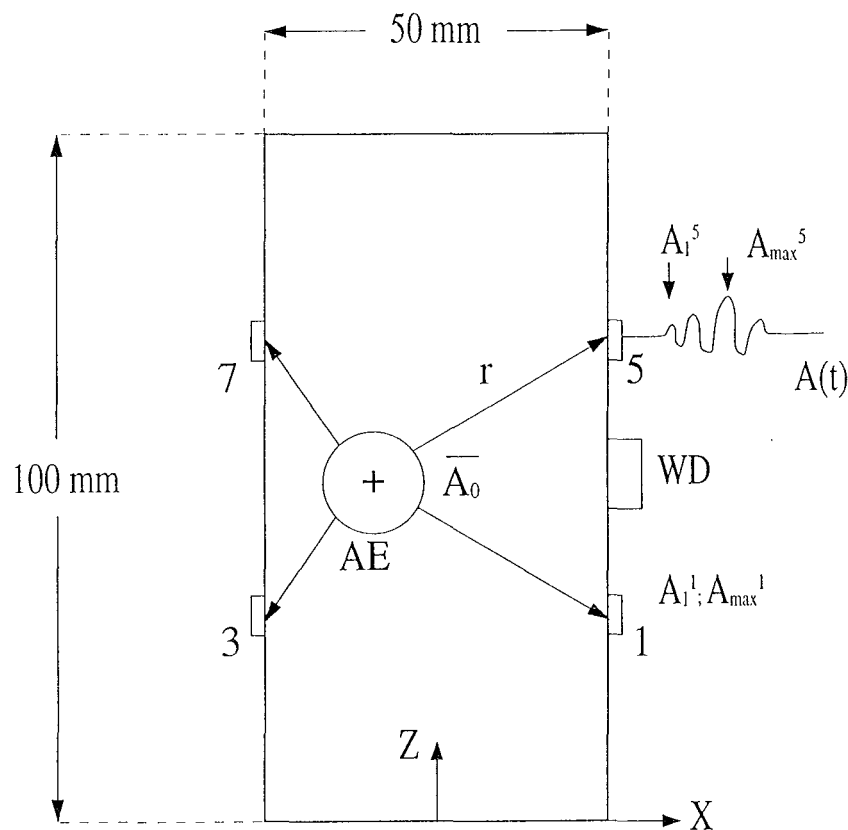


Abb. 4.23: Die Referenzkugel um den AE-Herd ist notwendig, um die mittlere Herdampplitude aus der an den Sensoren detektierten Maximalampplitude zu berechnen.

Das Ergebnis der Ersteinatzanalyse für einen Sandstein zeigt Abbildung 4.25. Für die trockene Probe Fb2 ist die Erstamplitude gegen die Dauer der ersten Halbschwingung aufgetragen. Erstamplituden kleiner als Null korrespondieren mit Kompressionspulsen (P^-), solche größer als Null mit Dilatationspulsen (P^+). Kleine Erstamplituden ($< \pm 10$ mV) mit niedriger Erstpulsdauer ($< 5 \mu s$) dominieren den Lastpfad A-B (Abb. 4.25a) sowie den Bruchspannungsbereich B (Abb. 4.25b). Große Amplituden (bis zu ± 50

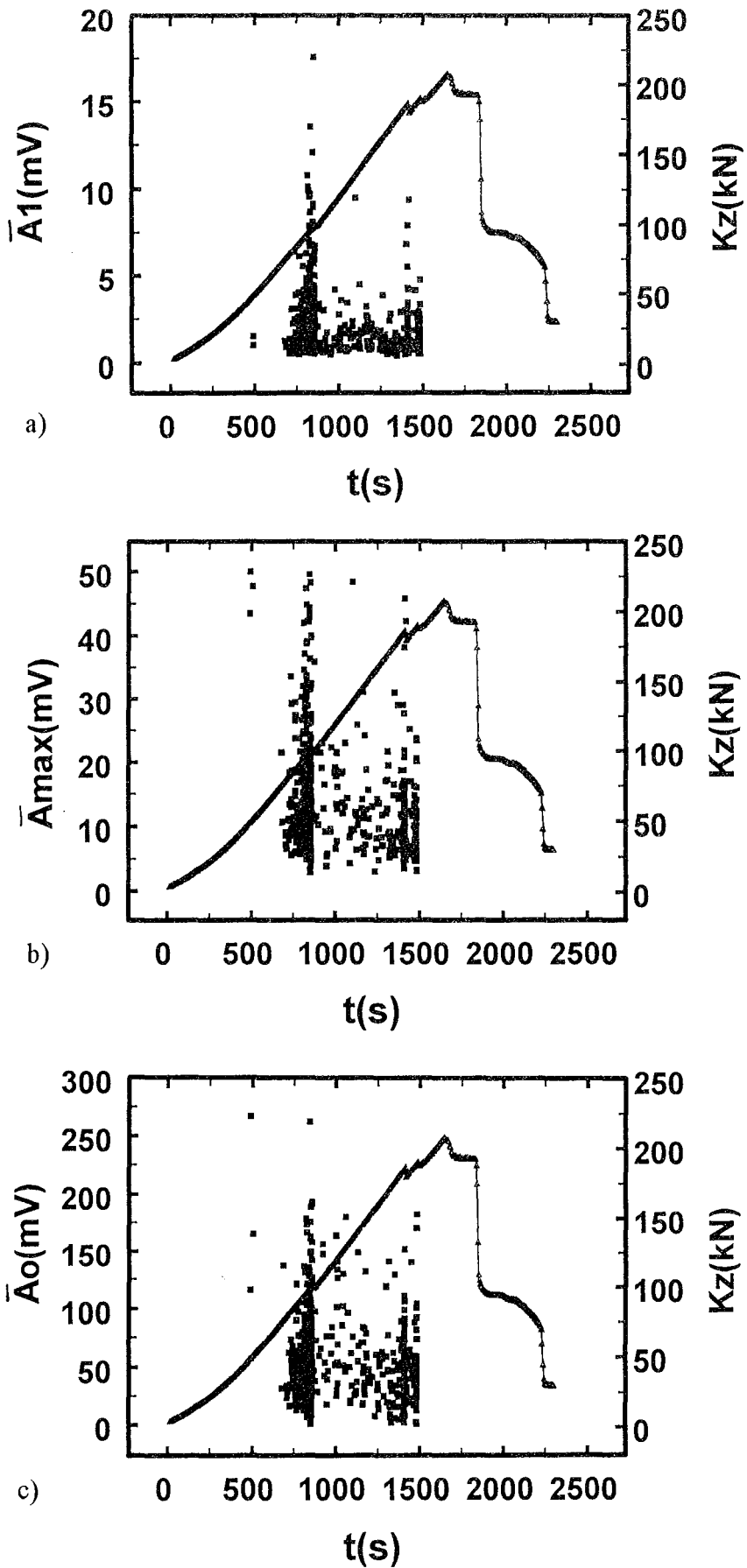


Abb. 4.24: Mittlere Erstamplituden (a), mittlere Maximalamplituden (b) und mittlere Herdampplituden (c) als Funktion der Versuchszeit beim asymmetrisch druckbelasteten Granit Ag5w für die ersten 999 AE-Ereignisse.

mV) mit langer Erstpulsdauer (bis 70 μs) treten im Lastpfad *C* und *D* auf. Die Analyse der Ersteinsätze dokumentiert eine Änderung im AE-Quellmechanismus beim Durchfahren der Lastpunkte *A* bis *D*.

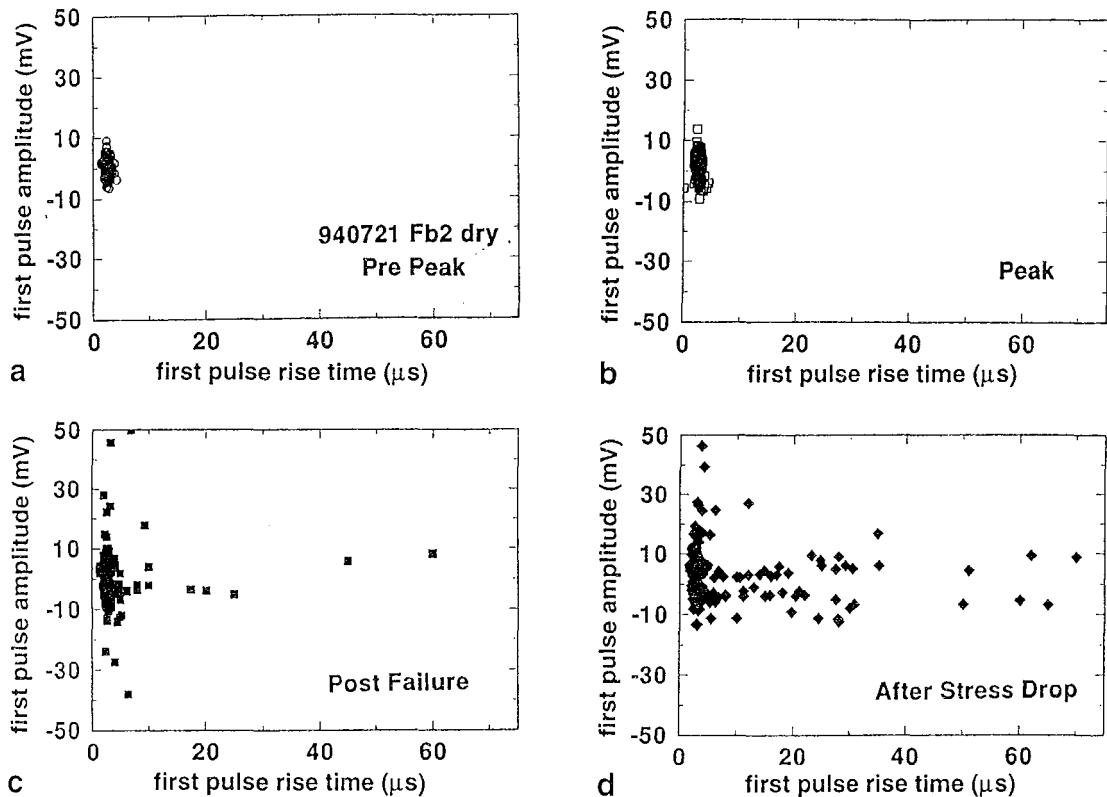


Abb. 4.25: Erstamplitude gegen Dauer der ersten Halbschwingung für jeweils 100 AE in vier verschiedenen Spannungsbereichen (a) Lastpfad *A-B*, (b) Lastpfad *B*, (c) Lastpfad *C* und (d) Lastpfad *D* eines symmetrisch belasteten Sandsteins.

Mithilfe der Amplitudenwerte von Abbildung 4.24 und 4.25 können gemäß der Überlegungen in Kapitel 2.3.3 Amplituden-Häufigkeitsverteilungen erstellt und charakterisiert werden. Hierzu benötigt man nach Gleichung (2-2) die kumulativen Amplituden-Häufigkeitsverteilungen zu verschiedenen Kraft- bzw. Zeitwerten. Im Falle des trockenen Sandsteins Fb21 wird für jeweils 200 AE pro Zeitintervall die Amplituden-Häufigkeitsverteilung

$$\log N = a - b(\log A) \quad \text{mit } A = \bar{A}_l \text{ oder } \bar{A}_{max}$$

in doppellogarithmischen Diagrammen aufgetragen und die negative Steigung der Kurve, der *b*-Wert, bestimmt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.26. Sowohl Erst- als auch Maximalamplituden liefern *b*-Werte, die vor dem Hauptbruch (Spannungsabfall bei 36 min) auf 50% des Wertes vor dem Bruch abfallen. Die *b*-Werte nasser

Sandsteine steigen nach anfänglichem Abfall vor und während des Hauptbruchs wieder auf die Anfangswerte an (Zang et al. 1996).

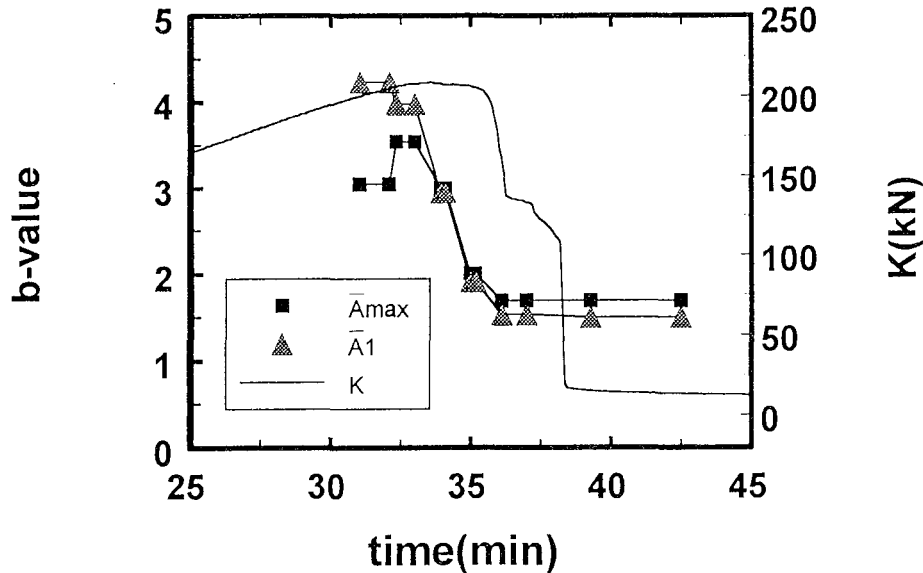


Abb. 4.26: b -Wert aus der Amplituden-Häufigkeitsverteilung im Vergleich mit der Kraft als Funktion der Zeit für den symmetrisch belasteten trockenen Sandstein Fb21 (\bar{A}_1 = Erstampplitude; \bar{A}_{max} = Maximalamplitude).

Aufgrund der Feststellung, daß die b -Werte, ermittelt aus \bar{A}_1 und \bar{A}_{max} zu ähnlichen Resultaten führen (Abb. 4.26), wird bei den Graniten nur noch die Maximalamplitude zur b -Berechnung benutzt. Für zwei symmetrisch belastete rote Granite ist der b -Wert in der Umgebung des Hauptbruchs in Abbildung 4.27 dokumentiert. Jeder Punkt basiert auf der Auswertung von 500 AE. Sowohl der trockene (Abb 4.27a) als auch der nasse Granit (Abb. 4.27b) zeigen eine b -Reduktion vor dem Bruch mit nachfolgender Erholung während bzw. nach dem Bruch. Der b -Wert der trockenen Probe fällt um 31%, der der nassen um 19% vor dem Hauptbruch. Die physikalische Erklärung für den Abfall des b -Wertes birgt die Amplitudenverteilung selbst. Reduktion des b -Wertes bedeutet, daß in der kumulativen Amplituden-Häufigkeitverteilung Ereignisse mit großer Amplitude die Oberhand gegenüber solchen mit kleiner Amplitude gewinnen. In diesem Sinn wird der Hauptbruch durch Mikrobeben mit kontinuierlich ansteigender Amplitude angekündigt (vgl. Abb. 4.24).

Abschließend wird eine b -Wert-Wertung für den asymmetrisch belasteten Granit vom Ortungsbeispiel 2 (Kap. 4.2.1) durchgeführt. In einem Zeitintervall ($800 \leq t \leq 900$ s), das den Vorbruch bei $t=855$ s (Abplatzen der unbelasteten Zylinderecke) enthält, wird der b -Wert, bestimmt aus den Maximalamplituden (Abb. 4.28a), verglichen mit dem b -Wert berechnet aus der Herdampplitude (Abb. 4.28b). Jeder b -Wert-Punkt basiert auf einer Amplituden-Häufigkeitsverteilung mit 80 AE. Der "Fehlerbalken" gibt an, um wieviel die Steigung an den beiden Endpunkten der Verteilung im jeweiligen AE-

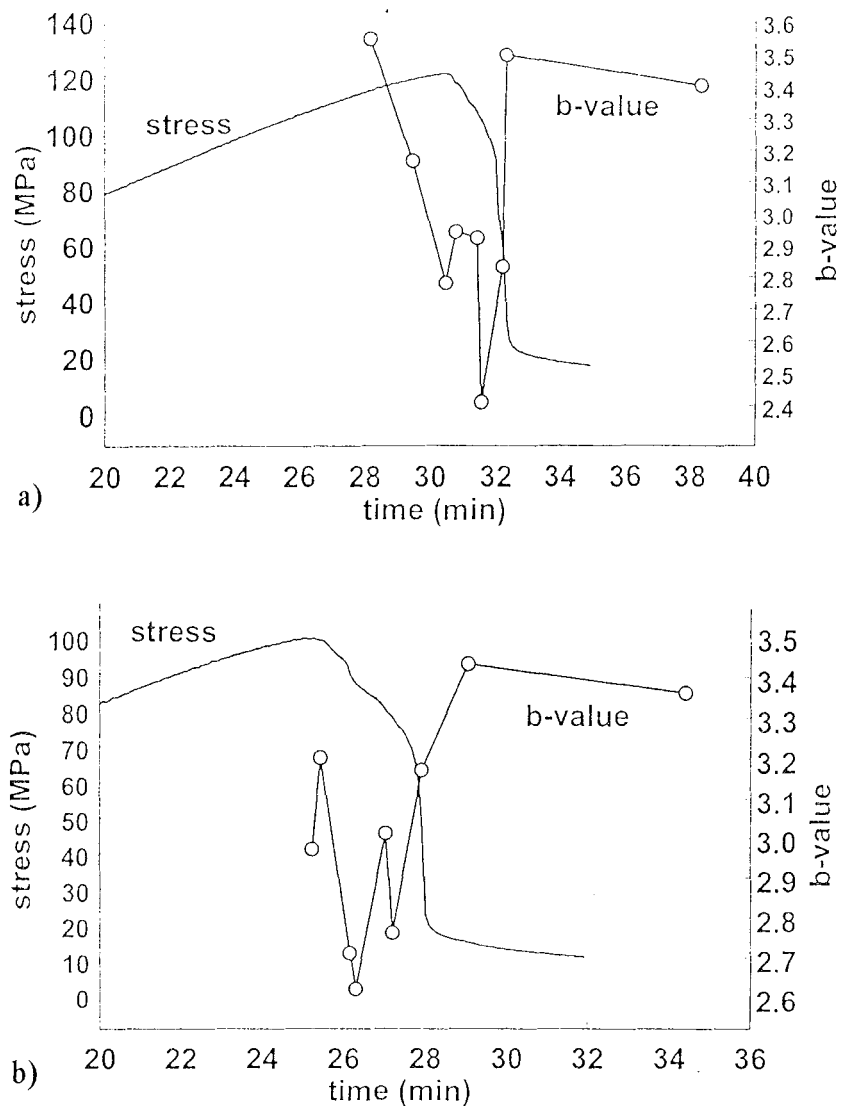


Abb. 4.27: b -Wert aus Maximalamplituden der AE mit Spannungsdaten als Funktion der Versuchszeit für einen (a) trockenen und (b) nassen roten Granit (Wagner, Zang).

Fenster von der im Zentrum der Verteilung abweicht. Als Endpunkte des Fensters im doppellogarithmischen Plot werden die Punkte mit doppelter Standardabweichung zur mutmaßlichen Geraden bestimmt. Ein b -Wert-Abfall vor dem Vorbruch ($t=855$ s) ist nur bei den aus der Herdampplitude bestimmten Werten zu beobachten (Abb. 4.28b); die b -Werte aus den Maximalamplituden zeigen keine signifikante Änderung (Abb. 4.28a). Der b -Wert-Abfall bei $t=815$ s in Abbildung 4.28b ist bisher nicht verstanden. Der Beginn der Ausbreitung des Vorbruchs könnte mit verantwortlich sein. Die Emissionsrate zu diesem Zeitpunkt liegt allerdings nur bei einer AE pro Sekunde (Abb. 4.28c). Die maximale Emissionsrate (18 AE/s) bei $t=855$ s wird mit dem Vorbruch identifiziert.

Alle b -Wert-Analysen sind, bedingt durch die Bestimmung von Geradensteigungen in einer zum Teil nicht-linearen Amplituden-Häufigkeitsverteilung, mit Unsicherheiten behaftet. Im folgenden Abschnitt wird deshalb ein integrales Stärkemaß, die Mikrobebenenergie, betrachtet und auf ihre Vorläufertauglichkeit beim Gesteinsbruch geprüft.

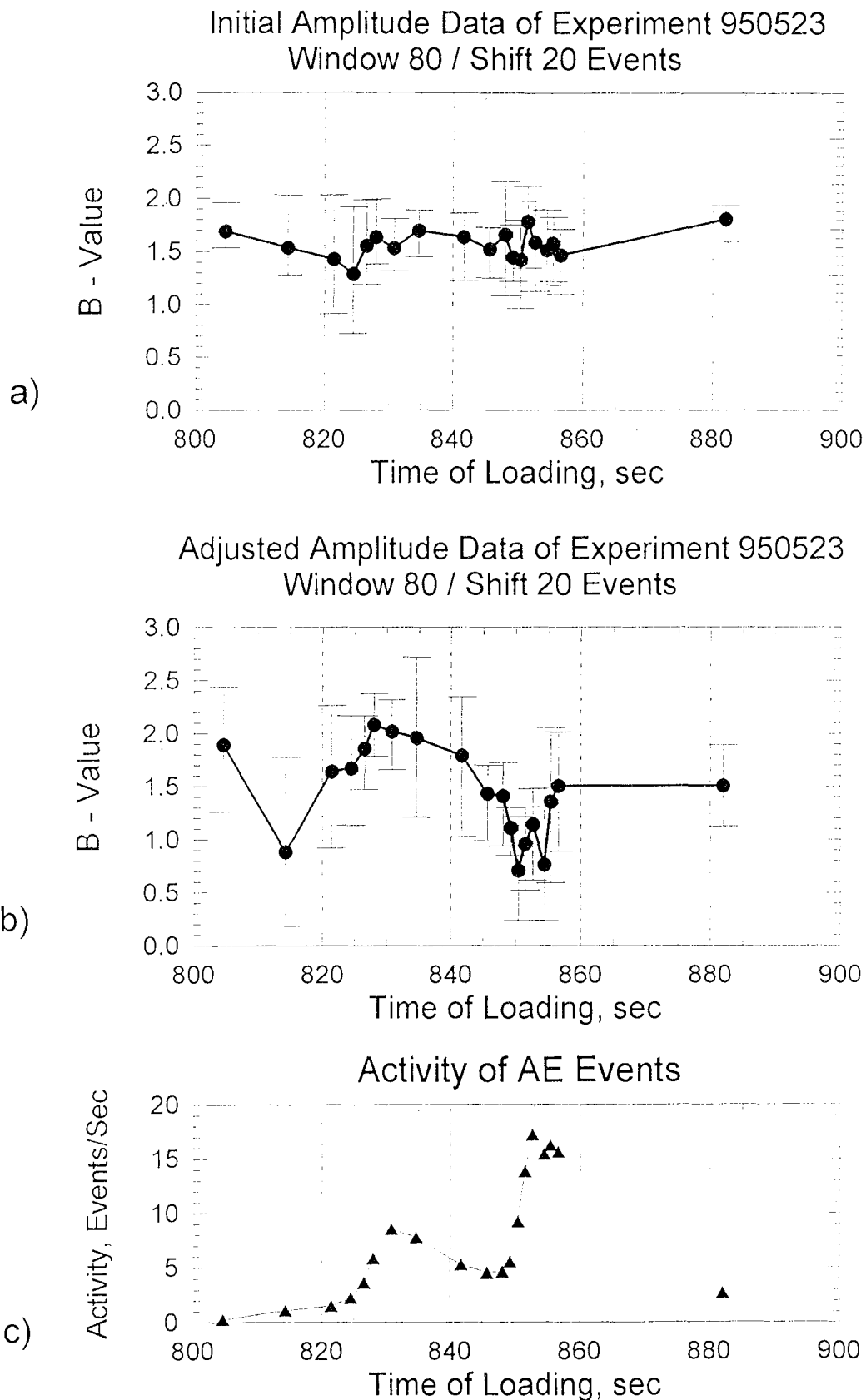


Abb. 4.28: *b*-Wert aus Maximalamplitude (a) und Herdamplitude (b), sowie Emissionsrate (c) als Funktion der Zeit für den asymmetrisch belasteten Granit Ag5w (Stanchits, Zang). Der Vorbruch, d.h. das Abplatzen der nichtbelasteten Probenecke, erfolgt bei 855 s.

4.2.3 Energieäquivalent und Frequenz

In diesem Abschnitt werden die mit dem Breitbandsensor WD detektierten und mittels Schallemissionskarte SEK 3243 (vgl. Kap. 3.1.3) online analysierten AE-Parameter Pulsenergie (E^* , Gl. (3-1)) und Frequenz (Abb. 2.3: $f=N_{rdc}/T$ mit N_{rdc} =Überschwingungen und T = Signaldauer) ausgewertet. Der Maximalwert von E^* und T aller AE eines Versuchs sind ab Experiment 940915 in Tabelle 4.1 (Spalten 13-14) aufgelistet, wobei Spalte 12 die Gesamtzahl der mit dem Breitbandsensor ausgewerteten AE angibt. Während die Sandsteine beim Bruch AE-energetisch gesehen unter 6.2 mVs bleiben (Tab. 4.1a: Spalte 13), nehmen die Granite E^* -Werte bis zu 25 mVs für die 100 mm langen Standardzylinder und 235 mVs für den 120 mm langen Zylinder an (Tab. 4.1b: Spalte 13). Dies kann an der höheren, speicherbaren Deformationsenergie im längeren Kern liegen. Im folgenden werden das Energieäquivalent der Pulse E^* , die Signaldauer T und die Frequenz f der AE, alle berechnet aus Breitbanddaten, als Funktion der Versuchszeit untersucht und kreuzkorreliert.

In Abbildung 4.29 sind die diskreten E^* -Werte der Einzelemissionen (Abb. 4.29a) und die kumulativen E^* -Werte normiert auf die Anzahl der Emissionen (Abb. 4.29b: E^*_{cum} pro AE) als Funktion der Versuchszeit für die Sandsteinprobe Fb3zz aufgetragen. Die Kraft-Zeit-Kurve dient als Referenz. Die diskreten Energiewerte zeigen, daß hochenergetische Pulse ($E^* \approx 1$ mVs) im Nachbruchbereich (Lastpfad C) emittiert werden. Gemäß Kapitel 3.1.2 entspricht ein gemessenes Energieäquivalent von 1 mVs etwa 33 (3) μ J für den trockenen (nassen) Sandstein. Löst man den Nachbruchbereich zeitlich höher auf, so stellt man fest, daß die hochenergetischen Ereignisse unmittelbar vor signifikanten (≥ 25 kN) Kraftabfällen auftreten. Mehr als 99% der 1576 ausgewerteten Pulse haben Energien unterhalb von 0.25 mVs. Zum Vergleich produziert der 400 V Puls des Durchschallungsexperiments in trockenen Sandsteinen ein Energieäquivalent von 0.1 mVs und eine Signaldauer von 0.8 ms. Die kumulativen normierten E^* -Werte in Abbildung 4.29b zeigen, analog zu den b -Werten vom vorangegangenen Kapitel, einen Abfall im Bereich vor dem Hauptbruch. Für Zeiten kleiner als 30 Minuten ist der normierte E^*_{cum} -Wert konstant bei etwa 0.03 mVs, was dem Energiewert des Ultraschallpulses in der nassen Probe Fb3zz entspricht. Vor dem Spannungsabfall des Hauptbruchs nimmt der normierte E^*_{cum} -Wert auf 0.01 mVs ab, um im Nachbruchbereich anzusteigen auf etwa 0.025 mVs im Regime des Reibungsgleitens der gebrochenen Probe. Der Energieabfall pro AE wird verursacht durch Hunderte von niederenergetischen AE; der sich anschließende Energieanstieg erfolgt durch wenige hochenergetische Ereignisse.

Zur Quantifizierung des normierten kumulativen Energieabfalls und des subsequenten Anstiegs in Abbildung 4.29b wird der Minimalwert von E^*_{cum}/AE dividiert durch den

konstanten Plateauwert im Regime des Reibungsgleitens (Abb. 4.29b: $0.012/0.025=0.48$) verwandt. Dieser Verhältniswert normierter kumulativer Energieäquivalente ist

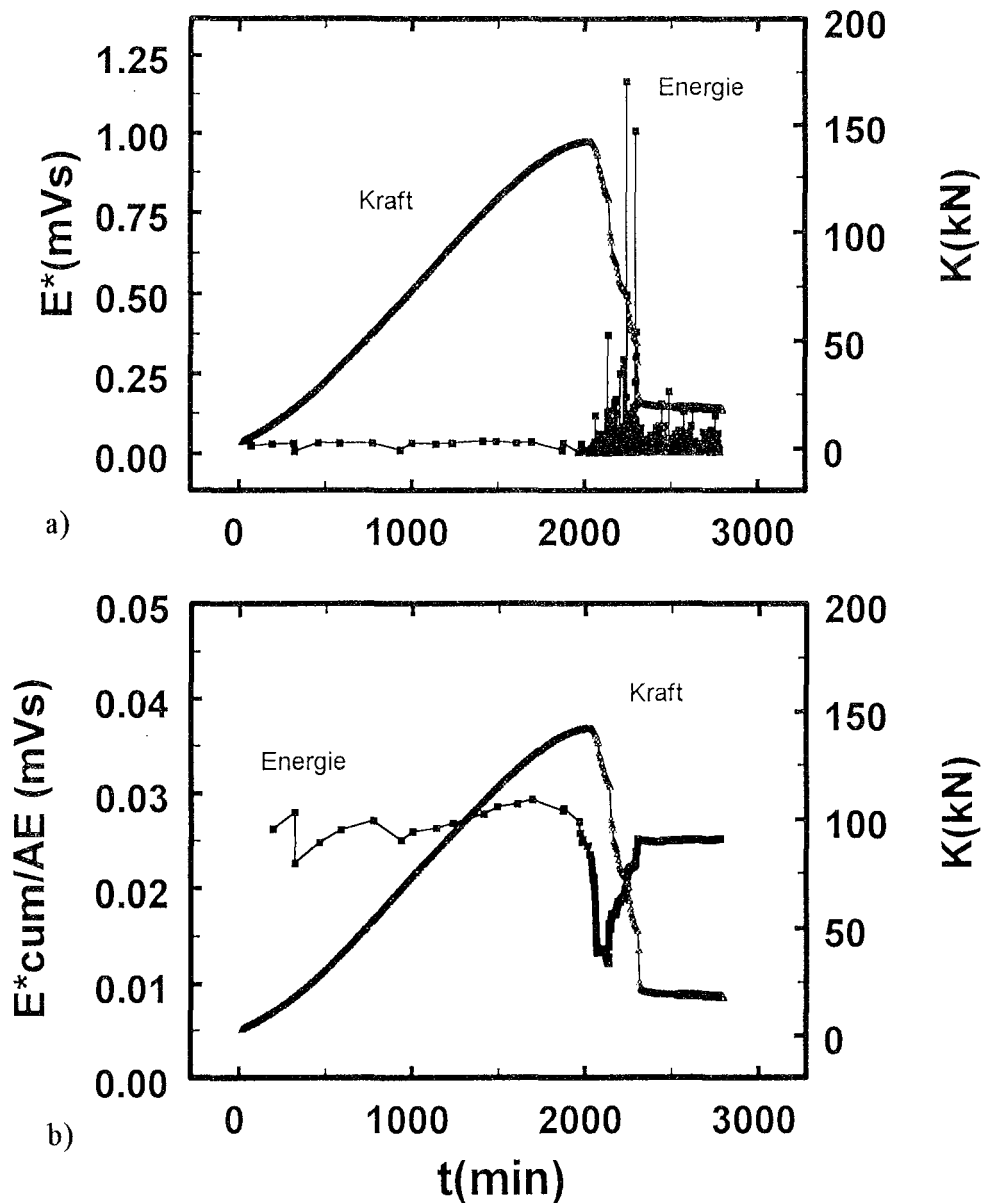


Abb. 4.29: Diskrete Pulsenergieäquivalente für Einzelsignale (a) und normiertes kumulatives Pulsenergieäquivalent pro AE (b) als Funktion der Versuchszeit gemeinsam mit der Kraft-Zeit-Kurve für die nasse Sandsteinprobe Fb3zz.

in Abbildung 4.30 für acht Sandsteinkerne unterschiedlichen Sättigungsgrades aufgetragen. Trockene Kerne haben einen hohen Verhältniswert (0.9), voll nasse Kerne einen Wert nahe bei 0.2. Übertragen auf die Ausgangskurve (Abb. 4.29b) bedeutet dies, daß trockene Sandsteine eine kleine Energieausbuchtung vor dem Hauptbruch bilden, während nasse Kerne größere normierte kumulative Energieausbuchtungen zeigen. Im trockenen Sandstein entstehen vor dem Bruch folglich relativ weniger Ereignisse mit geringer Energie als im nassen Sandstein.

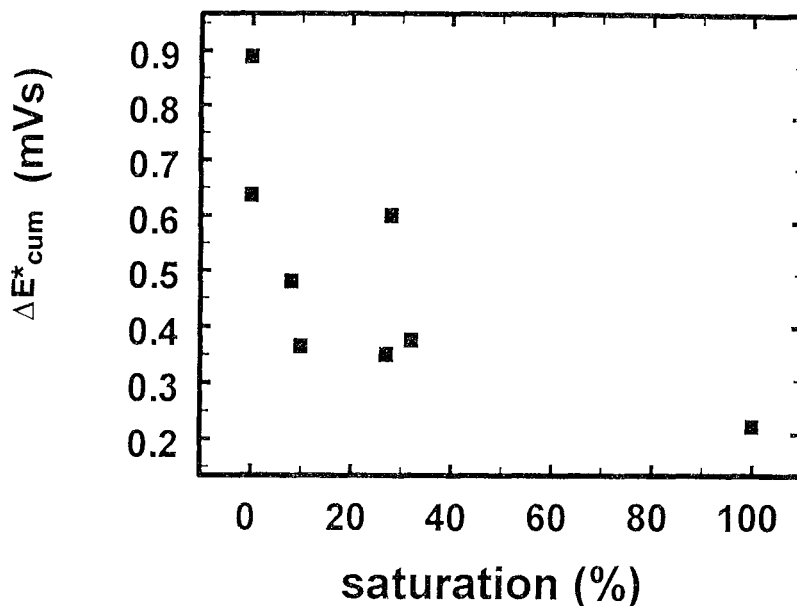


Abb. 4.30: Verhältniswert kumulativer Energieäquivalente als Maß für den Energieabfall vor dem Bruch aufgetragen gegen den Wassergehalt der Sandsteine.

Das Pulsenergieäquivalent E^* gegen die Signaldauer T ist in Abbildung 4.31 für drei Sandsteine aufgetragen. Das Diagramm der trockenen Probe (Abb. 4.31a: Fb21) liefert 2084 AE mit E^* -Werten unterhalb von 0.5 mVs und T -Werten weniger als 5 ms. Der Hauptbruch (Abb. 4.31a: Einzelpunkt in der oberen rechten Ecke) produziert ein Energieäquivalent fünfmal höher und eine Signaldauer zehnmal länger als die Mikrobrüche. Die nasse Probe (Abb. 4.31b: Fb20) zeigt mehrere starke AE mit Pulsenergien zwischen 0.5 und 1.25 mVs. Ihr Energie-Maximalwert ist jedoch nur halb so groß wie der der trockenen Probe. In Abbildung 4.31c sind nur die Mikrobrüche mit E^* -Werten unterhalb von 0.25 mVs und T -Werten kleiner als 5 ms für den trockenen Kern Fb22 dargestellt (Maximalwerte laut Tab. 4.1a: $E^* = 6.2$ mVs, $T = 28$ ms). Man erkennt zwei Klassen von Emissionen. In Anlehnung an das Lichtspektrum werden kurze Pulse mit hoher Energie als "blaue AE" und lang andauernde Signale mit niedriger Energie als "rote AE" bezeichnet. Mithilfe der Frequenzanalyse (siehe unten) wird bestätigt, daß "blaue AE" hochfrequenter als "rote AE" sind. Analysiert man die Entwicklung der "blauen" und "roten AE" als Funktion der Kraft bzw. Versuchszeit, findet man, daß erstens beide Klassen simultan auftreten, und zweitens, daß ihre Energie und Signaldauer bei Annäherung an den Hauptbruch anwachsen.

Analog zu den Sandsteinen werden die Granite hinsichtlich ihrer AE-Pulsenergie ausgewertet (Tab. 4.1b: Spalten 12-14). Abbildung 4.32 zeigt für die ersten beiden Ortungsbeispiele von Kapitel 4.2.1 (Ag9w, Ag5w) das Resultat der kumulativen E^* -Analyse pro AE als Funktion der Versuchszeit. Wie bei Sandstein (vgl. Abb. 4.29b) bildet das Energieäquivalent Ausbuchtungen (E^*_{cum} /AE-Abfall und Anstieg) vor großen Bruchereignissen aus. Der symmetrisch belastete Granit besitzt die größere

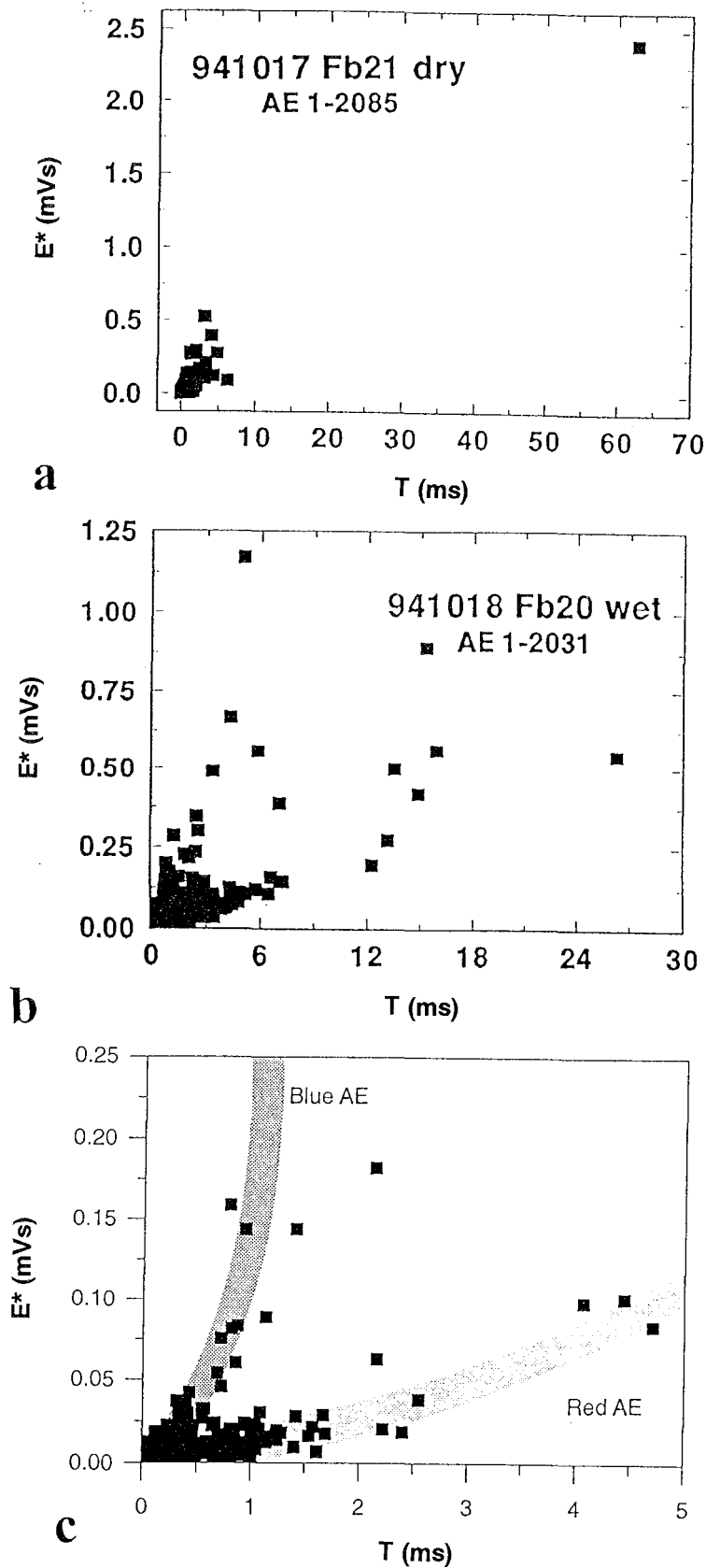


Abb. 4.31: Pulsenergieäquivalent als Funktion der Pulsdauer für (a) den trockenen Sandsteinkern Fb21, (b) den nassen Kern Fb20 und (c) den trockenen Kern Fb22. Im Falle (c) sind nur Mikrobruchereignisse mit E^* -Werten kleiner 0.25 mVs und T -Werten kleiner 5 ms gezeigt.

Energieausbuchtung zum Zeitpunkt des Vorbruchs (Abb. 4.32a: $t=14.5 \text{ min}= 1050 \text{ s}$, vgl. Kap. 4.2.1); die Energieausbuchtung beim Hauptbruch ist kleiner. Beim asymmetrisch belasteten Granit ist ein signifikanter E^*_{cum}/AE -Abfall vor dem Abplatzen der Ecke ($t=14 \text{ min}$) zu erkennen (Abb. 4.32b). Beim zweiten Vorbruch ($t=24 \text{ min}$) erfolgt ein Energiesprung um 0.06; während des Versagens des Zylinderstumpfes bleibt die normierte kumulative Energie der AE konstant (Abb. 4.32b). Die "Energiesprünge" bei Bruchvorgängen in Abbildung 4.32 können aufgrund derselben Skalierung der Ordinate direkt miteinander verglichen werden.

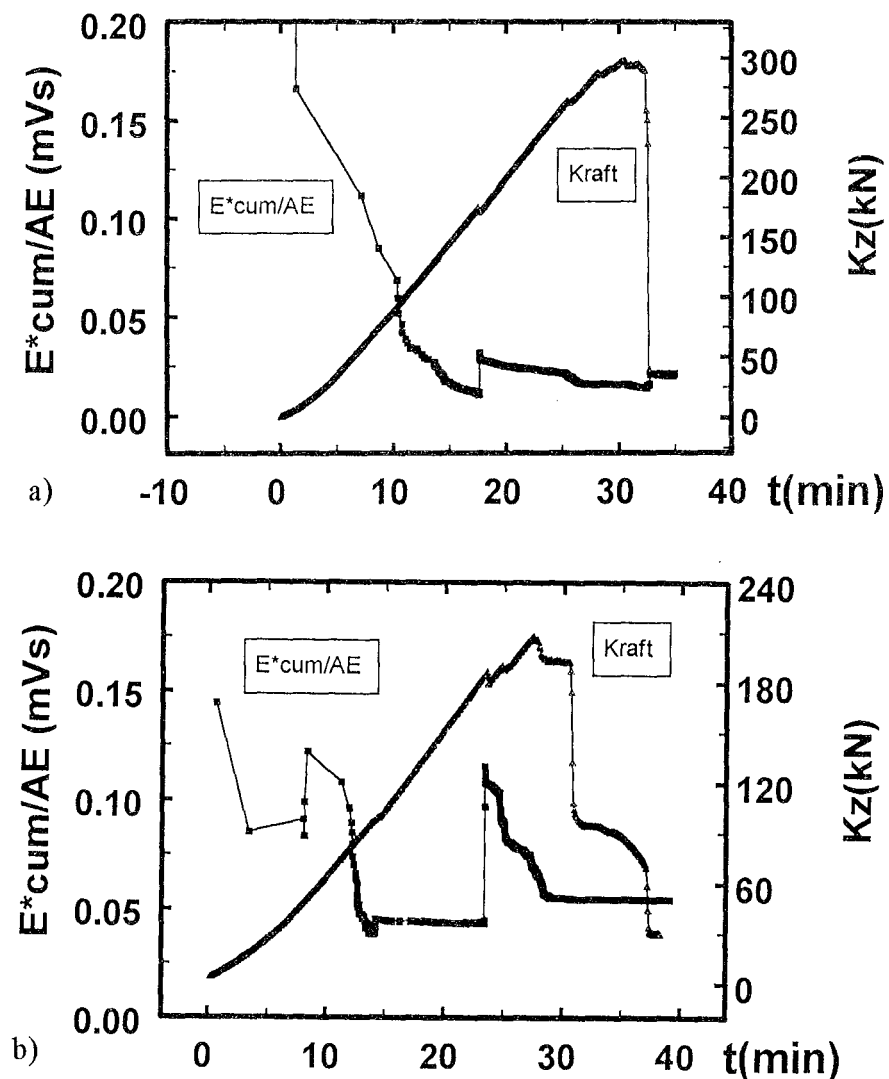


Abb. 4.32: Normiertes kumulatives Energieäquivalent als Funktion der Zeit (a) für den symmetrisch belasteten Granit Ag9w mit heterogenitätsbedingtem Vorbruch bei $t=17.5 \text{ min}$ und (b) für den asymmetrisch belasteten Granit Ag5w mit abplatzender Ecke bei $t=14 \text{ min}$ und Versagen des Zylinderstumpfes bei $t=31 \text{ min}$. Die Kraft-Zeit-Kurve dient als Referenz.

Mittelt man die maximalen E^* -Werte der homogen belasteten Granite (Tab. 4.1b: Spalte 13), so erhält man 18 ± 8 , 5, 3.3 ± 2.2 und 0.3 mVs für den weißen trockenen, weißen nassen, roten trockenen und roten nassen Granit. Die Pulsenergie wird durch zwei Parameter bestimmt, den Wassergehalt (vgl. Tab. 4.1b) und die Korngröße (vgl. Tab. 3.2) der Granite. Der Granit mit der größeren mittleren Korngröße (vgl. Kap. 3.2.2, Agw) liefert die höherenergetischen AE-Pulse. Für beide Granite gilt, daß bei Bruchexperimenten mit Wasser die Pulsenergie reduziert wird gegenüber trockenen Versuchen.

Entsprechend Abbildung 4.31 für Sandstein werden auch im Falle der Granite Energie-Pulsdauer-Diagramme erstellt. In Abbildung 4.33 ist für den symmetrisch belasteten Granit Ag7w ein E^*-T-f -Plot zu sehen, d.h. neben der Energie und Pulsdauer des Signals ist in der dritten Dimension die Frequenz der AE mit aufgenommen. Zwei Schlußfolgerungen können aus dem Diagramm gezogen werden. Erstens, auch bei den Graniten treten die zwei Emissionsklassen "blau" und "rot" auf (Abb. 4.33: Linien). Zweitens wird in dem dreidimensionalen E^*-T-f -Raum bestätigt, daß "blaue AE" relativ höherfrequent sind als "rote AE".

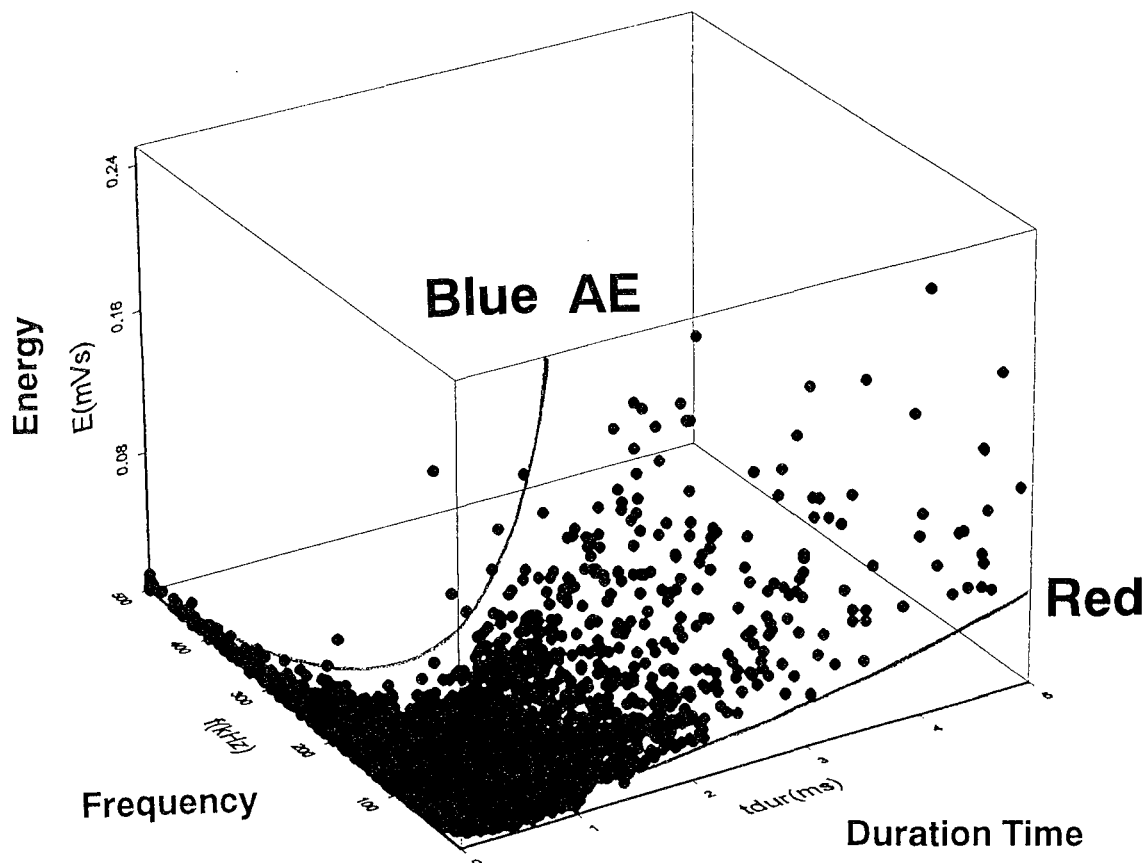


Abb. 4.33: Energieäquivalent (z -Achse) aufgetragen als Funktion der Signaldauer und Frequenz der AE (xy -Ebene) für den symmetrisch belasteten Granit Ag7w. "Blaue AE" zeichnen sich durch hohe Energie, hohe Frequenz und kurze Pulsdauer gegenüber "roten AE" aus.

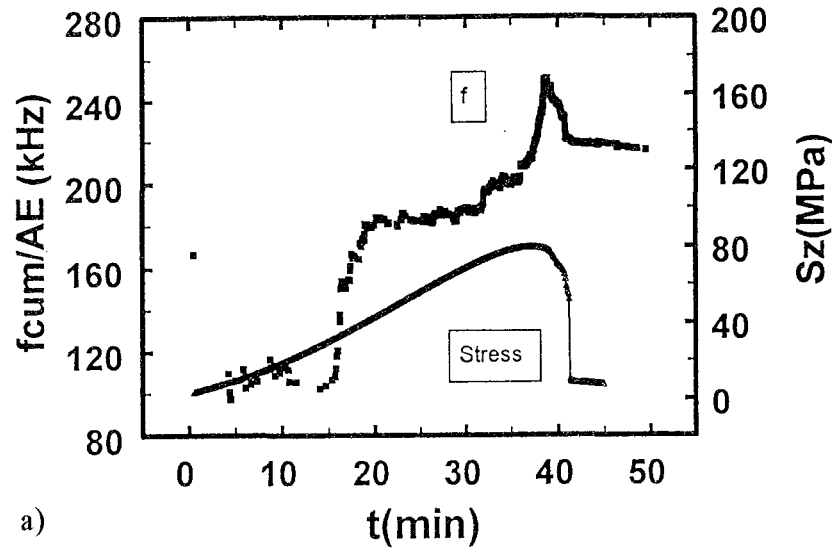
In der letzten Figur dieses Abschnitts (Abb. 4.34) werden die gemessenen Frequenzen als Funktion der Zeit gemeinsam mit Spannung bzw. Kraft aufgetragen. Für den symmetrisch belasteten Sandstein im trockenen (Abb. 4.34a) und nassen Zustand (Abb. 4.34b) zeigt die kumulative Frequenz pro Ereignis (f_{cum}/AE) einen starken Anstieg vor dem Beginn des Hauptbruchs. Die Frequenzen beim trockenen Sandsteinbruch steigen vor dem Bruch von etwa 190 kHz auf 260 kHz an und fallen danach auf 130 kHz ab. Beim nassen Bruch steigen sie von etwa 140 kHz auf 220 kHz an und fallen danach auf 160 kHz ab. Analog zu den Sandsteinen zeigen symmetrisch belastete Granite und der asymmetrisch belastete Granit (Abb. 4.34.c) Frequenzanstiege vor Haupt- und Vorbrüchen. Sowohl das Abplatzen der unbelasteten Zylinderecke als auch der Hauptbruch beim Zerbersten des verbleibenden Zylinderstumpfs bewirkt einen Frequenzanstieg von 85 auf über 115 kHz. Gemäß Kapitel 2.2 skaliert die dominierende Frequenz einer AE mit der Rißlänge ($f \sim v_c/2c$). Hohe Frequenzen entsprechen demnach Mikrorißbildung und niedrige Frequenzen einer Makrobruchbildung. Die Mikrorißlänge in einem Material skaliert zudem mit der Korngröße des Aggregats. Die AE-Frequenzen der Granite sind, bedingt durch die Grobkörnigkeit des Materials, absolut gesehen niedriger als die der Sandsteine.

4.2.4 Rißtypen und Herdprozeß

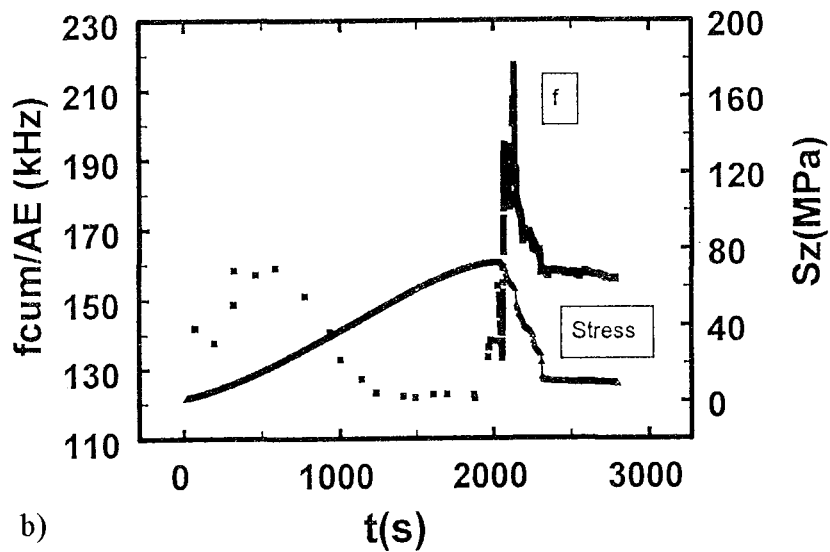
Im letzten Unterkapitel zur Analyse der "Akustischen Emissionen" werden unterschiedliche Quellmechanismen mithilfe der Ersteinsatzpolaritäten der P-Welle differenziert und für Scherbrüche konventionelle Herdflächenlösungen angeboten. Basis für die Überlegungen zu den AE-Herdmechanismen bildet Abbildung 4.35. Das Schema zeigt für drei Quelltypen (Trennbruch, Scherbruch, Implosion) das Kraftäquivalent des Herdes, die vereinfachte P-Wellen-Abstrahlcharakteristik (vgl. Abb. 2.1) und den Wert der Polarität (vgl. Kap. 2.1). Als Polarität eines AE-Ereignisses wird die Summe der Vorzeichen der P-Wellenerstamplitude (A_1) normiert auf die Zahl der Signalspuren definiert. Nur Signale, die zur Ortung des Mikrobens tauglich waren, werden benutzt. Es gilt:

$$(4-4) \quad pol := \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k sign(A_1^i) \quad \text{mit } k = \text{Kanalzahl } (k \leq 12).$$

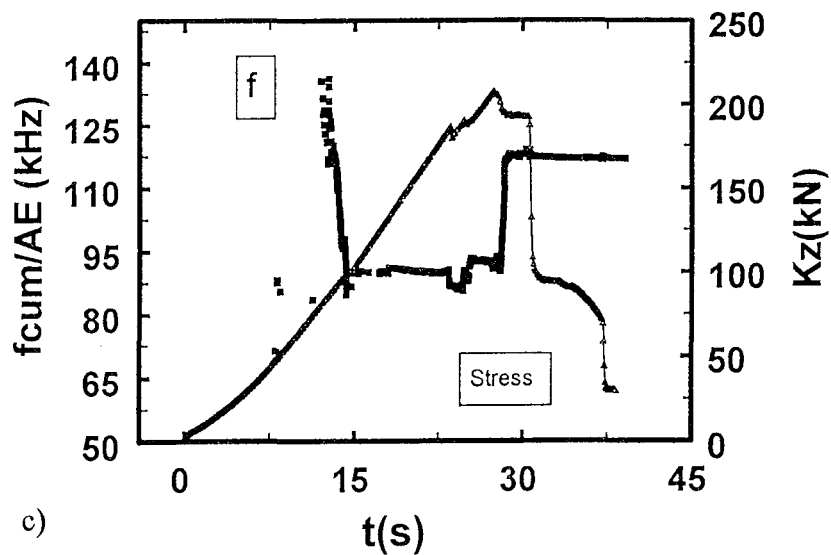
Der Polaritätswert (pol) variiert zwischen -1 und +1. Mit Kenntnis der Piezokristallpolarität bei Zug- und Druckbeanspruchung (vgl. Kap. 3.1.2) läßt sich für die Sensorgeometrie ein aus den Erstamplituden berechneter Polaritätswert von -1 mit einem Trennbruch im Material erklären (Abb. 4.35: oben). Als Polaritätstest wird ein



a)



b)



c)

Abb. 4.34: Kumulative Frequenz pro Emission als Funktion der Zeit (a) für den trockenen Sandstein Fb21, (b) den nassen Sandstein Fb3zz und (c) den asymmetrisch belasteten Granit Ag5w. Spannungs- und Kraft-Zeit-Kurven sind als Referenz mit aufgenommen.

Plexiglaszylinder ($L= 120 \text{ mm}$, $\varnothing= 50 \text{ mm}$) mit pfennigförmigem Einzelriß ($\varnothing= 12 \text{ mm}$) im Zentrum (Dyskin et al. 1995) unter Druck mit der 12-Sensorgeometrie als AE-Aufnahmesystem (Abb. 3.4) deformiert. Da der Initialriß (zwei aufeinanderliegende gefettete Silberfolien) um 45 Grad gegenüber der Vertikalkraft geneigt ist, wachsen an seinem oberen und unteren Ende "Trennbruch-Flügel" (wing cracks, z.B. Ashby & Sammis 1990). Wichtigstes Ergebnis dieses Einzelrißexperiments ist, daß die Trennbruch-Flügel bei ihrem Wachstum unter Druck negative Erstamplituden auf allen Kanälen der Ortungssensoren liefern und dementsprechend $pol = -1$ gilt. Für einen Scherbruch (Abb. 4.35: mitte) liegt der zu erwartende Polaritätswert bei Null aufgrund des ausgeglichenen Verhältnisses von P^+ - und P^- -Pulsen der Abstrahlcharakteristik. Für Implosionsquellen, verursacht z.B. durch Porenkollaps in Sandstein, ist ein Zugpuls an den AE-Sensoren zu erwarten und mit $pol = +1$ zu rechnen (Abb. 4.35: unten).

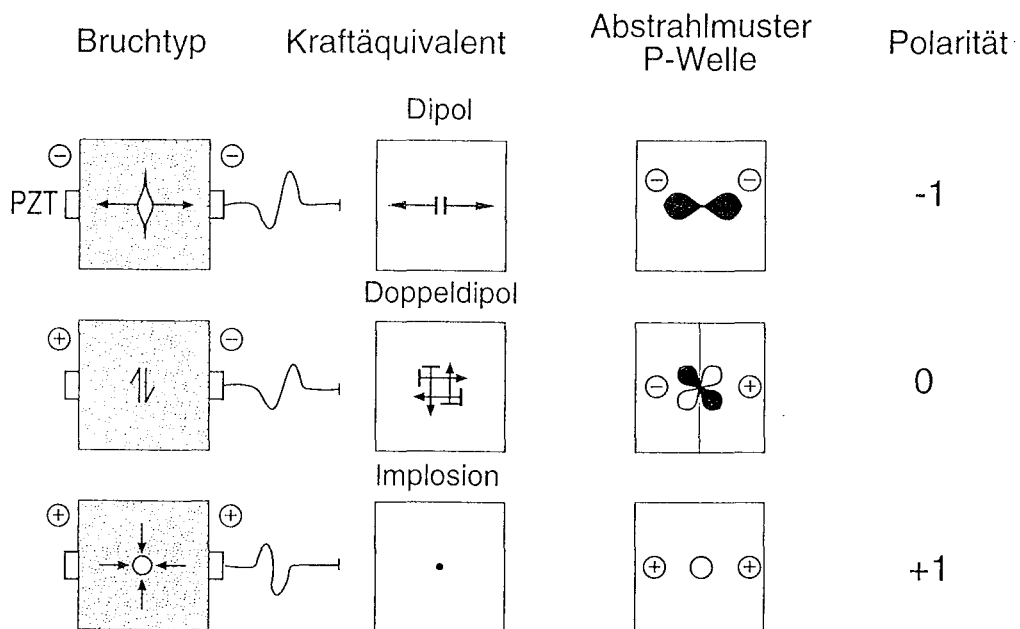


Abb. 4.35: Drei Bruchtypen (Trennbruch (oben), Scherbruch (mitte), Implosion (unten)) in Gestein mit zugehörigem Kraftäquivalent, vereinfachtem P-Wellen-Abstrahlmuster (vgl. Abb. 2.1) und Polaritätswert entsprechend der Kalibrierung der verwandten Piezokristalle.

Die Bruchtypenzuordnung mithilfe der Polarität in Abbildung 4.35 ist nicht immer uneindeutig. Verlust von Erstamplituden im Rauschen, Änderung des Abstrahlmusters der Wellen durch Rißwachstum und komplexe Mischriß-Herdmechanismen lassen keinen eindeutigen Schluß aus einem Einzelpolaritätswert einer Emission zu. In diesem Abschnitt werden deshalb Polaritäts-Histogramme und die kumulative Polarität ($\sum pol_i$) verwandt, um vorherrschende Bruchmechanismen im Gestein unter Druck zu separieren. Unter kumulativer Polarität versteht man die Summe der normierten Einzelpolaritäten aller AE. Abbildung 4.36 zeigt die kumulativen AE-Polaritäten als Funktion

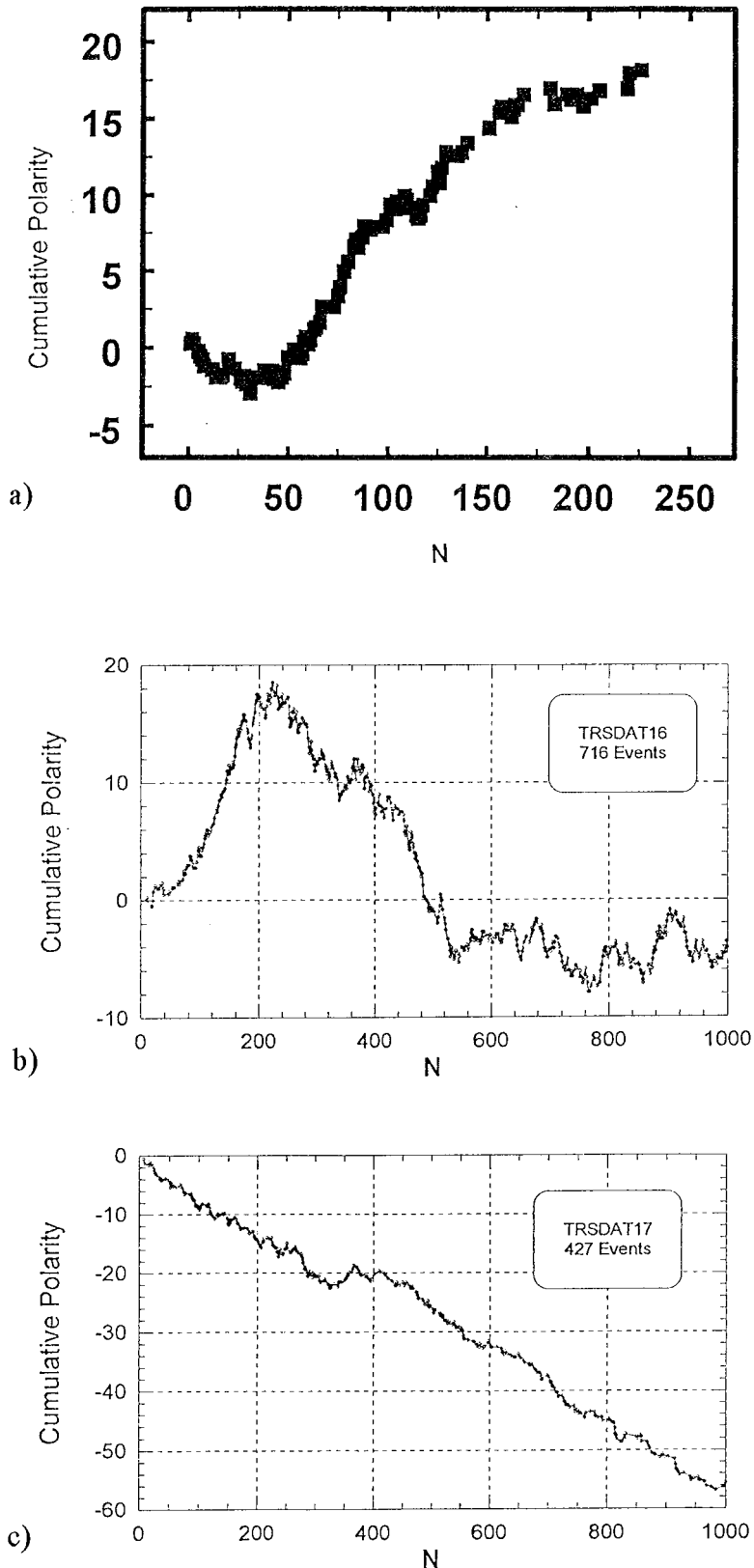


Abb. 4.36: Kumulative Polaritätswerte des symmetrisch belasteten Sandsteins Fb21 berechnet aus Ersteinsätzen (a) mit dem Auge gepickt und (b) mit Programm gepickt für AE im Lastpfad A-B. (c) Kumulative Polaritätswerte für Fb21 im Lastpfad C (Stanchits, Zang).

der AE-Nummer für den symmetrisch belasteten, trockenen Sandstein Fb21. Per Auge gepickte Ersteinsätze (Abb. 4.36a: 228 AE) werden mit den automatisch gepickten Ersteinsätzen (Abb. 4.36b: 716 AE) verglichen und zwar für Emissionen detektiert im Lastpfad *A-B* des Sandsteins. Die Auswertung der ersten 200 AE des Experiments liefert kontinuierlich ansteigende kumulative Polaritäten (Abb. 4.36 a,b). Gemäß Abbildung 4.35 werden diese Emissionen durch Porenkollaps im Sandstein in der Kompaktionsphase erklärt. Positive kumulative Polaritäten bei Beginn der Deformationsexperimente werden bei acht von zehn Sandsteinen unabhängig vom Wassersättigungsgrad beobachtet. Quasi-konstante Polaritäten (Abb. 4.36b: $N=520$ bis 999) deuten auf überwiegend Scherrisse hin. Negative Polaritäten (Abb. 4.36c) im Nachbruchbereich (Lastpfad *C*) deuten auf Trennbrüche beim Kernzerfall hin.

Im Gegensatz zu den Sedimentkernen bilden die Granite negative Polaritäten bereits zu Beginn des Deformationsexperiments aus (Abb. 4.37a). Neben der kumulativen Polarität als Funktion der AE-Nummer (Abb. 4.37a) zeigt Abbildung 4.37b die Polaritäts-Häufigkeitsverteilung der ersten 999 AE von Versuch 950712. Hieraus folgt, daß die meisten Mikrorisse in Granit im Lastpfad *A-B* eine Polarität von Null besitzen, was gemäß Abbildung 4.35 mit Scherrissen zu identifizieren ist. Diese Beobachtung erweist sich als unabhängig vom Wassersättigungsgrad und Granittyp, was Analogauswertungen der Versuche 950712, 950713, 950717 und 950718 (Tab. 4.1b) bestätigen.

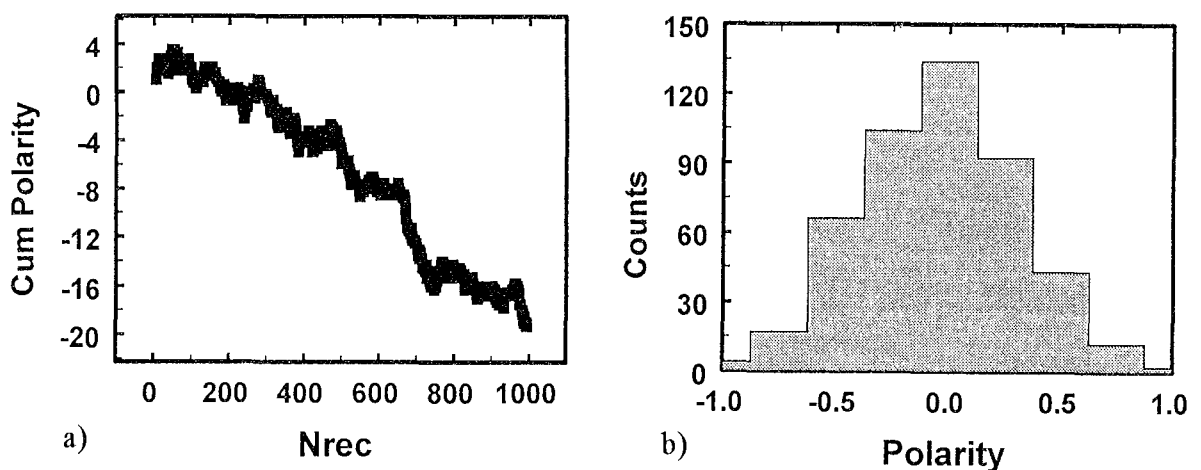


Abb. 4.37: Für 999 AE des symmetrisch belasteten Granits Ag6w im Lastpfad *A-B* stellt (a) die kumulative Polarität gegen AE-Nummer und (b) das Polaritäts-Histogramm dar.

Zeigt die Polarität signifikante Änderungen vor einem Makrobruchereignis? Hierzu werden die beiden Granitexperimente 960312 (vgl. Kap. 4.2.1, Ortungsbeispiel 1) und 950523 (vgl. Kap. 4.2.1, Ortungsbeispiel 2) näher untersucht. Im Falle des asymmetrisch belasteten Granits Ag5w zeigt die kumulative Polarität zunächst kontinuierlich

negative Werte (Abb. 4.38a: Ersteinsätze per Auge ausgewertet) wie im Falle des symmetrisch belasteten Granits (Abb. 4.37a), bleibt allerdings ab dem Zeitpunkt des Vorbruchs (abplatzende Zylinderecke) auf einem horizontalen Niveau stehen (Nullpolaritäten). Abbildung 4.38b (Ersteinsätze per Programm ausgewertet) zeigt die kumulative Polarität von 999 AE als Funktion der Versuchszeit zusammen mit der Kraft-Zeit-Kurve. Im Gegensatz zu Abbildung 4.38a ist auf der Abszisse nicht die AE-Nummer, sondern die Versuchszeit abgetragen. Der kumulative Polaritätsknick bei $t=855$ s kündigt den Vorbruch der Probe Ag5w (vgl. Kap. 4.2.1) an; negative Polaritäten (Zugbrüche) werden hier von Nullpolaritäten (Scherbrüchen) abgelöst. Bruchphysikalisch bedeutet dies, daß Trennbrüche zum Anlegen der Makro-Vorbruchfläche notwendig sind und Schermikrobrüche bei der verbleibenden Deformation des Zylinderstumpfs eine entscheidende Rolle spielen.

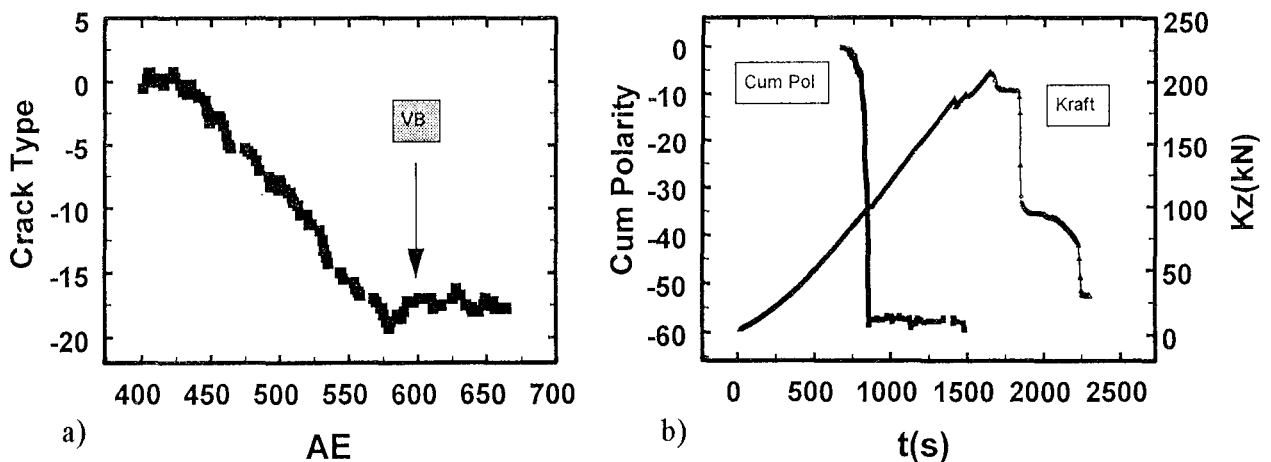


Abb. 4.38: Kumulative Polaritätswerte für den asymmetrisch belasteten Granit Ag5w berechnet aus Ersteinsätzen (a) mit dem Auge gepickt als Funktion der AE-Nummer und (b) automatisch gepickt im Vergleich mit der Kraft-Zeit-Kurve für 999 AE.

Für die 999 registrierten AE von Abbildung 4.38b wird eine Einteilung in drei Polaritätsklassen vorgenommen. Entsprechend der Einzelpolaritäten werden T-AE ($-1 \leq pol < 0.25$), S-AE ($-0.25 \leq pol \leq 0.25$) und P-AE ($0.25 < pol \leq 1$) unterschieden. Bezogen auf die Gesamtzahl N der georteten Emissionen in dem Versuchsabschnitt (Abb. 4.38b: $N=646$) ergibt sich ein Anteil von 30% für T-, 65% für S- und 5% für P-AE; d.h. Scherrisse und Trennbrüche dominieren den Bruchprozeß der Granite. Betrachtet man die Hypozentren der verschiedenen Rißtypen im Gesteinszylinder als Funktion der Zeit, so ergeben sich keine Unterschiede in der Clusterbildung. Analog zu den Überlegungen von Kapitel 4.2.1 wächst der Vorbruch von oben nach unten auf der in Abbildung 3.11b vorgegebenen Spur.

Für klassische Herdflächenlösungen der Mikrobeben im asymmetrisch belasteten Granit werden nur starke Beben verwandt ($100 \text{ mV} \leq \bar{A}_o \leq 175 \text{ mV}$), nur Zeiten in Verbindung mit dem Vorbruch zugelassen ($0 \leq t \leq 878 \text{ s}$) und nur AE mit Scherrißpolaritäten ($-0.25 \leq pol \leq 0.25$) berücksichtigt. Alle achtzehn georteten "Stark-Beben", die diese Restriktionen erfüllen, sind in Tabelle 4.3 aufgelistet in absteigender Ordnung ihrer Herdampplitude. Neben Emissionsnummer ist die Zeit, der Ort, die Herdampplitude und Polarität der Beben gelistet.

#	N	t [s]	x [mm]	y [mm]	z [mm]	\bar{A}_o [mV]	$\frac{\bar{A}_o}{\bar{A}_o^{max}}$	pol
01	545	855.76	-17.06	0.01	29.58	174.7	1	0.25
02	329	845.36	-14.82	7.47	66.35	167.1	0.95	-0.25
03	310	842.67	-10.39	3.46	74.51	161.9	0.93	0.25
04	379	849.05	-15.38	-2.88	48.72	161.9	0.93	0
05	590	858.00	5.52	11.08	83.16	151.8	0.87	0.25
06	600	877.50	-6.88	7.70	72.56	143.1	0.82	0
07	026	738.00	-5.33	-11.30	81.12	142.9	0.82	0.25
08	023	734.67	-6.18	-7.64	76.96	141.6	0.81	0.25
09	119	812.00	-6.79	-3.96	70.00	140.2	0.80	0
10	365	848.35	-15.12	-2.46	49.02	132.6	0.76	-0.25
11	226	827.83	-22.81	0.89	76.47	131.2	0.75	-0.25
12	321	844.63	5.36	15.16	44.82	124.9	0.71	-0.25
13	430	850.97	-14.82	5.73	37.22	124.8	0.71	-0.25
14	239	828.69	-15.67	0.14	48.35	119.2	0.68	0
15	227	827.87	-10.94	-2.77	73.47	115.1	0.66	-0.25
16	160	822.89	-14.59	3.49	71.65	114.8	0.66	0.25
17	091	798.00	-11.04	-4.93	58.20	106.4	0.61	0
18	078	788.50	-13.99	-11.41	79.36	100.2	0.57	-0.25

N = AE-Nummer; t = Versuchszeit; xyz = AE-Ort; \bar{A}_o = Herdampplitude; pol = Polarität.

Tab. 4.3: Liste der stärksten ($100 \leq \bar{A}_o \leq 175 \text{ mV}$) Mikrobeben mit Schercharakter ($-0.25 \leq pol \leq 0.25$), die im Zusammenhang mit dem Vorbruch ($0 \leq t \leq 878 \text{ s}$) der asymmetrisch belasteten Granitprobe Ag5w stehen.

Mit den Ersteinsatzpolaritäten auf acht Sensor Spuren wird für die "Stark-Beben" eine Trennung von Dilatations- (P^+) und Kompressionspulsen (P^-) durchgeführt. Die Projektion von ausgewählten AE-Herd kugeln in die Standard-Zylinderschnitte (xz , yz , xy) zeigt Abbildung 4.39. Zeitlich gesehen die ersten sechs starken Beben des Katalogs von Tabelle 4.3 zeigt Abbildung 4.39a; von der Herdampplitude gesehen die stärksten sechs Beben sind in Abbildung 4.39b dargestellt. Während die zeitliche Starkbebenabfolge (Abb. 4.39a) ähnliche Clusterbildung zeigt wie bei Berücksichtigung aller Beben (vgl. Abb. 4.18), zeichnet das Diagramm der sechs absolut stärksten Beben (Abb. 4.39b) eindeutig die Spur der abplatzenden Zylinderecke nach (vgl. Abb. 3.11b). Man beachte, daß in Abbildung 4.39b die Abfolge (siehe Bebennummer N) der Scherrißbeben nicht von oben nach unten verläuft, sondern die zukünftige Spur der Rißfläche in Sprüngen auf das Makrobruch-Versagen vorbereitet wird. Starke Beben

als Vorboten des Makrobruchs treten zwar entlang der numerisch berechneten Spannungskonzentration im Gesteinszylinder (Abb. 3.13) auf, die entstandenen Mikrorisse beeinflussen sich aber gegenseitig bedingt durch die lokale Veränderung im elastischen Spannungsfeld, so daß eine Vorhersage aus dem numerischen Modell nicht möglich ist. Hierzu müßte die Spannungsfeldänderung bedingt durch die Mikrorisse und die damit verbundenen Einzel-AE mit berücksichtigt werden. Die Doppeldeutigkeit der Herd-
kugelbruchflächen (Abb. 4.39) kann durch die bekannte Makrobruchorientierung des Vorbruchs (Abb. 3.11b, Abb. 3.13) zum Teil eliminiert werden.

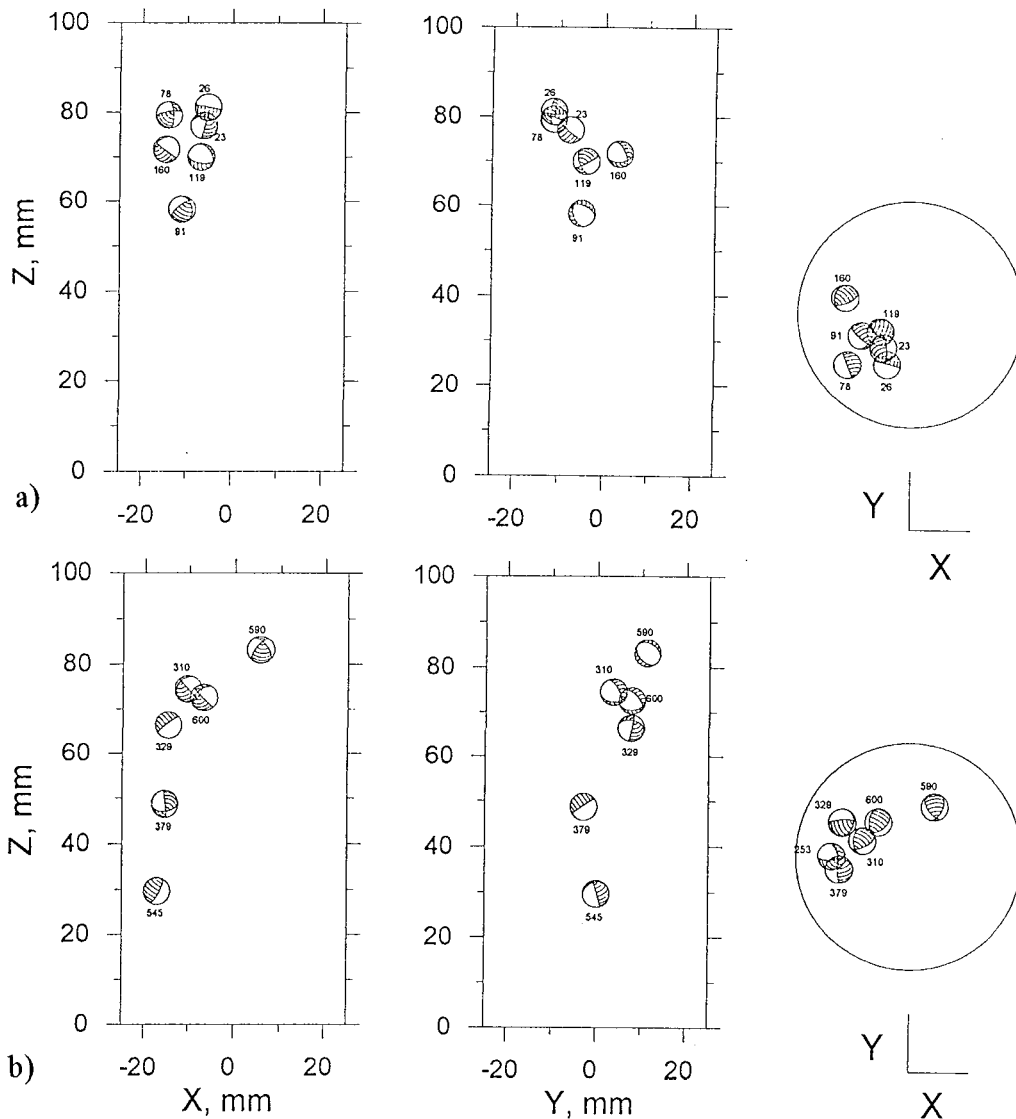


Abb. 4.39: Herdflächenlösungen im asymmetrisch belasteten Granit Ag5w (a) für zeitlich benachbarte starke Mikrobeben und (b) für Beben mit den stärksten sechs Herdampplituden, die im Zusammenhang mit der abplatzenden Granitecke auftreten (Stanchits, Zang).

Zum Abschluß wird die Polaritätsanalyse auf den Vorbruch im Ortungsbeispiel 1 angewandt (vgl. Kap. 4.2.1: Versuch 960312). Analog zu den Abbildungen 4.37 und

4.38 zeigt die kumulative Polarität in Abbildung 4.40a für den symmetrisch belasteten Granit Ag9w negative Werte. Verbunden mit dem Heterogenitätsvorbruch des Granits (Abb. 4.40: $t=17.5$ min; Kraft-Zeit-Kurve als Referenz) ist jedoch eine Änderung in der negativen Steigung der kumulativen Polarität. Besser als die kumulative Polarität läßt die normierte kumulative Polarität (Σ_{pol} pro AE) Rückschlüsse auf den Bruchtyp zu. Der normierte kumulative Polaritätswert ändert sich von etwa -0.3 vor auf -0.2 nach dem Vorbruch. Dementsprechend müssen während des Vorbruchs Ereignisse mit weniger großer negativer Polarität (z.B. Scherrisse mit Nullpolarität) aufgetreten sein, um den normierten kumulativen Polaritätswert betragsmäßig um 0.1 ansteigen zu lassen. Der Heterogenitätsvorbruch beim symmetrisch belasteten Granit liefert folglich andere Mikrobruchabfolgen als der asymmetrische Vorbruch.

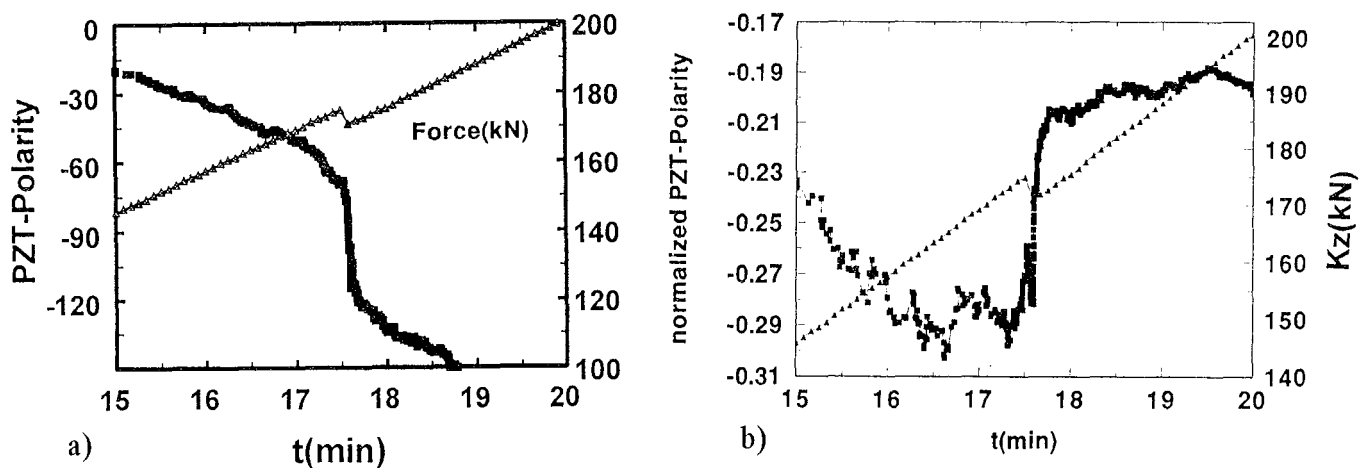


Abb. 4.40: (a) Kumulative Polarität und (b) kumulative Polarität pro AE als Funktion der Versuchszeit für den symmetrisch belasteten Granit Ag9w mit Heterogenitätsvorbruch bei $t=17.5$ min. Kraft-Zeit-Kurve mit Kraftabfall als Referenz.

4.3 Beobachtete Rißmuster

Die hier durchgeführte Analyse der Bruchmuster in den deformierten Gesteinskernen deckt zwei Skalenbereiche ab. Makrobruchmuster im Gesteinszylinder werden visuell und röntgenographisch untersucht; Mikrorisse im Korngefüge der Gesteine werden durch ein Lichtmikroskop und Rasterelektronenmikroskop beobachtet. Während die Makrobruchmuster Krafteinleitung, Randbedingungen und Spannungsverteilung (z.B. asymmetrische Last, Bruchkegel bei symmetrischer Last) im Gesteinskern widerspiegeln, liefert die Beobachtung von Mikrorissen im Korngrößenbereich Einblicke in den Versagensprozeß einer granularen Struktur mit mehreren Mineralkomponenten sowie unterschiedlichem Wassersättigungsgrad.

4.3.1 Makrobrüche im Röntgen-Computer-Tomograph

Das mit "bloßem Auge" sichtbare Bruchmuster eines aufgesägten Sandsteinhalbkerns nach Deformation zeigt Abbildung 4.41. Dunkle Farbe steht für Makrobrüche, die sich beim "Bad des Vollkerns" mit Kunstharz voll gesaugt haben. Die Eindringtiefe des Harzes hängt von seiner Viskosität und der maximalen Rißweite ab. Die kumulative Makrorißlänge pro Flächeneinheit (vgl. Kap. 3.4, L_A) wird für neun Sandsteinhalbkerns aus Bildern analog zu Figur 4.41 mittels eines Bildanalyse-systems bestimmt. Die Rißdaten sind in Tabelle 4.4 zusammengefaßt. Die L_A -Daten von Kernen, die den Lastpfad $A-B$ erfahren haben, liegen im Mittel bei $0.051 \pm 0.011 \text{ mm}^{-1}$, während Kerne mit Lastpfad $A-D$ einen Mittelwert von $0.107 \pm 0.022 \text{ mm}^{-1}$ besitzen. Schon mit dieser einfachen Halbkernanalyse kann gezeigt werden, daß sich die kumulative Bruchlänge pro Flächeneinheit verdoppelt, wenn Kerne belastet bis zur maximalen Bruchkraft ($A-B$) mit solchen belastet bis zum Spannungsabfall ($A-D$) verglichen werden. Der Wassersättigungsgrad ist hierbei unerheblich. Die S_V -Daten werden in Kapitel 4.3.2 besprochen.

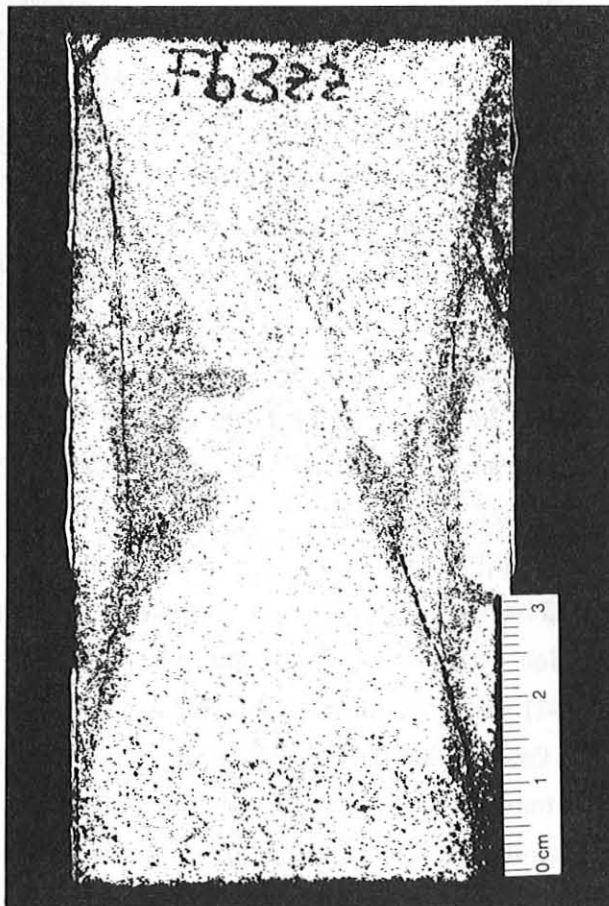


Abb. 4.41: Aufgesägter Sandsteinhalbzylinder nach dem Bruchexperiment. Dunkle Farbe deutet auf ausgehärteten Kunstharz in Makrobrüchen der Probe hin.

Experiment	Probe	Sat (%)	Lastpfad	L_A mm ⁻¹	S_V mm ⁻¹
940721	Fb2	0	A-D	0.112	18.2
940726	Fb3	0	A-B	0.043	18.6
940801	Fb6	100	A-D	0.089	15.3
940915	Fb3zz	8	A-D	0.102	-
941012	Fb25	29	A-B	0.058	17.5
941013	Fb28	27	A-D	0.143	-
941014	Fb23	32	A-D	0.128	-
941017	Fb21	0	A-D	0.082	-
941018	Fb20	10	A-D	0.091	-

Sat= Wassersättigungsgrad; A-D siehe Abbildung 4.1;
 L_A = kumulative Makrorißlänge pro Flächeneinheit;
 S_V = kumulative Mikrorißlänge pro Volumeneinheit.

Tab. 4.4: Resultate der Makro- und Mikrobruchanalysen in Sandsteinkernen nach der Deformation. L_A wird an Halbzylindern und S_V an Dünnschliffen bestimmt.

Als zweites Verfahren zur Analyse des Makrobruchmusters wird eine konventionelle Röntgendurchstrahlung des verformten Vollkerns durchgeführt (vgl. Abb. 3.14). Abbildung 4.42a zeigt das Resultat für den asymmetrisch belasteten Granit Ag5w. Als Referenz dient in Abbildung 4.42b das AE-Ortungsergebnis der Simplex-Methode für Versuchszeiten bis zum Vorbruch ($t \leq 855$ s) und zwar in derselben xz -Projektion des Vollkerns wie in Abbildung 4.42a. Man erkennt deutlich, daß das Abplatzen der unbelasteten Zylinderecke bei asymmetrischer Last (Abb. 4.42a: weiße Bruchflächenspur links; siehe auch Abb. 3.11b) durch Beben hoher Energie bzw. großer Amplitude (Abb. 4.42b: gefüllte Kreise; siehe auch Abb. 4.39b) bestätigt wird. Das berechnete Spannungsfeld für Deformationen bis zum Vorbruch (Abb. 3.13), das Bruchmuster nach dem Bruchversuch im Röntgenbild (Abb. 4.42a) und die Emissionsorte im Gesteinszylinder während der Deformation (Abb. 4.18, Abb. 4.42b) weisen konsistent die Spur des asymmetrischen Vorbruchs auf.

Das Ergebnis zweier Vollkernanalysen mit dem Röntgen-Computer-Tomograph Siemens Somatom DRH zeigt Abbildung 4.43. Die linken drei Teilbilder (Abb. 4.43a-c) beziehen sich auf den asymmetrisch belasteten Granit Ag5w und die rechten drei Teilbilder (Abb. 4.43d-f) auf den symmetrisch belasteten Sandstein Fb29. Die horizontalen Schnittbilder des Granits sind bei den z -Koordinaten 94 mm (Abb. 4.43a), 50 mm (Abb. 4.43b) und 10 mm (Abb. 4.43c) aufgenommen (vgl. Koordinatensystem Abb. 4.9). Das einfache asymmetrische Bruchmuster am oberen Probenrand (Abb. 4.43a) bedingt durch die Kraffteinleitung wird zum Probenzentrum hin komplexer (Abb. 4.43b) und reduziert sich wieder auf ein einfacheres Muster am Zylinderboden (Abb. 4.43c). Beim symmetrisch belasteten Sandstein kann man beim mittleren Schnittbild (Abb. 4.43e) vier Quadranten der sich ausgebildenden Bruchkonen erkennen ($z = 60$

mm). Am Zylinderdeckel (Abb. 4.43d: $z=88$ mm) ist die kreisförmige Spur des oberen Bruchkonus gut zu erkennen, während am Zylinderboden (Abb. 4.43f: $z=12$ mm) eine asymmetrische Bruchstruktur auftritt.

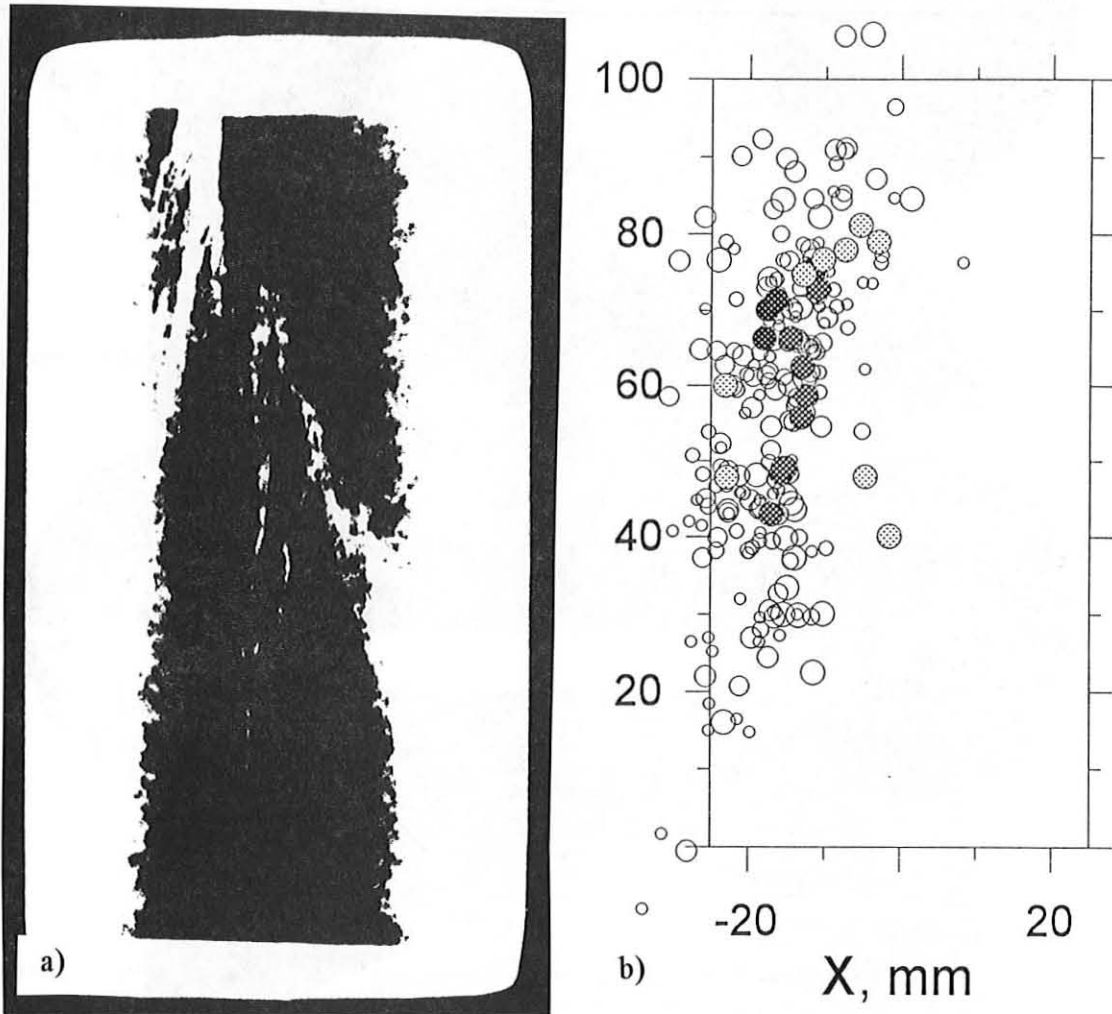


Abb. 4.42: (a) Kumulative Makrobruchmuster der Granitprobe Ag5w im Röntgenbild (Strahlung 96 kV, K+3.0) nach Wegnahme der asymmetrischen Last. (b) Verteilung der Mikrobeben im selben Gesteinszylinder unter Last für Zeiten bis zum Vorbruch; hochenergetische Beben sind mit ausgefüllten Kreisen markiert (Andresen, Zang).

Aus Schnittbildern analog zu Figur 4.43 lassen sich dreidimensionale Frakturbäume im Innern der deformierten Gesteinskerne zusammensetzen. In Abbildung 4.44 ist der dreidimensionale Frakturbaum des symmetrisch belasteten Granits Ag7w rekonstruiert worden. Hierzu werden drei orthogonale Schnittbildreihen (horizontal 50, vertikal 2x25) analog zu Abbildung 4.43 benutzt und über "Volume Rendering" (Strukturinterpolation) und "Trace-Algorithmus" (Ausgießen der Bruchzone mit zäher Masse) in den dreidimensionalen Vollkern mit Bruchmuster umgesetzt. Nach Subtraktion der Gesteinsmatrix steht der dreidimensionale Deformations-Frakturbaum "nackt" im

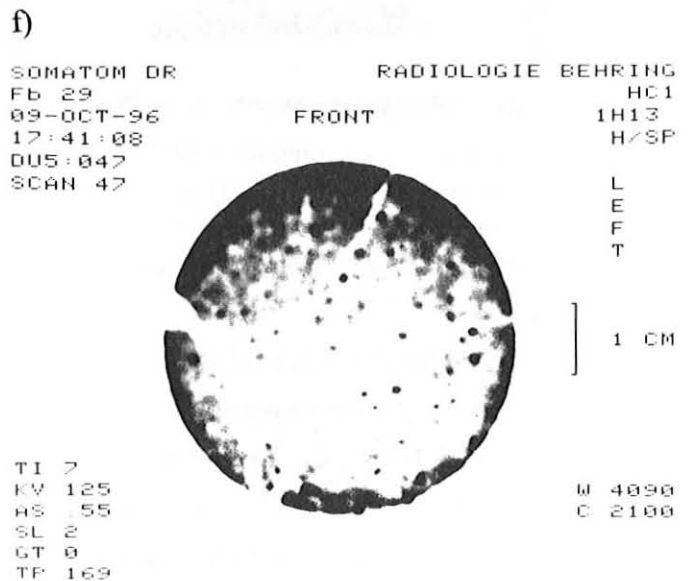
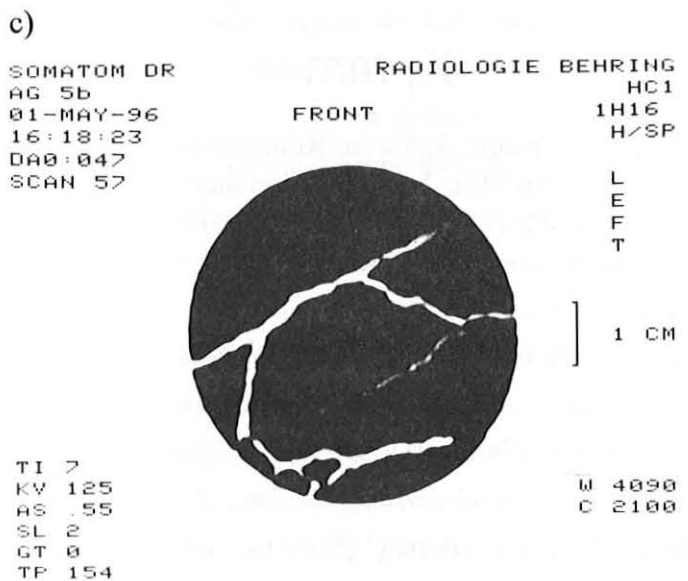
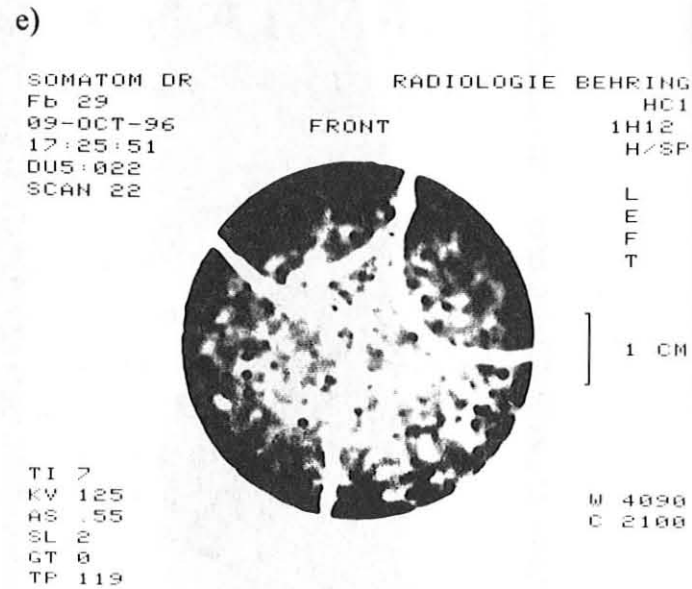
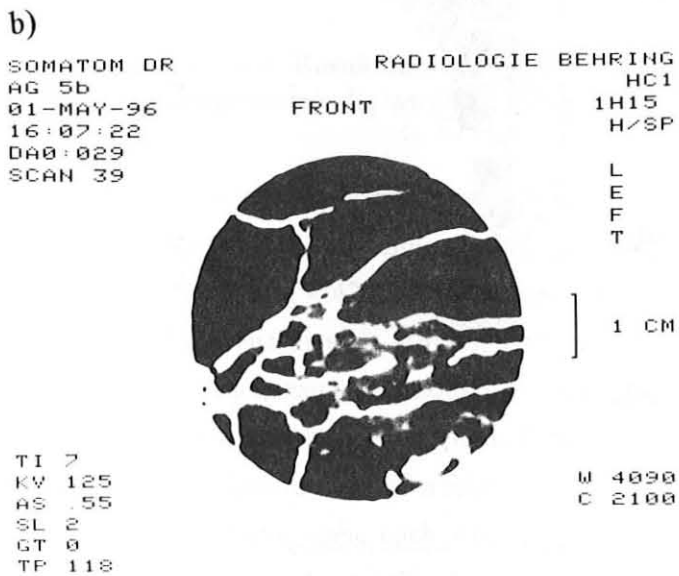
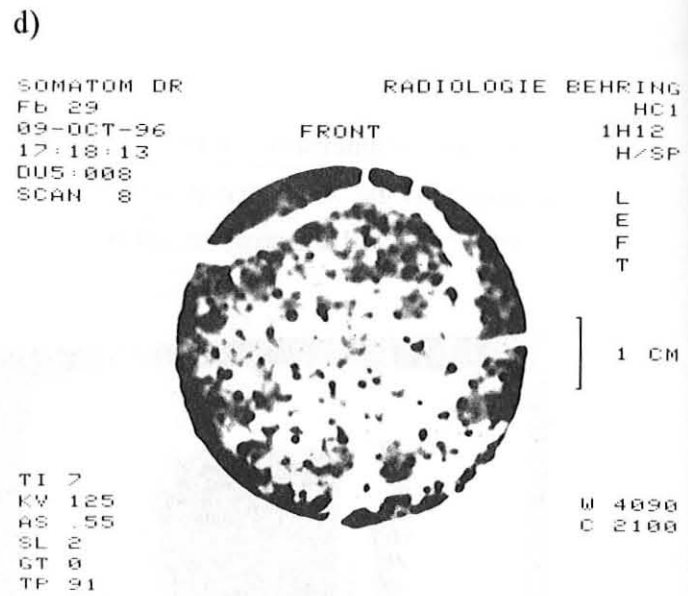
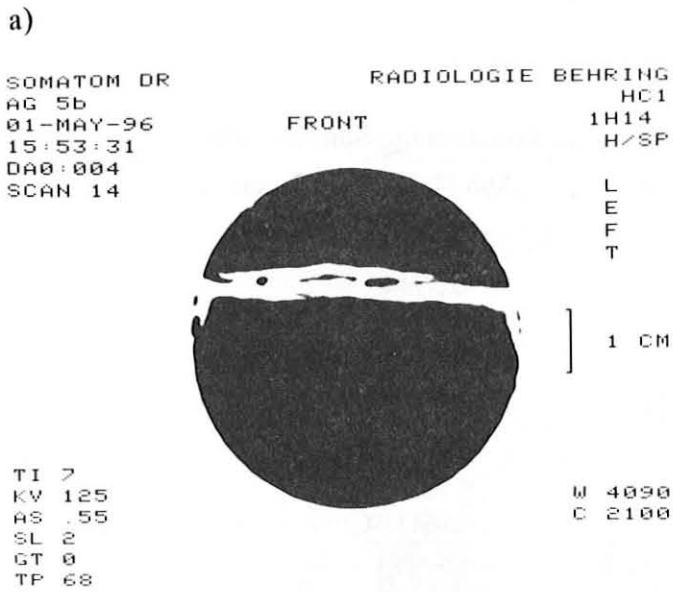


Abb. 4.43: Röntgen-Computer-Tomographische Schnittbilder (a-c) des asymmetrisch belasteten Granits Ag5w und (d-f) des symmetrisch belasteten Sandsteins Fb29 (Andresen, Zang).

Raum (Abb. 4.44). Die komplexe dreidimensionale Struktur der Bruchkonen wird in zwei Ansichten verdeutlicht.

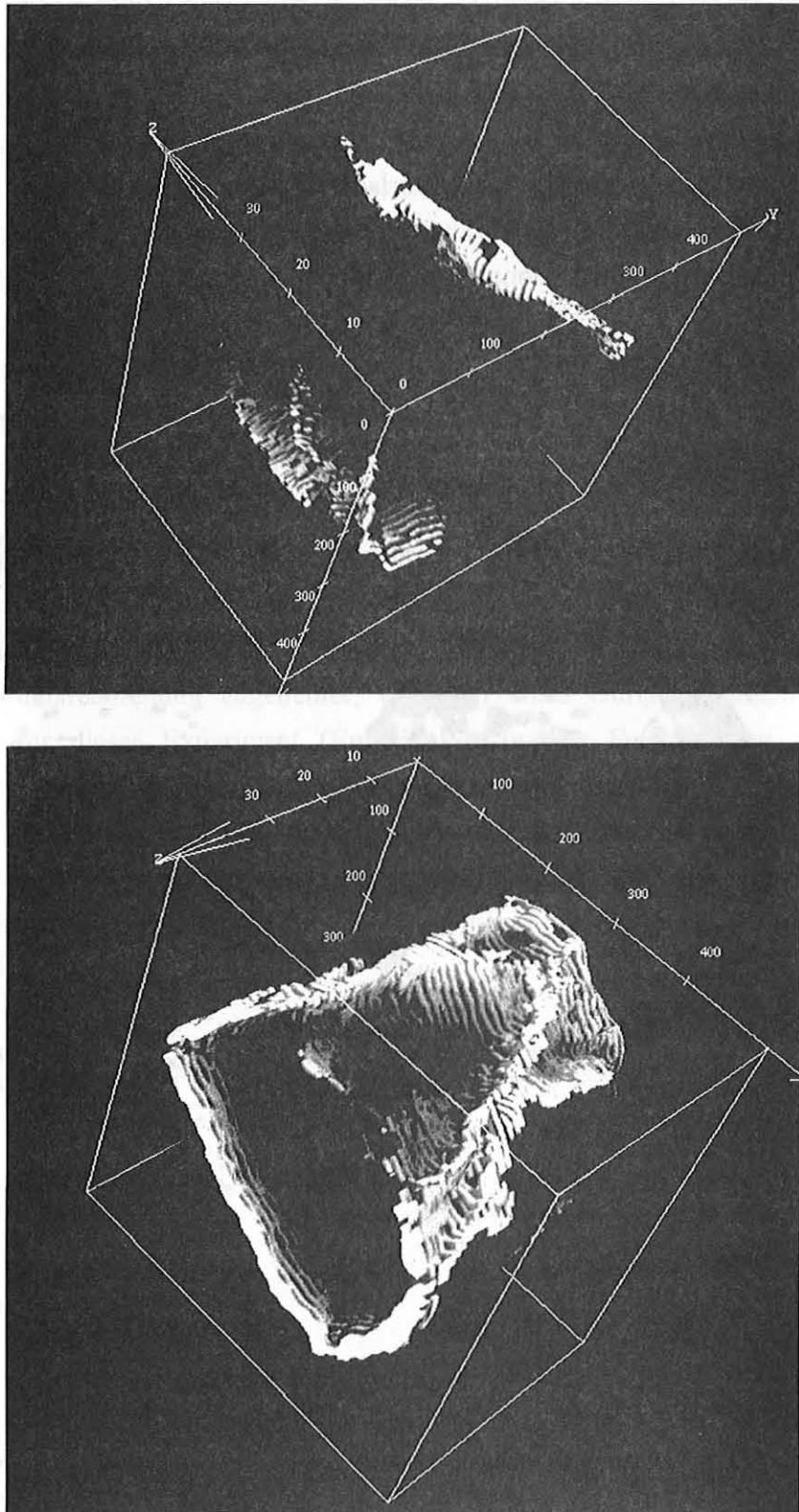


Abb. 4.44: Rekonstruierter Frakturbaum im symmetrisch belasteten Granit Ag7w (M. Haidekker, MeVis gGmbH Bremen). Die Belastung erfolgte parallel zur z -Achse.

Im Horizontalschnitt korrelieren die Emissionszentren bzw. Seismolap-Werte (Abb. 4.16: rechts) mit zwei radialen Randrissen bei Winkeln von 60 und 240 Grad (mathematisch positiv bezüglich der x -Achse gezählt) im Bruchmusterdiagramm (Abb. 4.45a). Die wesentlich ausgeprägtere Bruchstruktur senkrecht zu diesen Randrissen muß folglich in einem späteren Stadium des Granitversagens gebildet worden sein. Das Mikrobencluster beim Vorbruch korreliert folglich mit einer beobachteten Bruchstruktur im Horizontalschnitt. Im Falle des Vertikalschnitts ist keine eindeutige Zuordnung von Emissionsaktivität bzw. Seismolap-Wert (Abb. 4.16) und kumulativem Bruchmuster (Abb. 4.45b) möglich.

Einen Ausweg aus dem Dilemma auf der Suche nach dem Vorbruchort im Granitkern bietet die simultane Betrachtung des dreidimensionalen Frakturbaums und des "AE-Films" mit rotierendem Gesteinszylinder bis zum Vorbruch. Abbildung 4.46 zeigt, nach Durchforsten der 3D-Daten, die 2D-Projektion der AE-Orte, bei der die höchste Lokalisation im Schnittbild auftritt. Derselbe Datensatz wie in Abbildung 4.18 wird benutzt, wobei der Blickwinkel des Beobachters auf die Probe um 60 Grad gedreht ist. Man erkennt eine deutlichere Clusterung der Beben in der oberen mittleren Probenhälfte (Abb. 4.46: Vertikalschnitt), wenn der Blickwinkel, wie im Horizontalschnitt durch Koordinatendrehung angedeutet, verändert wird. Durch Abspulen des 3D-Bruchfilms für dieses Experiment (Emissionszentren als Funktion der Zeit bzw. äußeren Kraft) entpuppt sich der Vorbruch als zentraler Vertikalriß, der am oberen Probenrand startet und bis zur Zylindermitte wächst. Einen entsprechend langen Riß im Frakturbaum gibt es nicht. Der Grund hierfür dürfte eine Reaktivierung der Vorbruchfläche zu einem späteren Stadium des Granithauptbruchs sein.

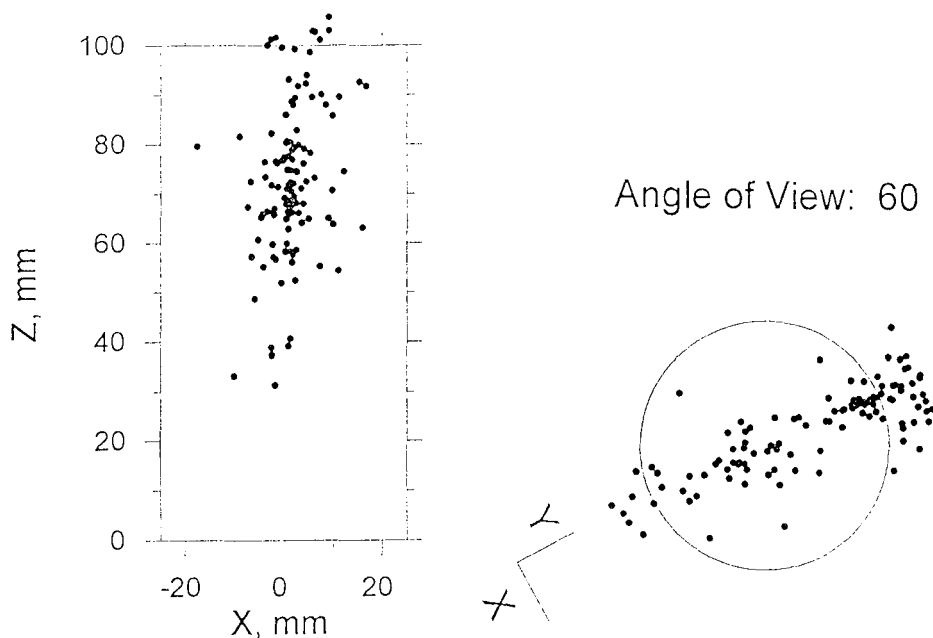


Abb. 4.46: AE-Orte im Granit Ag9w bis zum Vorbruch unter einem Blickwinkel von 60 Grad liefern die höchste räumliche Lokalisation in den 2D-Projektionen.

4.3.2 Mikrorisse im Licht- und Rasterelektronen-Mikroskop

In Abbildung 4.47 sind lichtoptische Rißaufnahmen einer trockenen (Abb. 4.47a: Fb1) und einer nassen Sandsteinprobe (Abb. 4.47b: Fb6) gegenübergestellt. Der Riß im trockenen Kornaggregat zeigt glatt gebrochene Rißufer mit zick-zack-förmigem Verlauf (Abb. 4.47a), wobei die maximale Rißaufweitung ein Viertel der mittleren Korn-

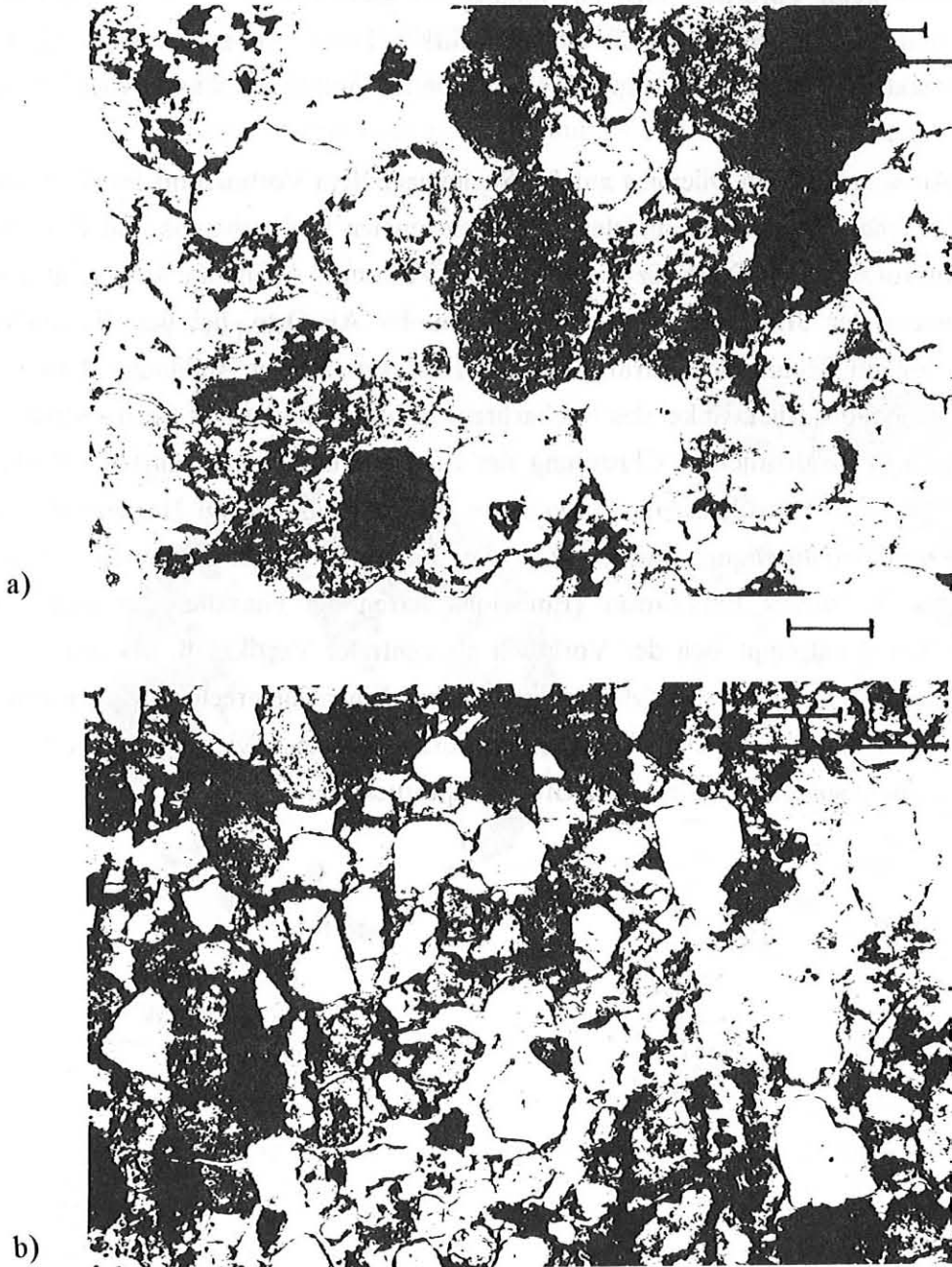


Abb. 4.47: Mikrorisse im Kornverband (a) des trockenen Sandsteins Fb1 und (b) der nassen Probe Fb6. Maßstab entspricht 0.2 mm.

größe nicht überschreitet. Der Riß im nassen Kern zieht eine weitaus größere Region des Mineralaggregats bei seinem Wachstum in Mitleidenschaft (Abb. 4.47b: gleicher

Maßstab wie Abb. 4.47a); zum Teil werden ganze Körner aus dem Mineralverband gelöst und "schwimmen" in der bis zu zwei Korndurchmesser breiten Bruchzone. Die Analyse der kumulativen Mikrorißfläche pro Volumeneinheit (Tab. 4.4: S_V) an vier Kernen zeigt, daß der Schädigungsgrad in trocken und naß deformierten Proben im Mittel etwa der gleiche ist.

Gibt es Unterschiede im Typ bzw. der Verteilung der Mikrorisse? Hierzu wird ein Großdünnchliff (vgl. Kap. 3.4: 50x100 mm²) der trockenen Probe Fb21 und nassen Probe Fb23 im Lichtmikroskop analysiert. Rißweite, Rißlänge und Rißlängenverteilung lassen sich aus Abbildung 4.48 entnehmen. Sowohl intragranulare (IGC) als auch transgranulare Risse (TGC) werden untersucht. Insgesamt sind 149 Mikrorisse im Kern Fb21 und 138 Mikrorisse im Kern Fb23 ausgewertet worden. Die maximale Rißaufweitung in beiden Kernen ist 30 µm (Abb. 4.48a und c). Die maximale Rißlänge des nassen Kerns (Abb. 4.48c: 625 µm) ist größer als die maximale des trockenen Kerns (Abb. 4.48a: 280 µm). Die durchschnittliche Korngröße ist 150 µm für den Kern Fb21 und 200 µm für den Kern Fb23. Die Histogramme in Abbildung 4.48b und 4.48d zeigen, daß im feinkörnigeren trockenen Sandstein 50 µm-lange Deformationsrisse dominieren, während die Mehrzahl der Mikrorisse im nassen Kern eine Länge von 100 µm besitzt.

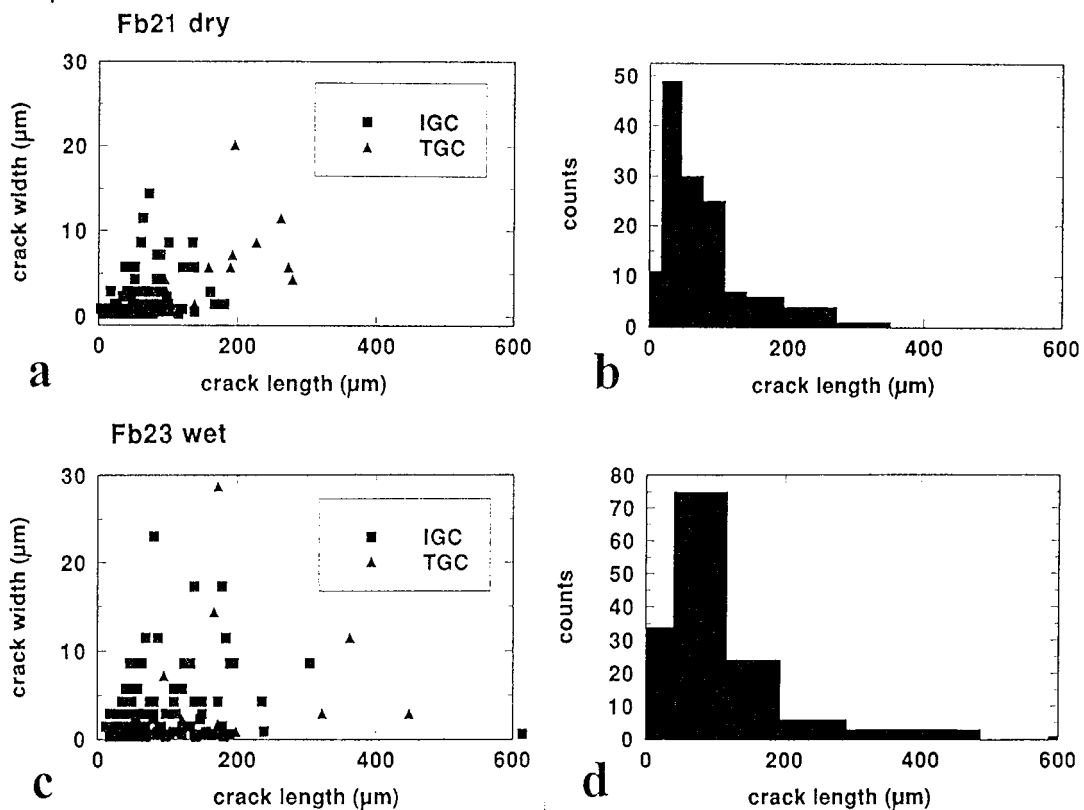


Abb. 4.48: (a,c) Rißweite gegen Rißlänge und (b,d) Rißlängenhistogramme für 138 Mikrorisse im trockenen Sandstein Fb21 und 149 Mikrorisse im nassen Kern Fb23. Das lichtmikroskopische Ergebnis unterscheidet zwischen intragranularen (IGC) und transgranularen Rissen (TGC).

Mit den beiden höher aufgelösten Mikrorißbildern in Figur 4.49 werden dem Leser zwei Zusatzinformationen über den Bruch in Sandstein mitgegeben, die im nächsten Kapitel "Spröbruchmodelle" von grundlegender Bedeutung sind. In der lichtoptischen Aufnahme (Abb. 4.49a) erkennt man abgescherte Kalzitzwillinge im Sandsteinkern Fb9, womit Scherbrüche im Korngrößenbereich belegt werden. Die Aufnahme mit dem Rasterelektronenmikroskop des naß deformierten Kerns Fb20 (Abb. 4.49b) zeigt "zerrissenen" Kalzitzement, während die benachbarten Quarzkörner intakt sind.



Abb. 4.49: (a) Lichtmikroskopische Aufnahme von abgescherten Kalzitzwillingen. (b) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von "zerrissenem" Kalzitzement und nahezu intakten Quarzkörnern. Mittlerer Korndurchmesser in beiden Bildern 0.2 mm.

4.4 Sprödbbruchmodell für heterogene Mineralaggregate

In diesem letzten Abschnitt der Resultate werden die Grundlagen und Ergebnisse zweier Sprödbbruchmodelle auf Korngrößenebene kompakt zusammengefaßt. Der interessierte Leser findet im Anhang zwei Publikationen, die das Thema ausführlich behandeln (Kap. 8.3 und 8.4). Im ersten Modell (Kap. 4.4.1 und Kap. 8.3) wird der Einfluß des diagenetischen Zements auf Spannungskonzentration und Bruchbildung in einem Drei-Stoffsystem (Korn, Zement, Poren) untersucht. Das zweite, stochastische Versagensmodell (Kap. 4.4.2 und Kap. 8.4) basiert auf Energiefreisetzungsraten zweier unterschiedlicher Minerale (Quarz, Kalzit), mittels derer Anzahl und Länge der bei der Bruchdeformation zu erwartenden Mikrorisse quantifiziert wird.

4.4.1 Zementiertes Mehrkornsystem mit Poren

Um den Bruchprozeß in Mehrkornsystemen verstehen zu lernen, benötigt man Informationen über die Spannungsverteilung im druckbelasteten Granulat. Das mikro-mechanische Modell eines zementierten Mehrkornaggregats zeigt Abbildung 4.50. Kreisförmige, periodisch angeordnete Mineralkörner bilden zusammen mit diagenetischem Zement und offenem Porenraum das Sedimentäquivalent. Die Körner haben einen Durchmesser von 180 µm und einen Flächenanteil von 62%. Der kürzeste Kornabstand beträgt 20 µm. Die Porosität des Materials kann sukzessiv verringert werden durch Vergrößerung der Zementationsfläche (A_{cem}). Die uni- bzw. biaxiale Druckbelastung des Granulats wird im ebenen Verzerrungszustand mittels finiter Elemente modelliert.

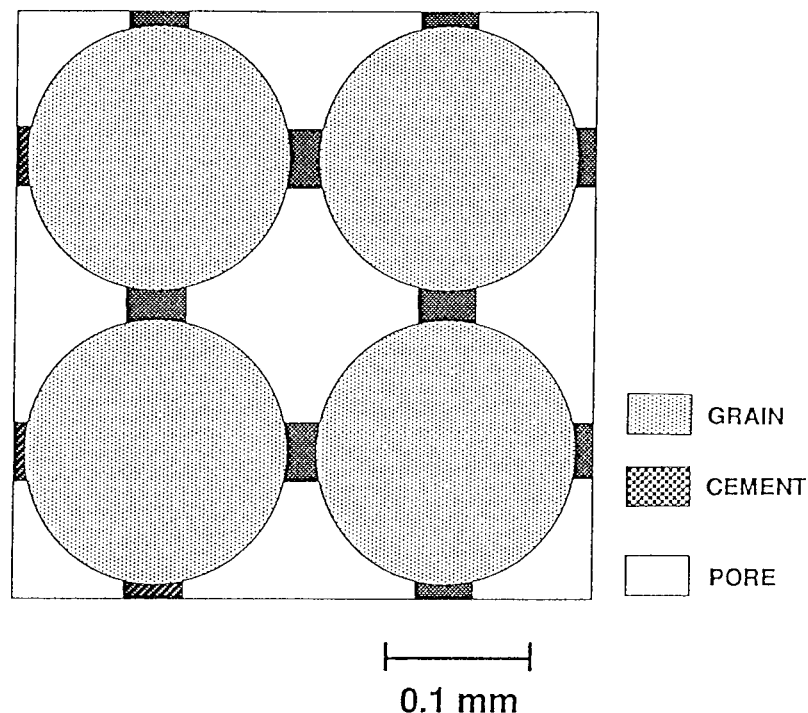


Abb. 4.50: Modell eines zementierten Kornaggregats mit offenen Poren (Wong, Zang).

Als Ergebnis zeigt Abbildung 4.51 die Reaktion des Granulats auf uniaxialen Druck. Der effektive Elastizitätsmodul (E_{eff}) des Systems ist als Funktion der Zementfläche aufgetragen, wobei die vier Einzelkurven für Materialien mit verschiedenen Steifigkeitskontrasten zwischen Zement und Korn (E_{cem}/E_g) stehen. Der effektive Elastizitätsmodul kann sowohl durch wachsende Zementationsfläche als auch durch höhere Zementsteifigkeit (E_{cem}) ansteigen. Als Referenz ist in Abbildung 4.51 die Steifigkeit eines unzementierten Systems mit Hertz'schen Korn-Korn-Kontakten zu sehen (Abb. 4.51: gestrichelte Linie).

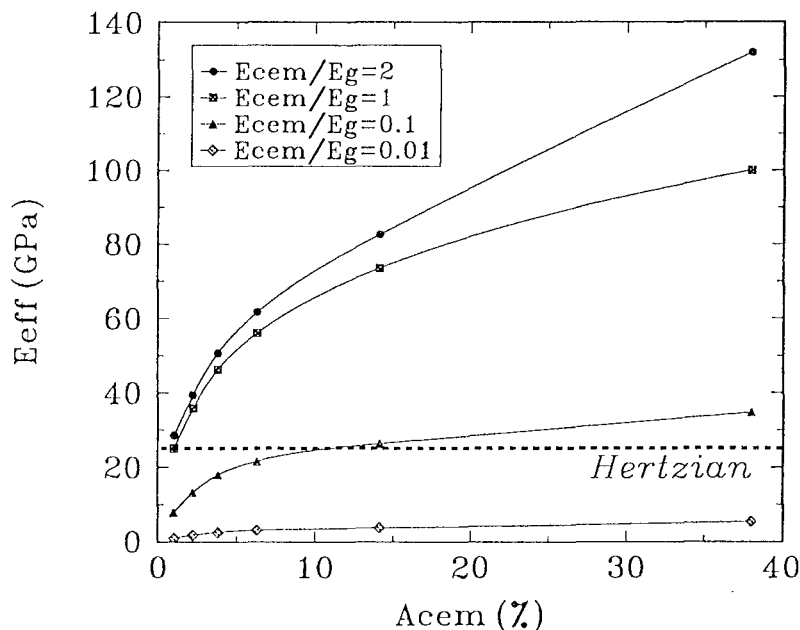


Abb. 4.51: Effektiver Elastizitätsmodul des zementierten Granulats als Funktion des Zementanteils für vier verschiedene Steifigkeitskontraste von Zement und Korn.

Die Spannungsverteilung im zementierten Granulat zeigt, daß die Triplepunkte, an denen Korn, Zement und Pore aneinanderstoßen, ausgezeichnete Konzentratoren von Spannungen sind. Rißbildung erfolgt vom Triplepunkt in das Zementinnere (vgl. Abb. 2.2b). Beim unzementierten Kornkontakt entstehen intragranulare Hertz-Brüche (vgl. Abb. 2.2a). Bereits kleine Zementanteile können Kornbruchbildung verhindern, indem der weichere Zement die hohen Spannungen im Granulat absorbiert und reißt (vgl. Abb. 4.49b). Unterschiedliche Szenarien der Zementanlagerung während der Sandsteindiagenese führen zu analogen Schlußfolgerungen (vgl. Kap. 8.1).

4.4.2 Stochastisches Versagensmodell

Die Makrobruchbildung in dem symmetrisch belasteten Gesteinszylinder erfolgt entlang der Flächen maximaler Spannungskonzentration (vgl. Abb. 3.11a, Abb. 4.41). Das stochastische Versagensmodell in Abbildung 4.52 basiert auf der Betrachtung

einer Fläche senkrecht zur Ebene der maximalen Scherspannung im Sandsteinzylinder (2D-Approximation der Bruchkonen). Verschiedene Mineralkörner (Quarz (Qtz), Kalzit (Cal)) werden durch unterschiedliche Werte in ihrer Energiefreisetzungsrate (G) simuliert.

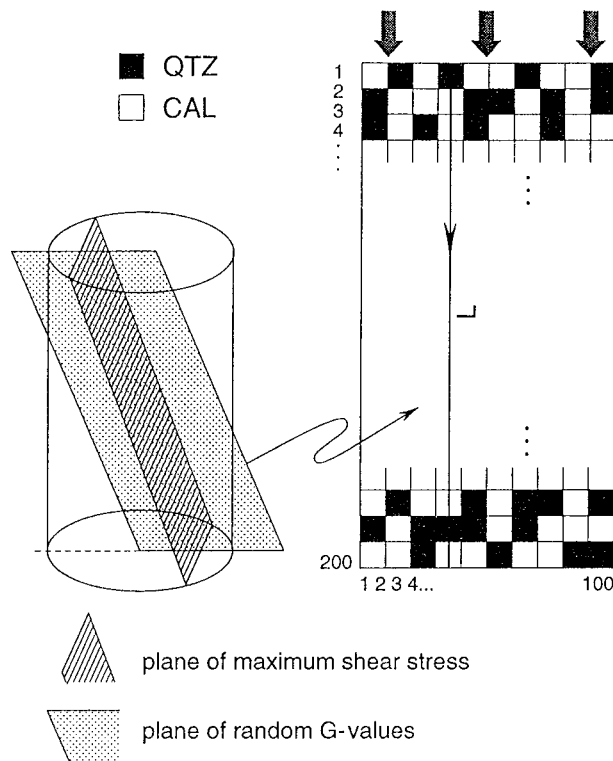


Abb. 4.52: Zweidimensionales stochastisches Sprödbbruchmodell für heterogenes Material (Wagner, Zang).

In Abbildung 4.53 ist für ein Mineralprofil der Länge L (vgl. Abb. 4.52) die stochastische Verteilung der G -Werte dargestellt. Hierzu werden zwei Gauß-Verteilungen, eine für Quarz- und eine für Kalzitkörner benutzt, um unterschiedliche G -Werte mit einem Zufallszahlengenerator zu erzeugen. Mit 20% erlaubter Streuung variieren die G -Werte zwischen $0.63 \pm 0.13 \text{ Jm}^{-2}$ (Kalzit) und $9.20 \pm 1.84 \text{ Jm}^{-2}$ (Quarz). Eine dritte Verteilungsfunktion steuert den Anteil des Zementminerals (Abb. 4.53: Kalzitgehalt 25%, Quarzgehalt 75%). Ein wachsender G -Testlevel (Abb. 4.53: horizontale Linie G_{tl}) simuliert die ansteigende Drucklast. Im Material treten Risse auf für $G < G_{tl}$. Ist der G -Wert des Minerals größer als der des Testlevels ($G > G_{tl}$), entsteht kein Riß im entsprechenden Korn der Länge L_o . Alle Risse und Rißlängen von 100 Mineralprofilen mit jeweils 200 Körnern analog zu Abbildung 4.53 werden gespeichert. Die maximale Rißlänge pro Profil und pro G_{tl} -Wert wird ermittelt.

Die Rißanzahl (N_c) und die maximale Rißlänge (c_{max}) werden als Funktion des Druckkraftäquivalents (G_{tl} -Wert) in Abbildung 4.54 aufgetragen. Die Anzahl der Risse bis zum Bruch ($N_c=4000$) korreliert mit der Anzahl der AE in den trocken belasteten Sandsteinkernen (vgl. Abb. 4.8a), sofern im Modell mit einer Korngröße von 0.5 mm

(vgl. Abb. 4.52: 20000 Körner auf 5000 mm² Fläche) gearbeitet wird. Der Makrobruch der Probe wird anhand der maximalen Rißlänge festgelegt. Sobald der längste Riß die Probenlänge erreicht ($c_{max}/L \rightarrow 1$), versagt das Zweikomponenten-Granulat unter Druck. Der starke c_{max}/L -Anstieg bei $G_{tl} = 0.8 \text{ Jm}^{-2}$ in Abbildung 4.54 wird mit dem Beginn des Hauptbruchs identifiziert. Dieser sogenannte kritische G_{tl} -Wert liegt dicht bei dem benutzten G -Wert des Kalzits (0.63 Jm^{-2}); d.h. das weiche Mineral ist ausschlaggebend für das Bruchverhalten des Gesamtsystems unter Druck.

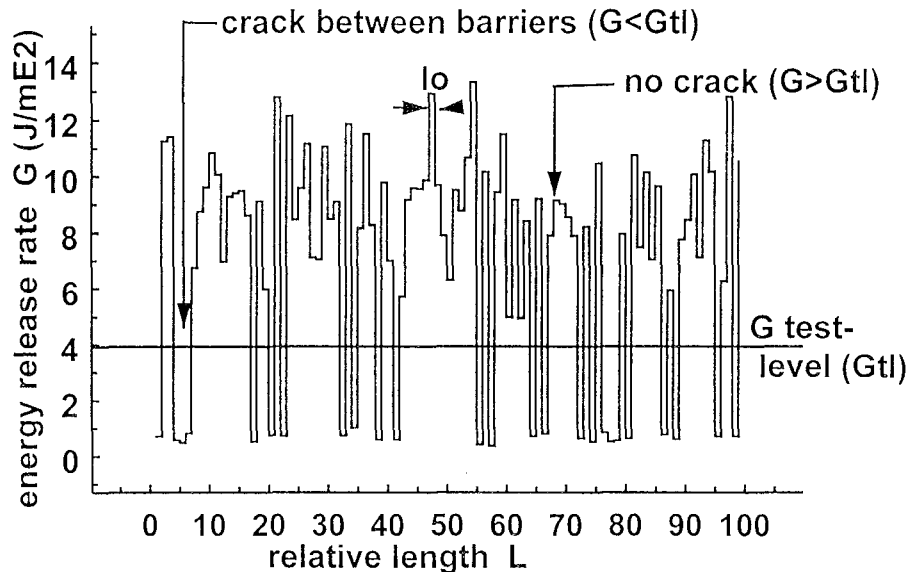


Abb. 4.53: Mineralkornprofil mit zwei Gauß-verteilten Energiefreisetzungsraten, eine für Quarz ($9.20 \pm 1.84 \text{ Jm}^{-2}$) und eine für Kalzit ($0.63 \pm 0.13 \text{ Jm}^{-2}$), simuliert unterschiedliche Kornfestigkeiten eines heterogenen Aggregats (Wagner, Zang).

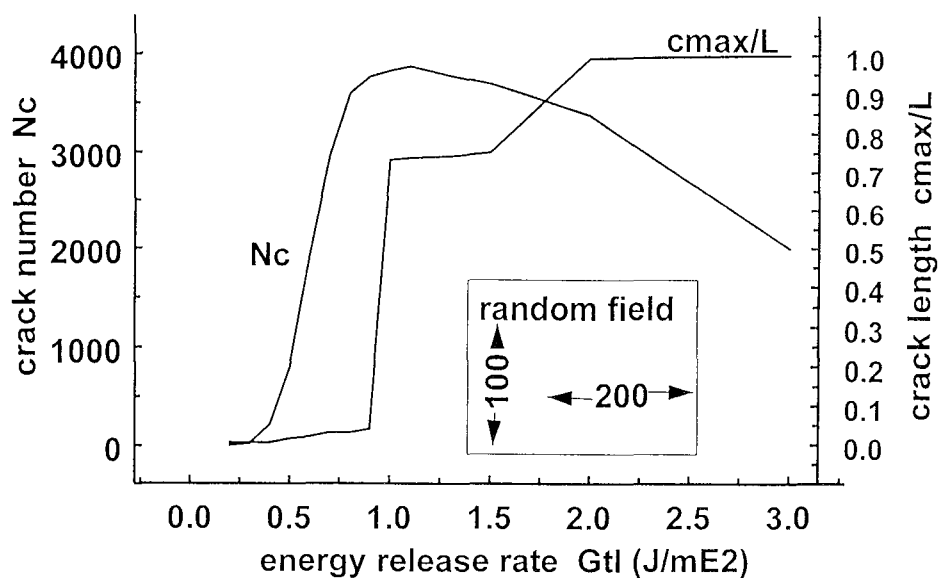


Abb. 4.54: Rißanzahl (N_c) und maximale Rißlänge (c_{max}) normiert auf die Probenlänge L als Funktion des Druckkraftäquivalents (G_{tl} -Wert) für ein System mit 75% Quarz und 25% Kalzit (Wagner, Zang).

Berechnet man den kritischen *Gtl*-Wert, d.h. das Bruchkraftäquivalent, für verschiedene Anteile der weichen Mineralkomponente (Abb. 4.55), so stellt man fest, daß die Bruchkraft des Systems bereits bei 10% Kalzitanteil auf die Hälfte reduziert wird. Die Konsequenz aus den Resultaten der Abbildungen 4.54 und 4.55 ist, daß im stochastischen Mittel vorwiegend der Kalzit und nicht der Quarz bricht. Dies steht im Einklang mit den mikroskopischen Beobachtungen von Kapitel 4.3.2.

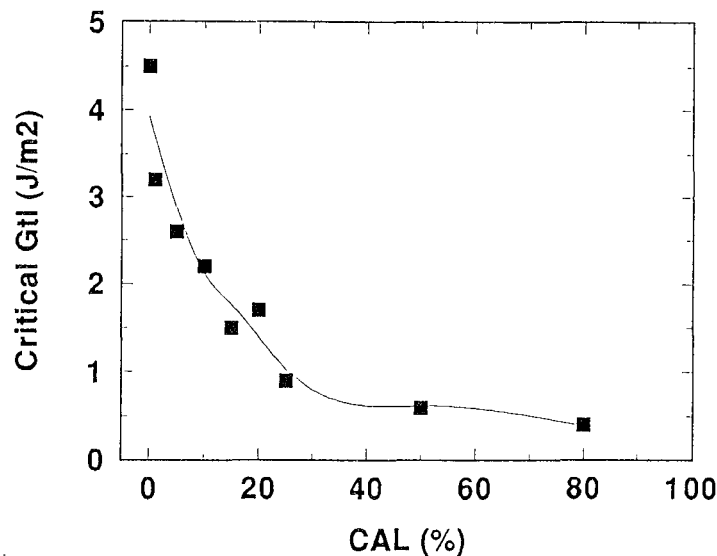


Abb. 4.55: Kritischer *Gtl*-Wert (Bruchspannungsäquivalent) als Funktion des Kalzitanteils im Zwei-Stoffsystem Quarz-Kalzit.

5. Diskussion

Im Schlußkapitel der Arbeit werden eingangs die Einflußfaktoren des Sprödbruchs wie Fluide, Korngröße und Spannungsfeld diskutiert und zwar im Kontext zu den AE-Ergebnissen. Die Bedeutung der Resultate für die Mikromechanik der Bruchentwicklung in Gestein wird im zweiten Abschnitt diskutiert. Im dritten Abschnitt wird die Bedeutung der Labordaten für Erdkrustenprozesse (Spannungsakkumulation und rupturale Entspannung (Erdbeben)) erörtert. Die aus der Arbeit resultierenden, erfolgversprechenden Parameter zur Makrobruchvorhersage in einer abgegrenzten Region mit Mikrobebenaktivität werden kompakt zusammengefaßt und gegenübergestellt. Die zu nehmenden Hürden bei der Extrapolation der Laborergebnisse auf den Krustenmaßstab werden genannt.

5.1 Einflußfaktoren des Sprödbruchs im AE-Kontext

Die Gesteinsbruchversuche in dieser Arbeit wurden mit uniaxialer Krafteinleitung (symmetrisch und asymmetrisch) gefahren und zwar bei Raumtemperatur. Wie ändert

sich die Druckbruchspannung des Materials bei Annäherung an typische Erdkrustenbedingungen? Der Leser betrachte hierzu im Gedankenexperiment den behandelten Erzgebirgsgranit in zehn Kilometer Tiefe der Erdkruste; der Druck soll 300 MPa und die Temperatur 200 °C betragen. Die Bruchspannung des in situ Materials kann durch Erniedrigung des Umgebungsdrucks, Erhöhung der Temperatur, Reduktion der Deformationsrate, Zusatz von Wasser bzw. Erhöhung des Porenwasserdrucks, sowie Betrachtung eines größeren Probenvolumens reduziert werden. In einem Rechenbeispiel gibt Lockner (1995) folgende quantitativen Daten für eine 10%ige Bruchspannungserniedrigung von Granit an: Erniedrigung des Umgebungsdrucks oder Erhöhung des Porenwasserdrucks um 25 MPa, Verminderung der Deformationsrate um drei Zehnerpotenzen, Temperaturänderung von 200 °C und Verdopplung des betrachteten Probenvolumens. Läßt man unterschiedliche Gesteinstypen zu, so müssen ebenfalls Einflußfaktoren wie Mineralbestand, Gefüge und Porosität mit berücksichtigt werden. Im folgenden werden die drei sensitiven Einflußfaktoren Fluid, Korngefüge und Spannungsfeld auf das Bruchverhalten näher betrachtet und zwar mithilfe der AE-Ergebnisse gewonnen an Kristallin- und Sedimentgestein.

5.1.1 Fluide

Die fünfzig Bruchexperimente haben gezeigt (vgl. Tab. 4.2), daß durch Zufuhr von destilliertem Wasser die Bruchspannung des Sandsteins bei uniaxialer Kompression um 39%, die der Granite maximal um 25% reduziert wird (Kap. 4.1). Die AE-Emissionsfreudigkeit der Kerne wird durch Wasser herabgesetzt (im Mittel von 3300 auf 1500 für Sandstein (45%) und von 10000 auf 3300 für den weißen Granit (33%)). Das Verhältnis von georteten zu aufgenommenen AE reduziert sich um 25% für den Granit und um einen Faktor 3 für den Sandstein beim Übergang von trockenen zu nassen Experimenten (Kap. 4.2). Eine Erklärung für die Änderungen in der AE-Charakteristik ist die Pulsverformung der AE durch Wasser. Die maximalen Energien der AE-Signale sowie die maximale Pulsdauer bestimmt mit dem Breitbandsensor nehmen ab mit zunehmendem Wassergehalt und zwar unabhängig vom Gesteinstyp (vgl. Kap. 4.2.3). Der prozentuale Effekt ist beim Sandstein ausgeprägter als beim Granit. Hierfür dürfte die größere Abschwächung der elastischen Wellen im Medium mit der höheren Porosität (wassergefüllt) verantwortlich sein. Dies bestätigen ebenfalls die Ergebnisse der Pulstransmission an trockenen und nassen Proben (vgl. Tab. 4.2: Erstamplituden- und Geschwindigkeitswerte). Die im Gesteinszylinder akkumulierte Deformationsenergie wird durch Wasserzusatz erniedrigt (vgl. Abb. 4.6, Abb. 4.7). Der elastische Anteil der Deformationsenergie ist beim Kristallingestein höher als beim Sediment. Das Verhältnis von elastischer zu inelastischer Energie ist, für jeden Gesteinstyp einzeln betrachtet, jedoch unabhängig vom Wassersättigungsgrad.

Hauptursache für niedrigere Bruchspannungswerte, niedrigere Moduln und niedrigere akkumulierte Deformationsenergien von nassen Proben im Vergleich zu trockenen dürfte die Herabsetzung der Bindungsenergien durch das Fluid sein. Eine mögliche mikrophysikalische Erklärung für Silikatgestein mit Wasser haben Michalske und Freiman (1981) gegeben. Die Adsorption von Wassermolekülen kann zu einer Hydrolyse der Si-O Bindungen führen, die dann durch schwächere O-H Bindungen ersetzt werden. Neben diesem Prozeß des subkritischen Rißwachstums (vgl. Kap. 2.3.1), dürfte für den untersuchten Sandstein ebenfalls das Quellen von Tonmineralen eine Rolle in der Festigkeitsreduktion spielen (Bowles 1984). Röntgendiffraktometrische Untersuchungen an Fb-Sandstein ergaben eine Netzebenenverschiebung des 5-Grad Smektit-Peaks von 15.03 trocken auf 19.03 10^{-10} m naß (d.h. 27 % hygri-sche Dehnung). Zur Erklärung der *b*-Wert Variationen als Funktion der Zeit bei trockenen und nassen Proben (vgl. Kap. 4.2.2) kann auch das Wachstum von Spannungskorrosionsrissen beitragen. Unter dem Begriff "Spannungskorrosionsrisse" (Atkinson 1984; stress corrosion cracks) werden Phänomene zusammengefaßt, bei denen Rißwachstum durch die Präsenz von Fluiden stimuliert wird. Verschiedene Exponenten im Gesetz des subkritischen Rißwachstums wurden benutzt, um komplexere Zeitabhängigkeiten des *b*-Wertes von Laborversuchen zu modellieren (Meredith et al. 1990).

Die beobachteten Mikrorißmuster (Kap. 4.3) zeigen weniger lokalisierte, mäanderförmige Risse im nassen Korngefüge im Vergleich zu eng begrenzten zick-zack-förmigen im trockenen Gestein. Die an deformiertem Sandstein gewonnenen Daten können ebenfalls an Granit beobachtet werden (Althaus et al. 1994). Dies steht im Einklang mit den pulsenergetischen Betrachtungen der AE. Für vergleichbare Spannungsniveaus erhält man in trockenen Kernen Signale mit höherer Energie als in nassen. Der Bruch in trockenen Kernen erfolgt meist nur durch ein oder zwei energetisch gesehen starke AE, während der Bruch in nassen Kernen absolut gesehen durch weniger starke, aber viele AE, dokumentiert ist. Die Bildung des lokalisierten Makrobruchs mit "glatten" Ufern in der trockenen Probe kann durch wenige starke AE erklärt werden, die von der größeren gespeicherten Deformationsenergie profitieren.

Das Clusterverhalten von AE (Kap. 4.2.1) und das gemeinsame Auftreten von "blauen" und "roten AE" (Kap. 4.2.3) ist unabhängig vom Wassersättigungsgrad der Proben. Als mikrophysikalische Erklärung für "blaue AE" mit hoher Energie, kurzer Pulsdauer und hoher Frequenz werden im Rahmen dieser Arbeit intra- und transgranulare Trennbrüche genannt. "Rote AE" mit niedriger Energie, langer Pulsdauer und niedriger Frequenz werden durch Scherbruchvorgänge auf reaktivierten rauhen Mikrobruchflächen erklärt. Porenkollaps bei der Sandsteinkompaktion dürfte "blaue AE" produzieren. Eine alternative Erklärung kann mit dem Fazit der Arbeit von Ohnaka und Mogi (1982) gegeben werden. Hiernach sind AE mit großer Amplitude

durch große Risse und AE mit kleiner Amplitude durch kleine Risse erzeugt worden. Die großen nassen kumulativen Energieausbuchtungen (Abb. 4.29, Abb. 4.30) untermauern die Tatsache, daß der nasse Bruch mit einer Vielzahl von niederenergetischen AE verbunden ist, die zum Anlegen der breiten nassen Zerrüttungszone im Mineralverband (Abb. 4.47b) notwendig sind. Sie sorgen für die Größe der Energieausbuchtung und das breitgefächerte Mikrorißsystem beim nassen Bruch.

Abschließend wird eine Energiebilanz durchgeführt. Die Deformationsenergie setzt sich aus einem elastischen und einem inelastischen (bleibenden) Anteil zusammen (vgl. Kap. 4.1.3). Der elastische Anteil wird beim Sprödbbruch z.T. in Bruchflächenbildungsenergie (kurz: Bruchenergie), Reibungsenergie an Rißufern und abgestrahlte Wellenenergie (kurz: AE-Energie) umgewandelt; ein Teil elastischer Restenergie bleibt erhalten (vgl. Tab. 4.2). Von der AE-Quellenergie wird entsprechend dem seismischen Wirkungsgrad nur ein Teil in elastische Wellenenergie umgesetzt, von dem bedingt durch Dämpfung und Streuung (vgl. Kap. 2.4) nur noch ein Restanteil am eigentlichen Empfängersensor aufgenommen werden kann. Zum Größenordnungsvergleich wurde für einen trocken deformierten Sandstein (Fb22) die gespeicherte Deformationsenergie, Bruchenergie und AE-Energie berechnet. Mit einer gemessenen kumulativen Energieäquivalentsumme pro AE von 0.12 mVs ergibt sich mit der Absolutkalibrierung (Kap. 3.1.2: 1 mVs \Rightarrow 33 μ J) ein Wert von 3.5 μ J für die mittlere Energie der Einzelemission am Breitbandsensor. Die Bruchenergie, d.h. die Arbeit benötigt zur Rißöffnung bzw. zum Rißwachstum, wird aus dem Spannungs-Dehnungs-Diagramm bestimmt und zwar im nicht-linearen Bereich um die maximale Bruchspannung. Hierzu wird die Fläche einer idealen Sprödbbruchkurve (linearer Spannungs-Dehnungs-Bereich bis zum abrupten Spannungsabfall beim Bruch) von der Fläche der realen Spannungs-Dehnungs-Kurve abgezogen und der so erhaltene Energiewert ($W_B=0.5\Delta\sigma\Delta\varepsilon$) auf die im betrachteten Intervall aufgetretenen AE normiert. Man erhält für den Sandstein eine Bruchenergie von 4.8 mJ pro AE. In dem so berechneten Wert stecken neben der Energie nötig für die Bruchflächenbildung ebenfalls der dissipative Energieanteil "Reibung" und der in elastische Wellenenergie umgesetzte AE-Anteil. Die gespeicherte Deformationsenergie liegt, beim trockenen Sandstein bis zum Bruch belastet, etwa bei 50 Nm (Abb. 4.6). Folgende Verhältnisse ergeben sich: AE-Energie/Bruchenergie= 3.5 μ J/4.8 mJ \approx 10⁻³= 0.1% und Bruchenergie/Deformationsenergie= 4.8 mJ/ 50J \approx 10⁻⁴.

5.1.2 Korngefüge und Mineralbestand

Die Bruchspannung von polykristallinem Material nimmt gemäß dem Hall-Petch-Formalismus mit zunehmender Korngröße ab (Brace 1961, Olsson 1974, Fredrich et al. 1990, Lawn 1993). Für die Bruchfestigkeit des Aggregats ist die Festigkeit der Einzelkomponenten und die Verbindung der Einzelkörner im Kornverband mit verant-

wortlich. Die mittlere Korngröße des untersuchten Sandsteins (0.18 mm) ist geringer als die der Granite (rot 1.35 mm, weiß 1.61 mm). Dennoch ist die Bruchspannung der Granite (rote 134 MPa, weiß 175 MPa) höher als die des Sandsteins (96 MPa). Aufgrund der AE-Ergebnisse steht fest (vgl. Kap. 4.2.3), daß grobkörnigeres Material Emissionen mit größeren Energien aussendet. Dies wird auch von anderen Autoren bestätigt (Dowding & Müller 1987). Trotz absolut gesehen höherer AE-Energiewerte im grobkörnigeren Material, treten sowohl bei fein- als auch bei grobkörnigem Material die beiden relativen AE-Energieklassen "blau" und "rot" simultan auf.

Die Bedeutung der Mineralzusammensetzung auf die Bruchspannung bzw. allgemeiner den Bruchprozeß wird auch bei den entwickelten Sprödbruchmodellen von Kapitel 4.4 deutlich. Sowohl bei dem zementierten Mehrkornsystem als auch bei dem stochastischen Versagensmodell schält sich die Bedeutung der "schwachen" (mit geringerer Festigkeit behafteten) Mineralkörner auf den Bruchvorgang im Gesamtsystem heraus. Die weiche Mineralkomponente dient als "Absorber" der Spannungsspitzen im System und erleidet somit früher als benachbarte härtere Körner Mikrorißbildung (vgl. Abb. 4.49), die im Makrobruchversagen des Gesamtsystems kulminiert.

Mit den Ergebnissen dieser Arbeit kann die Hypothese von Lei et al. (1992) basierend auf Polaritätsanalysen, daß grobkörnigeres Material (5 mm mittlere Korngröße) ausschließlich durch Bildung von Schermikrobrüchen versagt, nicht bestätigt werden. Vielmehr kristallisiert sich sowohl beim Sandstein- als auch beim Granitbruch heraus, daß erstens Zug- und Scherbrüche "Hand in Hand gehen" und zweitens ihre Stärke mit Annäherung an den Makrobruch ansteigt. Im Anfangsstadium der Sandsteinkompaktion wurden Implosionsquellen beobachtet (Abb. 4.36 a,b), die auf Porenkollaps schließen lassen. Die Erzgebirgsgranite erfüllen auch nicht die zweite Hypothese von Lei et al. (1992), wonach bis 80% der Bruchspannung vorwiegend Zugbrüche und über 80% der Bruchspannung vorwiegend Scherbrüche in feinkörnigerem Oshima Granit (1 mm mittlere Korngröße) ausgebildet werden. Ebenfalls nicht bestätigt werden in Erzgebirgsgranit kann die nicht-bandlimitierte fraktale Dimension des feinkörnigen Oshima Granits (Kusunose et al. 1991). Im doppellogarithmischen Plot des Korrelationsintegrals gegen den Radius der Korrelationskugel (vgl. Kap. 4.2) erhält man sowohl für den Flechtinger Bausandstein als auch für die Erzgebirgsgranite ein Bandlimit. Das bedeutet, daß sich das räumliche Clustern von AE (bzw. Mikrorissen) nicht durch eine selbstähnliche Verteilung beschreiben läßt. Das zeitliche Clusterverhalten bleibt zu prüfen. Die fraktale Dimension, berechnet aus dem Korrelationsintegral der AE-Hypozenentrumspaare, zeigt nur einen Abfall vor dem Bruch von triaxial belastetem Sandstein, nicht für triaxial belasteten Granit (Lockner & Byerlee 1995).

5.1.3 Spannungsfeld

Steigender Umgebungsdruck im Material hat zur Folge, daß Trennbrüche unterbunden werden und die Spröbruchfestigkeit steigt. Mikrorisse wachsen parallel zur maximalen Hauptdruckspannung bedingt durch den Aufbau von lokalen Zugspannungsfeldern an Rißspitzen in einem sonst allseitig unter Druck stehenden Gestein. Dieser Prozeß erfordert spezielle Mikromechanismen wie z.B. Korngrenzengleiten, Kornrotation oder die Bildung von "Trennbruchflügeln". Solche Mechanismen werden durch einen Spannungsdeviator gefördert und in einem annähernd hydrostatischen Spannungsfeld unterdrückt.

Trotz uniaxialer Krafteinleitung waren die resultierenden Spannungsfelder in den Gesteinskernen hoch anisotrop (vgl. Abb. 3.11 bis Abb. 3.13). Gerade eng begrenzte Zonen hoher Scherspannungswerte bilden die Voraussetzung für instabile dynamische Bruchvorgänge wie z.B. Erdbeben in einer vorgespannten Erdkruste. Die Lokalisation der Verformung, ihr zeitlicher Verlauf vor, während und nach dem Bruchprozeß wurde mittels AE in symmetrisch und asymmetrisch belasteten Gesteinsproben untersucht. Die vorsätzliche Erzeugung eines Bruchkegelpaares durch symmetrische Last und die Erzeugung einer Einzelscherfläche durch asymmetrische Last lieferten beide Cluster von AE-Hypozentren entlang der durch numerische Rechnungen vorhergesagten Spannungskonzentrationen im jeweiligen Kern (Kap. 4.2.1: Beispiel 1 und 2). Entsprechend der Analyse des Korrelationsintegrals erzeugte die Bildung der asymmetrischen Scherfläche etwa doppelt so große Korrelationskoeffizienten wie die bei der symmetrischen Bruchkonenbildung des Granits. Die Lokalisation der Deformation bei Bildung einer asymmetrischen Scherbruchfläche war demnach größer als bei der Bruchkegelbildung. Dies steht im Einklang mit den unterschiedlichen Flächen, die derselbe Spannungsfaktor von 0.75 in beiden Versuchen einnimmt (Abb. 3.11). Die Analyse der "Starkbeben" beim asymmetrischen Bruch hat gezeigt, daß die AE mit der größten Herd-amplitude zwar entlang der zukünftigen Scherfläche auftreten, daß ihre zeitliche Abfolge allerdings Sprünge offenbart, die nicht mit den berechneten globalen Spannungsgradienten von oben nach unten im Gesteinskern übereinstimmt. Zur Vorhersage der Starkbeben bzw. des Makrobruchereignisses wäre folglich die Kenntnis der lokalen Spannungsumlagerung im Mineralverband (bzw. der seismisch aktiven Region) nach jedem Einzelereignis nötig. Erste Ansätze in diese Forschungsrichtung wurden von Stein et al. 1994 gemacht.

5.2 Mikromechanik der Bruchentwicklung

Zum ersten Hauptziel der Arbeit, die Mikromechanik der Bruchentwicklung in Gesteinen unter Druck besser verstehen zu lernen, wurden mittels der Emissionsanalyse entscheidende Fortschritte erzielt. Neben der Rißortung (Lokalisation der

Emission) wird ebenfalls die Intensität der bruchhaften Verformung (Amplitude bzw. Energie der Emission) quantifiziert. Aussagen über den Bruchtypus erhält man aus den Polaritätsanalysen der Emissionswellenzüge (Abstrahlcharakteristik der Emissionsquelle). Diese integrierte Pulsanalyse wird zu verschiedenen Stadien der Druckbelastung (vgl. Abb. 2.4) eines Sediment- und Kristallingesteins durchgeführt. Wichtigstes Ergebnis sowohl der Energie-Pulsdauer-Analyse (Kap. 4.2.3) als auch der Polaritätsstudien (Kap. 4.2.4) ist, daß unabhängig vom Gesteinstyp Scher- und Trennmikrobrüche simultan auftreten in verschiedenen Stadien des Spröbruchprozesses. Darüber hinaus zeigen Amplituden- und Energieanalysen, daß die Stärke der bruchhaften Verformung mit Annäherung an den Makrobruch zunimmt und zwar für beide Bruchtypen. Untersuchungen mittels Breitbandsensor zum Quellpulsverhalten während der Belastung einer Sandsteinprobe (Abb. 4.25) untermauern diese Aussage.

Übertragen auf die Bruchentwicklung im deformierten Gesteinskern bedeutet dies, daß zunächst kleine Trennbrüche im Material aufplatzen oder "Minischerungen" an Initialrissen bzw. Korngrenzen stattfinden, die Emissionen mit relativ kleinen Amplituden aussenden (Mikrorisse im Korngrößenbereich). Höhere Druckspannungen lassen die Mikrorisse weiter wachsen, bis sie eine Länge erreichen, ab der sie mit benachbarten Mikrorissen wechselwirken (Gueguen & Palciauskas 1994, Seite 102). In diesem Stadium der Rißkoaleszens steigen die Emissionsamplituden weiter an, da Risse mit größeren Längen (mehrere Korndurchmesser) gebildet werden. Aus der zeitlichen Abfolge von "roten" und "blauen AE" folgt, daß auch in diesem Stadium beide Bruchtypen simultan ablaufen. Dies wiederum bedeutet, daß bei der Rißwechselwirkung nicht zwischen Trennbruch- oder Scherbruch-Nachbar unterschieden wird. Vor dem Endstadium der Makrobruchbildung (Rißlänge identisch Probendimension (100 mm)) zeigt die Analyse des erzwungenen asymmetrischen Granitbruchs, daß das Wachstum von größeren Bruchflächeneinheiten (Länge etwa 10 mm) durch Mikrorißwolken in der Umgebung des zukünftigen großen Risses angekündigt wird. Dieses Ergebnis macht zunächst zuversichtlich für etwaige Bruchvorhersagen, wird aber durch das Sprung-Phänomen zwischen verschiedenen großen Bruchflächen (vgl. Starkbebenanalyse) relativiert. Starke Beben, d.h. große Risse (10 mm Länge), treten beim asymmetrischen Vorbruch entlang der berechneten Spannungskonzentration auf. Bedingt durch Wechselwirkung auch großer Risse (Kategoriesprung), kommt es zu lokalen Veränderungen im elastischen Spannungsfeld, so daß nicht vorhersagbar oder im Retrospekt rekonstruierbar ist, welcher der großen Risse zum Makrobruch führt.

Durch Betrachtung aller "3D-Bruchfilme" wird vielmehr deutlich, daß mehrere große Risse gleichzeitig aktiv sein können und sich mit Mikrorißwolken bei ihrem Wachstum umgeben. Der Fragmentierungsprozeß eines Gesteinkerns ist folglich in einem Sinne ein kontinuierlicher, nämlich durch das stetige Entstehen und Zusammenwachsen von

Mikrorissen. Im zweiten Sinne ist es jedoch auch ein diskontinuierlicher Prozeß, nämlich durch die Tatsache, daß an mehreren Orten der Probe simultan größere Bruchflächen angelegt werden, zwischen denen die bruchhafte Verformungsaktivität hin und herspringen kann.

5.3 Bedeutung der Labordaten für Erdkrustenbrüche (Erdbeben)

Im Rahmen des zweiten Hauptziels der Arbeit werden hier im ersten Teil dieses Abschnitts erfolgversprechende Vorläufer von Makrobruchereignissen zusammengetragen und diskutiert. Hierzu zählen das raum-zeitliche Clusterverhalten von Emissionen (Korrelationsintegral, Kumulativ-Koordinaten, Seismolap), das Auftreten von Anomalien in Amplituden- oder Energieverteilungen, sowie die aus Erstpulsanalysen stammende Polarität der AE-Signale. Im zweiten Teil des Abschnitts werden Interpretationsgrenzen des Mikrobebenlabors aufgezeigt, insbesondere im Hinblick auf die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf die Erdkruste. Die skaleninvariante Gültigkeit ausgewählter Parameter-Zeit-Abhängigkeiten wird hervorgehoben.

5.3.1 Makrobruchvorhersage in Mikrobebenregion

Die drei vorgestellten Methoden zur Analyse der Mikrobebenverteilung in druckbelasteten Gesteinszylindern (Korrelationskugel (Abb. 4.14), Kumulativ-Koordinaten (Abb. 4.15) und Seismolap (Abb. 4.17)) "leben" von raum-zeitlichen Variationen eines vierdimensionalen Korrelationsparameters, mithilfe dessen Bebenvorhersage betrieben wird. Fernziel ist die Vorhersage von Ort, Zeit und Magnitude eines zukünftigen Makrobruchs auf der Basis eines vergangenen Mikrobebenkatalogs. Im Labormaßstab ist die Zeit für den Beginn des Makrobruchs durch den Anstieg in der Emissionsrate (Abb. 4.17b), das Anwachsen der Emissionsamplituden (Abb. 4.24) bzw. den Abfall des b -Wertes (Abb. 4.26), das Auftreten von Großereignissen (Abb. 4.29) oder den Spannungsabfall selbst festgelegt und kann als Eichwert für die Modellresultate (Abb. 4.14a, Abb. 4.15, Abb. 4.17a) dienen. Der Ort des Makrobruchs hingegen ist mit wesentlich größerem Fehler behaftet. Trotz ausgefeilter dreidimensionaler Visualisierungstechniken von Emissionszentren, Frakturbäumen und FE-Spannungsfeldern ist die Identifikation des Bebenortes äußerst schwierig. Auch für die "einfache" geometrische Anordnung einer erzwungenen Einzelscherfläche im asymmetrisch belasteten Gesteinszylinder ist das Makrobruchwachstum ein komplexer Prozeß, der durch Sprünge in der Starkbebenabfolge (Abb. 4.39) entlang der numerisch berechneten Spannungskonzentration die Ortsbestimmung zu einem Problem mit stochastisch abhängigen Einzelereignissen macht. Die "laufende Clusteranalyse" zeigt nur den Zeitpunkt der höchsten Korrelation innerhalb eines vorher

definierten AE-Haufens an, die Kumulativ-Koordinaten geben richtungsweisende Änderungen der Clusterschwerpunkte an und Seismolap versucht, punktuell die Stelle der stärksten Änderung bzw. Ruhe der Raum-Zeit-Kuben im Gesteinszylinder zu ermitteln. Wie eindeutig ist dieser Punkt der stärksten Variation? Was haben vorausgehende Seismolap-Spitzen zu sagen (Abb. 4.17: $t < 950$ s)? Wie hebt sich eine signifikante Anomalie der Kumulativ-Koordinaten vom "Rauschen" der migrierenden Cluster ab? Ein weiterer Nachteil aller Cluster-Algorithmen ist, daß der vorherzusagende Bruch ein wachsendes zweidimensionales Gebilde (Fläche) darstellt, das mit künstlich eingeführten dreidimensionalen Korrelationsobjekten (Kugel, Überlappwürfel) als Funktion der Zeit quantifiziert werden will. Die Vorhersage der Bebenmagnitude stellt den höchsten Schwierigkeitsgrad der Aufgabe dar.

Neben der Clusterung von AE in Raum und Zeit (Kap. 4.2.1) wurden in dieser Arbeit jedoch auch weitere Kennparameter der Einzelemission auf ihre Vorläufertauglichkeit geprüft: die Erst- bzw. Herdamplitude (Kap. 4.2.2), die Frequenz und der Energieinhalt (Kap. 4.2.3), sowie die Polarität bzw. ihr Kumulativwert als Maß für den vorherrschenden Mikrobruchtypus (Kap. 4.2.4). Die Analyse der ersten AE-Halbschwingung (Abb. 4.25) hat gezeigt, daß sowohl Erstamplitude als auch die Dauer der ersten Halbschwingung von der auf den Sandsteinzylinder aufgebrachten Drucklast abhängen. Signifikante Änderungen sind allerdings erst im Nachbruchbereich der Probe zu verzeichnen (Abb. 4.25 c,d). Beobachtung der b -Werte aus Häufigkeitsverteilungen der mittleren Erst-, Maximal- und Herdamplitude zeigen Abfälle vor dem Hauptbruch der Gesteine (Abb. 4.26, 4.27, 4.28). Beim erzwungenen asymmetrischen Bruch mit höherer Deformationslokalisation geht der b -Wertabfall aus Häufigkeitsverteilungen der Erstamplitude allerdings verloren gegenüber dem bestimmt aus den Herdamplituden (Abb. 4.8). Mittlere Herdamplituden sind folglich ein sensiblerer und zuverlässigerer Indikator für b -Wertanomalien als mittlere Erst- oder Maximalamplituden der AE.

Die AE-Energie als integrales Maß der Stärke einer Emission zeigt kumulativ und normiert auf die Ereigniszahl ebenfalls einen Abfall vor dem Hauptbruch (Abb. 4.29). Dabei ist der Abfall in nassen Proben ausgeprägter als in trockenen. Interessant im Hinblick auf die Makrobruchvorhersage ist auch der gemessene Anstieg der Signalfrequenzen vor dem Bruch (Abb. 4.34). Entsprechend der Kurven werden AE zunächst mit hohen Frequenzen emittiert (Mikrorißbildung). Während des Spannungsabfalls beobachtet man AE mit niedrigeren Frequenzen (Makrobruchbildung). Nach diesen Kurven zu urteilen, könnte sich eine erfolgreiche Makrobruchvorhersage auf einen Anstieg in der dominanten Frequenz der beobachteten AE (Mikrobeben) stützen. In der Literaturrecherche war nur ein Artikel zu finden, der die Frequenz von AE-

Wellenzügen auf seine Vorläufertauglichkeit zu prüfen versuchte (Kulakov & Yakovitskaya 1993).

Als letzter herdmechanischer Vorläuferparameter bot sich die Polarität des Ersteinsatzes der AE-Signale an. Der Knickpunkt der kumulativen Polarität beim asymmetrischen Granitbruch (Abb. 4.38) sowie die Polaritätsanomalie beim Heterogenitätsvorbruch des symmetrisch belasteten Granits (Abb. 4.40) lassen diesen Parameter als erfolgversprechenden Indikator für den Beginn des Hauptbruchs erscheinen. Neben Änderungen im Mikrobruchtyp kann ebenfalls eine Variation der Bruchorientierung zu einer Veränderung im Abstrahlmuster der AE und damit der Polarität beitragen. Mit Untersuchungen an kontrolliertem Einzelrißwachstum wird momentan dieses Problem zu lösen versucht, um die Fehlerbalken der kumulativen Polaritätsanalyse zu minimieren und ihre Vorläufertauglichkeit zu prüfen.

Unabdingbar für den Erfolg von Makrobruchvorhersagen ist der Test von Clusteralgorithmen und Vorläuferparameter an seismologischen Erdbebenkatalogen. Dies sollte in Zusammenarbeit mit dem Projektbereich 2.2 des GFZ erfolgen. Im folgenden wird für den interessierten Seismologen eine Kurzanleitung gegeben, mittels derer Bebenkataloge bzw. Einzelseismogramme auf Vorläufertauglichkeit durchforstet werden können. In einer abgegrenzten Erdbebenregion setzt man die drei Raum-Zeit-Clusteralgorithmen (Korrelationsintegral, Kumulativ-Koordinaten, Seismolap) gemeinsam ein. Für die Kumulativ-Koordinaten wird ein Referenzpunkt in der Beobachtungsregion (z.B. früherer Starkbebenpunkt oder Verwerfungspunkt) ausgewählt. Die Ergebnisse aller Methoden werden zur Einschränkung der Zeit und des Ortes des zukünftigen Makrobruchs herangezogen. Im zweiten Schritt werden aus den Seismogrammen der Mikrobeben die Erstamplituden mit Vorzeichen, die Bebenenergie und die dominierende Frequenz der Einzelereignisse ermittelt, sofern Breitbandregistrierungen vorliegen. Analog zu Kapitel 4.2 der Arbeit werden die kumulative normierte Ersteinsatzpolarität, die kumulative normierte Bebenenergie und die kumulative normierte Frequenz der Mikrobeben in dieser Region als Funktion der Zeit aufgetragen. Der dritte Schritt sollte das Ergebnis der raum-zeitlichen Clusteranalyse vom ersten Schritt mit der zeitlichen Vorläuferkreuzkorrelation vom zweiten Schritt verknüpfen. Wesentlich für das Gelingen einer Makrobruchvorhersage dürfte die Absicherung der gewonnenen Erkenntnisse in verschiedenen Skalenbereichen sein. Mikrorisse im Laborgestein, Felsbrüche im Tunnel oder in Minen, sowie Erdbeben in der Kruste müßten mit dem Dreischritt-Verfahren getestet werden. Während in der Mikroskala (Labor) und Mesoskala (Felsmechanik) noch die Möglichkeit besteht, Bruchfrakturen mit den Ergebnissen der Clusteralgorithmen zu vergleichen, entzieht sich die Bruchfläche eines Erdkrustenbebens meist der direkten Beobachtung. Hierin liegt eine Notwendigkeit von Mikrobebenanalysen im Labor.

5.3.2 Skalierungsproblem

Das Skalierungsproblem in der Geowissenschaft ist alt (Hubbert 1937), hat aber bis heute nichts von seiner Aktualität eingebüßt (Allegre et al. 1982). In Kapitel 5.1 wurde bereits angedeutet, wie Bruchspannungsdaten auf Erdkrustenbedingungen bzw. -maße extrapoliert werden können. Neben Fluid, Korngefüge, Umgebungsdruck und Temperatur muß ebenfalls die Deformationsrate und Probengröße dem Erdkrustenmaßstab angepaßt werden. Zwischen Deformationsraten im Labor (10^{-5} 1/s) und solchen in der Erdkruste (10^{-15} 1/s) liegen zehn Zehnerpotenzen, die überbrückt werden müssen. Für krustenrelevante Geomaterialien wurde diese Extrapolation von verschiedenen Autoren vorgenommen (Sano et al. 1981, Masuda et al. 1987, Kusunose 1995, Lockner 1995) und kann auch für die Granitbruchspannungen in dieser Arbeit verwendet werden. Wesentlich schwieriger dürfte die Abschätzung des Zeitintervalls sein, in dem die Deformationslokalisierung vor der Makrobruchbildung stattfindet. Im Labor sind dies Minuten; wie groß ist der Zeitabschnitt in der Erdkruste bei zehnfach langsameren Deformationsraten?

Ein zweiter kritischer Punkt ist die Probengröße. Die größten im Labor aktivierten Gesteinsbruchflächen überschreiten nicht 1 m^2 (Lockner 1995) und sind folglich um Größenordnungen kleiner als die Bruchfläche eines mittleren Erdbebens (10^4 m^2). Aus der Bruchmechanik ist bekannt, daß die Spannungskonzentration an der Rißspitze reziprok proportional ist zur Wurzel der Rißlänge. Deshalb brechen große Proben mit relativ größeren Rissen (Griffith-Körper-Approximation) früher als kleine Proben. Die Abhängigkeit der Bruchspannung von der Probengröße variiert von Gesteinstyp zu Gesteinstyp; bisher wurde kein universell gültiges Skalierungsgesetz gefunden. Für verwitterten Diorit ist die Bruchspannungsabnahme 70% pro zunehmender Probengrößendekade (Pratt et al. 1972). Wichtig in diesem Zusammenhang ist das Laborergebnis von Spetzler und Mizutani (1987), wonach die Makrobruchzone vollständig innerhalb einer Probe liegt, sobald eine Probendimension größer als 1000 Korndurchmesser ist. Hiermit können zumindest die raum-zeitlichen Clusterergebnisse von Laborproben auf die Kruste übertragen werden, auch wenn absolute Bruchspannungsdaten fehlen. Skaleninvariante Beobachtungen in der Seismotektonik haben bereits Einzug gehalten in Standard-Lehrbücher (Scholz 1990, Turcotte 1992).

Zum Schluß werden noch drei Artikel aus dem Rechercheergebnis genannt, die sich für eine Skaleninvarianz der beobachteten Laborphänomene in Kapitel 4 aussprechen und drei Artikel, die vor einer Bandlimitiertheit der Phänomene warnen. Zavylalov und Sobolev (1988) zeigen in ihrer Analogie von Bruchvorläufern unterschiedlicher Größenordnungen, daß sich der b -Wert und die Rißdichte skaleninvariant verhalten. Der b -Wertabfall vor dem Hauptbruch wurde für Objekte der Größe 0.1 m bis 200 km

beobachtet; ihr Rißdichteparameter (mittlerer Abstand der Risse pro mittlere Rißlänge) ist skaleninvariant im Bereich 10^{-8} bis 10^4 m. Im Artikel von Chelizde (1993) wird vermerkt, daß fraktale Versagensmodelle und Perkolationsmodelle in den neunziger Jahren bereits regen Einzug gehalten haben in die Erdbebenvorhersageforschung mit dem "bitteren Beigeschmack", daß Vorläuferanomalien noch nicht vollständig aus den Grundprinzipien dieser Theorien ableitbar sind. Mansurov (1994) zeigt, daß die Energie von AE, Gebirgsschlägen und Erdbeben linear mit der zugehörigen Rißlänge wächst und zwar im Bereich von 10^{-4} bis 10^1 m. Die Dauer der ersten Halbschwingung von Signalen ist proportional zur Rißlänge im Bereich von 10^{-4} bis 10^4 m.

Sowohl Kusunose et al. 1991 als auch Lei et al. 1993 machen darauf aufmerksam, daß weder die räumliche Verteilung von AE-Hypozentren in grobkörnigem Granit (vgl. Kap. 5.1.2) noch die Verteilung von Erdbeben in China mit einer einzelnen fraktalen Dimension beschrieben werden können. Mindestens zwei fraktale Dimensionen sind nötig, um die Meßdaten anzupassen; d.h. die Skaleninvarianz der Bebenverteilung ist bandlimitiert und nicht uneingeschränkt gültig. Der Artikel von Shimada & Cho (1990) gibt insofern zu denken, als daß bei Druckbruchexperimenten an Kristallgestein unter hohem Druck (2 GPa) das resultierende Bruchmuster in der Probe ($L=16$ mm, $\varnothing=8$ mm) abwich von dem bei niedrigerem Umgebungsdruck (<0.8 GPa). Die Arbeit von Scott (1996) stellt klar, wie wenig der Geowissenschaftler über den eigentlichen Herdprozeß eines Krustenbebens weiß. Sein vorgeschlagenes Erdkrustenmodell einer zufallsverteilten granularen Struktur mit deterministischer mechanischer Wechselwirkung zeigt die enge Verknüpfung von Krustenbeben mit AE im Labor. Die Lokalisation der Deformation, die Energie der Ereignisse und das Spannungsfeld im granularen Modell werden maßstabsunabhängig quantifiziert. An Artikeln wie diesem erkennt man die Aktualität und Notwendigkeit der AE-Forschung beim Gesteinsbruch im Labor, das Zentralthema dieser Arbeit.

5.4 Kritische Schlußbemerkung

Bruchexperimente an Gestein im Labor gehen heute über das Suggestiv-Stadium in der Erdbebenvorhersageforschung hinaus. Aus dem Gesteinsverhalten unter in situ Bedingungen können Rückschlüsse über den Herdprozeß abgeleitet werden. Mit Energie-Pulsdauer-Diagrammen und Polaritätsstudien werden vorherrschende Quellmechanismen separiert. Änderungen im Gesteinsverhalten vor dem Laborbruch können Änderungen im Erdkrustengestein entsprechen, welche vor Erdbeben warnen. Neben der Clusterung von AE in Raum und Zeit werden in dieser Arbeit die Amplitude (Polarität), die Frequenz und der Energieinhalt der Einzelsignale auf ihre Vorläufer-tauglichkeit geprüft und bewertet. Herdampplituden-Verteilungen und kumulative

Signalenergien zeigen einen deutlichen Abfall in ihrer negativen Steigung vor dem Makrobruch; die dominierende Frequenz der Einzelereignisse steigt vor dem Bruch an. Der Extrapolation auf Krustenmaßstab hält nur der Abfall der negativen Steigung von Amplitudenverteilungen stand. Bandlimitiertheit von Mikroclusteranalysen lassen keine einfache selbstähnliche Verteilung von Beben in der Kruste erwarten.

Trotz der neuen Erkenntnisse im Hinblick auf den Sprödbruch im druckbelasteten Laborgestein mittels "akustischer Emissionen" sind hinsichtlich der Interpretation der Ergebnisse im Zusammenhang mit natürlichen Erdbeben viele Fragen offen geblieben. Das Potential der AE-Forschung an Gestein im Labor ist bei weitem noch nicht als abgeschlossen anzusehen, sondern sollte, auch stimuliert durch die in dieser Arbeit neu aufgeworfenen Fragen, in Zukunft weiter vorangetrieben werden.

6. Thesen

1. Der Bruchprozeß in Gesteinen der Erdkruste ist ein zentrales Thema der geowissenschaftlichen Grundlagenforschung. Der Skalenbereich, in dem Bruchbildung von Bedeutung ist, erstreckt sich über zehn Zehnerpotenzen. Der Sprödbruch im Subkornbereich eines Laborgranulats (0.1 mm) scheint ähnlichen physikalischen Gesetzen unterworfen zu sein wie die Bruchflächenbildung bei Erdbeben (10 km). Kernfragen der Herdmechanik von Erdbeben, der Seismoakustik in Minen bei Gebirgsschlägen, der Ribbildung in Salzendlagern, und der im Labor bis zum Bruch verformten Gesteine sind ähnlich; entsprechend können Verfahren und Methoden der verschiedenen Gebiete bereichsübergreifend eingesetzt werden. Ähnlichkeiten wurden gefunden in der Verteilung von akustischen Emissionsamplituden im Labor und Magnituden von Erdbeben in der Natur. Ebenfalls in der zeitlichen Abfolge von Vor- und Nachbebenstätigkeit eines großen Einzelereignisses, sowie beim Studium des Herdprozesses gibt es maßstabsunabhängig vergleichbare Gesetzmäßigkeiten.

2. Die akustische Emissionsforschung im Labor verfolgt zwei Grundziele. Erstens soll die Mikromechanik der Bruchentwicklung in Gestein unter Druck besser verstanden werden. Zweitens sollen ausgewählte Wellenzugparameter sowie raum-zeitliche Veränderungen in der Ereignisabfolge auf ihre Vorläufertauglichkeit geprüft werden. Der druckbelastete Gesteinskern im Labor dient als Analog für die unter tektonischen Spannungen stehende Erdkruste. Sowohl dem "Jungfernbruch" als auch der Reaktivierung vorhandener Bruchsysteme kann modellhaft Rechnung getragen werden.

3. Ribort (Emissionslokalisation), Ribstärke (Emissionsenergie) und Ribstypus (Emissionspolarität) gemessen während der Druckbruchexperimente lassen Rückschlüsse auf

die Mikromechanik des Bruchvorgangs zu. Unabhängig vom Gesteinstyp (Sandstein, Granit) treten Trenn- und Schermikrobrüche simultan auf. Der Fragmentierungsprozeß der Gesteinskerne unter Druck setzt sich zusammen aus dem stetigen Entstehen, Wachsen und Wechselwirken von Mikrorissen (kontinuierlicher Anteil), sowie der gleichberechtigten Bildung größerer Bruchflächeneinheiten zwischen denen die bruchhafte Verformungsaktivität hin und herspringt (diskontinuierlicher Anteil). Beide Anteile werden vor dem eigentlichen Makrobruch der Proben beobachtet.

4. Die Erzgebirgsgranite zeichnen sich durch höhere Bruchspannung bei zugleich niedrigerer Bruchdehnung gegenüber dem Flechtinger Bausandstein aus. Die Bruchspannung des Sandsteins liegt bei 96 MPa, die der Granite bei maximal 175 MPa im trockenen Zustand. Der Zusatz von destilliertem Wasser reduziert die Bruchspannung um 1/3 beim Sandstein und um maximal 1/4 beim Granit. Erstamplituden der Kompressionswelle reagieren bei Durchschallung der deformierten Gesteinszylinder wesentlich sensibler auf unterschiedliche Sättigungsgrade als die Geschwindigkeitswerte selbst. Absolutwerte von Amplitude und Geschwindigkeit werden durch Wasserzusatz drastisch reduziert. Keinen meßbaren Einfluß hat Wasser auf die relative Abnahme der Amplituden- oder Geschwindigkeitswerte vor dem Bruch. Kristallkerne zeigen größere relative Änderungen vor dem Bruch als Sedimente. Die gespeicherte elastische Deformationsenergie ist im kompakteren Kristallingestein höher als im Sediment. Wasserzusatz erniedrigt die Gesamtenergie des Systems, verändert aber nicht das Verhältnis von elastischer zu inelastischer Energie.

5. Granite emittieren während eines Druckbruchexperiments mehr als doppelt so viele akustische Signale (10000) wie Sandsteine bei gleicher Zylindergröße. Die Zahl der Emissionen nimmt bei nassem Granit im Mittel um 1/3, bei nassem Sandstein um 1/2 ab. Bezogen auf die Bruchspannung emittieren nasse Sandsteinkerne allerdings früher als trockene. Symmetrische Last auf dem Gesteinszylinder führt zu einem Doppelcluster von akustischen Emissionsorten auf zwei Bruchkonen; asymmetrische Last bewirkt die Ausbildung von Emissionsorten entlang einer Ebene. Die Lokalisation der Emissionsorte wird mit einem Korrelationsintegral quantifiziert. Die Korrelation der Emissionsorte bei asymmetrischer Last erweist sich größer als die bei symmetrischer Last. Der Korrelationskoeffizient erreicht vor Bruchereignissen im Gestein seinen Maximalwert. In beiden Lastfällen korrelieren gemessene Emissionskonzentration mit berechneter Spannungskonzentration im Kern.

6. Als Maß für die Stärke einer akustischen Emission wird neben der Energie ebenfalls die mittlere Erstamplitude, Maximalamplitude und Herdampplitude eingesetzt.

Der Anstieg der Emissionsamplituden vor einem großen Bruchereignis läßt sich durch die Änderung der negativen Steigung einer kumulativen Amplitudenhäufigkeitsverteilung (b -Wert) dokumentieren. Der Abfall des b -Wertes vor dem Bruch beträgt 50% für den Sandstein und 30% für den Granit im trockenen Zustand; Wasserzusatz verringert den prozentualen Anteil des Abfalls. Die Erstamplitude ohne Probenrandreflexionen und die Maximalamplitude führen zum selben b -Wert. Die Herdamplitude mit Laufwegkorrektur ist der zuverlässigste Indikator einer b -Wertanomalie.

7. Mittels der Breitbandsensordaten lassen sich zwei Emissionsklassen unterscheiden. In Anlehnung an das Lichtspektrum werden kurze Pulse mit hoher Energie als "blaue Emissionen" und niederenergetische Pulse mit langer Dauer als "rote Emissionen" bezeichnet. Als Erklärung für "blaue Emissionen" werden intra- und transgranulare Trennbrüche im Korngrößenbereich des Mineralaggregats genannt. "Rote Emissionen" werden als Scherbruchvorgänge auf reaktivierten, rauhen Mikrobruchflächen oder Korngrenzen interpretiert. Während des Bruchversuchs treten beide Emissionsklassen simultan auf, wobei mit Annäherung an die Bruchspannung die Energie und Pulsdauer der Emissionssignale anwächst.

8. Polaritätsanalysen der Emissionsersteinsätze zeigen, daß Scherbrüche und Trennbrüche in deformiertem Granit dominieren. Im Kompaktionsstadium des Sandsteins treten ebenfalls Implosionsquellen (Porenkollaps) auf. Die kumulative Polarität zeigt Anomalien vor einem Bruchereignis mit Spannungsabfall. Für Emissionen bzw. Mikrobeben mit Schercharakter werden Herdflächenlösungen beim asymmetrisch belasteten Granit berechnet. Die Orientierung der Herdflächen stimmt mit dem induzierten Einzelscherriß im Gesteinszylinder gut überein. Die Orte der stärksten Mikrobeben zeichnen die Spur der abplatzenden Zylinderecke beim asymmetrischen Primärbruch nach.

9. Makobruhmuster, bestimmt mit dem Röntgen-Computertomograph, korrelieren mit der berechneten Spannungskonzentration im Gestein und der gemessenen Lokalisation von Emissionsorten für beide Belastungsszenarios. Mikrorisse im Korngrößenbereich zeigen glatt gebrochene Rißufer mit zick-zack-förmigem Verlauf im trockenen Sandstein und weniger lokalisierte, mäanderförmige Rißnetzwerke im nassen Sandstein. Abgescherte Kalzitzwillinge deuten auf Mikrobrüche mit Schercharakter (Mode II) hin; intakte Quarzkörner umgeben von zerrissenem Kalzitcement deuten auf Bruchbildung im schwächeren Bindemittel des Sandsteins hin.

10. Das Modell eines zementierten Mehrkornsystems mit Poren zeigt, daß Tripelpunkte, an denen Korn, Zement und Pore aneinanderstoßen, bei Druckbelastung aus-

gezeichnete Spannungskonzentrationspunkte bilden. Rißwachstum beim zementierten System wird vom Triplepunkt in das Zementinnere erwartet. Beim unzementierten Korn-Korn-Kontakt entstehen intragranulare Hertz-Brüche. Bereits geringe Zementanteile von 2% können Kornbruchbildung verhindern. Das stochastische Versagensmodell mit mehreren Mineralkomponenten zeigt, daß das Mineral mit der geringsten Festigkeit den Bruchprozeß einer granularen, heterogenen Struktur unter Druck bestimmt. Erhöht man den Anteil der schwachen Mineralkomponente auf 10%, sinkt die Bruchspannung auf die Hälfte.

7. Literaturverzeichnis

- Aki, K. (1979): Characterisation of barriers on an earthquake fault. *J. Geophys. Res.* **84**, 11, 6140-6148.
- Aki, K. & Richards, P.G. (1980): *Quantitative seismology: theory and methods*. W.H. Freeman & Co, San Francisco.
- Allen, R. V. (1978): Automatic earthquake recognition and timing from single traces. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **68**, 1521-1532.
- Allegre, C., Lemouel, J. & Provost, A. (1982): Scaling rules in rock fracture and possible implications for earthquake prediction. *Nature* **297**, 47-49.
- Althaus, E., Fritz-Töpfer, A., Lempp, Ch. & Natau, O. (1994): Effects of water on strength and failure mode of coarse-grained granites at 300 °C. *Rock Mech. Rock Engng.* **27**(1), 1-21.
- Armstrong, B. H. (1969): Acoustic emission prior to rockbursts and earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. **59**, #3, 1259-1279.
- Ashby, M. F. & Hallam, S. D. (1986): The failure of brittle solids containing small cracks under compressive stress states. *Acta Metall.* **34**, 497-510.
- Ashby, M. F. & Sammis, C. G. (1990): The damage mechanics of brittle solids in compression. *Pure Appl. Geophys.*, **133**, 489-521.
- ASTM (1991): *Standard Practice for Preparing Rock Core Specimens and Determining Dimensional and Shape Tolerances*, 687-690.
- Atkinson, B.K. (1984): Subcritical crack growth in geological material. *J. Geophys. Res.*, **89**, 4077-4114.
- Ayling, M. A., Meredith, P. G. & Murrell, S. A. F. (1995): Microcracking during triaxial deformation of porous rocks monitored by changes in rock physical properties, I. Elastic-wave propagation measurements on dry rocks. *Tectonophys.*, **245**, 205-221.
- Berckhemer, H. (1989): Erdbeben und das Problem ihrer Vorhersagbarkeit. *Nova acta Leopoldina NF* **62**, **270**, 83-97.
- Bernabe, Y., Fryer, D. T. & Shively, R. M. (1994): Experimental observations on the elastic and inelastic behaviour of porous sandstones. *Geophys. J. Int.* **117**, 403-418.
- Bieniawski, Z.T. (1967): Stability concept of brittle fracture propagation in rock. *Engineering Geology* **2**(3), 149-162.
- Blanpied, M. L., Lockner, D. A. & Byerlee, J. D. (1992): An earthquake mechanism based on rapid sealing faults. *Nature* **358** (13. August), 574-576.
- Bowles, J.E. (1984): *Physical and geotechnical properties of soils*. McGraw-Hill Book Company, New York, 2nd edition.
- Brace, W.F. (1961): Dependence of fracture strength of rocks on grain size. *Fourth Symposium on Rock Mechanics*, Pa. State Univ. Miner. Ind. Exp. Sta. Bull., **76**, 99-103.
- Brace, W. F. (1964): Brittle fracture of rocks. In: *State of Stress in the Earth's Crust*. William R. Judd (ed.), American Elsevier Publishing Company Inc., 111-178.
- Brace, W. F. (1968): Current laboratory studies pertaining to earthquake prediction. *Tectonophysics*, **6** (1), 75-87.
- Brace, W. F. & Bombolakis, E. G. (1963): A note on brittle crack growth in compression. *J. Geophys. Res.*, **68**, 3709-3713.
- Brace, W.F. & Byerlee, J.D. (1966): Stik-slip as a mechanism for earthquakes. *Science* **153**, 990-992.
- Bombolakis, E. G. (1973): Study on the brittle fracture process under uniaxial compression. *Tectonophys.* **18**, 231-248.
- Byerlee, J. D. & Lockner, D. (1977): Acoustic emission during fluid injection into rock. In: *Proceedings First Conference On Acoustic Emission/Microseismic Activity In Geologic Structures And Materials*, Pennsylvania, June 9-11, 87-98.
- Chelidze, T. (1993): Fractal damage mechanics of geomaterials. *Terra Nova* **5**, 421-437.
- Cowie, P. A. & Scholz, C. H. (1992): Physical explanation for the displacement-length relationship of faults using a post-yield fracture mechanics model. *J. Struct. Geol.*, **14**, 1133-1148.
- Cox, S. J. D. & Meredith, P. G. (1993): Microcrack formation and material softening in rock measured by monitoring acoustic emissions. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, **30**, 11-24.

- Crawford, B.R., Smart, B.G.D., Main, I.G. & Liakopoulou-Morris, F. (1995): Strength characteristics and shear acoustic anisotropy of rock core subjected to true triaxial compression. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* **32**(3), 189-200.
- Dahm, K.-P., Gerstenberger, H. & Geissler, M. (1985): Zum Problem der Granitgenese im Erzgebirge, DDR. *Z. geol. Wiss., Berlin* **13**, 5, 545-557.
- Damaskinskaya, E. E. & Tomilin, N. G. (1995): Computer simulation of fracture in rocks. *Mechanics of Jointed and Faulted Rock*, Rossmanith (ed), Balkema, Rotterdam, 961-966.
- Das, S. & Aki, K. (1977): Fault plane with barriers: a versatile model. *J. Geophys. Res.* **82**, 36, 5658-5670.
- Dowding, C.H. & Mueller, C.G. (1987): Factors affecting the relative magnitude of acoustic emissions generated during the fracture of granite. 28th US Symposium on Rock Mechanics, Farmer, I.W., Daemen, J.J.K., Desai, C.S., Glass, C.E. & Neuman, S.P. (eds), Balkema, Rotterdam, 359-366.
- Drechsel, U. (1992): Verformungsverhalten, akustische Emission und hydrolytische Entfestigung poröser silikatischer Körper unter triaxialer Last. *Diss. Univers. Göttingen*, 104 pp.
- Dunn, D. E., LaFontain, L. J. & Jackson, R. E. (1973): Porosity dependence and mechanism of brittle fracture in sandstones. *J. Geophys. Res.* **78**(14), 2403-2417.
- Dvorkin, J. & Yin, H. (1995): Contact laws for cemented grains: implications for grain and cement failure. *Int. J. Solids Structures*, Vol. **32**, # 17/18, 2497-2510.
- Dyskin, A.V., Germanovich, L.N., Jewell, R.J., Joer, H., Krasinski, J.S., Lee, K.K., Roegiers, J.-C., Sahouryeh, E. & Ustinov, K.B. (1995): Some experimental results on three-dimensional crack propagation in compression. *Mechanics of Jointed and Faulted Rock*, Rossmanith (ed.), Balkema, Rotterdam, 91-96.
- Eisenblätter, J. (1980): The origin of acoustic emission-mechanisms and models, in: *Acoustic emission*, Proc. Bad Nauheim, DGM e.V., Oberursel, 189-204.
- Eisenblätter, J. (1988): Localisation of fracture planes during hydraulic fracturing experiments in a salt mine. *Acoustic Emission*, Deutsche Gesellschaft für Metallkunde e.V., Oberursel, 291-303.
- Ellenberg, J., Falk, F., Grumbt, E., Lütznier, H. & Ludwig, A. O. (1976): Sedimentation des höheren Unterperms der Flechtinger Scholle. *Z. geol. Wiss., Berlin*, **4**, 5, 705-737.
- Falls, S. D., Young, R. P., Carlson, S. R. & Chow, T. (1992): Ultrasonic tomography and acoustic emission in hydraulically fractured Lac Du Bonnet Grey Granite. *J. Geophys. Res.* **97**, 6867-6884.
- Filon, N. G. (1902): On the elastic equilibrium of circular cylinders under certain practical systems of load, *Phil. Trans. R. Soc.* **A198**, 147-233.
- Forster, F. & Scheil, E. (1936): Akustische Untersuchung der Bildung von Martensitnadeln. *Z Metallk.*, **29**, p 245, (in German).
- Fredrich, J.T, Evans, B. & Wong, T.-f. (1990): Effect of grain size on brittle and semibrittle strength: implications for micromechanical modelling of failure in compression. *J. Geophys. Res.*, **95**, B7, 10907-10920.
- Germanovich, L.N & Dyskin, A.V. (1988): A model of brittle failure for materials with cracks in uniaxial loading. *Mech. Sol.* **23** (2), 111-123.
- Germanovich, L. N., Salganik, R. L., Dyskin, A. V. & Lee, K. K. (1994): Mechanisms of brittle fracture of rock with pre-existing cracks in compression. *PAGEOPH*, Vol. **143**, # 1/2/3, 117-149.
- Glaser, S. D. & Nelson, P. P. (1989): Characterisation of acoustic emission waveforms produced by rock during mode I and mode II crack propagation. *Rock at Great Depth*, Maury & Fourmaintraux (eds), Balkema, Rotterdam, 249-256.
- Glaser, S. D. & Nelson, P. P. (1992): High-fidelity waveform detection of acoustic emissions from rock fracture. *Materials Evaluation*, March 1992, 354-366.
- Griffith, A. A. (1920): The phenomena of rupture and flow in solids. *Royal Society of London, Philosophical Transactions A*, **221**, 163-198.
- Große, C. (1996): Quantitative zerstörungsfreie Prüfung von Baustoffen mittels Schallemissionsanalyse und Ultraschall. *Dissertation, Universität Stuttgart*, 168 pp.
- Gueguen, Y. & Palciauskas, V. (1994): *Introduction to the physics of rocks*. Princeton University Press, New Jersey.
- Hahn, H. G. (1976): *Bruchmechanik*. Teubner-Verlag, Stuttgart, 221 p.
- Hanks, T. C. (1992): Small earthquakes, tectonic forces. *Science*, Vol. **256**, 1430-1432.
- Hardy, H. R., Jr. (1972): Application of acoustic emission techniques to rock mechanics research, *Acoustic Emission*, ASTM STP **505**, American Society for Testing and Materials, 41-83.
- Hardy, H. R. & Leighton, F. W. (1977): *Proc. First Conf. on AE/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials*. Trans. Techn. Publ., Clausthal.

- Hardy, H. R. & Leighton, F. W. (1980): Proc. Second Conf. on AE/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials. Trans. Techn. Publ., Clausthal.
- Hardy, H. R. & Leighton, F. W. (1984): Proc. Third Conf. on AE/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials. Trans. Techn. Publ., Clausthal.
- Hardy, H. R. (1989): Proc. Fourth Conf. on AE/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials. Trans. Techn. Publ., Clausthal.
- Hardy, H. R. (1995): Proc. Fifth Conf. on AE/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials. Trans. Techn. Publ., Clausthal.
- Hatton, C. G. & Main, I. G. (1993): A comparison of seismic and structural measurements of scaling exponents during tensile subcritical crack growth. *J. Struct. Geol.*, Vol. **15**, #12, 1485-1495.
- Hawkes, I. & Mellor, M. (1970): Uniaxial testing in rock mechanics laboratories. *Eng. Geol.* **4**, 177-285.
- Henderson, J. R., Main, I., Meredith, P. & Sammonds (1992): The evolution of seismicity at Parkfield: observation, experiment and a fracture-mechanical interpretation. *J. Struct. Geol.*, Vol. **14**, # 8/9, 905-913.
- Henderson, J. R., Main, I. G., Maclean, C. & Norman, M. G. (1994): A fracture-mechanical cellular automaton model of seismicity. *PAGEOPH*, **142** (3/4), 545-565.
- Heyse, H. (1983): Untersuchung des Schädigungsverhaltens von Gußeisen-Werkstoffen mit Hilfe der Schallemissionsanalyse. Dissertation von 1983, Fakultät f. Math. und Naturwiss. d. Wiss. Rates d. TH Otto von Guericke, Magdeburg.
- Hirata, T., Satoh, T. & Ito, K. (1987): Fractal structure of spatial distribution of microfracturing in rock. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **90**, 369-374.
- Hoek, E. (1968): Brittle failure of rock, in: *Rock mechanics in engineering practice*, K. G. Stagg and D. L. Zienkiewicz (eds), chap. 4, 99-124, John Wiley and Sons, London.
- Holcomb, D. J. (1992): Localization studies under triaxial conditions. In: *Rock Mechanics Proceedings of the 33rd U. S. Symposium*, J. R. Tillerson & W. R. Wawersik (eds), Balkema, Rotterdam.
- Holcomb, D. J. & Costin, L. S. (1986): Detecting damage surfaces in brittle materials using acoustic emissions. *J. Appl. Mech.* **108**, 536-544.
- Holcomb, D. J., Stone, C. M. & Costin, L. S. (1990): Combining acoustic emission locations and a microcrack damage model to study development of damage in brittle materials. *Rock Mech. Contr. and Challenges*, Hustrulid & Johnson (eds), Balkema, Rotterdam, 645-651.
- Holub, K. (1995): Space and time patterns of induced seismicity. *Mechanics of Jointed and Faulted Rock*, Rossmanith (ed.), Balkema, Rotterdam, 657-662.
- Hori, M. & Maro, E. (1995): Micromechanical analysis of anomalous behavior of b-value of rock. *Mechanics of Jointed and Faulted Rock*. Rossmanith (ed.), Balkema, Rotterdam, 85-90.
- Hubbert, M.K. (1937): Theory of scale models as applied to the study of geologic structures. *Bulletin of the Geological Society of America*, **48**, 1459-1520.
- Jaeger, J. C. & Cook, N.G.W. (1979): *Fundamentals of Rock Mechanics*, Chapman and Hall, London.
- Jansen, D. P., Carlson, S. R., Young, R. P. & Hutchins, D. A. (1993): Ultrasonic imaging and acoustic emission monitoring of thermally induced microcracks in Lac Du Bonnet Granite. *J. Geophys. Res.*, **98**, 22231-22243.
- Kaiser, J. (1953): Erkenntnisse und Folgerungen aus der Messung von Geräuschen bei Zugbeanspruchung von metallischen Werkstoffen. *Archiv für das Eisenhüttenwesen*, **24**, 43-45.
- Kasahara, K. (1981): *Earthquake mechanics*. Cambridge University Press, Earth Science Series.
- Kato, N., Yamamoto, K. & Hirasawa, T. (1994): Microfracture processes in the breakdown zone during dynamic shear rupture inferred from laboratory observation of near-fault high-frequency strong motion. *PAGEOPH*, Vol. **142**, # 3/4, 713-734.
- Kaye, B.H. (1994): Fractal geometry and the Mining Industry, a review. In: *Fractals and Dynamic Systems in Geoscience*, J.H. Kuhl (ed), Springer, Berlin, 233-245.
- Keppler, H., Leydecker, G. & Seidl, D. (1988): Seismic events from hydraulic fracturing in hot dry rock experiments, in: *Acoustic emission*, edited by J. Eisenblätter, 261-273.
- Knill, J. L., Franklin, J. A. & Malone, A. W. (1968): A study of acoustic emission from stressed rock. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. **5**, 87-121.
- Kranz, R. L., Satoh, T., Nishizawa, O., Kusunose, K., Takahashi, M., Masuda, K. & Hirata, A. (1990): Laboratory study of fluid pressure diffusion in rock using acoustic emissions. *J. Geophys. Res.*, **95**, 21593-21607.

- Kuhnt, W., Knoll, P. & Grosser, H. (1987): An attempt to estimate the damage in mines due to seismic events and rockbursts on the base of the determination of spectral source parameters. *Gerlands Beitr. Geophys.* **96**, 3/4, 311-319.
- Kulakov, G.I. & Yakovitskaya, G.E. (1993): Acoustic emission and stages of the crack-formation process in rock. *Fiziko-Tekhnicheskie Problemy Razrabotki Poleznykh Iskopaemykh*, **2**, 11-15.
- Kusunose, K., Lei, X., Nishizawa, O. & Satoh, T. (1991): Effect of grain size on fractal structure of acoustic emission hypocenter distribution in granitic rock. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **67**, 194-199.
- Kusunose, K. (1995): Fracture mechanics of rocks. *J. Phys. Earth*, **43**, 479-504.
- Kuwahara, Y., Yamamoto, K., Kosuga, M. & Hirasawa, T. (1985): Focal mechanisms of acoustic emission in Abukuma-Granite under uniaxial and biaxial compressions. *Tohoku Geophys. Journ.*, (Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5), Vol. **30**, #1, 1-14.
- Lajtai, E.Z., Carter, B.J. & Ayari, M.C. (1990): Criteria for brittle fracture in compression. *Engineering Fracture Mechanics* **37**, #1, 59-74.
- Lawn, B.R. (1993): Fracture of brittle solids. Cambridge University Press, 2nd edition.
- Lei, X., Nishizawa, O., Kusunose, K. & Satoh, T. (1992): Fractal structure of the hypocenter distributions and focal mechanism solutions of acoustic emission in two granites of different grain sizes. *J. Phys. Earth*, **40**, 617-634.
- Lei, X., Nishizawa, O. & Kusunose, K. (1993): Band-limited heterogeneous fractal structure of earthquakes and acoustic-emission events. *Geophys. J. Int.* **115**, 79-84.
- Liakopoulou-Morris, F., Main, I. G., Crawford, B. R. & Smart, B. G. D. (1994): Microseismic properties of a homogeneous sandstone during fault nucleation and frictional sliding. *Geophys. J. Int.*, **119**, 219-230.
- Liptai, R. G., Harris, D. O., Engle, R. B. & Tatro, C. A. (1971): Acoustic emission techniques in materials research. *International Journal of Nondestructive Testing*, Vol. **3**, 215-275.
- Livshits, L.D., Gavrilov, V.G. & Gvozdev, A.A. (1991): Energetics of brittle failure and acoustic emission. *Izvestiya, Earth Physics*, Vol. **27**, #12, 1056-1061.
- Lockner, D. (1993): The role of acoustic emission in the study of rock fracture, in: Special Issue of *Int. J. Rock Mech. Mining Sci.* devoted to 34th U. S. Rock Mechanics Symp., Madison, Wiscon., ed. by B. Haimson.
- Lockner, D. A. (1995): Rock failure, in: *Rock Physics and Phase Relations, A Handbook of Physical Constants*. AGU Reference Shelf **3**, 127-147.
- Lockner, D. & Byerlee, J. (1977a): Acoustic emission and fault formation in rocks, in: *Proceedings First Conference On Acoustic Emission/Microseismic Activity In Geologic Structures And Materials*, Pennsylvania, June 9-11, 1975, 87-98.
- Lockner, D. & Byerlee, J. D. (1977b): Hydrofracture in Weber Sandstone at high confining pressure and differential stress. *J. Geophys. Res.*, **82**, 2018-2026.
- Lockner, D. & Byerlee, J. D. (1980): Development of fracture planes during creep in granite, in: *Proceedings of the second conference on Acoustic Emission/ Microseismic Activity in Geologic Structure and Materials*, ed. H. R. Hardy, Jr. & F. W. Leighton, pp. 11-25, Trans Tech Publication, Clausthal.
- Lockner, D. & Byerlee, J.D. (1993): How geometric constraints contribute to the weakness of mature faults. *Nature* **363**, 250-252.
- Lockner, D. A. & Byerlee, J. D. (1995): Precursory AE patterns leading to rock fracture, in: *Proceedings, 5th Conference on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials*, Pennsylvania State University, June 11-13, 1991, H. R. Hardy (ed), Trans-Tech. Publications, Clausthal-Zellerfeld, Germany.
- Lockner, D. A. & Byerlee, J. D. (1992): Fault growth and acoustic emissions in confined granite. *Appl. Mech. Rev.* **45**(3), part 2, S165-S173.
- Lockner, D. A., Byerlee, J. D., Kuksenko, V., Ponomarev, A. & Sidorin, A. (1991): Quasi-static fault growth and shear fracture energy in granite. *Nature* **350**, 39-42.
- Lockner, D. A. & Madden, T. R. (1991): A multiple-crack model of brittle fracture; 1. Non-time-dependent simulations. *J. Geophys. Res.*, **96**, 19623-19642.
- Lockner, D. A. & Madden, T. R. (1991): A multiple-crack model of brittle fracture; 2. Time-dependent simulations. *J. Geophys. Res.*, **96**, 19643-19654.
- Lockner, D. A., Byerlee, J. D., Kuksenko, V., Ponomarev, A. & Sidorin, A. (1992): Observations of quasistatic fault growth from acoustic emissions. *Fault Mechanics & Transport Properties of Rocks*, B. Evans & T.-f. Wong (eds.), Academic Press, London, 524 pp.

- Lord, A. E. (1975): Acoustic emission, in: Physical acoustics, Principles and Methods, edited by W. P. Mason and R. N. Thurston, Vol. XI, 289-353.
- Lord, A. E. Jr. & Koerner, R. M. (1983): Acoustic emissions in geologic materials. *Journal of Acoustic Emission*, 2, 159-219, Los Angeles.
- Love, A. E. H. (1904): The propagation of wave motion in an isotropic solid medium, *London Math. Soc. proc. Ser. 2*, 291-344.
- Maeda, I. (1981): Spectral and source parameters of acoustic signals emitted by microcrack generation in a granite sample. *J. Phys. Earth*, 29, 241-253.
- Main, I. G. (1991): A modified Griffith criterion for the evolution of damage with a fractal distribution of crack lengths: application to seismic event rates and *b*-values. *Geophys. J. Int.* 107, 353-362.
- Main, I. G. (1992): Damage mechanics with long-range interactions: correlation between the seismic *b*-value and the fractal two-point correlation dimension. *Geophys. J. Int.* 111, 531-541.
- Main, I. G., Henderson, J. R., Meredith, P. G. & Sammonds, P. R. (1994): Self-organised criticality and fluid-rock interactions in the brittle field. *PAGEOPH*, 142 (3/4), 529-543.
- Main, I. G., Meredith, P. G. & Jones, C. (1989): A reinterpretation of the precursory seismic *b*-value anomaly from fracture mechanics. *Geophys. J.* 96, 131-138.
- Main, I. G., Meredith, P. G., Sammonds, P. R. & Jones, C. (1990): Influence of fractal flaw distributions on rock deformation in the brittle field, in: *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*, Knipe, R. J. & Rutter, E. H. (eds). *Geol. Soc. Spec. Publ.*, 54, 71-79.
- Main, I. G., Meredith, P. G. & Sammonds, P. R. (1992): Temporal variations in seismic event rate and *b*-values from stress corrosion constitutive laws. *Tectonophysics*, 211, 233-246.
- Malan, D. F. & Napier, J. A. L. (1995): Computer modelling of granular material microfracturing. *Tectonophysics*, 248, 21-37.
- Mansurov, V. A. (1994): Acoustic emission from failing rock behaviour. *Rock Mech. Rock Engng.* 27 (3), 173-182.
- Manthei, G. & Eisenblätter, J. (1993): Mikroakustische Messungen im Salzgestein. *Kali und Steinsalz*, Bd. 11, Heft 3/4, 94-101.
- Manthei, G., Eisenblätter, J. & Kühnicke, H. (1992): Bestimmung der Quellenparameter von SE-Quellen in Salzgestein mit der Methode des Momententensors, 9. Kolloquium Schallemission, Zittau, 126-137.
- Marder, M. & Fineberg, J. (1996): How things break. *Physics Today*, September, 24-29.
- Masuda, K., Mizutani, H., Yamada, I. & Imanishi, Y. (1987): Experimental study of strain-rate dependence and pressure dependence of failure properties of granite. *J. Phys. Earth*, 35, 37-66.
- Masuda, K., Mizutani, H., Yamada, I. & Imanishi, Y. (1988): Effects of water on time-dependent behavior of granite. *J. Phys. Earth*, 36, 219-313.
- Masuda, K., Nishizawa, O., Kusunose, K., Satoh, T., Takahashi, M. & Kranz, R. L. (1990): Positive feedback fracture process induced by nonuniform high-pressure water flow in dilatant granite. *J. Geoph. Res.*, 95, 21583-21592.
- Masuda, K., Nishizawa, O., Kusunose, K. & Satoh, T. (1993): Laboratory study of effects of in situ stress state and strength on fluid-induced seismicity. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* 30, 1-10.
- Masuda, K., Satoh, T., Nishizawa, O. & Kusunose, K. (1995): Source duration time of water triggered seismicity as derived from pulse width analysis: An experimental study. *EOS*.
- Maus (1996): Sprechende Steine, Sendung mit der Maus, ARD 3. November.
- Michalske, T.A. & Freiman, S.W. (1981): A molecular interpretation of stress corrosion in silica. *Nature* 295, 511-512.
- Meglis, L., Chow, T. M. & Young, R. P. (1995): Progressive microcrack development in tests on Lac du Bonnet Granite-I. Acoustic emission source location and velocity measurements. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol. 32, # 8, 741-750.
- Menendez, B., Zhu, W. & Wong, T.-F. (1996): Micromechanics of brittle faulting and cataclastic flow in Berea sandstone. *J. Struct. Geol.*, 18 (1), 1-16.
- Meredith, P. G., Main, I. G. & Jones, C. (1990): Temporal variations in seismicity during quasi-static and dynamic rock failure. *Tectonophysics*, 175, 249-268.
- Mogi, K. (1962a): Study of elastic shocks caused by the fracture of heterogeneous materials and its relations to earthquake phenomena. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 40, 125-173.
- Mogi, K. (1962b): Magnitude-frequency relation for elastic shocks accompanying fractures of various materials and some related problems in earthquakes, 2. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 40, 831-853.

- Mogi, K. (1968): 53. Source locations of elastic shocks in the fracturing process in rocks (1). *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **46**, 1103-1125.
- Mogi, K. (1972): Fracture and flow of rocks. *Tectonophysics*, **13** (1-4), 541-568.
- Montoto, M., Suarez del Rio, L. M., Khair, A. W. & Hardy, H. R., Jr. (1984): AE in uniaxially loaded granitic rocks in relation to their petrographic character. *Proceedings of the Third conference; Acoustic emission/microseismic activity in geologic structures and materials*, Hardy H. R., Jr. & Leighton, F. W. (eds), Pa. State Univ., University Park, PA, United States, 83-100.
- MTS (1994): Model 815, Rock and Concrete Mechanics Testing System, Publication Number 815.01-3.
- Nakano, H. (1923): Notes on the nature of the forces give rise to the earthquake motions. *Seism. Bull. Contr. Met. Obs. Japan*, **1**, 92-120.
- Nishizawa, O., Onai, K. & Kusunose, K. (1985): Hypocenter distribution and focal mechanism of AE events during two stress stage creep in Yugawara Andesite. *PAGEOPH*, **122**, 36-46.
- Nishizawa, O. & Noro, H. (1990): A self-exciting process of acoustic emission occurrence in steady creep of granite under uniaxial stress. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1521-1524.
- Obert, L. (1941): Use of subaudible noise for the prediction of rock bursts. RI 3555, US Bureau of Mines.
- O'Connell, R.J. & Budiansky, B. (1974): Seismic velocities in dry and saturated cracked solids. *J. Geophys. Res.*, **79**, 5412-5426.
- Oda, H., Koami, H. & Seya, K. (1989): Effect of occurrence rate of acoustic emissions on their statistical behavior. *PAGEOPH*, Vol. **130**, #1, 5-29.
- Ohnaka, M. & Mogi, K. (1982): Frequency characteristics of acoustic emission in rocks under uniaxial compression and its relation to the fracturing process to failure. *J. Geophys. Res.*, Vol. **87**, 3873-3884.
- Ohnaka, M. (1992): Earthquake source nucleation: a physical model for short-term precursors. *Tectonophysics*, **211**, 149-178.
- Ohtsu, M. (1989): Source kinematics of acoustic emission based on a moment tensor. *NDT*, **22**, #1, 14-20.
- Ohtsu, M. (1991): Simplified moment tensor analysis and unified decomposition of acoustic emission source: Application to in situ hydrofracturing test. *J. Geophys. Res.*, Vol. **96**, #4, 6211-6221.
- Paterson, M.S., (1978): *Experimental rock deformation - The brittle field*. Springer-Verlag, Berlin.
- Peng, S. & Johnson, A. M. (1972): Crack growth and faulting in cylindrical specimens of Chelmsford granite. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. **9**, 37-86.
- Pratt, H.R., Black, A.D., Brown, W.S. & Brace, W.F. (1972): The effect of specimen size on the mechanical properties of unjointed diorite. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, **9**, 513-529.
- Press, W.H., Flamery, B.P., Tenkolsky, S. & Vetterling, W.T. (1987): *Numerical Recipes*. Cambridge University Press.
- Rao, M. V. M. S. & Kusunose, K. (1995): Failure zone development in andesite as observed from acoustic emission locations and velocity changes. *Physics Earth Planetary Interiors* **88**, 131-143.
- Read, M. D., Ayling, M. R., Meredith, P. G. & Murrell, S. A. F. (1995): Microcracking during triaxial deformation of porous rocks monitored by changes in rock physical properties, II. Pore volumetry and acoustic emission measurements on water-saturated rocks. *Tectonophysics*, **245**, 223-235.
- Reches, Z. & Lockner, D. A. (1994): Nucleation and growth of faults in brittle rocks. *J. Geophys. Res.*, **99**, 18159-18173.
- Riedel, H. (1993): Fracture Mechanisms. In: *Materials Science and Technology*, R. W. Cahn, P. Haasen and E. J. Kramer (eds). VCH Weinheim, Vol. **6**, 565-633.
- Rieger, J. (1994): Scherben für die Physik - Die Suche nach einem übergeordneten Bruchgesetz. *Frankfurter Allgemeine Zeitung, Natur und Wissenschaft*, 12. Januar.
- Rummel, F. (1974): Brittle fracture of rocks. *Rock Mechanics, Courses and Lectures*. ICMS Udine, Springer, # **165**, 85-94.
- Rummel, F., Alheid, H. J. & Frohn, C. (1978): Dilatancy and fracture induced velocity changes in rock and their relation to frictional sliding. *PAGEOPH*, Vol. **116**, 743-764, Birkhäuser Verlag, Basel.
- Sahimi, M. (1992): Brittle fracture in disordered media: from reservoir rocks to composite solids. *Physica A* **186**, 160-182..

- Sammonds, P. R., Ayling, M. R., Meredith, P. G., Murrell, S. A. F. & Jones, C. (1989): A laboratory investigation of acoustic emission and elastic wave velocity changes during rock failure under triaxial stresses. *Rock at Great Depth*, Maury & Fourmaintraux (eds), Balkema, Rotterdam, 233-240.
- Sammonds, P. R., Meredith, P. G. & Main, I. G. (1992): Role of pore fluids in the generation of seismic precursors to shear fracture. *Nature*, Vol. **359**, 228-230.
- Sano, O., Ito, I. & Terada, M. (1981): Influence of strain rate on dilatancy and strength of Oshima Granite under uniaxial compression. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9299-9311.
- Santos, E., López, R., Gutiérrez-Solana, F. & González, J. (1994): Acoustic emission as a support in the identification of stress corrosion cracking mechanism. *European Conference on Fracture 10 - Structural Integrity: Experiments, Models and Applications*. DMV, Berlin, 205-210.
- Satoh, T., Nishizawa, O. & Kusunose, K. (1990): Fault development in Oshima Granite under triaxial compression inferred from hypocenter distribution and focal mechanism of acoustic emission. *Tohoku Geophys. Journ.*, **33**, 241-250.
- Schmidt-Mumm, A. (1991): Low-frequency acoustic emission from quartz upon heating from 90 to 610 °C. *Phys. Chem. Miner.* **17**(6), 545-553.
- Schofield, B. H. (1961): Acoustic emission under applied stress, ARL 150 (AD 274 484). Aeronautical Research Laboratory, Office of Aerospace Research, U. S. Air Force (can be obtained from National Technical Information Service, 5285 Port Royal Road, Springfield, Va. 22151).
- Scholz, C. H. (1968): The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **58**, 399-415.
- Scholz, C. H. (1990): *The mechanics of earthquakes and faulting*. Cambridge University Press, New York, USA.
- Scholz, C. H. (1996): Faults without friction, *Nature*, Vol. **381**, 556-557.
- Scott, I. G. (1991): Basic acoustic emission, in: *Nondestructive Testing Monographs and Tracts*, Vol. 6, W. J. McGonagle (ed). Gordon and Breach Science Publishers, New York.
- Scott, D. R. (1996): Seismicity and stress rotation in a granular model of the brittle crust. *Nature*, Vol. **381**, 592-595.
- Shah, K. R. & Labuz, J. F. (1995): Damage mechanisms in stressed rock from acoustic emission. *J. Geophys. Res.*, Vol. **100**, # B8, 15527-15539.
- Shimada, M. & Cho, A. (1990): Two types of brittle fracture of silicate rocks under confining pressure and their implications in the earth's crust. *Tectonophysics*, **175**, 221-235.
- Silberschmidt, V. V. (1996): Fractal approach in modelling of earthquake. *Geol. Rundschau* **85**, 116-123, Springer Verlag.
- Sondergeld, C. H. (1981): Desirable sample dimensions for detailed acoustic emission studies. *Geophys. Res. Let.*, **8**, 695-697.
- Sondergeld, C. H. & Estey, L. H. (1981): Acoustic emission study of microfracturing during the cyclic loading of Westerly Granite. *J. Geophys. Res.*, **86**, 2915-2924.
- Sondergeld, C. H. & Estey, L. H. (1982): Source mechanisms and microfracturing during uniaxial cycling of rock. *PAGEOPH*, Vol. **120**.
- Spetzler, H. & Mizutani, H. (1987): Predicting failure in rocks and its implications for predicting earthquakes. *Tectonophysics* **138**, 109-113.
- Stein, R.S., King, G.C.P. & Lin, J. (1994): Stress triggering of the 1994 M=6.7 Northridge, California, earthquake by its predecessors. *Science* **265**, 1432-1435.
- Steffler, E.A., May, G.B. & Epstein, J.S. (1992): Energy dissipation processes affecting crack growth in quasibrittle materials. *Rock Mechanics*, Tillerson & Wawersik (eds), Balkema, Rotterdam, 837-846.
- Tischendorf, G., Geisler, M., Gerstenberger, H., Budzinski, H. & Vogler, P. (1987): Geochemie der variszischen Granite des Westerzgebirges/Vogtland-Ein Beispiel für zinnlagerstättengenerierende Granite. *Chem. Erde* **46**, 213-235.
- Tomilin, N. G., Damaskinskaya, E. E. & Kuksenko, V. S. (1994): Formation of a fracture focus during the deformation of heterogeneous materials (granite). *Phys. Solid State* **36** (10), 1649-1653.
- Turcotte, D.L. (1992): *Fractals and chaos in geology and geophysics*. Cambridge University Press, New York.
- Underwood, E. (1970): *Quantitative stereology*. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts.
- Voyiadjis, G.Z & Abu-Lebdeh, T.M. (1993): Damage model for concrete using bounding surface concept, *Journal of Engineering Mechanics* **119** (9), 1865-1885.

- Wagner, F. C. Zang, A. & Dresen, G. (1995): State of damage in dry and wet deformed sandstone by laboratory study of acoustic emissions. *Mechanics of Jointed and Faulted Rock*. Rossmanith (ed), Balkema, Rotterdam, 463-467.
- Wong, T.-f., Szeto, H. & Zhang, J. (1992): Effect of loading path and porosity on the failure mode of porous rock. *Appl. Mech. Rev.* **45**, 281-293.
- Wulff, A-M. (1995): Absorptionsmechanismen bei Ultraschallwellen in fluidhaltigen Sandsteinen unter verschiedenen Druckbedingungen. *Berliner Geowissenschaftliche Abhandlungen B24*, Selbstverlag Fachbereich Geowissenschaften, FU Berlin, 167 pp.
- Wyllie, M.R.J., Gregory, A.R. & Gardner, L.W. (1956): Elastic wave velocities in heterogenous and porous media. *Geophysics* **21** (1), 41-70.
- Yanagidani, T., Ehara, S., Nishizawa, O., Kusunose, K. & Terada, M. (1985): Localization of dilatancy in Ohshima Granite under constant uniaxial stress. *J. Geophys. Res.*, Vol. **90**, # B8, 6840-6858.
- Yingzhi, L. & Hills, D. A (1991): The Hertzian cone crack. *Journal of Applied Mechanics*, Vol. **58**, 120-127.
- Young, R. P. (1993): Seismic methods applied to rock mechanics. *ISRM News Journal*, Vol. 1, #3, 4-18.
- Zang, A. (1995): *MicroQuakes*. VHS-Film, GFZ Potsdam, 16 min.
- Zang, A. & Berckhemer, H. (1993): Classification of crystalline drill cores from the KTB deep well based on strain, velocity and fracture experiments. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* **30**, #4, 331-342.
- Zang, A. & Stöckl, H. (1991): Numerical study on crack evolution in diagenetically consolidated sandstones. *J. Geophys. Res.* **96**, 10039-10048.
- Zang, A., Wagner, F. C. & Dresen, G. (1996): Acoustic emission, microstructure, and damage model of dry and wet sandstone stressed to failure. *J. Geophys. Res.* **101**, B8, 17507-17521.
- Zang, A. & Wong, T.-F. (1995): Elastic stiffness and stress concentration in cemented granular material. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* Vol. **32**, #6, 563-574.
- Zaslavsky, Y.M. (1989): Theory of acoustic emissions from propagating cracks. *Izvestiya, Earth Physics*, Vol. **25**, #10, 854-856.
- Zavyalov, A. D. & Sobolev, G. A. (1988): Analogy in precursors of dynamic events at different scales. *Tectonophysics*, **152**, 277-282.
- Zhang, J., Wong, T.-F., Yanagidani, T. & Davis, D. M. (1990): Pressure-induced microcracking and grain crushing in Berea and Boise sandstones: acoustic emission and quantitative microscopy measurements. *Mech. Mat.* **9**, 1-15.
- Zou, D.H. & Miller, H.D.S. (1991) Simulation of microseismic emission during rock failure, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* **28**, #4, 275-284.
- Zschau, J. (1996): Seismolap - Ein Schritt in Richtung Erdbebenvorhersage? *Geowissenschaften* **14**, Heft 1, 11-17.

8. Anhang

Im Anhang wird zuerst das Ergebnis der Literaturrecherche von Kapitel 1 vorgestellt (Kap. 8.0). Die vier nachfolgenden Veröffentlichungen (Kap. 8.1 bis 8.4) sind eng verknüpft mit dem Thema dieser Arbeit und wurden bereits in internationalen Fachzeitschriften publiziert. In Kapitel 8.5 werden die verwandten Symbole zusammengefaßt.

8.0 Ergebnis der Literaturrecherche

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Literaturrecherche gemäß Arbeitstitel mit drei Hauptschlagworten (Akustische Emission (AE= acoustic emission), Sprödbruch (BF= brittle fracture) und Gestein (R= rock)) in fünf Datenbanken durchgeführt. Als Zusatzschlagworte treten Felsmechanik (RM= rock mechanics) und Mikrobruchbildung (MF= microfracturing) auf. Das Ergebnis aufgelistet nach Schlagwort- und Datenbankkombinationen zeigt Tabelle 1.1. Die Gesamtausbeute der acht Einzelrecherchen beläuft sich auf 1277 Treffer. Unter Treffer versteht man einen Artikel, dessen Text die gesuchte Schlagwortkombination birgt. Das Eliminieren von Vielfachtreffern und die kritische Prüfung der Artikel-Zusammenfassung (abstract), führt zu einer Reduktion auf 302 relevante Publikationen. Von diesen wurden 92 über die Bibliothek des GeoForschungsZentrums (GFZ) und 48 per Fernleihe beschafft. Die Literaturzitate der Recherche können über die WorldWideWeb-Homepage des GFZ (<http://www.gfz-potsdam.de/welcome.html>) im Projektbereich 3.2 abgerufen werden.

Filename	Datum	Schlagworte (key words)	Datenbanken	Treffer	Abstract Relevanz	GFZ	Fern- leihe
rockme	08.03.1994	AE+RM	GR	209	37	18	11
rockme-up	14.05.1995	AE+RM	GR+IS+PY	87	14	2	3
96-088-2	13.03.1996	BF+MF+R	GR+IS	7	3	2	1
96-088-4	13.03.1996	BF+R	GR+IS	150	25	7	9
96-088-5	15.03.1996	AE+BF+R	GR+IS	10	0	0	0
96-115-1	06.05.1996	AE+R	GL	76	32	11	2
96-115-4	06.05.1996	AE+R	IS+IP+SI	264	81	31	12
96-115-5	06.05.1996	AE+R	GR	474	110	21	10
Total:				1277	302	92	48

Keywords: AE=Acoustic Emission, BF=Brittle Fracture, MF=MicroFracturing, RM=Rock Mechanics, R=Rock.
Datenbanken: GR=GeoRef, IS=Inspecc, PY=Phys, GL=GeoLine, IP=InsPhys, SI=SciSearch.

Tab. A1: Literaturrecherche-Ergebnis zum Thema "AE beim Sprödbruch von Gestein"

Basierend auf dem Inhalt der 140 erworbenen Arbeiten zum Thema "AE beim Sprödbruch von Gestein" lassen sich fünf Forschungsschwerpunkte katalogisieren (vgl. Kap. 1.1).

8.1 Publikation 1

Zang, A. & Stöckl, H. (1991): Numerical study on crack evolution in diagenetically consolidated sandstones. *J. Geophys. Res.* **96**, 10039-10048.

8.2 Publikation 2

Zang, A. & Berckhemer, H. (1993): Classification of crystalline drill cores from the KTB deep well based on strain, velocity and fracture experiments. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* **30**, #4, 331-342.

8.3 Publikation 3

Zang, A. & Wong, T.-F. (1995): Elastic stiffness and stress concentration in cemented granular material. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* Vol. **32**, #6, 563-574.

8.4 Publikation 4

Zang, A., Wagner, F. C. & Dresen, G. (1996): Acoustic emission, microstructure, and damage model of dry and wet sandstone stressed to failure. *J. Geophys. Res.* **101**, B8, 17507-17521.

8.5 Nomenklatur

\underline{b} = Verschiebungsvektor

u = Verschiebungsfeld

$Q(t-r/v)$ = Zeitverlauf des Quellmoments

t = Zeit

r = Abstand Quelle - Meßpunkt

v = Schallgeschwindigkeit

$F(r)$ = Funktion für Amplituden- und Laufzeitverhalten

$G(\varphi, \theta)$ = Abstrahlcharakteristik

ΣN = Ereignissumme

dN/dt = Emissionsrate

A = Amplitude

f = Frequenz ($=N_{rdc}/T$)

E = Energie

dE/dt = Energierate

t_a = Anfangszeitpunkt einer AE (erste Triggerüberschreitung)

t_e = Endzeitpunkt einer AE (letzte Triggerüberschreitung)

$T=t_a-t_e$ Signaldauer

σ_e = Spannung bei Beginn der inelastischen Verformung

σ_p = kritische Bruchspannung

σ_{max} = maximale Bruchspannung

N_{rdc} = Überschwingungen (ring down counts)

A_J = Erstamplitude

A_{max} = Maximalamplitude

t_R = Anstiegszeit von t_a bis A_{max} (rise time)

N = Anzahl der Ereignisse

M = Magnitude

b = b -Wert der Magnituden-Häufigkeitsverteilung

$\Sigma\sqrt{E}$ = Summierte Wurzelenergie

$X(\omega)$ = Filtereingang

$Y(\omega)$ = Filterausgang

$F(\omega)$ = Übertragungsfunktion

$F_{tot}(\omega)$ = Übertragungsfunktion einer Filterkette

\varnothing = Durchmesser

L = Länge

U_z = Vertikalverschiebung

f_o = Resonanzfrequenz
 x, y, z = Koordinatensystem zur AE-Ortung
 E^* = Puls-Energieäquivalent
 Δt = Differenzzeit zwischen zwei Signalen
 L_a = Kornlangachse
 L_b = Kornkurzachse
 $d = (L_a - L_b)/2$ = mittlerer Korndurchmesser
 ϵ_c = kritische Deformation beim Sprödbbruch
 L_A = kumulative Makrobruchlänge pro Flächeneinheit
 S_V = kumulative Mikrorißlänge pro Volumeneinheit

A, B, C, D = ausgewählte Punkte im Lastpfad
 ϵ_{max} = Deformation bei σ_{max}
 ϵ_{fin} = Finaldeformation am Ende des Experiments
 E = Elastizitätsmodul
 E_o = E bei Nullkraft
 L/\varnothing = Verhältnis von Länge zu Durchmesser der Probenzylinder
 v_p = Kompressionswellengeschwindigkeit
 dv/v_o = relative Geschwindigkeitsänderung
 v_o = Geschwindigkeit der undeformierten Probe
 K = Kraft
 sat = Sättigungsgrad mit destilliertem Wasser
 W = mechanische Deformationsenergie
 W_c = akkumulierte Deformationsenergie beim Bruch
 W_{ela} = elastische Deformationsenergie
 W_{inela} = inelastische Deformationsenergie
 $s = U_z$ = Vertikalverschiebung

A_s = Schwellwertamplitude für Ersteinsatzpicken
 A_o = Herdamplitude der AE
 $C(r)$ = Korrelationsintegral (Hirata et al. 1987)
 (p_i, p_k) = Paar von AE-Hypozentren
 $N(R < r)$ = Zahl von Hypozentrumspaaren in Kugel mit Radius r
 A_{max} = mittlere Maximalamplitude einer AE
 D = fraktale Dimension
 T_{res} = Laufzeitresiduum
 R_{res} = Ortsresiduum
 A_o = mittlere Herdamplitude

A_I = mittlere Erstampplitude

E^*_{cum} = kumulative E^* -Werte

E^*_{cum}/AE = kumulative E^* -Werte pro Emission

f_{cum}/AE = kumulative f -Werte pro Emission

E_{eff} = effektiver Elastizitätsmodul

A_{cem} = Zementationsfläche

E_{cem} = Elastizitätsmodul des Zements

E_g = Elastizitätsmodul des Korns

G = Energiefreisetzungsrate

G_{tl} = G -Testlevel (Druckkraftäquivalent)

L = Modellprobenlänge

L_o = Korneinheitlänge

N_c = Reißanzahl

c_{max} = maximale Reißlänge

9. Erklärung

Ich erkläre hiermit erstens, daß ich die vorliegende Habilitationsschrift "Akustische Emissionen beim Sprödbbruch von Gestein" selbständig verfaßt und zu ihrer Anfertigung keine anderen als die im Text angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Zweitens erkläre ich, daß ich die abgegebene oder eine andere Habilitationsschrift bisher noch an keiner anderen Stelle zwecks der Erlangung des akademischen Grades "Dr. rer. nat. habil." eingereicht habe.

Potsdam, den 10.02.1997

APW ZAG